

Annalen
der
Meteorologie
(Neue Folge)

Nr. 6

DK 551.5 : 061.3

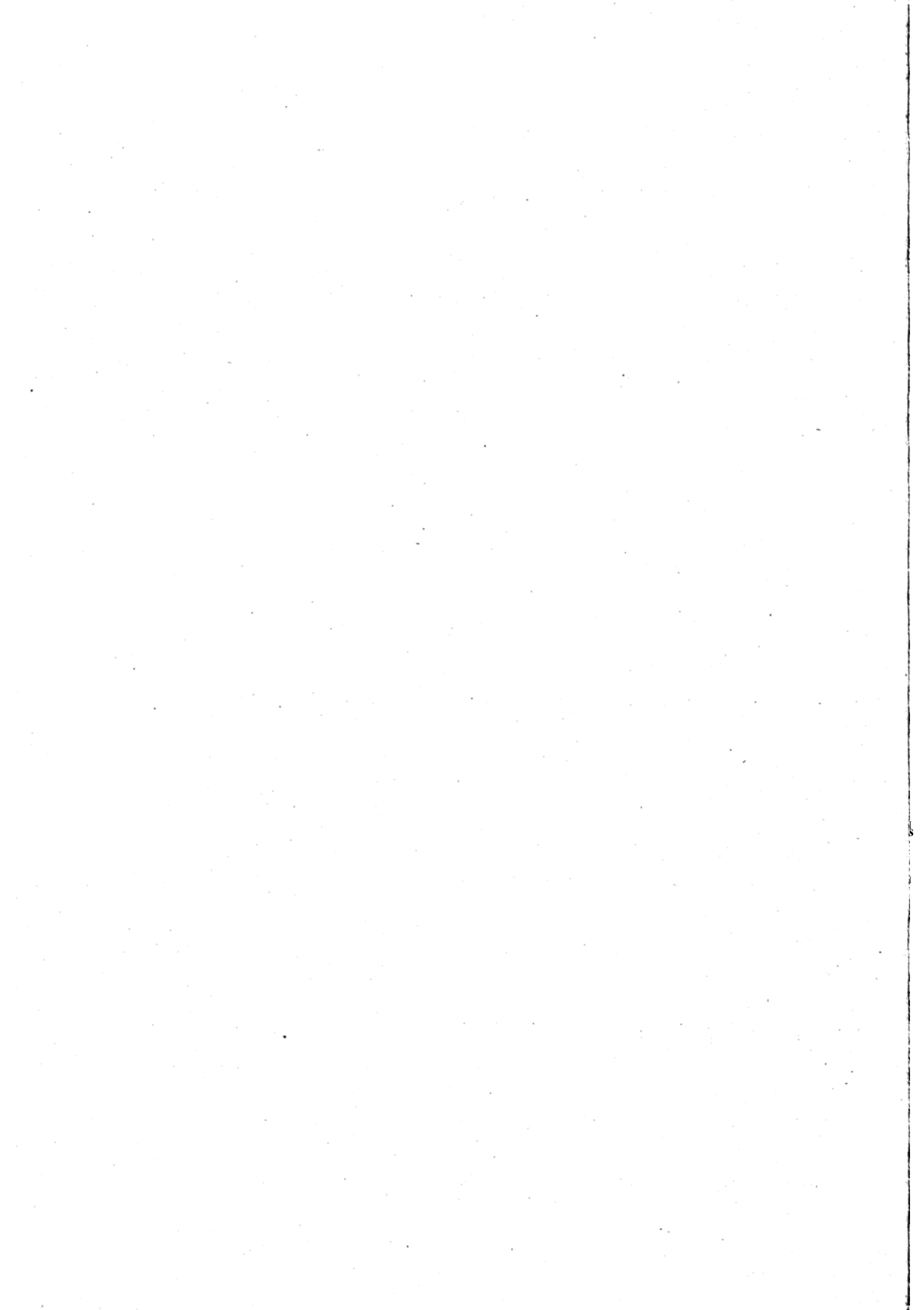
Meteorologische Vorträge
gehalten auf der 36. Physikertagung 1971 Essen

Gemeinsame Tagung der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
und des
Verbandes Deutscher Meteorologischer Gesellschaften
vom 27. September bis 2. Oktober

Offenbach a. M. 1973
Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

Es muß lauten:

Seite Spalte Absatz Zeile				Seite Spalte Absatz Zeile			
1	(Innentitel)	OK 551.5(09)(430.1-43.5)		24	li.	2	3 ... "Almanach ...
4	li.	4 1 3.) ...		25	re.	2	2 ... notiert ...
4	li.	1. Einleitung		25	re.	3	18 ... Witterungsbeobachtungen ...
5	li.	3 ... Dendrochronologie ...		25	re	5	7 ... gelegen ...
6	li.	1 2 ... ferner ...		26	li.	3	17 ... hochgestellte ...
6	li.	6 5 ... für Menschen ...		26	li.	4	6 ... umgebauten ...
7	li.	33 7 ... der badischen ...		26	li.	7	10 ... berücksichtigten ...
9	re.	5 2/3 ... Schaffhausen ...		27	re.	2	4 ... Beobachtungszeitraumes
9	re.	5 4 ... Hochstand ...		27	re.	3	4 ... Waagschale ...
13	li.	3 4 ... der schweizerische ...		28	li.	3	3 ... angegebenen ...
13	li.	5 6/7 ... südwestdeutschen ...		28	li.	7	1 Erfreulicherweise ...
13	re.	6 6 ... Wetterbeobachtungen ...		30	re.	3	8 ... verstandenen ...
20	re.	1 4 ... 1513 - 1531 ...		31	re.	2	5 ... Elsaß ...
20	re.	3 7 ... südwestdeutscher ...		31	re.	7	8 ... bezeichnet ...
21	li.	6 4 ... heute ...		31	re.	7	11 ... astrologische ...
21	re.	2 4 ... Reformator ...		32	li.	2	2 ... im Jahre ...
21	re.	4 6 ... rechtfertigen ...		33	li.	3	1 ... Beobachtungen ...
21	re.	4 16 ... als daß sie ...		33	li.	3	3 ... Benediktinerkloster ...
22	li.	6 2/3 ... jahrhundertalten ...		34	li.	3	2 ... zu Aufzeichnungen ...
22	li.	6 9 ... theologischen Fakultät ...		34	re.	5	6 ... der Ephemeriden ...
22	re.	4 6 ... "Almanach nova, ...		35	li.	2	10 ... 7.12.1558 ...
22	re.	4 8 ... Württembergischen		35	re.	2	1/2 ... voneinander abgegrenzte ...
23	re.	2 1 ... Witterungsaufzeichnungen ...		36	li.	4	6 ... meteorologischem ...
23	re.	4 5 ... "Almanach nova, ...		36	li.	7	2 ... in einem ...
23	re.	5 1/2 ... Stuttgarter Landesbibliothek ...		36	re.	5	1 ... zusätzlicher Fakten ...



Inhalt

	Seite
Zur Einführung	7
FLOHN, H.: Laudatio zur Verleihung der Alfred-Wegener-Medaille an K.-H. HINKEL-MANN	9
 Plenarvorträge	
HINKELMANN, K. H.: Stand und Möglichkeiten der numerischen Wettervorhersage ..	11
BOLLE, A. J.: Strahlungshaushalt der Atmosphäre nach Satellitenmessungen	25
FORTAK, H.: Physikalische Probleme der Luftverschmutzung	35
BROCKS, K.: Wechselwirkung Ozean—Atmosphäre	47
FLOHN, H.: Natürliche und anthropogene Klimamodifikationen	59
 Übersichts- und Kurzvorträge	
Numerische Wettervorhersage und verwandte Probleme der Synoptik	
REISER, H.: Probleme der numerischen Wettervorhersage (Übersichtsvortrag)	67
FISCHER, G.; HEISE, E.; RENNER, V.: Zyklogenese in numerischen Modellen	71
BUSCHNER, W.: Über den Wert barokliner Vorhersagekarten für die Wetterprognose in Mitteleuropa	75
KOHLSCHE, K.: Ein Beitrag zur Frage der Entstehung von Abweichungen vom geostrophischen Wind	81
LAUBE, M.: Über einen Zusammenhang zwischen der Reibung an der Erdoberfläche und Feuchtigkeit an der Obergrenze der Reibungsschicht	87
FLATTERY, TH. W.: Spectral meteorological analysis and prediction with Hough functions (Abstract)	90
KÄSTNER, A.: Die im Deutschen Wetterdienst benutzten Verfahren zur numerischen Analyse von meteorologischen Feldern (Zusammenfassung)	90
EGGER, J.: Mindestgröße von Gebirgen, die in numerischen Vorhersagemodellen berücksichtigt werden können (Zusammenfassung)	90
 Allgemeine Probleme der Meteorologie	
WARNECKE, G.: Allgemeine Probleme der Meteorologie (Übersichtsvortrag)	91
FETT, W.: Notwendigkeit systemanalytischer Betrachtungsweisen in der Meteorologie	97
FORTAK, H.: Prinzipielle Grenzen der deterministischen Vorhersagbarkeit atmosphärischer Prozesse	111
BREUER, L. J.: Das Wetterradar als wichtiges und preiswertes meteorologisches Meßgerät und als Baustein eines Niederschlags-Meßnetzes der Zukunft	121
FETT, W.: Ökonomische Meßzeitverteilung meteorologisch abhängiger Größen (Ein informationstheoretisches Modell)	131
GHAZI, A.: Zirkulation der Planetenatmosphären	139
 Meteorologische Probleme der Luftverschmutzung	
GEORGII, H. W.: Fragen globaler Luftverunreinigung (Übersichtsvortrag)	147
JOST, D.: Zur Ausbreitung von Luftbeimengungen über Industriegebieten	151
PAŠIĆ, H.: Verbreitung der Luftverunreinigungen in Sarajevo bei verschiedenen Wittertypen	157
NEUWIRTH, R.: Einfluß der Wetterlagen auf die Staubbelastung an Kurorten	161
KALLER, R. S.: Meßwertverarbeitung bei kontinuierlich registrierenden Systemen zur Schadstoffanalyse	165
WACHTER, H.: Schadstoffdosen oberhalb verschiedener Konzentrationsschwellen (Zusammenfassung)	168
 Atmosphärische Grenzschicht (Meer und Land)	
KLUG, W.: Struktur der atmosphärischen Grenzschicht (Übersichtsvortrag)	169
BERZ, G.: Die Abhängigkeit des turbulenten Diffusionskoeffizienten von der thermischen Schichtung	173
PAFFRATH, D.: Bestimmung des vertikalen Austauschoeffizienten in der freien Atmosphäre mit dem Flugzeug	177
KAHLIG, P.: Über eine Modifikation der Ekman-Theorie stationärer Driftströme	181

	Seite
MÜLLER-GLEWE, J.: Ein neues Meßgerät für den turbulenten Wärmefluß	187
WIPPERMANN, F.: Vertikalprofile des Austauschkoefizienten in einer barotropen planetarischen Grenzschicht (Zusammenfassung)	190
ETLING, D.: Einfluß der thermischen Schichtung auf die Stabilität einer EKMANSchen Grenzschichtströmung (Zusammenfassung)	190
HASSE, L.: Über den Zusammenhang zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind auf See (Zusammenfassung)	190
GRIMM, E.: Turbulenzspektren in der Prandtl-Schicht (Zusammenfassung)	191
LORENZ, D.: Die Verteilung der Wassertemperatur der Nordsee an der Grenzschicht Meer-Atmosphäre auf Grund von Flugzeugmessungen (Zusammenfassung)	191
WACHTER, H.: Analyse rascher Schwankungen der Lufttemperatur (Zusammenfassung)	192
FIEDLER, F.: Modellrechnungen zur Ekman-Schicht (Zusammenfassung)	192
ROTH, R.: Turbulenzspektrum und vertikales Windprofil (Zusammenfassung)	192
 Atmosphärische Zirkulation	
FISCHER, G.: Numerische Modellrechnungen und Beobachtungen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation (Übersichtsvortrag — als Zusammenfassung)	193
REUTER, H.; PICHLER, H.: Die Bestimmung von Scale-Parametern zur Charakterisierung großräumiger Zirkulationsformen	195
LA VALLE, L.; CAPONIGRO, R.: Sources and sinks of wind vorticity at 500 mb over the whole globe	197
CONTE, M.; MONTALTO, M.; URBANI, M.: A quasi-biennial rhythm of long lasting blocking systems over the Euro-Atlantic sector	207
HANTEL, M.: Der Entrainmentmechanismus — eine Parametrisierung vertikaler Eigenschaftstransporte	211
DUNST, M.: Physikalische Modellversuche zur Dynamik des Strahlstroms	217
RUDLOFF, W.: Die globale atmosphärische Zirkulation im IGJ 1957—1958 und ihr Einfluß auf die Erdrotation	221
KAUFELD, L.: Globale Luftdruckschwankungen und die südhemisphärische Westdrift ..	225
EBEL, A.: Jahreszeitliche Änderung der großräumigen Zirkulation im Bereich der Mesopause und unteren Thermosphäre	229
BRUCH, H.: Eine verbindliche Klassifikation großräumiger Druckgebilde als Hilfsmittel zur Beurteilung der Lage und Höhe von Strahlstromachsen in den gemäßigten Breiten ..	233
HARTMANNSGRUBER, R.: Vertikales Ozonprofil und Änderungen im troposphärischen Wettergeschehen	237
MÜLLER, E.: Ein Weg zur numerischen Simulation der Cumulonimbus-Konvektion (Zusammenfassung)	241
DEFANT, Fr.: Energetik der Hamburger Sturmflut-Wetterlage vom Februar 1962 (Zusammenfassung)	241
 Radio-, Radar- und Lidarmeteorologie	
JESKE, H.: Radio-, Radar-, Lidarmeteorologie (Übersichtsvortrag)	243
PREUSS, E.: Optische Interferenzerscheinungen an Regentropfenspektren	247
BORCHARDT, H.: Die technische Problematik bei Lidarmessungen in der Atmosphäre ..	253
RÖSSLER, J.: Über verschiedene Methoden zur Trennung von Rückstreuung und Extinktion bei Lidarsignalen aus der unteren Atmosphäre	257
WERNER, CH.: Über die Möglichkeit der Bestimmung der relativen Feuchte durch Lidar-Messungen in der Atmosphäre	261
FRÜCHTENICHT, H. W.: Wellenleitereffekte über See bei kurzen Richtfunkstrecken im cm-Band	267
FEHLHABER, L.: Indirekte Messung troposphärischer Geschwindigkeiten mit Pulsradar oder Funkstrecken	273
SEEHARS, H. D.: Ausbreitungsmessungen im cm-Bereich über See als Hilfsmittel zur Untersuchung der Windschichtung in der Troposphäre (Experimente mit schwenkbaren Antennensystemen)	277
ATTMANNSPACHER, W.: Grundsätzliche Probleme und Möglichkeiten der quantitativen Flächenniederschlagsmessung mittels Radar	283
SCHUSTER, H.; SALBREITER, H.; KIRCHSCHLAGER, E.: Die quantitative Bestimmung von Niederschlagsdichten mit Hilfe digitaler Meßwerterfassung und -verarbeitung von Wetterradardaten	289
BREUER, L. J.; SCHEIDTMANN, E.; RUPRECHT, E.: Messung der Beziehung zwischen Radarreflektivität und Niederschlagsrate mit einem speziell entwickelten Radarsystem in Bonn	293

	Seite
RUPRECHT, E.; BREUER, L. J.; SCHEIDTMANN, E.: Vergleichende Untersuchung der in Bonn gemessenen Radarreflektivitäten, Regen-Intensitäten und Tropfenspektren ..	299
ATTMANNSPACHER, W.; RIEDL, J.: Neuentwicklung einer digitalen Niederschlagsmeßanlage (Zusammenfassung)	303
 Strahlung und Satellitenmeteorologie	
RASCHKE, E.: Strahlung und Satellitenmeteorologie (Übersichtsvortrag)	305
BOLLE, H. J.: Das Spektrum der thermischen Infrarotstrahlung der Atmosphäre und seine synthetische Darstellung	309
QUECK, H.: Charakterisierung des Trübungszustandes der Atmosphäre aus Messungen des Vertikalprofils der solaren Strahlungsintensität im sichtbaren Spektralgebiet	315
PEYINGHAUS, W.; KORFF, H. C.: Bestimmung der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen	319
WERNER, CH.: Gerät zur automatischen Bestimmung des Bedeckungsgrades	321
GEBHART, R.: A theoretical model for the seasonal variations of the meridional ozone distribution in the stratosphere	325
ESCHELBACH, G.: Der Einfluß des Dunstes auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre im solaren Spektralbereich	327
HÄNEL, G.: Ein Modell zur quantitativen Sichtvorhersage	331
MALBERG, H.: Ein Näherungsverfahren zur Abschätzung der vertikalen Temperatur- und Geopotentialverhältnisse aus Satellitenbildern	333
VONDER HAAR, TH.; RASCHKE, E.: Measurements of the energy exchange between earth and space from satellites during the 1960's	339
BIZARRI, B.; FINIZIO, C.: Clouds as atmospheric tracers in the Mediterranean area ..	347
FIMPEL, H.: Messung der Infrarot-Strahlung in der freien Atmosphäre mit Radiosonden (Zusammenfassung)	350
MOHR, T.: Ein Vergleich von Satelliten- mit Bodenbeobachtungen — die Bewölkungsverhältnisse im Gebiet Nordatlantik/Europa vom 1. 4. 1966 bis 31. 3. 1967 (Zusammenfassung)	350
WENDLING, P.: Die Transmission der Atmosphäre im Fenster bei 3.8 μ m (Zusammenfassung)	351
FISCHER, H.: Bestimmung des Temperaturprofils der Atmosphäre aus Satellitenmessungen (Zusammenfassung)	351
WOOLF, H. M.; SMITH, W. L.; HAYDEN, CH. M.: Application of satellite infrared radiation measurements to numerical analysis and forecasting (Abstract)	351
LATKA, R.; HAYD, A.: Ein neues Bandenmodell und seine empirische Anpassung für Okkultations- und Vertikalsondierungen (Zusammenfassung)	351
HAUPT, I.: Untersuchungen der Eisverhältnisse im Polargebiet anhand von Satellitenbeobachtungen (Zusammenfassung)	352
 Anschriften der Vortragenden	 353

Zur Einführung

Meteorologie ist – wenn wir von dem etwas allgemeineren Sprachgebrauch des griechischen Altertums absehen wollen – in unserem Jahrhundert stets als Physik der Atmosphäre aufgefaßt worden; das schließt keinesfalls aus, daß es auch eine Chemie der Atmosphäre gibt, die wegen ihrer wachsenden Bedeutung gerade heute mehr denn je in diesen Rahmen gehört. Schon vor der Hamburger Tagung des Verbandes Deutscher Meteorologischer Gesellschaften (VDMG) im Jahre 1968 hatte der damalige Vorsitzende Prof. Dr. F. MÖLLER mit dem Vorstand der Deutschen Physikalischen Gesellschaft vereinbart, baldmöglichst eine gemeinsame Tagung abzuhalten. Sie sollte in Form von Plenarvorträgen für Physiker und Meteorologen einen breiten Überblick über die heute im Vordergrund stehenden Arbeitsgebiete geben und zugleich einen wechselseitigen Austausch von Informationen ermöglichen.

Diese Anregung konnte auf der gemeinsam in Essen abgehaltenen Tagung verwirklicht werden – das Ergebnis war für die Überzahl der Tagungsteilnehmer ebenso anregend wie befriedigend. Manche Mißverständnisse über den Entwicklungszustand unseres Faches konnten ausgeräumt werden. Ebenso fanden aber auch neue physikalische Meßgeräte großes Interesse. Hierzu trug – neben den Plenarvorträgen und den Abendvorträgen – auch die eindrucksvolle Ausstellung physikalischer Meßgeräte durch die Industrie bei. Die mühevoll vorbereitete Tagung lag in den Händen von Prof. Dr. K. MATHESSEL (Bochum) und Prof. Dr. K. PAETZOLD (Köln), unterstützt durch den Geschäftsführer der Tagung, Dr. U. DIHLE, Dr. R. FAUST (Essen) und Dr. M. LAUBE (Köln); es ist mir ein Bedürfnis, allen Beteiligten auch an dieser Stelle den besonderen Dank aller Teilnehmer für ihre entsagungsvolle und zeitraubende Tätigkeit zum Ausdruck zu bringen.

In der Festsitzung in dem großen Saal der Gruga-Halle begrüßten der Präsident der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Prof. Dr. K. GANZORN, und der Unterzeichnete die rund 1500 Tagungsteilnehmer und die Ehrengäste. Im eindrucksvollen Rahmen dieser Veranstaltung fand auch die Verleihung der Preise des Verbandes Deutscher Meteorologischer Gesellschaften statt. Der Vorstand beschloß, außer der 1968 zum ersten Mal verliehenen Alfred-Wegener-Medaille in diesem Jahr drei Jugendpreise zu verleihen, die aus einer Urkunde und einem Geldbetrag bestehen.

Auf Vorschlag des Nominierungs-Ausschusses wurde die Alfred-Wegener-Medaille an Herrn Prof. Karl-Heinz HINKELMANN (Universität Mainz) verliehen. Der Vorsitzende würdigte die besonderen Verdienste von Prof. HINKELMANN im Rahmen der Entwicklung einer objektiven numerischen Vorhersage, die die praktische Meteorologie in fundamentaler Weise auf eine neue Stufe gehoben hat (Laudatio siehe S. 9). Prof. HINKELMANN wurde eine Medaille und eine Urkunde mit folgendem Wortlaut überreicht:

„Der Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften verleiht die Alfred-Wegener-Medaille Herrn Prof. Karl-Heinz HINKELMANN in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die numerische Wettervorhersage, deren Entwicklung er durch die erstmalige Verwendung der „primitiven“ Grundgleichungen der klassischen Physik entscheidend gefördert hat, und die er dann in unermüdlicher Arbeit gemeinsam mit seinen Mitarbeitern

mit großem Erfolg in den praktischen Wetterdienst eingeführt hat.“

Der Jugendpreis – der seit 1968 wegen des Fehlens einer entsprechenden Satzung noch nicht verliehen werden konnte – wurde auf Vorschlag des gleichen Nominierungs-Ausschusses an drei erfolgreiche Nachwuchsforscher vergeben: Dr. Hartmut GRASSL (Universität München), Dr. Frank SCHMIDT (Universität Bonn) und an Dipl.-Meteorologen Dieter ETILING (Technische Hochschule Darmstadt). Die Urkunden haben folgenden Wortlaut:

„Der Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften verleiht einen Jugendpreis Herrn Dr. Hartmut GRASSL in Anerkennung seiner Arbeit

„Bestimmung der Größenverteilung von Wolkenelementen aus spektralen Transmissionsmessungen“, in der er erstmals exakt gleichzeitige Messungen der Transmission von Wolken in zehn verschiedenen Bereichen des sichtbaren und infraroten Spektrums durchführte, und zugleich aus eigener Initiative ein brauchbares Iterationsverfahren zur Inversion der Meßdaten und zur Ermittlung der Größenverteilung der Wolkenelemente ableitete.“

„Der Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften verleiht einen Jugendpreis Herrn Dr. Frank SCHMIDT in Anerkennung seiner Arbeit

„Entwurf eines Modells zur allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre und zur Klimatogenese“, in der er völlig selbständig unter Verwendung funktional-analytischer Methoden ein mathematisches Modell der atmosphärischen Zirkulation auf einer idealisierten Erdkugel – mit einem meridionalen Gebirgs-Kontinent – entwickelte, das die wesentlichen Eigenschaften der tropischen Zirkulation in den extremen Jahreszeiten simuliert.“

„Der Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften verleiht einen Jugendpreis Herrn Dipl.-Met. Dieter ETILING in Anerkennung seiner Arbeit

„Einfluß der thermischen Schichtung auf die Stabilität einer EKMANNschen Grenzschichtströmung“, in der er selbständig den quantitativen Einfluß der thermischen Stabilität und der Konvektion auf die Strömung und die Wirbelbildung in der Ekman-Schicht ableitete, in Abhängigkeit auch von der Richtung der Grundströmung.“

In dem vorliegenden Band werden die in den meteorologischen Fachsitzungen gehaltenen Vorträge veröffentlicht, soweit deren Manuskripte bei der Schriftleitung der „Annalen der Meteorologie“ eingegangen sind; von einigen Vorträgen lagen nur Zusammenfassungen vor. Die Sammlung der Vorträge besorgte dankenswerterweise Dr. M. LAUBE. Auch die meteorologischen Plenarvorträge, die sich an alle Tagungsteilnehmer wandten, sind in diese Sammlung aufgenommen worden, um den meteorologischen Teil des wissenschaftlichen Tagungsprogramms der interessierten Fachwelt in geschlossener Form vorzulegen. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem Präsidenten des Deutschen Wetterdienstes, Herrn Dr. E. SÜSSENBARGER, unseren herzlichen Dank für die erneute Übernahme der Drucklegung der Vorträge in den „Annalen der Meteorologie“ auszusprechen.

Prof. Dr. H. FLOHN

Vorsitzender des Verbandes
Deutscher Meteorologischer Gesellschaften

Laudatio zur Verleihung der A.-Wegener-Medaille an K. H. HINKELMANN

Wenn wir die wissenschaftliche Leistung, die hier durch Verleihung der ALFRED-WEGENER-Medaille herausgestellt wird, gerecht würdigen wollen, dann müssen wir sie im Zusammenhang sehen mit dem Gesamtproblem der quantitativen Vorhersage, nicht mit den vielen, manchmal quälenden Einzelheiten, mit denen jede Forschergruppe bei ihrer Arbeit ständig kämpfen muß. Hier geht es um die bedeutendste wissenschaftliche Forderung, die allgemein an das Fach Meteorologie gestellt wird: an die Vorhersage atmosphärischer Zustände mit *mathematisch-physikalischen Methoden*. Ich spreche nicht von einer quantitativen oder numerischen Wettervorhersage: wir müssen uns zunächst (aus beobachtungstechnischen und rechnerischen Gründen) auf die großräumigen Strömungs-Prozesse (> 300 km) beschränken, während das lokale Wetter in all seiner zeitlich-räumlichen Variabilität mitbestimmt wird von Vorgängen einer viel kleineren Skala (Größenordnung 1–100 km). Die Wechselwirkung dieser Skalen ist eines der wichtigsten Themen unserer Fachsitzungen.

Es war VILHELM BJERKNES — einst (1892–94) Assistent von H. HERTZ in dessen kurzer Bonner Amtszeit, bis zu seinem frühen, tragischen Tode, dann Professor der Physik in Oslo und Stockholm — der 1904 in einer klassisch-klaaren Grundsatz-Arbeit die Vorhersage atmosphärischer Zustände als ein mathematisch-physikalisches Problem formulierte und mit 7 Gleichungen für 4 skalare Felder und ein Vektorfeld (Wind) die wesentlichen Schritte umriß: veröffentlicht in der damals führenden Meteorologischen Zeitschrift, herausgegeben von der Vorgängerin unserer Gesellschaft. Diese Arbeit regte zunächst F. EXNER in Wien an — sein Versuch war unzureichend und schlug fehl. Sehr viel näher unseren Vorstellungen kam dann 1920 L. F. RICHARDSON in England — er scheiterte im wesentlichen nur am Fehlen eines Computers oder rasch konvergierender Iterationsmethoden. 1943/44 machte in Deutschland L. EGERSDÖRFER neue, unveröffentlicht gebliebene Versuche — man dachte damals auch daran, die hier von K. ZUSE entwickelten Rechenggeräte einzusetzen.

In den USA hatte C. G. ROSSBY mit seinen Mitarbeitern vereinfachte Gleichungssysteme aufgestellt, unter Verwendung von näherungsweise konservativen Größen, die aus dem Windfeld der Atmosphäre abgeleitet waren. In Zusammenarbeit mit JOHN VON NEUMANN und dessen Assistenten CHARNEY wurden dann 1949/50 die ersten erfolgreichen Versuche gemacht, auf der *Eniac*, jener längst verschrotteten Anlage der nullten Generation in Princeton, über deren Drahtsalat und Röhrenbatterien die heutige Generation lächeln kann.

Unsere allerersten Versuche in Deutschland hat K. H. HINKELMANN ausgeführt, angeregt durch eine längere Einladung von ROSSBY nach Stockholm. HINKELMANN hatte — er war zuerst Verwaltungsinspektor gewesen

— im Kriege in Leipzig studiert und war 1949 zur Forschungsabteilung des Deutschen Wetterdienstes gekommen, deren Leitung er 1963 übernahm; heute ist er ordentlicher Professor an der Universität Mainz. Wir hatten keinen Computer und kein Geld; als es gelungen war, die ersten 3 000 DM aus dem durch Haushaltsvorschriften fest gebundenen Wetterdiensthaushalt freizubekommen, haben zwei 17jährige Realschülerinnen aus der Umgebung von Bad Kissingen die ersten Iterationsübungen durchgeführt und gezeigt, daß das Verfahren der „Relaxation“ — man kann sich etwas Erholsameres vorstellen! — tatsächlich hier anwendbar war. Chinesen haben dasselbe mit 200 Kulis gemacht, lange bevor die rote Bibel im Westen populär wurde.

In den Jahren 1952–56 wurden nun in Schweden und in den USA systematische Erprobungen mit dem stark vereinfachten „barotropen“ Modell von ROSSBY-CHARNEY vorgenommen. Von dem damaligen Standpunkt des Praktikers aus konnte das eigentlich gar nicht funktionieren: dieses Modell enthielt weder Fronten noch (barokline) Frontalzonen, die Vorgänge liefen streng adiabatisch ab, ohne Heizung, ohne Strahlung, in einer trockenen Atmosphäre ohne Wolken und Niederschlag. Trotzdem ergaben sich für ein ausgewähltes Niveau in der mittleren Troposphäre 24stündige Vorhersagekarten der Luftdruck-Verteilung, die auf Anheb etwa ebenso gut waren wie die mit den ganz oder teilweise empirischen Verfahren von SCHERHAG (1939) und von SUTCLIFFE gewonnenen Karten. Das erregte erhebliches Aufsehen und vor allem einen gewaltigen Optimismus, der von den kühnsten Perspektiven nicht zurückschreckte. Aber Enttäuschungen blieben nicht aus; alle Versuche, dieses Modell auf der Grundlage der „gefilterten“ Gleichungen auf mehrere Schichten zu erweitern und weitere Prozesse einzubeziehen, brachten keine nennenswerte Verbesserung; einer der Gründe war eine schwache, aber merkbare Verletzung des Energieerhaltungssatzes.

In dieser etwas kritischen Situation schlug HINKELMANN 1956 einen prinzipiell neuen Weg ein, anfangs gegen den Rat mancher Experten, auch ROSSBYs: er griff zurück auf die klassischen ungefilterten, „primitiven“ Grundgleichungen der Physik: die Eulerschen Bewegungsgleichungen und den Satz von der Erhaltung der Masse — noch immer wurde eine adiabatische, trockene Atmosphäre vorausgesetzt. Aber dieser Schritt war entscheidend: nicht nur wurden die Vorgänge jetzt viel anschaulicher und durchsichtig, sondern ihre Integration lieferte auch in einem mehrschichtigen „baroklinen“ Modell sinnvolle Ergebnisse. HINKELMANNs international erstklassige Pionierarbeit erwies sich als äußerst wirksam: schon nach kurzer Zeit gingen alle Gruppen, die Zugang zu leistungsfähigen Computern hatten, zu diesem „primitiven“ Gleichungssystem über. Noch in den letzten Monaten voller internationaler

Konferenzen — bei denen es jetzt um die Simulierung und um die mathematisch-physikalische Vorhersage des Klimas geht, die sehr viel komplizierter ist als die Wettervorhersage! — haben PH. THOMPSON und J. SMAGORINSKY mir bestätigt, wie entscheidend damals der von HINKELMANN erzielte Durchbruch war: heute arbeiten alle „Numeriker“ des Westens mit diesem Modell, das ungeahnter Verbesserungen fähig war. Immer noch stellen die Meteorologen, wie stets seit 1949, die größten Ansprüche an Rechengeschwindigkeit und Speichervermögen der Computer. Je realistischer unsere Modelle werden — die für die Simulation langfristig wirksamer Prozesse selbstverständlich Strahlung und Heizung, den hydrologischen Zyklus Verdunstung-Wolken-Niederschlag und die komplizierten Turbulenz-Prozesse in der Grenzschicht einbeziehen müssen — desto größer ist der Rechenaufwand: unsere Anforderungen haben bisher immer noch die technische Entwicklung beflügelt.

Mit seinen Mitarbeitern — genannt seien hier nur HOLLMANN und WIPPERMANN, REISER und EDELMANN — hat HINKELMANN im Deutschen Wetterdienst das z. Z. in Europa immer noch führende Vorhersagemodell entwickelt. Heute würdigen wir nicht dies, sondern den wissenschaftlichen Durchbruch einer neuen Idee, richtiger: die rechtzeitige Rückkehr zu den Grundlagen; wieder einmal erwies sich das Einfachste als das Beste. Ich erinnere mich noch gut an eine lange Diskussion gegen Mitternacht auf dem zugigen Bahnsteig in Frankfurt, als ROSSBY sich nach anfänglichem Zögern mit dem eigenwilligen Vorgehen HINKELMANNs einverstanden erklärte. Der Schwung dieser Jahre ist in der Alltagsarbeit der täglichen Vorhersage untergegangen; aber er hat sich auf viele andere Anwendungen der heutigen theoretischen Meteorologie übertragen. Ich möchte schließen mit einem Wort, das dem großen Mathematiker JOHN VON NEUMANN zugeschrieben wird — er konnte, wie ROSSBY, sich und andere begeistern: „Langfristige Wettervorhersage ist das zweitschwierigste Problem, das mit Computern gelöst werden kann.“ Und wenn ihn einer nach dem schwierigsten Problem fragte, dann

pflegte er den Frager längere Zeit anzusehen, bis dann eine überraschende Antwort kam, wie sie wohl nur ein Mathematiker formulieren kann:

„Human behaviour ...“

Literatur

- (1) HINKELMANN, K.; ESSENWANGER, O.; REYMAN, G.; WIPPERMANN, F.: Physikalisch-mathematische Grundlagen der numerischen Integration in einer baroklinen Atmosphäre. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone 38 (1952) S. 416–428.
- (2) HINKELMANN, K.: Zur numerischen Wettervorhersage mittels Relaxationsmethode unter Einbeziehung barokliner Effekte. Tellus 5 (1953) S. 251–259, S. 499–512.
- (3) HINKELMANN, K.: Ein Beitrag zur Theorie der Zyklonenentwicklung. Ber. Dt. Wetterd. 22 (1955) S. 92–107.
- (4) Staff Members Res. Div. Deutscher Wetterdienst: Studies in numerical weather forecasting. Contract AF 61 (514) — 735 C. Frankfurt/M. 1954–1957.
- (5) HINKELMANN, K.: Ein numerisches Experiment mit den primitiven Gleichungen. In: BOLIN, B.: The atmosphere and the sea in motion (1959) S. 486–500. (ROSSBY Memorial Volume).
- (6) THOMPSON, PH. D.: Numerical weather analysis and prediction. New York: Macmillan 1961.
- (7) Staff Members Res. Div. Deutscher Wetterdienst: Research in objective weather forecasting. Contract AF 61 (514) — 1211. Techn. (Final) Rep. Offenbach (M) 1957–1960. Contract AF 61 (052) — 373. Summ. Rep. No. 2, Final Rep. Offenbach (M) 1961–1965.
- (8) HINKELMANN, K.: Primitive equations. In: World Meteorological Organization. Lectures on numerical short-range weather prediction, WMO Regional Training Seminar, Moscow 1965. Leningrad 1969, S 306–375.

Stand und Möglichkeiten der numerischen Wettervorhersage

1. Was ist numerische Vorhersage?

Der meteorologische Vorhersagedienst wird heute überwiegend und zunehmend von der numerischen Wettervorhersage gestellt. Diese relativ junge Technik versucht, eine in Differentialgleichungen gefaßte atmosphärische Physik mit Datenverarbeitungsanlagen so schnell über die Zeit zu integrieren, daß ihre Vorausberechnungen noch aktuell verwertbar werden.

Der erste Versuch einer maschinellen Wettervorhersage stammt aus dem Jahre 1950 und überraschenderweise von dem bekannten Mathematiker JOHN VON NEUMANN und seinen Mitarbeitern J. CHARNEY und R. FJÖRTOFT (1), die damals die Atmosphäre noch wie eine inkompressible Wassermasse behandelten.

Die numerische Wettervorhersage beginnt also gleich mit einer Jugendsünde in Form einer bestürzenden physikalischen Vereinfachung und kennzeichnet damit ein allgemeines Dilemma und einen permanenten Konflikt: Die das Wetter ausmachende Physik ist viel zu kompliziert für die viel zu langsamen Rechenmaschinen, die für eine Tagesprognose nicht mehr als eine gute Stunde Rechenzeit verbrauchen dürfen, wenn ihre Ergebnisse noch aktuell sein sollen.

Was die numerische Wettervorhersage integriert und auch nur integrieren kann, ist daher nur ein Abklatsch der realen Physik der Atmosphäre oder ein atmosphärisches Modell.

Aus Gründen der besseren Durchsicht wird hier nur zwischen zwei Modellarten unterschieden:

- (a) Die Modelle, die heute im Routinedienst — z. B. im Deutschen Wetterdienst — prognostizieren, bemühen im wesentlichen nur den reversiblen Anteil der atmosphärischen Physik. Die Ausklammerung der meist langsam wirkenden irreversiblen Prozesse beschränkt die Prognosezeit dieser Modelle auf etwa drei Tage. Diese reversiblen Modelle werden daher auch Kurzfristmodelle genannt.
- (b) Um irreversible Prozesse angereicherte Modelle — in der Meteorologie auch Zirkulationsmodelle genannt — befinden sich zur Zeit noch in Vorbereitung und im Teststadium. Sie werden aber in absehbarer Zeit die Kurzfristmodelle ablösen und dann langfristiger und qualifizierter prognostizieren können.

2. Das Kurzfristmodell

2.1. Gleichungssystem des Kurzfristmodells

Die gängigen Kurzfristmodelle ignorieren mit der Irreversibilität folgende Prozesse im einzelnen:

- (a) die gesamte Strahlung,

- (b) den Kreislauf des Wassers, womit die Atmosphäre wie ein ideales Gas behandelbar wird,
- (c) alle irreversiblen molekularen und turbulenten Flüsse, die eine Gleichverteilung atmosphärischer Elemente anstreben.

Die Beschränkung auf Reversibilität führt auf ein physikalisch problemloses und durchsichtiges Gleichungssystem, eine spezielle Version enthält die Tab. 1.

Das dort angeschriebene System benutzt als Zustandsgrößen der Atmosphäre die Dichte (ρ), die Entropie (s), für die auch die potentielle Temperatur (θ) stehen könnte, und die Geschwindigkeit (v) mit ihren drei Komponenten.

Wie die Tab. 1 zeigt, steht für jede Zustandsgröße eine eigene prognostische Gleichung bereit, die in Bilanzform angeschrieben ist: Für die Dichte der Erhaltungssatz der Materie oder die Kontinuitätsgleichung, für die Entropie der Entropieerhaltungssatz, der gleichzeitig die Erhaltung der Energie ausdrückt, und für die Geschwindigkeit der NEWTONsche Impulssatz oder die Bewegungsgleichung.

Die prognostischen Gleichungen verknüpfen die zeitliche Veränderung der Zustandsgrößen auf der linken Seite mit den im Kontinuum stets auftretenden Divergenzen der konvektiven Flüsse und mit ihren Erzeugungen. Daß in der Entropiegleichung die Erzeugung fehlt, dokumentiert die Reversibilität des Systems. Als Erzeugung in der Bewegungsgleichung treten natürlich die Kräfte auf: im betrachteten System die Oberflächenkräfte des Druckes und die beiden Volumenskräfte Corioliskraft und Potentialkraft der rotierenden Erde, die sich aus den nur vom Orte abhängigen Attraktions- und Zentrifugalpotentialen rekrutiert.

Ist der Zustand der Atmosphäre — definiert durch die fünf Zustandsgrößen — zu einem Zeitpunkt bekannt, so lassen sich daraus die rechten Seiten der prognostischen Gleichungen berechnen und daraus wieder die zeitliche Veränderung des Zustandes selbst, was ein sehr einfaches numerisches Integrationsverfahren ankündigt. Soweit die Bewegungsgleichung noch den Druck p abverlangt, ergibt sich dieser aus Entropie und Dichte vermittels der Definitionsgleichung der Entropie. Die Temperatur T wird aus der thermischen Zustandsgleichung des idealen Gases zugänglich.

Die prognostischen und diagnostischen Gleichungen der Tab. 1 enthalten die physikalische Substanz, mit der das Kurzfristmodell und damit die kurzfristige numerische Wettervorhersage tatsächlich auskommt.

Wie üblich, wird das prognostische System dadurch numerisch integrierbar gemacht, daß unter Beachtung

Tab. 1

Das prognostische und diagnostische Gleichungssystem des reversiblen Kurzfristmodells = ein nichtlineares, hyperbolisches, nichtcharakteristisches Anfangswertproblem

Zustands-Größe	Prognostische Gleichungen	Physikalischer Inhalt
ρ = Dichte	$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \nabla \cdot \rho \mathbf{v}$	Massenerhaltung = Kontinuitätsgleichung
s = Entropie (oder Θ)	$\frac{\partial \rho s}{\partial t} = - \nabla \cdot \rho \mathbf{v} s$	Energie- = Entropieerhaltung
$\mathbf{v} \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix}$ = Geschwindigkeit	$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} = - \nabla \cdot \rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \underbrace{\nabla p}_{\text{Oberflächen-kräfte}} - \underbrace{2\Omega \times \rho \mathbf{v} - \rho \nabla \Phi}_{\text{Volumens-(Coriolis-Potential-)Kräfte}}$ Diagnostische Gleichungen	Impulssatz = Bewegungsgleichung
p = Druck	$s = c_v \ln p - c_p \ln \rho$	Definition der Entropie
T = Temperatur	$T = \frac{p}{R \rho}$	Therm. Zustandsgleichung (Ideales Gas)

Φ = Geopotential, Ω = Winkelgeschwindigkeit der Erde

numerischer Stabilitäts- und Konvergenzkriterien alle Differentiale durch Differenzen ersetzt und die Zustandsgrößen nur an diskreten Punkten eines Raum- und Zeitgitters definiert werden.

Die Abb. 1 zeigt das zur Zeit verwendete Standardgitter der numerischen Wettervorhersage, das einen horizontalen Abstand der Gitterpunkte von 300–400 km und einen vertikalen Abstand von 2–3 km benutzt. Die Fläche der Bundesrepublik bekommt in diesem Gitter etwa

Die kurze Laufzeit des im System mitenthaltenen Schalles zwischen zwei vertikal benachbarten Gitterpunkten beschränkt die zeitliche Auflösung oder den Rechenzeitschritt auf nur wenige Sekunden, für größere Zeitschritte tritt numerische Instabilität auf.

Mit der räumlichen Standardauflösung wird die gesamte Atmosphäre von etwa 100 000 Gitterpunkten durchsetzt, was die Größenordnung des numerischen Aufwandes demonstriert.

Es sei festgehalten, daß die numerische Wettervorhersage die Atmosphäre nur durch ein grobes Raster erkennt, daß jeder Raster- oder Gitterpunkt einen riesigen Gitterbereich von mindestens $300 \times 300 \times 2 \text{ km}^3$ vertritt, und daß die an den Gitterpunkten stehenden Zustandsgrößen als Mittelwerte des Gitterbereichs zu verstehen sind.

2.2. Meteorologische Filterung

Wäre den Meteorologen nichts anderes eingefallen, als stur das betrachtete System zu integrieren, so warteten wir noch heute auf eine numerische Wettervorhersage. Den Integrationsbemühungen stellten sich nämlich drei Hindernisse in den Weg, die erst durch einen spezifisch meteorologischen Beitrag ausgeräumt werden konnten:

- Mit dem Rechenzeitschritt von nur wenigen Sekunden verliert auch die schnellste Rechenmaschine den Wettlauf gegen die reale Atmosphäre, die Lösungsprozedur wird hoffnungslos zeitraubend und unökonomisch.
- Die Radiosonden vermessen in der Atmosphäre weder die Vertikalgeschwindigkeit noch die Entropie oder eine ihr gleichwertige thermodynamische Größe. Das heißt, der Meteorologe kennt aus den Messun-

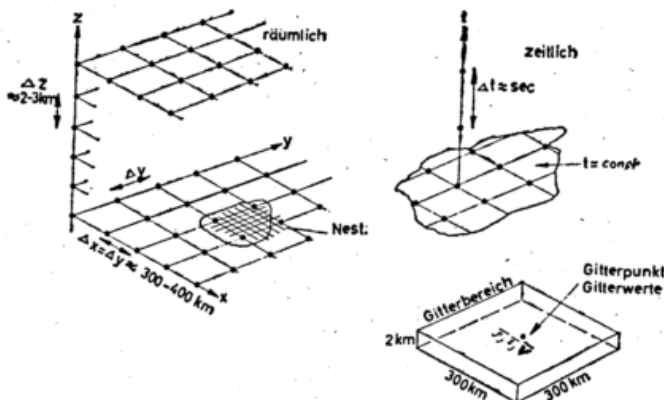


Abb. 1

Das Standard-Rechengitter der numerischen Routinevorhersage

drei Gitterpunkte ab. Eine dringend erwünschte höhere Auflösung verkraften zur Zeit die Rechenmaschinen nicht. Es ist aber möglich, partiell höher aufzulösen, um besonders interessierende Gebiete oder Phänomene detaillierter zu beschreiben. Eine solche höhere Teilauflösung wird als Nest bezeichnet.

gen nie den kompletten Zustand der Atmosphäre, von dem jede individuelle Integration auszugehen hat.

- (c) Die in der Bewegungsgleichung auftretende Resultierende aller Kräfte liegt noch innerhalb der Meßfehler und bleibt von den Meßdaten her unbestimmbar.

Diese drei Mängel sind so gravierend, daß eine Zeitlang die Praktikierbarkeit des Prognose-Systems überhaupt bestritten wurde.

Sie werden aber gemeinsam geheilt durch eine einzige der meteorologischen Erfahrung entnommene Hypothese. Diese lautet kurz und zunächst unverständlich: Die Atmosphäre macht keinen Lärm. Sie meint damit: Die meteorologisch beobachtbare Atmosphäre nimmt nur solche Zustände an, die keine Schall- und Schwerewellen auslösen, die gemeinsam als Lärm bezeichnet werden, vergleichbar etwa mit den Vorgängen nach einem Steinwurf in ein Wasserbecken.

Diese Hypothese wird gestützt durch das immer und überall in den Wetterkarten beobachtete merkwürdige Verhalten der Atmosphäre, ohne physikalischen Zwang gewisse Zustände zu bevorzugen. So wird z. B. auf der Nord-Hemisphäre ein Hoch nie anders als im Uhrzeiger-

sinne umströmt, und der Druck wird mit der Höhe nie zunehmen, obwohl solche Zustände keinem physikalischen Prinzip widersprechen, und nur weil sie sofort kräftige Lärmprozesse auslösen würden. Dieses Präferenzverhalten der Atmosphäre läßt sich physikalisch widerspruchsfrei nur durch Lärmfreiheit deuten. Der lärmfreie Zustand kann analytisch nur näherungsweise beschrieben werden, und zwar durch vier schwer lösbare Verträglichkeitsbeziehungen zwischen den fünf Zustandsfeldern. Die numerische Wettervorhersage profitiert von der Existenz der Verträglichkeitsbedingungen!

- (d) Alle Verträglichkeiten werden herangezogen, um damit den unvollständig und fehlerhaft vermessenen Anfangszustand der Atmosphäre rechnerisch zu komplettieren und so zu präzisieren, daß die numerische Integration einen vollständigen brauchbaren Anfangszustand vorfindet. Das Gleichungssystem selbst bleibt hiervon unberührt, nur die Meßlücken werden geschlossen.
- (e) Mit einer Verträglichkeit wird aus dem Prognose-System selbst der lästige, den Zeitschritt reduzierende vertikallaufende Schall herausgefiltert. Dann verträgt die numerische Stabilität noch einen hundertfachen Zeitschritt, und die numerische Lösungsprozedur wird ausreichend schnell. Alle

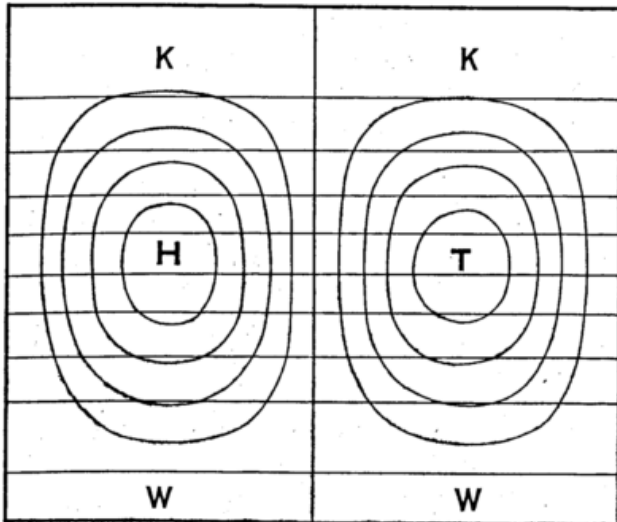


Abb. 2
Anfangssituation am Boden

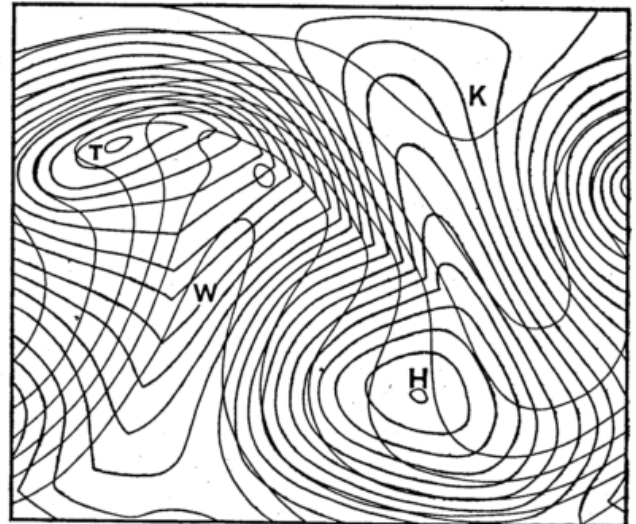


Abb. 3
Bodenwetterlage nach 4 Tagen

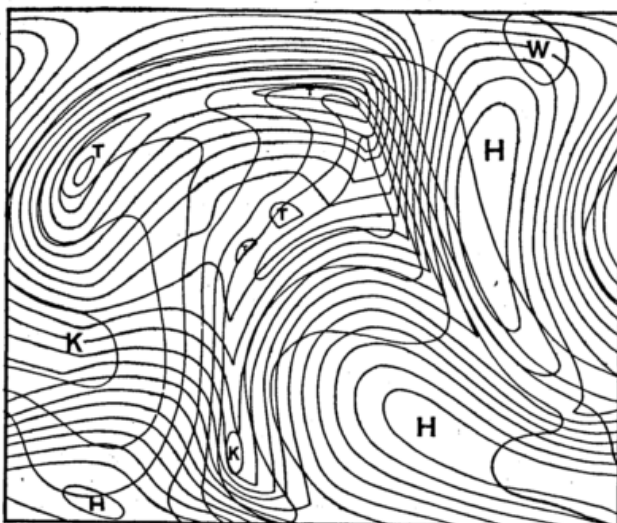


Abb. 4
Bodenwetterlage nach 6 Tagen

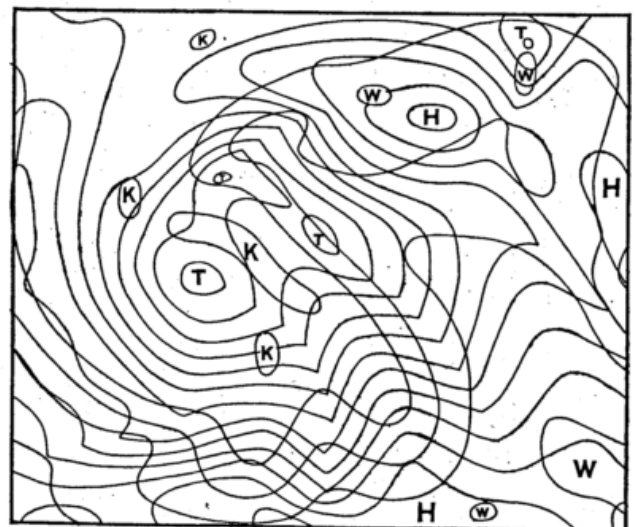


Abb. 5
Bodenwetterlage nach 12 Tagen

Abb. 2 bis 5
Ein numerisches Experiment zur Zylo- und Antizyklogenese in einer periodischen Kanalströmung, berechnet mit dem hydrostatischen Kurzfristmodell. Aus(2).

Modelle benutzen als Filter noch die erste und einfachste Näherung dieser Verträglichkeit, nämlich die Unterstellung statischer Druckverhältnisse, die bekanntlich den Wegfall der Vertikalbeschleunigung in der Bewegungsgleichung auslöst.

2.3. Ergebnisse des Kurzfristmodells

Einige Rechenresultate mögen die meteorologische Aussagekraft des nunmehr leicht modifizierten — hydrostatischen — reversiblen Kurzfristmodells belegen.

Die Abb. 2–5 zeigen ein Experiment, das eine typisch labile Wetterentwicklung, die Zyklogenese, ablaufen läßt unter idealisierten Anfangs- und Randbedingungen (periodische Kanalströmung) und mit höherer Auflösung als im Standardgitter der Abb. 1.

Die Bilder zeigen jeweils die Bodenkarten, die Abb. 2 die Anfangssituation: je ein schwaches nahezu kreisförmiges Hoch und Tief, eingebettet in ein Temperaturfeld mit konstantem nach Süden gerichtetem Temperaturgradienten. In der Höhe ist die nicht gezeigte Anfangssituation so labil spezifiziert worden, daß mit einer kräftigen Entwicklung zu rechnen ist.

Auf diese sehr einfache Anfangssituation wird das reversible Kurzfristmodell angesetzt in der Erwartung, daß es die Folgeentwicklung meteorologisch vernünftig und realistisch erfaßt. Nach vier Tagen präsentiert das Modell die synthetische Bodenkarte der Abb. 3, die geradezu ideal mit der meteorologischen Erfahrung in diesem Entwicklungsprozeß übereinstimmt, den V. BJERKNES in seiner Idealzyklogenese beschrieben hat:

Das Tief schert unter Druckfall nach Norden aus, das Hoch verstärkt sich und wandert nach Süden ab. Gleichzeitig formt sich eine bildschöne Warm- und Kaltfront. Sie werden belegt durch die ausgeprägte Warmluftzunge zwischen den Fronten, durch die starke Drängung der Isothermen vor der Warmfront und hinter der Kaltfront und besonders durch die scharfen, vom Modell markant herausgebildeten Isobarenknice entlang der beiden Fronten, die implizite Windsprünge mit beschreiben.

Nach weiteren zwei Tagen entsteht die in Abb. 4 wiedergegebene Bodensituation, die die Fähigkeit des Modells ausweist, auch den Prozeß der Okklusion und die Entstehung von Neubildungen, hier in Gestalt zweier kleiner Tiefdruckstörungen an der Kaltfront, zu erfassen. Im weiteren Verlauf entsteht schließlich eine Wettersituation, Abb. 5, die von einer realen Wetterlage kaum mehr zu unterscheiden ist.

Das Experiment zeigt: Das Kurzfristmodell verhält sich tatsächlich meteorologisch vernünftig, was durchaus nicht selbstverständlich ist, und es vermag alle typischen kurzfristigen Entwicklungsphänomene realistisch zu simulieren.

Die Abb. 6 und 7 bringen eine aktuelle Zweitagesprognose vom 24. zum 26. 6. 1971 mit dem Kurzfristmodell, die dem täglichen Wetterbericht des Deutschen Wetterdienstes entnommen ist. Sie soll demonstrieren, wie dieses Modell etwa auf eine aktuelle Wetterentwicklung anspricht.

Ein Vergleich der prognostizierten mit der tatsächlich beobachteten Wetterlage am 26. 6. 1971 in der Abb. 7 weist eine für meteorologische Prognosen zufriedenstellende Übereinstimmung im gesamten Kartenausschnitt aus, lediglich die dipolartige Ausbildung eines Hochs und Tiefs im Raum zwischen Grönland und Skandinavien wird von der Vorhersage nicht erfaßt.

Im Mittel sind die 48stündigen Prognosen weniger zutreffend als das hier gezeigte Beispiel. Langjährige Erfahrungen mit dem Kurzfristmodell lassen schließen: das Kurzfristmodell prognostiziert merklich besser und länger als alle vor Einführung der numerischen Wettervor-

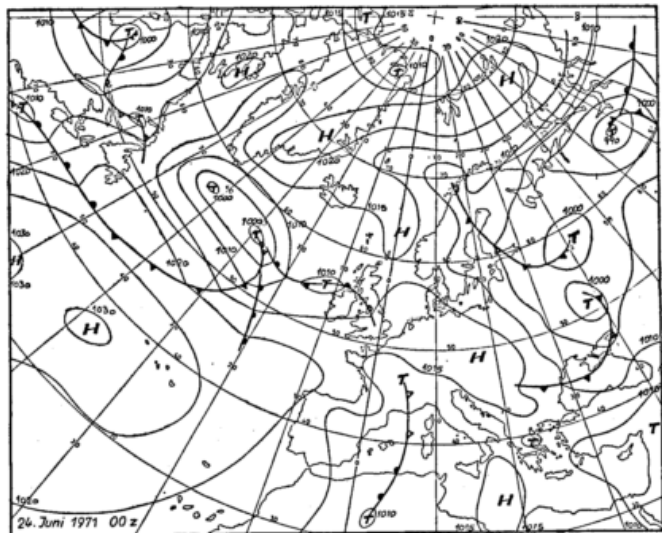


Abb. 6
Aktuelle Zweitagesprognose mit dem hydrostatischen Kurzfristmodell. Anfangswetterlage am Boden vom 24. 6. 1971.

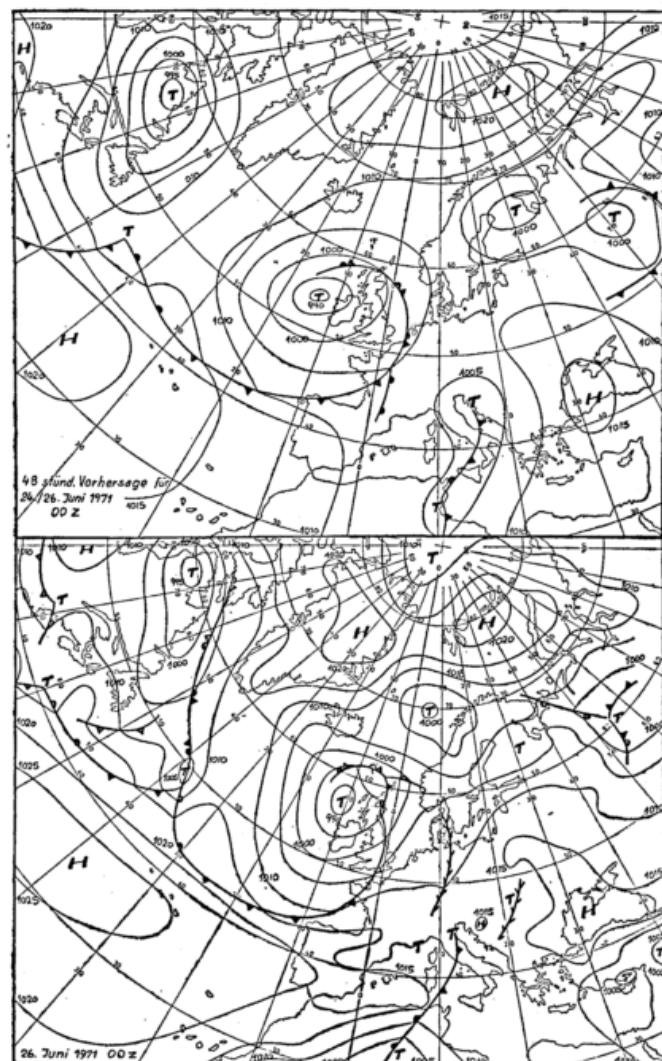


Abb. 7
Vorhergesagte (oben) und beobachtete (unten) Bodenwetterlage am 26. 6. 1971

hersage benutzten Techniken, die abgestützt auf die subjektive Erfahrung des Meteorologen einfach die jüngste beobachtete Wetterentwicklung noch einen Tag weiter extrapolierten. Das Modell enthält aber noch

schwerwiegende physikalische und technische Mängel und schließt auch Fehlvorhersagen nicht aus. Bei Festlegung auf die reversible Physik läßt das Kurzfristmodell nur Spiel für technische Verbesserungen. Sicherlich wird die Prognoseleistung gesteigert durch eine höhere Auflösung des Rechengitters, in geringerem Maße auch durch eine weniger approximative Verwendung der Lärmfreiheitshypothese.

3. Die Zusatzphysik des Zirkulationsmodells

Die große Chance für genauere und längere Prognosen sieht die numerische Wettervorhersage aber in dem Übergang vom reversiblen Kurzfristmodell zum irreversiblen Zirkulationsmodell, d. h. in der Aufnahme irreversibler Prozesse. Die stark mit Hypothesen durchsetzten praktischen Ansätze für die irreversiblen Mechanismen werden im folgenden nur sehr verallgemeinernd skizziert.

3.1. Strahlung

Am wenigsten hypothetisch ist noch der Einbau der Strahlung, zumal die optischen Eigenschaften der atmosphärischen Absorber für Modellbedürfnisse hinreichend genau bekannt sind.

Aus einer vorgegebenen Temperatur- und Absorberverteilung folgt bekanntlich der Strahlungsfluß, dessen Divergenz die Energiegleichung abverlangt, durch Integration der Strahlungstransportgleichung von CHANDRASEKHAR (3). Bei der numerischen Integration dieser Gleichung macht das Zirkulationsmodell wesentlich davon Gebrauch, daß letztlich nur die vertikale Komponente des Strahlungsflusses relevant wird, und daß die kurzwellige Sonnenstrahlung und die langwellige atmosphärische und terrestrische Strahlung sich spektral kaum überschneiden.

Jede Strahlungsberechnung setzt aber die Kenntnis der jeweiligen Absorberverteilung voraus und fordert vom Modell unausweichlich die laufende Kontrolle und Verfolgung zumindest der zeitlich variablen Absorber. Das sind in erster Linie der Wasserdampf und seine Kondensate in Gestalt von Eis- und Wasserwolken, mit geringerem Gewicht aber auch die Aerosole.

Voraussetzung für den Strahlungseinbau in das Zirkulationsmodell ist daher eine vorangehende Modellsimulation des Kreislaufes des Wassers oder des hydrologischen Zyklus.

3.2. Hydrologischer Zyklus (Abb. 8)

Der Eintritt des Wasserdampfes in die Atmosphäre durch Verdunstung am Boden und seine Ausbreitung in der Atmosphäre wird durch vom Zirkulationsmodell kontrollierte geordnete und noch gesondert anzusprechende ungeordnete Bewegungen gesteuert.

Der Rest des Kreislaufes aber, nämlich die Kondensation an Aerosolen und das Schicksal und der Weg der einzelnen Wolkenelemente bis zum Ausfall als Niederschlag kann verständlicherweise von einem gering aufgelösten Modell nur sehr grob und unter Verzicht auf Details simuliert werden.

Zur Zeit behelfen sich die Zirkulationsmodelle damit, daß sie die Kondensate in jedem Gitterbereich wie eine makroskopische zusammenhängende reine Phase behandeln, womit der Kondensationsvorgang über leicht faßbare chemische Potentiale an den Gitterpunkten analytisch zugänglich wird.

Entstehende Kondensate fallen in diesem Modell sofort und restlos aus, so daß Wolkenlosigkeit folgt. Tatsächlich führt aber das Modell – mit Rücksicht auf Strahlungsrechnungen – beobachtete statistische Mittelwerte der Bewölkung ein. Immerhin ermöglicht diese

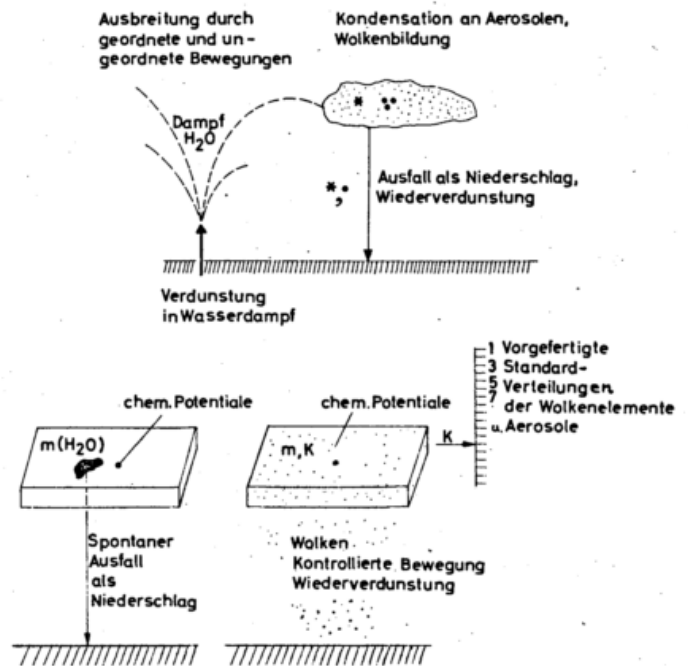


Abb. 8
Veranschaulichung des hydrologischen Zyklus

sicherlich übertriebene Simplifizierung des hydrologischen Zyklus Niederschlagsprognosen, die Berechnung von Strahlungsflüssen und die Berücksichtigung der enormen Energiegewinne der Atmosphäre, denn jedes am Kreislauf teilnehmende Gramm Wasser hinterläßt ihr etwa 600 cal.

Die Bewölkung zu prognostizieren, statt einfach statisch vorzugehen, ist sicherlich das dringende Anliegen an die jetzigen Zirkulationsmodelle.

Möglicherweise werden fortgeschrittene Versionen mit ein für allemal vorgefertigten spektralen Größenverteilungen von Aerosol-, Wolken- und Niederschlagseinschlagsmassen arbeiten, die ein gesondeter Parameter – wie von einem Telefonapparat aus – anwählt, jeweils dem Gitterbereich zuordnet und wieder auswechselt, vergleiche Abb. 8 unten. Damit läßt sich die Entstehung, Entwicklung, Bewegung und Wiederverdunstung von Wolken und Niederschlagsfeldern simulieren, vorausgesetzt, es gelingt, den diskontinuierlichen Anwählparameter mit einer standardisierten Wolkenphysik zu prognostizieren.

Analytisch wird der Kreislauf des Wassers und, wenn notwendig auch der Kreislauf des Aerosols, durch separate Kontinuitätsgleichungen beschrieben.

3.3. Irreversible molekulare und turbulente Flüsse (Abb. 9)

Es verbleibt, die Wirkung der irreversiblen molekularen und turbulenten Flüsse zu simulieren. Es sei daran erinnert, daß an den Gitterpunkten immer nur mittlere Größen und daher auch nur mittlere oder geordnete konvektive Transporte ablesbar sind, die durch Multiplikation des mittleren Impulses mit dem Mittelwert der transportierten Größe entstehen.

Was sich zwischen den Gitterpunkten an ungeordneten, chaotischen molekularen und turbulenten Zusatzbewegung abspielt, bleibt vom Modell vorerst ganz unerkannt, vergl. Abb. 9 oben.

Und doch transportieren diese Zusatzbewegungen erhebliche Mengen an Wasserdampf, Impuls und Wärme und leisten auch Arbeit. Diese Transporte resultieren aus gemittelten Korrelationsprodukten aus Zusatzimpuls

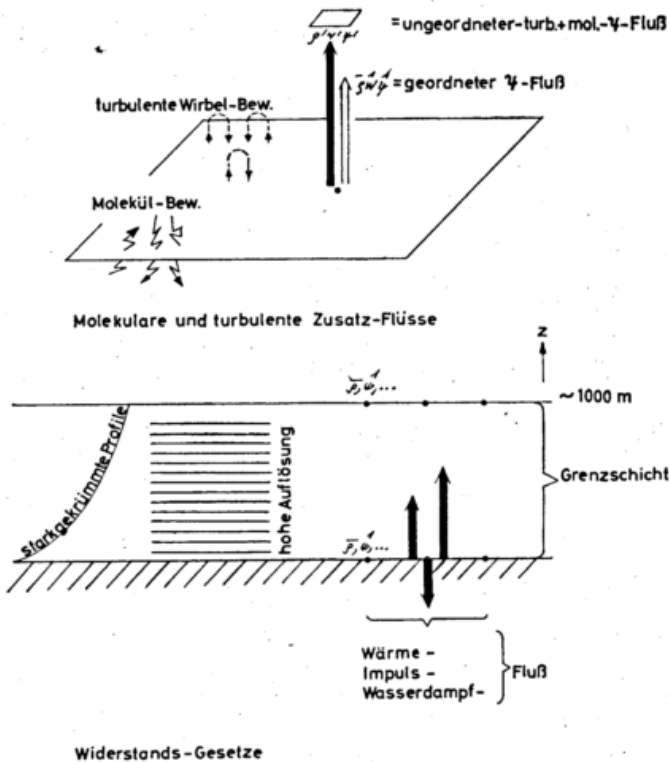


Abb. 9

Veranschaulichung der Parametrisierung irreversibler Flüsse und der Widerstandsgesetze in der Grenzschicht.

und transportierter Zusatzgröße, und sie treten additiv zu den konvektiven Flüssen auf, die bereits das reversible Modell kennt, vergl. Tab. 1.

Die numerische Wirkung dieser Zusatzbewegungen vom Modell aufgreifen zu wollen, heißt, diese ungeordneten Flüsse durch kontrollierte Gitterpunktgrößen auszudrücken oder, wie diese Technik auch genannt wird, zu parametrisieren.

Das Vorbild für diese Parametrisierung ist natürlich die Thermodynamik irreversibler Prozesse. Deren fundamentale Aussagen, zunächst nur für molekulare Phänomene formuliert, werden einfach auf turbulente Bewegungen mit ausgedehnt. Diese Aussagen beinhalten: positive Definitheit der Entropieerzeugung, CURIES Prinzip von der Unabhängigkeit unterschiedlich tensorieller Flüsse, ONSAGERS Reziprozitätsbedingungen und vor allem die Linearität zwischen Flüssen und thermodynamischen Kräften.

Das Ergebnis der Ausdehnung dieser Theorie auf Turbulenz sind lineare phänomenologische Beziehungen nunmehr zwischen den gesuchten molekularen plus turbulenten Flüssen einerseits und Gradienten mittlerer Zustandsgrößen andererseits, die allein durch Gitterpunktgrößen ausgedrückt werden können.

Leider bleiben die vermittelnden Koeffizienten dieser Beziehungen, jetzt Austauschkoeffizienten genannt, völlig unbestimmt. Eine diese Koeffizienten liefernde statistische Turbulenztheorie ist nicht in Sicht. Die Zirkulationsmodelle bestimmen daher notgedrungen die Austauschkoeffizienten, unter Verzicht auf alle Überlagerungseffekte, halb empirisch, halb spekulativ.

Eine Sonderstellung bei diesen Parametrisierungsbemühungen nimmt die bodennahe, stark turbulente Grenzschicht ein, etwa 1 km mächtig, vergl. Abb. 1 unten.

Dieser untere eine Kilometer müßte eigentlich nochmals hoch aufgelöst werden wegen der starken vertikalen Abhängigkeit der meteorologischen Zustandsgrößen, wie sie z. B. das logarithmische Temperaturprofil

und die Ekmanspirale der Horizontalgeschwindigkeit dokumentieren. Diese vom Modell nur schwer verkraftbare zusätzliche Auflösung vermeidet eine spezielle Grenzschichttheorie, die aus Ähnlichkeitshypothesen und mit weiteren Annahmen über begrenzende Stationarität und Homogenität des Turbulenzzustandes bequeme Widerstandsgesetze formuliert. Diese Widerstandsgesetze liefern die Bodenflüsse von Wasserdampf, Impuls und Wärme, also den gesamten materiellen Austausch mit dem Untergrund, unmittelbar aus den Gittergrößen an der Ober- und Unterfläche der Grenzschicht und aus meßbaren Rauheitswerten, unter Verzicht auf eine Zwischenauflösung.

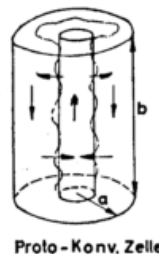
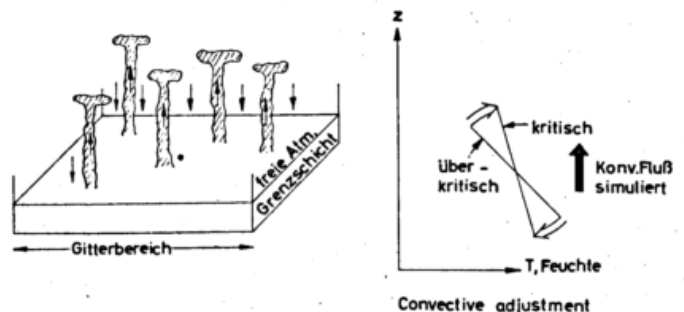
Leider gehen in diese Widerstandsgesetze als Pferdefüße noch offene, wenn auch universelle Funktionen ein, die erst durch Messungen mühsam ausgefüllt werden müssen, und die bisher nur unvollständig und schwach belegt sind.

Damit sind alle relevanten irreversiblen Prozesse im Zirkulationsmodell wenigstens vertreten, wenn auch mit noch verbesserungsbedürftigen physikalischen Ansätzen.

3.4. Konvektionsprozesse (Abb. 10)

Noch immer gehen aber dem Modell solche Vorgänge verloren, die wegen ihrer Kleinräumigkeit vom Gitter nicht aufgelöst werden, wegen ihres geordneten Ablaufs aber auch nicht wie irreversible Flüsse parametrisiert werden können. Typisch für solche Prozesse ist die thermische Konvektion, die schon in jeder Tasse heißen Kaffees beobachtbar ist.

Beim Überschreiten kritischer vertikaler Temperatur- und Feuchteprofile bilden sich bereits in einem einzigen Gitterbereich eine Zeitlang oft Hunderte von rhythmisch pulsierenden Konvektionszellen aus, erkennbar in hochreichenden Wolkentürmen, vergl. Abb. 10 oben.



Proto-Konv. Zelle

Abb. 10
Veranschaulichung der thermischen Konvektion.

Die in den Zellen auf- und absteigenden Luftströme tauchen wie Förderbänder Wärme, Impuls und Wasserdampf mit der Grenzschicht aus, wo permanente Bodenzu- und abflüsse diese Quantitäten angestaut oder abgebaut haben. Letztlich trachten diese Transporte die konvektionslabilen Profile wieder zu beseitigen.

Diesen meteorologisch effektvollen Austausch fangen Zirkulationsmodelle jetzt noch in primitivster Weise mit der sogenannten konvektiven Anpassung auf, die sofort und gewaltsam jede errechnete Überschreitung kriti-

Wenn wir uns darauf geeinigt haben, daß langsame Geräte besser sind als schnelle, können wir uns auch mit Gelassenheit dem im wahrsten Sinne des Wortes schwergewichtigsten Problem der ganzen Angelegenheit zuwenden, nämlich der Antennenfrage. Die Antenne, die wir fordern müssen, dürfte das teuerste Einzelteil der Apparatur werden, aber trotzdem viel billiger sein als

eine gleichdimensionierte schnellbewegte Antenne alter Bauart. Vielfaches Streitobjekt und Kernproblem für die Antennengröße ist die zu verwendende Wellenlänge. Der in der Radarentwicklungszeit allgemein begangene Weg, durch Verminderung der Wellenlänge zu energiereicherer Rückstrahlung, besserer Bündelung und damit zu kleineren und billigeren Radargeräten zu kommen, erwies sich für die Niederschlags erfassung als ein böser Irrweg. Während die längere Welle (≥ 10 cm) durch den rückstreuenden Niederschlag meßtechnisch nur unwesentlich gedämpft wird, werden kürzere Wellen, — besonders die wegen der relativen Billigkeit der entsprechenden Geräte häufig benutzte 3-cm-Welle — ganz erheblich gestört.

Bereits im Jahre 1951 untersuchten ATLAS und BANKS (1) in einer ausführlichen Studie die durch Dämpfungseinflüsse bei den verschiedenen Wellenlängen auftretenden Meßverzerrungen. Einige der eindrucksvollsten Darstellungen sollen in Abb. 4 noch einmal gezeigt werden. Es handelt sich um Modelle von zylindrisch aufgebauten Schauerzellen mit kreisrundem bzw. elliptischem Grundriß, deren Zentren jeweils in 10 miles Entfernung vom Radargerät liegen. Der Kreisdurchmesser beträgt 5 mi, die Ellipsenachsen 10 und 6,7 mi. Der so beschriebene Modellschauer soll jeweils von 40 mm/h Rand-

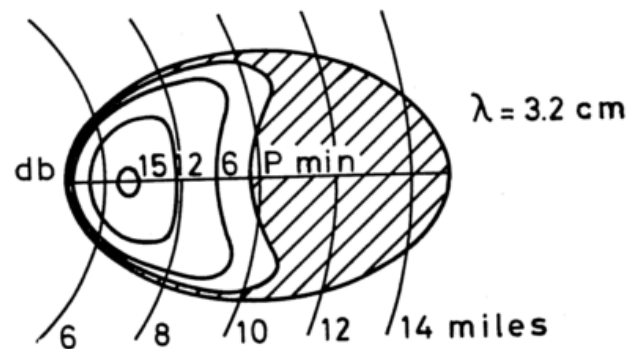
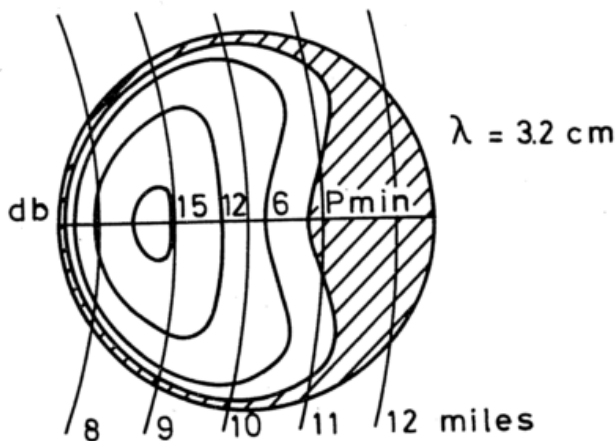
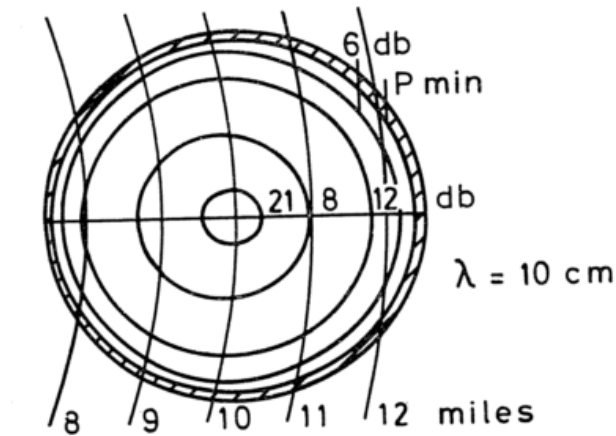


Abb. 4

Linien gleicher Empfangsleistung (db) von zylindrischen Modellschauern mit kreis- bzw. ellipsenförmigem Grundriß (maximale Niederschlagsrate im Zentrum 100 mm/h) bei Wetterradars mit 10 bzw. 3,2 cm Wellenlänge. Die schraffierten Gebiete können nicht wahrgenommen werden. Die Deformation der ursprünglich symmetrischen Gebilde durch die 3,2 cm Welle ist unübersehbar. Nach (1)

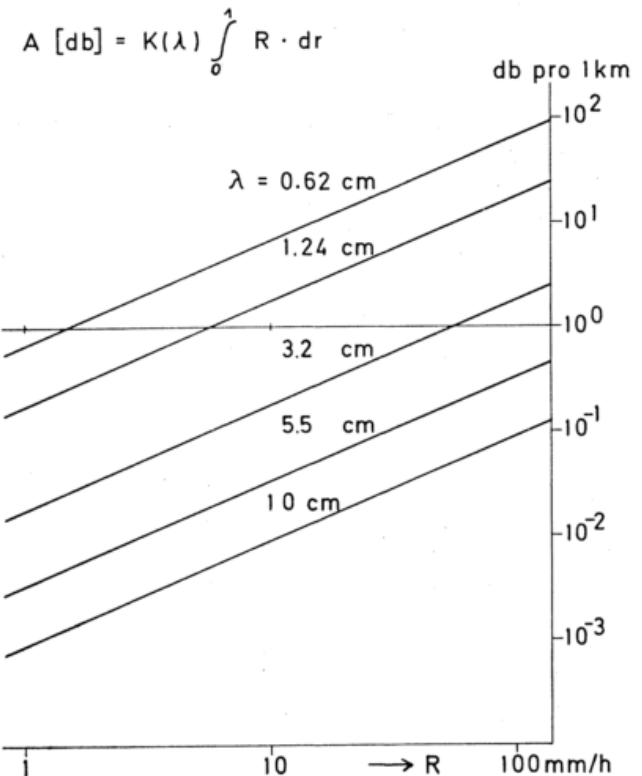


Abb. 5

Einwegdämpfung (in db pro Kilometer) durch Niederschlagsdichten von 1—100 mm/h bei verschiedenen Wellenlängen von Wetterradars.

intensität gleichmäßig bis auf 100 mm/h Regenintensität im Zentrum anwachsen. Die eingezeichneten Linien gleicher Radarreflektivität stellen die im Gegensatz zum symmetrischen Modell aufbau wirklich meßbaren Werte dar. Die schraffiert eingezeichneten Gebiete werden durch die jeweilige Vordämpfung bereits soweit abgeschattet, daß sie vom Radargerät nicht mehr wahrgenommen werden können. Die drei Darstellungen zeigen deutlich, daß im Gegensatz zur weitgehend formtreuen 10-cm-Welle das 3-cm-Radargerät nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ völlig irreführende und unkorrigierbare Ergebnisse liefert. Jedes noch so ausgefeilte Korrekturmodell ist dort nicht mehr einsetzbar, wo kein Echo zurückkommt. Es ist merkwürdig, daß trotz Er-

ZONAL WIND

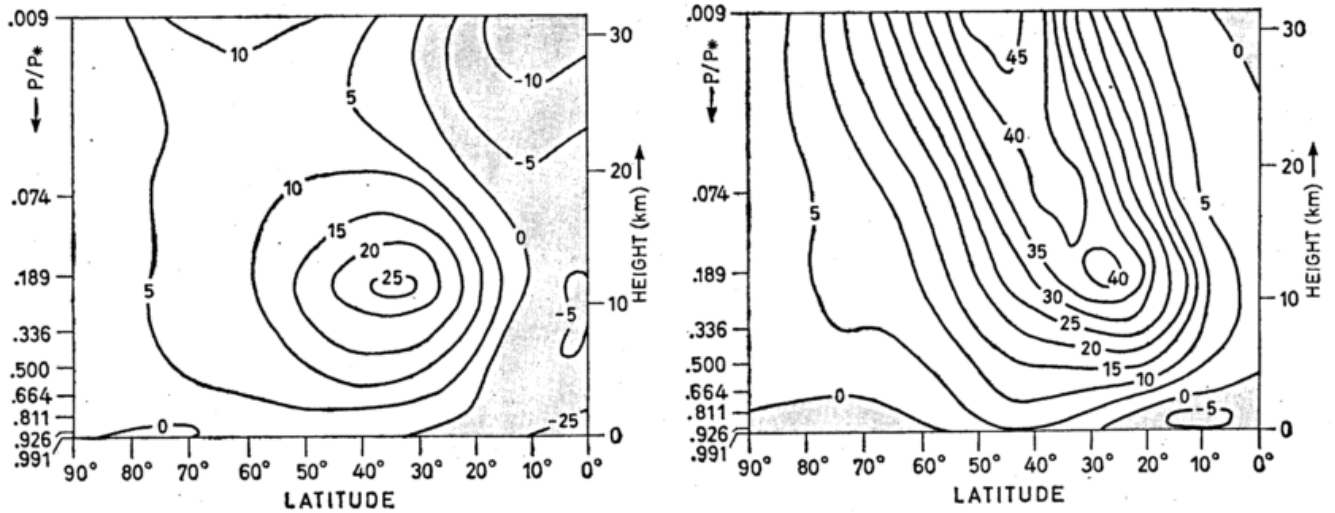


Abb. 12
Vergleich zwischen errechnetem (rechts) und beobachtetem (links) Zirkulationsbild des Zonalwindes. Ostwindfelder gerastert. Einheit ms^{-1} . Aus(8).

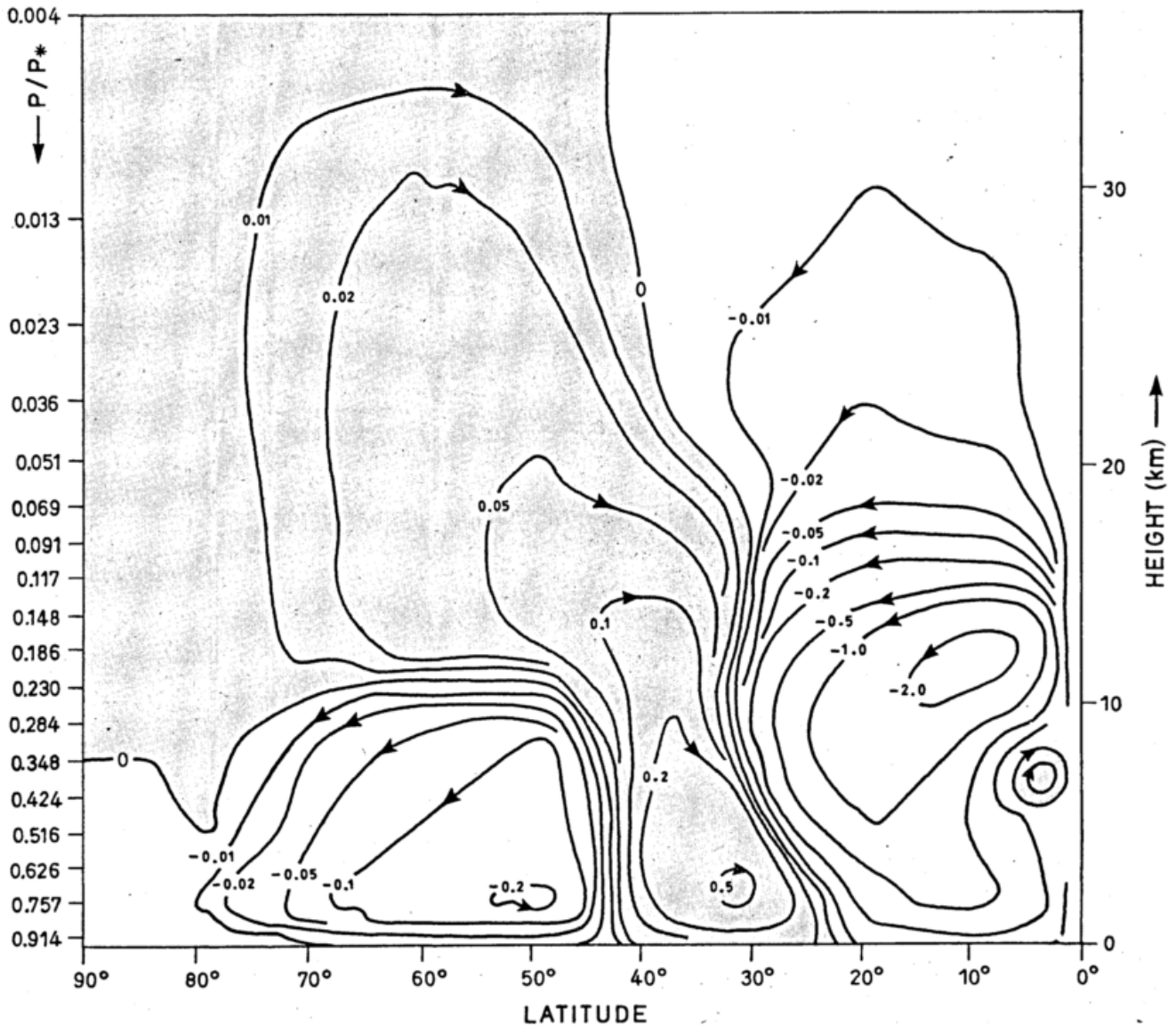


Abb. 13
Errechnetes Zirkulationsbild des vertikalen und meridionalen Windfeldes, dargestellt durch eine Stromfunktion. Einheit ms^{-1} . Aus(8).

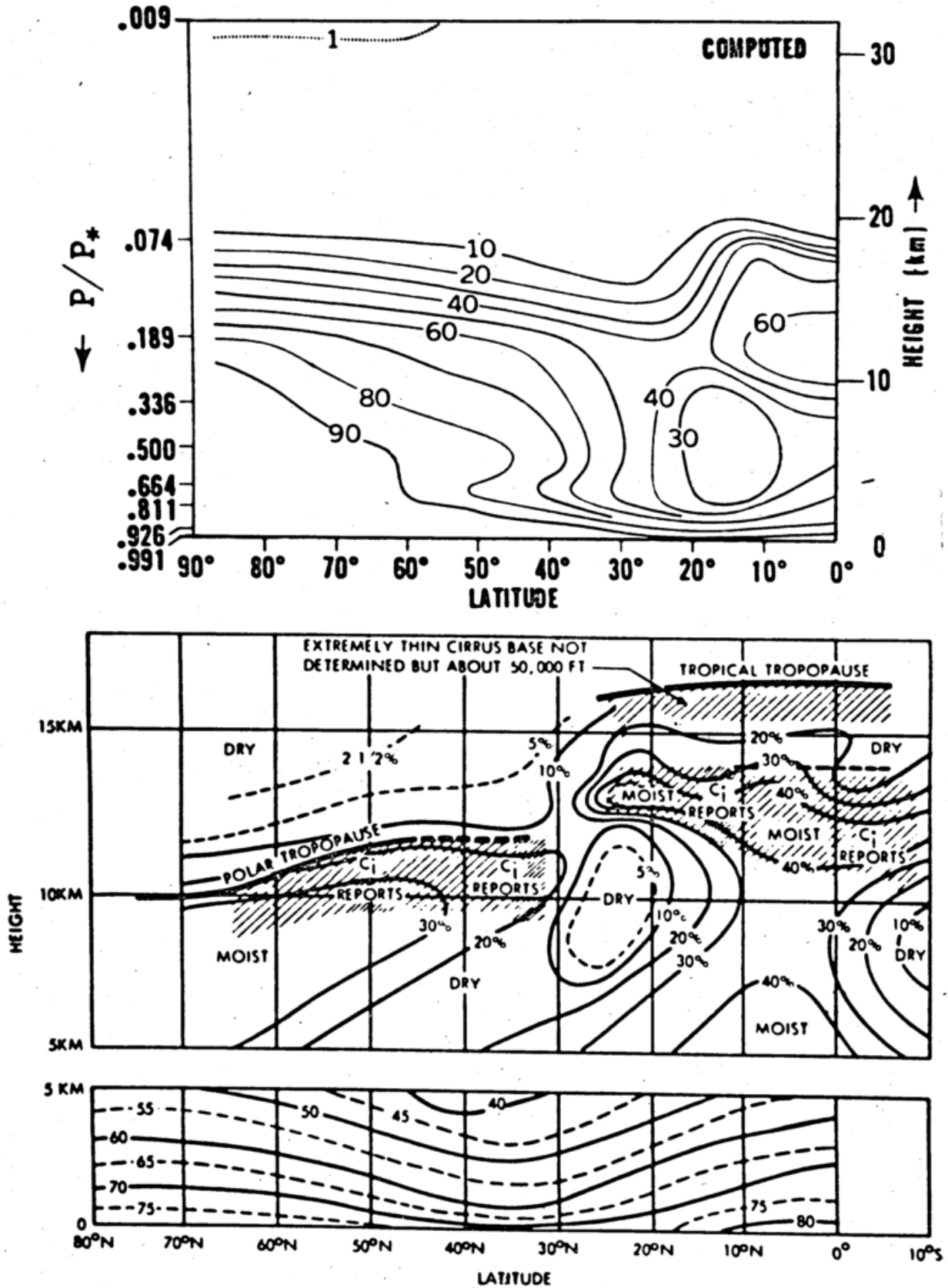


Abb. 14
Vergleich zwischen errechnetem (oben) und beobachtetem (unten) Zirkulationsbild der relativen Feuchte.
Aus(5).

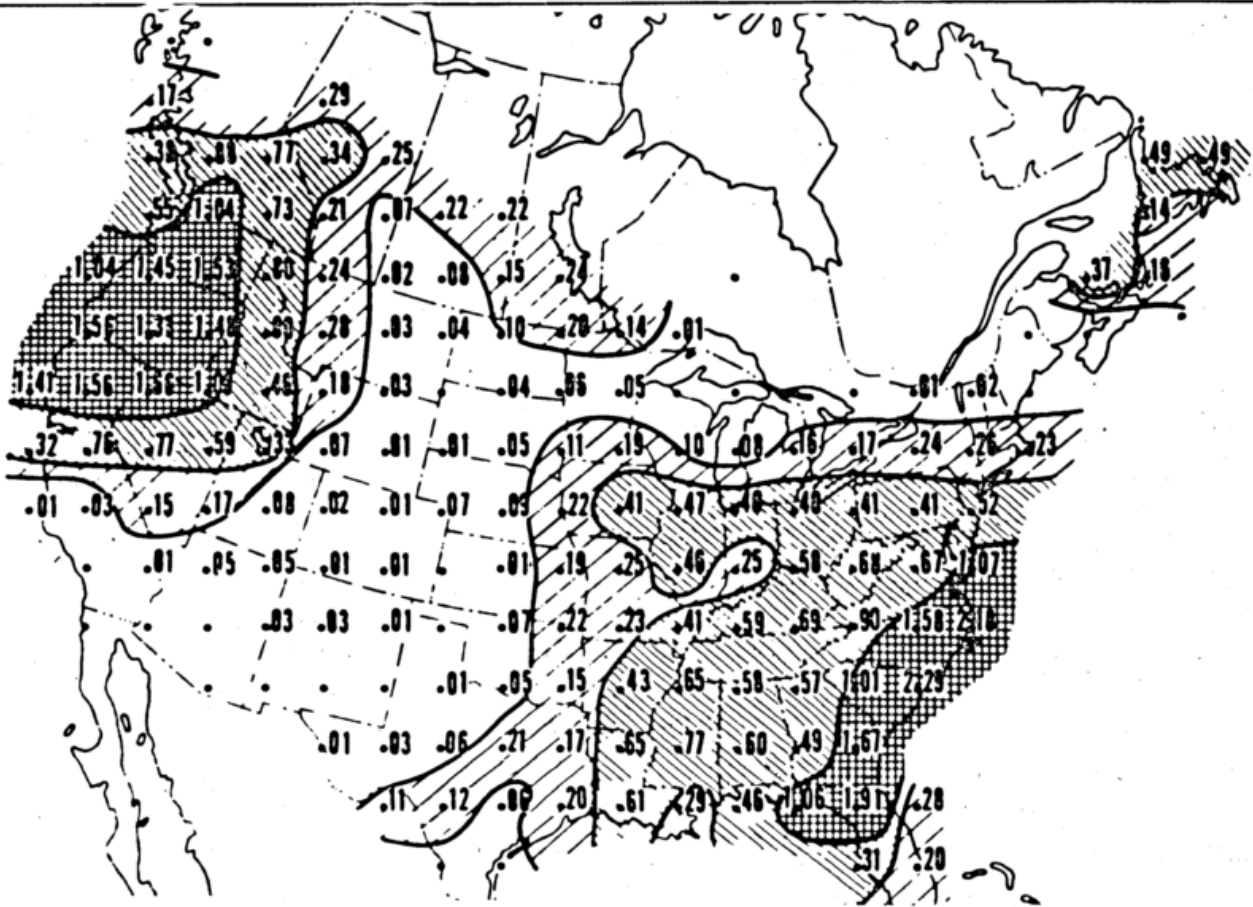
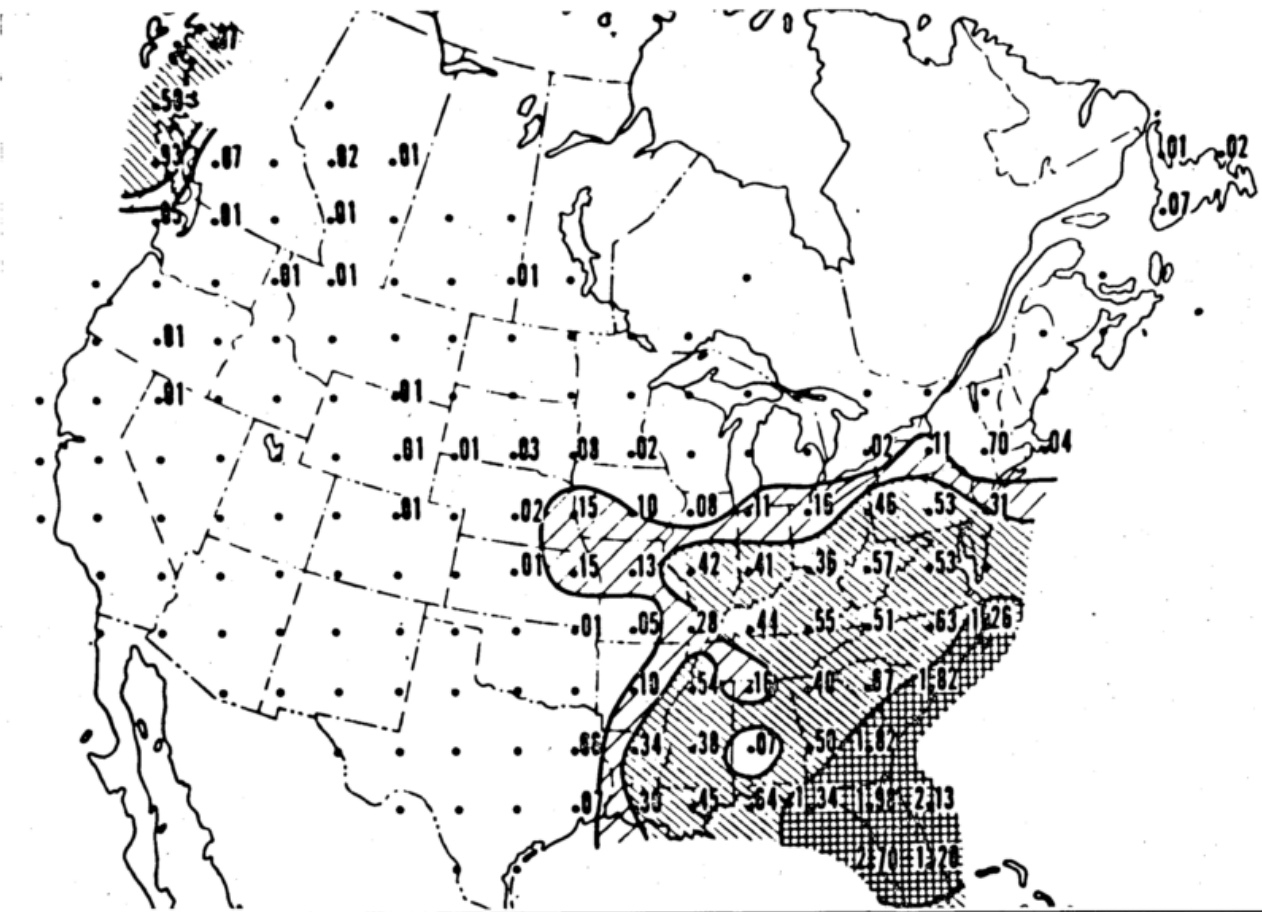


Abb. 15

Aktuelle Prognose für den am 3. und 4. Folgetag gefallenen Niederschlag über den Vereinigten Staaten, oben beobachteter, unten berechneter Niederschlag. Aus(7).

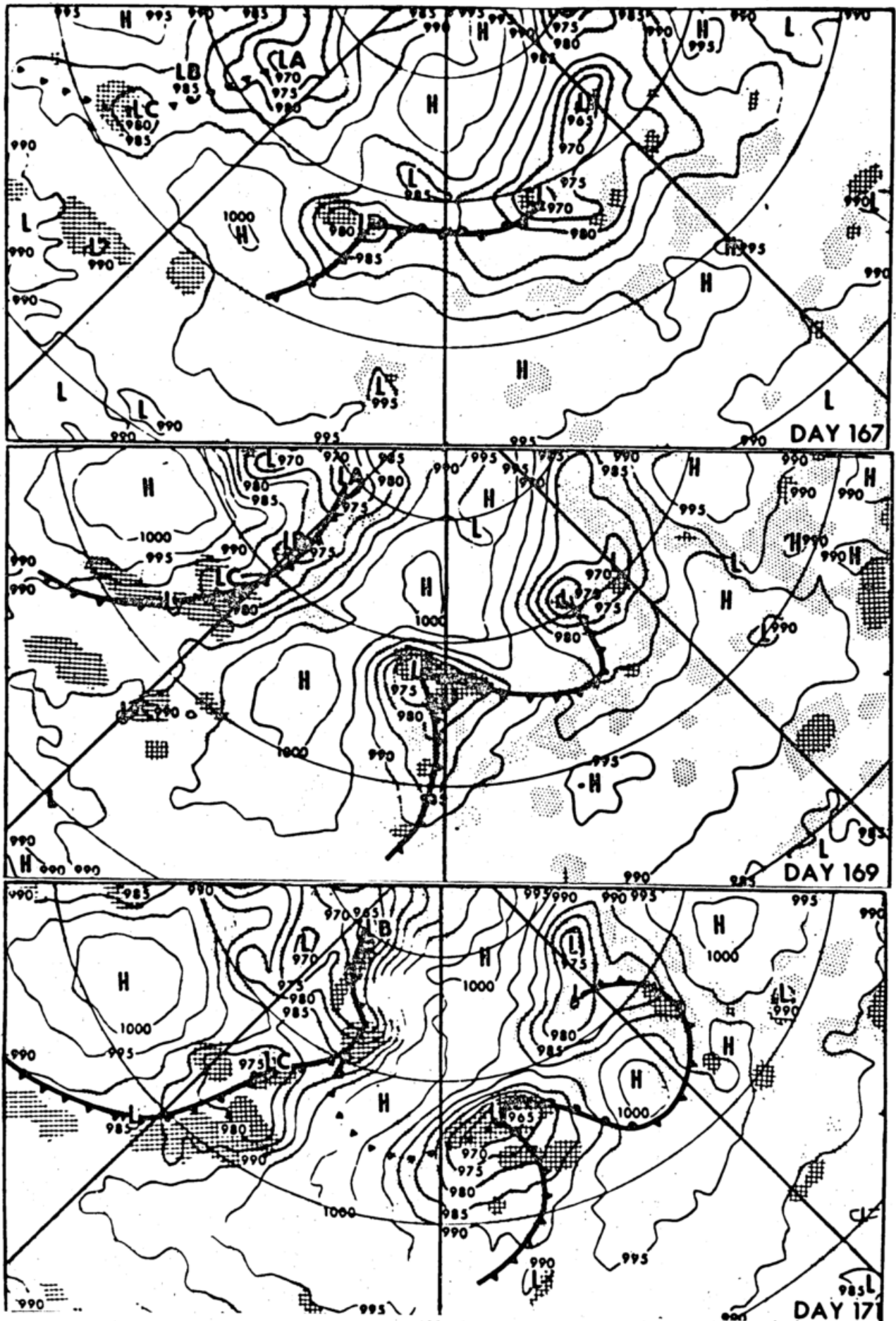


Abb. 16
Mit dem Zirkulationsmodell errechnete Einzelbodenwetterlagen für den 167., 169. und 171. Folgetag, ausgehend von einer ruhenden isothermen und trockenen Atmosphäre. Aus(8).

nahezu perfekt. Das bedeutet, daß das Zirkulationsmodell den Stockwerksbau der Atmosphäre mit unterer Troposphäre und oberer Stratosphäre und den charakteristischen Verlauf der Tropopause als Trennfläche physikalisch erklärt. Bei der Bewertung dieses Vergleichs ist aber zu berücksichtigen, daß sich das Modell die Bewölkung, die über die Strahlung das Temperaturfeld wesentlich mitbestimmt, aus Beobachtungen vorgegeben hat. Müßte das Modell die Bewölkung selbst prognostizieren, wäre die Übereinstimmung weniger prägnant ausgefallen.

Die Abb. 12 zeigt die beobachteten und prognostizierten Zirkulationsbilder des Zonalwindes mit durchweg geringerer Übereinstimmung als in den Temperaturfeldern. Erstaunlicherweise wird vom Modell der Strahlstrom oder Jet sehr scharf herausgebildet, allerdings wird er vom Modell zu intensiv und zu südlich aufgefaßt. Die Ostwindfelder werden zwar erkannt, aber zu schwach in Ausdehnung und Intensität errechnet. Es ist nicht bekannt, welche Effekte mit welchem Gewicht für die Diskrepanzen verantwortlich zeichnen. Sicherlich sind die schwächeren Gradienten im beobachteten Zirkulationsfeld mit auf den Mittelungseffekt über Jahreszeiten zurückzuführen, die Übereinstimmung der Rechnung mit dem winterlichen beobachteten Zirkulationsbild ist deutlich besser.

Die berechnete Stromfunktion für die vertikalen und meridionalen Zirkulationswinde enthält Abb. 13. Das beobachtete Pendant fehlt, es ist wegen der nicht direkt meßbaren Vertikalgeschwindigkeit quantitativ unsicher. Qualitativ stimmt jedoch die errechnete Zirkulation weitgehend mit der meteorologischen Vorstellung überein, die drei Zirkulationsräder in der Troposphäre – zwei Headleyzellen und eine Ferrellzelle – annimmt, die sich in der Stratosphäre auf zwei Räder reduzieren.

In Abb. 14 finden wir die Zirkulationsbilder der relativen Feuchte verglichen. Es ist positiv zu werten, daß die Stratosphäre – wie beobachtet – in der Rechnung im wesentlichen trocken bleibt. Die troposphärische Übereinstimmung ist schlicht unbefriedigend, was sicherlich aus der gleichfalls unbefriedigenden Modellsimulierung des hydrologischen Zyklus resultiert.

Das Ergebnis einer versuchten aktuellen Niederschlagsprognose mit dem Zirkulationsmodell enthält Abb. 15. Ausgehend von einer tatsächlichen Wetterlage wird der Niederschlag am dritten und vierten Folgetag im Gebiet der Vereinigten Staaten berechnet und mit dem an diesen beiden Tagen gefallenen Niederschlag verglichen. Die Vorhersage gelingt in diesem Beispiel im Südosten des Vorhersagegebiets, mißlingt jedoch im Nordwesten. Die Fehlvorhersage dort ist sicherlich verursacht durch den Modelleffekt, das kondensierte Wasser sofort ausfallen zu lassen, während die reale Atmosphäre normalerweise die Kondensate wenigstens teilweise als Wolken verweilen läßt.

Schließlich werden in der Abb. 16 drei vom Zirkulationsmodell errechnete Einzelwetterlagen am Boden wiedergegeben, und zwar für den 167., 169. und 171. Tag, ausgehend von der ganz unwahrscheinlichen Anfangssituation einer trockenen isothermen und ruhenden Atmosphäre. Diese Wetterlagen dokumentieren besonders eindrucksvoll die meteorologische Aussagekraft der physikalischen Modelle, die praktisch aus dem meteorologischen Nichts synthetische Wetterlagen entstehen lassen, die auch der erfahrene Meteorologe für echt halten könnte.

Der durch astronomische Genauigkeiten nicht erwähnte Meteorologe empfand bereits die ersten Ergebnisse der in den USA entwickelten Zirkulationsmodelle als Sensation. Das Zirkulationsmodell wird plötzlich

zum Experimentiertisch der gesamten Atmosphäre und erklärt bisher unverstandene Phänomene wie die Bildung des Jets und seine Aufrechterhaltung gegen dissipative Effekte, indem es diese Erscheinungen auf axiomatische physikalische Aussagen zurückführt. Das Zirkulationsmodell gestattet plötzlich dem Meteorologen einen von der Beobachtung her unerreichbaren quantitativen Einblick in die Haushaltsführung und Bilanz der Atmosphäre mit den Posten Materie, Impuls und Energie.

4. Zukunft der numerischen Vorhersage

4.1. Vorhersagbarkeit

Das Zirkulationsmodell wirft aber auch die Frage nach der Vorhersagbarkeit atmosphärischer Entwicklungen überhaupt auf. Diese Frage ist ohne Gegenfrage, z. B. nach den Genauigkeitsansprüchen, objektiv nicht zu beantworten. Aufschlußreich ist aber schon die analytische Fassung, in die die Meteorologie diese Fragestellung bringt: Man denke sich für einen Moment den atmosphärischen Zustand aufgebaut aus einer begrenzten Zahl von Eigenfunktionen, z. B. von Sinus- und Kosinusfunktionen, denen je eine Wellenzahl zugeordnet wird. In einem Phasenraum mit den Wellenzahlen aller Zustandsgrößen als Koordinaten wird dann jeder Zustand zu einem Punkt, jede atmosphärische Entwicklung zu einer Kurve, wie dies für zwei Wellenzahlen und eine Zustandsgröße in Abb. 17 veranschaulicht wird.

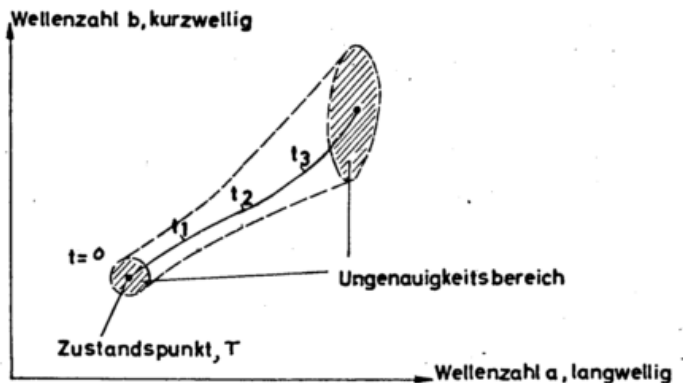


Abb. 17
Veranschaulichung analytischer
Vorhersagbarkeitsbetrachtungen in einem Phasenraum.

Um einen solchen, den Anfangszustand fixierenden Punkt wird eine kleine Umgebung gelegt, die die Ungenauigkeit in der Kenntnis dieses Anfangszustandes ausdrückt, bedingt etwa durch Beobachtungsfehler. Die zeitliche Veränderung dieses Unsicherheitsbereiches wird nunmehr mit einem Zirkulationsmodell verfolgt, das auf den Anfangspunkt mit seiner Umgebung angelegt wird. Überschreitet dieser Bereich für eine bestimmte Wellenzahl eine nur subjektiv angebbare Schwelle, so sei die Vorhersagbarkeitszeit in dieser Wellenzahl erreicht.

Mit allen Vorbehalten gegen die Unzulänglichkeiten der numerischen Modelle und gegen subjektive Momente wird die Vorhersagbarkeitszeit auf etwa 5–6 Tage geschätzt für den Bereich der Zyklonen und Antizyklonen. Sie wächst auf etwa 14 Tage an für planetarische Phänomene und weiter auf quasiunendlich für Zirkulationsbilder. Daß die Vorhersagbarkeitszeit für die sich aus kleinen zunächst gar nicht beobachtbaren Störungen entwickelnden Zyklonen und Antizyklonen so kurz ausfällt, erklärt sich daraus, daß der Ursprung labiler Entwicklungen mit den nur grob aufgelösten Modellen räumlich und zeitlich schwer zu lokalisieren ist.

4.2. Entwicklungschancen

Aus solchen Vorhersagbarkeitsbetrachtungen und besonders aus den Mängeln der jetzigen Kurzfristmodelle und der konzipierten Zirkulationsmodelle läßt sich die weitere Entwicklung der numerischen Wettervorhersage unschwer ablesen: mit schnelleren Rechnern wird zunächst das Rechengitter, ganz oder in Nestern, höher aufgelöst werden, und Zirkulationsmodelle in den bereits vorliegenden Versionen werden in den Routinedienst übernommen werden. Diese beiden Schritte garantieren eine spürbare Verbesserung der Kurzfristprognose und versprechen eine Ausdehnung der Prognosezeit von zur Zeit drei auf vier bis fünf Tage. Ein weiterer Ausbau der irreversiblen Physik und des Konvektionsmechanismus sowie die Verwertung zunehmend anfallender Satellitendaten machen für die nächsten 10 bis 15 Jahre auch numerische Wochenvorhersagen wahrscheinlich.

Literatur

- (1) CHARNEY, J. G.; FJÖRTOFT, R.; VON NEUMANN, J.: Numerical integration of the barotropic vorticity equations. *Tellus* 2 (1950) No. 4, S. 237-254.
- (2) EDELMANN, W.: On the behaviour of disturbances in a barochinic channel. In: *Research in objective weather forecasting* (Research Division, Deutscher Wetterdienst, Offenbach a. M. 1964) Part F = Summary Report No. 2 (1 July 1961 - 31 Dec. 1963) AFCRL, OAR, under Contract No. AF 61 (052)-373.
- (3) CHANDRASEKHAR, S.: *Radiative transfer*. Oxford: Clarendon Press 1950.
- (4) SMAGORINSKY, J. et al.: Numerical results from a nine-level general circulation model of the atmosphere. *Monthly Weather Rev.* 93 (1965) S. 727-768.
- (5) MANABE, S.; SMAGORINSKY, J.: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. II. Analysis of the tropical atmosphere. *Monthly Weather Rev.* 95 (1967) S. 155-169.
- (6) MANABE, S.; HUNT, B. G.: Experiments with a stratospheric general circulation model. I. Radiative and dynamic aspects. *Monthly Weather Rev.* 96 (1968) S. 477-502.
- (7) MIYAKODA, K.; SMAGORINSKY, J. et al.: Experimental extended predictions with a nine-level hemispheric model. *Monthly Weather Rev.* 97 (1969) S. 1-76.
- (8) MANABE, S.; SMAGORINSKY, J. et al.: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. III. Effectes of increased horizontal computational resolution. *Monthly Weather Rev.* 98 (1970) S. 175-213.

Der Strahlungshaushalt der Atmosphäre nach Satellitenmessungen

Zusammenfassung

Die Strahlungsbilanz am oberen Rande der Atmosphäre gibt direkt die Energiezufuhr zum oder den Energieentzug aus dem System Erde-Atmosphäre an. Ihre örtlichen und zeitlichen Variationen sind eng mit dem Wetterablauf und klimatischen Parametern korreliert. Es darf daher angenommen werden, daß globale Messungen dieser Variationen Rückschlüsse auf das dynamische Verhalten der Atmosphäre erlauben. Solche Beziehungen können nur aus langjährigen Meßreihen mit speziellen Satelliteninstrumentierungen abgeleitet werden. Aus dem vorhandenen Beobachtungsmaterial ergeben sich jedoch schon heute weitreichende Konsequenzen: Der Planet Erde ist dunkler und wärmer als bisher angenommen; auch im Jahresmittel bleiben signifikante geographische Variationen erkennbar, die unter anderem mit der Land-Ozean-Verteilung korreliert sind und es besteht keine exakte Symmetrie in Bezug auf den Äquator; der Gradient des Netto-Strahlungsstromes zwischen Äquator und den Polen weist jahreszeitliche Schwankungen und zur gleichen Jahreszeit Unterschiede von Jahr zu Jahr auf, die sich im Energietransport innerhalb der Atmosphäre und damit im Wetterablauf manifestieren müssen. In Kombination mit konventionellen Meßdaten läßt sich aus den Satellitenmessungen ein besseres Bild über die Energieflüsse im System Erde-Atmosphäre gewinnen, die wiederum von entscheidender Bedeutung für dynamische Modelle der Atmosphäre sind. Auch zur Untersuchung der Auswirkung anthropogener Umweltbeeinflussung werden diese Satellitenmessungen in der Zukunft zweifellos wertvolle Beiträge liefern.

1. Einleitung

Die Atmosphäre der Erde befindet sich in einem permanenten Bewegungszustand, der durch eine komplizierte Kette von Energieumsetzungen aufrechterhalten wird. Die Bewegung von Luftmassen können wir auf Sequenzen von Satellitenbildern direkt verfolgen, soweit Wolkenstrukturen ihre Erkennung ermöglichen. Die dadurch für uns sichtbar werdenden Vorgänge enthalten eine kinetische Energie, die nur etwa 0,05 % des gesamten Energieinhaltes der Atmosphäre beträgt. Zur Hauptsache setzt sich dessen Betrag aus potentieller und innerer Energie sowie fühlbarer und latenter Wärme zusammen.

Die Gesamtenergie in der Atmosphäre der nördlichen Hemisphäre beträgt im Jahresmittel $1,5 \cdot 10^{17}$ kWh (19). Eine einzelne Zyklone mit einigen Tagen Lebensdauer verbraucht etwa $5 \cdot 10^{12}$ kWh, ein Hurrikan $1/10$ davon. Der Welt-Energieverbrauch pro Jahr beträgt vergleichsweise $5-10 \cdot 10^{13}$ kWh. Ein großes Kraftwerk liefert dazu 10^9 kWh pro Jahr. Der im April 1954 gezündete thermonukleare Sprengkörper entwickelte $5 \cdot 10^{10}$ kWh, also etwa $1/100$ der Energie einer Zyklone; die Nagasaki-Bombe war nochmals um einen Faktor 10^3 schwächer, vgl. (26).

Beim Vergleich dieser Zahlen scheint die Physik der Atmosphäre es mit Energieflüssen leicht erfaßbarer Größenordnung zu tun zu haben. Dabei muß aber berücksichtigt werden, daß sich die treibenden Kräfte aus Energiegradienten ergeben, die wegen der sehr großen räumlichen Ausdehnung atmosphärischer Gebilde häufig außerordentlich klein sind und an die Meßtechnik extreme Anforderungen stellen.

Es stellt sich die Frage, wie und wann sich die in der Atmosphäre vorhandenen Energiebeträge so akkumulieren, daß die als Wettererscheinungen bekannten Phänomene entstehen, wie Tiefdruck- und Hochdruckgebiete, Fronten, Gewitter, Zyklonen oder Hurrikane. Die dahin führenden energetischen Prozesse lassen sich noch nicht in allen Einzelheiten verfolgen: es handelt sich um ein komplexes, nichtlineares System von Wechselwirkungen, das sich trotz mannigfacher Detailkenntnisse bisher einer umfassenden Analyse noch entzieht. Wir wissen jedoch eines mit Sicherheit: diese Energie kommt in Form elektromagnetischer Strahlung aus der Sonne, durchläuft hier auf der Erde eine Reihe von Transformationen, in deren Verlauf es zu den dynamischen Prozessen der geschilderten Art kommt, und verläßt den Planeten schließlich wieder in Form von thermischer Infrarotstrahlung.

Es sollte aus dieser kurzen Einführung klar werden, daß die Wetterentwicklung davon abhängen muß, wie sich die eingestrahelte Sonnenenergie in der Atmosphäre verteilt und wie sie wieder abfließt, ob und wo Energiegradienten auftreten, wie groß diese Gradienten sind und wie stark dementsprechend die Transportvorgänge sein müssen, die diese Gradienten zu kompensieren haben. Es scheint auf den ersten Blick plausibel, daß sich lokale Unterschiede im physikalischen Zustand der Atmosphäre und des Erdbodens auch in der geographischen Verteilung des die Erde verlassenden Energieflusses und damit der Strahlungsbilanz ausdrücken. Wenn das aber der Fall ist, so muß es auch möglich sein, aus einer Messung dieser Größen vom Satelliten aus Rückschlüsse auf den physikalischen Zustand der Atmosphäre und die damit verbundenen Energie-

transporte zu ziehen. Sobald ein solcher Zusammenhang erkannt und analysiert ist, kann daran gedacht werden, die Beobachtungen des Energiefeldes auch für Prognosen über die Entwicklung atmosphärischer Phänomene zu benutzen. Gedacht wird hierbei mehr an langfristige Veränderungen und klimatologische Schwankungen als an eine kurzfristige Wettervorhersage.

Bevor wir auf die bisher durchgeführten Untersuchungen in dieser Richtung und die dadurch neu gewonnenen Erkenntnisse über den Energietransport im System Erde - Atmosphäre eingehen, scheint es zweckmäßig, einen kurzen Blick auf die Grundlagen der Strahlungsübertragung in der Atmosphäre zu werfen.

2. Strahlungsübertragung im System Sonne - Atmosphäre - Erde

Die am Ort der Erdbahn von der Sonne erzeugte Bestrahlungsstärke kann annähernd als konstant angenommen werden. Sie wird daher als „Solarkonstante“ bezeichnet. Ihr gegenwärtig akzeptierter Wert für die mittlere Sonnenentfernung ist $1.95 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ oder $0.136 \text{ Watt cm}^{-2}$, (3), (4), (9), (10), (18). Ihre jahreszeitliche Variation durch die leichte Elliptizität der Erdbahn beträgt $\pm 3.35 \%$ (größte Erdnähe, Perihel, 2. Januar; größte Erdferne, Aphel, 2. Juli). Während des örtlichen Winters erhält also die Südhalbkugel weniger Strahlung als die Nordhalbkugel, während des Sommers sind die Verhältnisse umgekehrt. Aus einer sich über viele Jahre erstreckenden Meßreihe, die mit Stratosphärenballons durchgeführt werden, können die sowjetischen Forscher auch eine Variabilität der Solarkonstante in der Größenordnung von wenigen Prozent nicht mehr völlig ausschließen. Dies läßt den Wert von $1.95 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ als Maximalwert erscheinen, während die Meßdaten zwischen 1.88 und $1.943 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ schwanken.

Die Sonnenstrahlung wird in der Atmosphäre gestreut und absorbiert, nur ein Teil erreicht den Erdboden auf direktem Wege. Ein Teil der gestreuten Sonnenstrahlung kommt als Himmelsstrahlung ebenfalls zur Erdoberfläche herunter, der andere Teil wird in den Weltraum zurückgestreut. Auch von der Erdoberfläche wird ein Teil der auftreffenden Sonnenstrahlung reflektiert. Davon verläßt ein Teil nach nochmaligem Durchlaufen der atmosphärischen Absorptions- und Streuprozesse die Erde ebenfalls, während ein geringer Teil wiederum als Himmelsstrahlung zur Erdoberfläche zurückgeht. Die Streuprozesse gehen an den Molekülen der atmosphärischen Gase, an Dunstpartikeln und Wolkentröpfchen oder Eiskristallen vorstatten. An der Erdoberfläche wird die Strahlung entweder gänzlich diffus wie über Waldgebieten oder teilweise gerichtet reflektiert wie über den Meeren.

Die Absorption der Sonnenstrahlung geht zur Hauptsache in den Linienspektren atmosphärischer Gase wie Ozon, Wasserdampf, Kohlendioxid, Sauerstoff und anderer Spurengase vorstatten; im kurzwelligen UV herrschen die mehr kontinuierlichen Elektronen-Spektren der Hauptbestandteile der Atmosphäre vor. Im Gegensatz zu den Gasen besitzt der Erdboden ein kontinuierliches Absorptionsspektrum, welches jedoch für die einzelnen Oberflächen charakteristische Unterschiede und jahreszeitliche Variationen besitzt. Das Verhältnis der von dem Planeten insgesamt reflektierten und in den Weltraum zurückgestreuten zur empfangenen Sonnenstrahlungsenergie wird mit *Albedo* bezeichnet; für den gesamten Globus spricht man auch von der planetarischen Albedo. Da 96% der Sonnenstrahlung im Spektralbereich $0.315 \mu\text{m} - 3.0 \mu\text{m}$ liegt und somit das langwellige Infrarot kaum Einfluß auf diesen Wert hat, ist auch der Begriff der kurzwelligen Albedo gebräuchlich.

Der Wert dieser Albedo konnte früher nur aus indirekten Beobachtungen erschlossen werden. Bis vor wenigen

Jahren wurde ein Wert von 35% allgemein akzeptiert. Seitdem der die Erde verlassende Strahlungsfluß von Satelliten aus direkt gemessen werden kann und neuere Daten der Solarkonstanten bekannt geworden sind, mußte die planetarische Albedo stark reduziert werden. Neuere Veröffentlichungen von VONDER HAAR und SUOMI (28, 29) und RASCHKE und BANDEEN (22) haben gezeigt, daß der Wert eher in der Gegend von $30 \pm 1 \%$ liegt. Anderen Arbeiten wird auch der Wert 33% (14) oder 31% zugrundegelegt. Man wird erst nach langjährigen Satellitenmessungen sagen können, welcher Mittelwert der kurzwelligen Albedo endgültig zugeordnet werden muß und ob Variationen von Jahr zu Jahr auftreten, die dann mit Klimaschwankungen im Zusammenhang stehen können.

Die Albedo ist natürlich nicht über dem gesamten Globus gleich groß. Ihr Breitenkreismittel variiert vielmehr zwischen etwa 24% bei 15°S und 65% über dem Südpol (Nordpol 50%). Es hängt im wesentlichen vom Bewölkungsgrad und der Schneebedeckung ab. Aber auch Längenabhängigkeiten sind deutlich erkennbar. Hier machen sich Zonen unterschiedlicher Bewölkungshäufigkeit und Unterschiede in der Erdboden-Albedo (z. B. Land - Meer, Wüste - Nutzland) bemerkbar.

Die im 24stündigen Rhythmus auf die Erde fallende Sonnenstrahlung würde die Erde stetig aufheizen, wenn sie diese Energie nicht in Form von thermischer Infrarotstrahlung ständig wieder in den Weltraum abgeben würde. Die Infrarotstrahlung wird vom Erdboden in die Atmosphäre ausgesandt und dort in den Banden der atmosphärischen Gase, dem Aerosol und den Wolken absorbiert. Diese atmosphärischen Bestandteile senden ihrerseits ihrer Temperatur entsprechend wieder thermische Strahlung aus. Dadurch entsteht an der Obergrenze der Atmosphäre ein kompliziert zusammengesetztes Spektrum.

Dieses Spektrum läßt sich für die Gase direkt aus den druck- und temperaturabhängigen Linienparametern berechnen, wenn die vertikale Verteilung der absorbierenden und emittierenden Gase bekannt sind.

Die theoretische Behandlung der Strahlungsübertragung wird jedoch außerordentlich erschwert durch

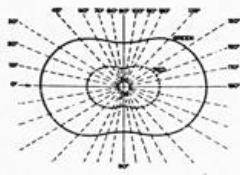
- Mehrfach-Streuprozesse an Molekülen und Aerosolen, wobei für die Aerosolstreuung die Mie-Theorie angewandt werden muß, vgl. z. B. (8),
- Absorptionsprozesse, die sich auf Zehntausende von Linien verteilen, deren exakte Form noch nicht bekannt ist, die sich teilweise überlappen und individuelle Temperaturabhängigkeit zeigen (1 b),
- die noch unbekannte Größe der Absorption in atmosphärischen Aerosolen wie Schmutzpartikel, Staub, Wassertröpfchen mit festem Kern, Eiskristalle (20),
- die über den Meeren zu berücksichtigende Eindringtiefe und Streuung der kurzwelligen Strahlung im Wasser (23).

Die Absorption und Emission in den Linienflügeln und in den Aerosolen bilden den kontinuierlichen Hintergrund des Linienspektrums (Abb. 1).

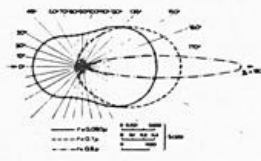
Um den enormen Rechenaufwand zu reduzieren, der für eine exakte Bestimmung der Strahldichten notwendig wäre, verwendet man für die verschiedenen Banden mathematische Modelle und verzichtet damit auf weniger wichtige Feinheiten.

Berechnet man die durch eine Flächeneinheit in alle Richtungen gehende Strahlungsleistung, so erhalten wir den Strahlungsfluß. Man unterscheidet einen auf die Erde zu gerichteten Strahlungsfluß, einen in den Welt-

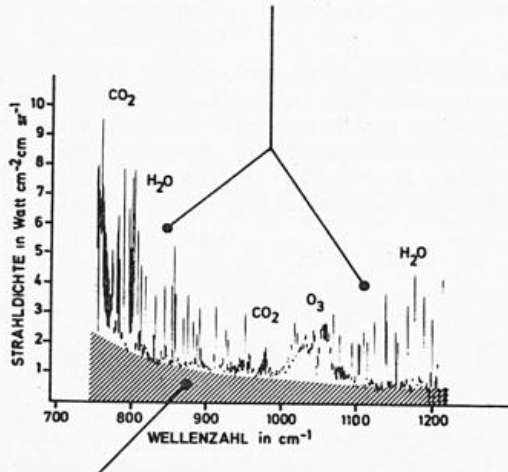
MOLEKÜLSTREUUNG (RAYLEIGH)



AEROSOLSTREUUNG (MIE)



SELEKTIVE ABSORPTION UND EMISSION IN DEN LINIEN ATMOSPHERISCHER GASE



KONTINUUM, ABSORPTION UND EMISSION DURCH AEROSOL UND BANDENFLÜGEL

Abb. 1

Schematische Darstellung von Strahlungsprozessen in der Atmosphäre. Die Streuung an Molekülen besitzt die von RAYLEIGH berechnete für Rückwärts- und Vorwärtsstreuung symmetrische Charakteristik, während die Streuung an Aerosolen eine starke Vorwärtsstreuung zeigt, die vom Verhältnis des Teilchenradius zur Wellenlänge abhängt. Die infrarote Emission der Atmosphäre besteht aus dem Linienspektrum atmosphärischer Gase und einem Kontinuum, das sich aus der Absorption in den Bandenflügeln und dem Aerosol zusammensetzt. Das im unteren Teil der Darstellung wiedergegebene Spektrum ist ein am Erdboden mit einem Michelson-Fourier-Transformations-Interferometer aufgenommenes Emissionsspektrum der Atmosphäre im Spektralbereich 750 cm⁻¹ — 1200 cm⁻¹ (7).

raum hinaus gerichteten Strahlungsfluß und einen Netto-Strahlungsfluß, der sich aus der Differenz beider ergibt. Dieser Netto-Strahlungsfluß heißt *Strahlungsbilanz*. Wie jede Bilanz muß die globale Strahlungsbilanz für die gesamte Erde im Jahresmittel ausgeglichen sein.

Aus der Gleichsetzung von absorbiert — also einfallender abzüglich reflektierter — Sonnenstrahlung mit der gesamten infraroten Emission in den Weltraum läßt sich über das Stefan-Boltzmannsche-Gesetz eine äquivalente Strahlungstemperatur für den Planeten Erde berechnen. Diese ergibt sich zu 256 K (Abb. 2). Das ist die Temperatur, die eine mittlere Atmosphäre zwischen 4 und 5 km Höhe annimmt. Dabei muß man berücksichtigen, daß die infrarote Ausstrahlung im Gegensatz zur Einstrahlung der Sonne ununterbrochen Tag und Nacht von jedem Flächenelement aus in den Halbraum erfolgt.

Die Divergenz des Netto-Strahlungsflusses (∇F) ist gleich dem Energiebetrag, der von jeder Schicht z der Atmosphäre bei Überwiegen der Absorption aufgenommen oder bei Überwiegen der Emission abgegeben wird. Dieser Energiebetrag verursacht primär eine Temperaturänderung. Ein Maß für diese Temperaturänderung mit der Zeit (dT/dt) ist die sogenannte Erwärmungs- oder Abkühlungsrate

$$(dT/dt)_z = -\nabla F(z) / c_p \rho_L(z).$$

(c_p = spezifische Wärme, ρ_L = Luftdichte).

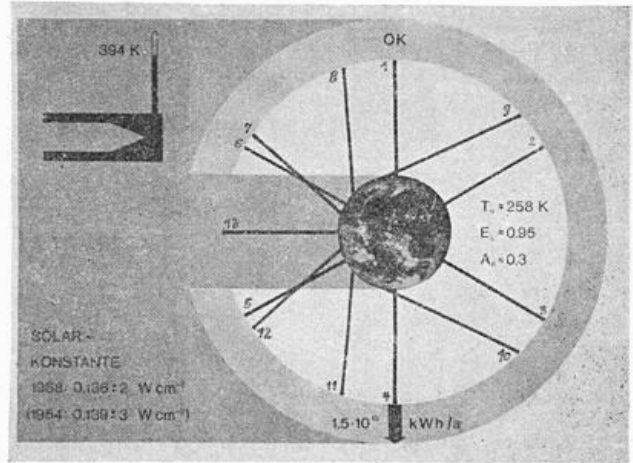


Abb. 2

Planetarischer Strahlungshaushalt der Erde. Die extraterrestrische Sonnenstrahlung ist außerhalb der Erdatmosphäre der Strahlung eines schwarzen Körpers von 394 K äquivalent. Wegen der kurzwelligen Erdoberfläche von $A_E = 0.3$ und eines von 1.0 abweichenden langwelligen Emissionsvermögens von $\epsilon_L = 0.95$ beträgt die Äquivalenttemperatur der Erde nur 258 K (alter Wert: 252 K). Denkt man sich die Erde in einem Kalorimeter von 0 K (keine Emission der Wände), so müßte ein Fluß von $1.5 \cdot 10^{18}$ kWh pro Jahr an gestreuter Sonnenstrahlung plus infraroter Emission abgeführt werden. Die Pfeile 7 bis 13 symbolisieren die gestreute Sonnenstrahlung, die Pfeile 1 bis 6 die infrarote Emission.

Die Strahlungsdivergenzen oder Erwärmungsraten geben dem Meteorologen den Umsatz von Strahlungsenergie in der Atmosphäre an. Sie spielen bei der Simulation der Atmosphäre durch mathematische Modelle eine Rolle als diabatische Prozesse und müssen für Zwecke der numerischen Wettervorhersage zur Verfügung gestellt werden. Sie sind ebenso wichtig für das Verständnis des vertikalen Aufbaues der Atmosphäre, der Lage der Tropopause und der Temperaturverteilung in der Stratosphäre und der Mesosphäre. Es sei hier nur an die grundlegenden Arbeiten (15), (16) und (6) erinnert.

3. Strahlungsflüsse und Strahlungshaushalt der Atmosphäre

In langen ununterbrochenen Meßreihen konnten die Komponenten der Strahlungsbilanz bisher nur am Erdboden gemessen werden, vgl. (25). Durch Vergleich mit den rechnerisch bestimmten Flüssen läßt sich damit die Richtigkeit der theoretischen Grundlagen der Strahlungsübertragung lokal prüfen. Für das globale System Erdoberfläche-Atmosphäre waren bisher einige Parameter wie globale Wolkenverteilung, Bewölkungsgrad und planetarische Albedo nur aus unzureichenden Abschätzungen bekannt, die eine Reihe von Problemen offen ließen.

Durch die meteorologischen Satelliten ist hier eine wesentliche Lücke geschlossen worden: Erstmals ist es durch sie möglich geworden, das Wolkenfeld mit größter Genauigkeit auszumessen als dies jemals vom Boden aus möglich wäre, die planetarische Albedo direkt zu bestimmen und auch die Strahlungsflüsse, also die Komponenten der Strahlungsbilanz am oberen Rand der Atmosphäre zu messen.

Eine Zusammenstellung der Strahlungsflüsse in der Atmosphäre unter Berücksichtigung dieser neuen Satellitenmessungen haben LONDON und SASAMORI (13, 14) gegeben. Abb. 3 zeigt das Jahresmittel des Strahlungshaushalts der Erde. Da der Wirkungsquerschnitt der Erde für die extraterrestrische Sonnenstrahlung gleich πR^2 (R = Erdradius) ist, die hinausgehende Infrarotstrahlung sich aber über den ganzen Planeten mit der Oberfläche $4\pi R^2$ verteilt, wurde in dieser Darstellung des leichteren Vergleiches wegen ein Viertel der Solarkonstanten gleich 100% gesetzt. Davon werden 22% in der Atmosphäre absorbiert, 45% am Boden, 33% verlassen die Erde wieder.

Die Albedo ist hier also zu 33% angesetzt worden. Als dominierender Faktor für die Albedo stellen sich die Wolken heraus, von denen allein 26% zurückgestreut werden. Die Infrarotstrahlung der Atmosphäre addiert 98% zu der zum Boden gelangenden Sonnenstrahlung. Dieser Energieverlust der Atmosphäre wird aber sofort durch die vom Erdboden emittierte und in der Atmosphäre wieder absorbierte infrarote Strahlenenergie kompensiert. Der infrarote Nettofluß am Boden beträgt nur 15% und ist nach oben gerichtet.

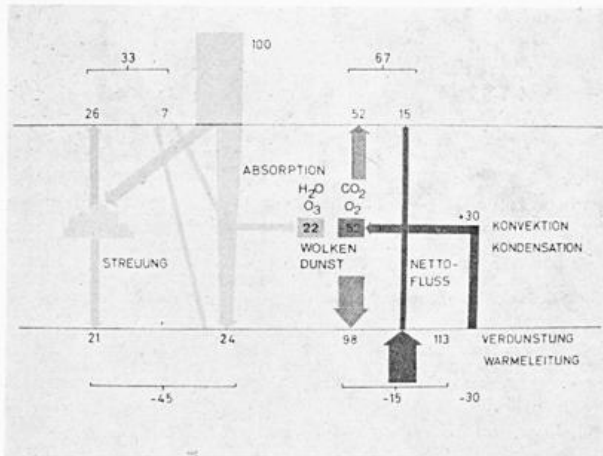


Abb. 3

Globales Jahresmittel der Energieflüsse in der Atmosphäre nach LONDON und SASAMORI (14). Von der extraterrestrischen Sonnenstrahlung (hellgrau, $\frac{1}{4}$ der Solarkonstanten = 100% gesetzt, s. Text) gelangen nur 24% direkt und 21% als gestreute Himmelsstrahlung zum Erdboden. 26% werden in der Atmosphäre an Wolken zurückgestreut, 7% gelangen vom Erdboden und der Atmosphäre als gestreute Sonnenstrahlung wieder in den Weltraum, 22% werden in den Banden atmosphärischer Gase und Aerosole absorbiert. Die gleichen atmosphärischen Bestandteile emittieren 52% (bezogen auf $\frac{1}{4}$ S. K.) langwellige Infrarotstrahlung (dunkelgrau) in den Weltraum. Der Netto-Strahlungsfluß, der vom Erdboden aus in den Weltraum gelangt (15%), ergibt sich als Differenz der zum Erdboden gelangenden atmosphärischen Emission (98%) und der Ausstrahlung des Erdbodens (113%) (schwarz). Das Defizit der Atmosphäre von 22–52% = –30% wird durch den Fluß fühlbarer und latenter Wärme vom Erdboden ausgeglichen (schwarzer Pfeil +30). Am oberen Rand der Atmosphäre wird die eingestrahlte Sonnenenergie kompensiert durch reflektierte Sonnenenergie (33%) plus langwellige Infrarot-Emission (67%).

Die Ausstrahlung des Erdbodens in den Weltraum wird schließlich durch die Emission der Atmosphäre ergänzt, um den planetarischen Strahlungshaushalt an der oberen Grenze der Atmosphäre auszugleichen. Wir erhalten also für die Erdoberfläche und die Atmosphäre getrennt folgende Strahlungsbilanzen ($\frac{1}{4}$ Solarkonstante = 100%, Energiegewinn positiv, Energieverlust negativ):

Erdoberfläche	
von der Sonne direkt	+24%
gestreute Himmelsstrahlung	+21%
infrarote Nettoemission	–15%
Gewinn	+30%
Atmosphäre	
absorbierte Sonnenstrahlung	+22%
effektive infrarote Ausstrahlung	–52%
Verlust	–30%

Der Energieüberschuß am Boden in der Größenordnung von 30% muß durch molekulare Wärmeleitung und Verdunstung ausgeglichen werden. Die Verdunstungswärme wird bei der Wolkenbildung als Kondensationswärme wieder frei und wird dadurch der Atmosphäre voll zugeführt.

Dieses Ergebnis müssen wir nun in mehrfacher Hinsicht detaillierter studieren, um seine volle Bedeutung für die Physik der Atmosphäre zu erkennen.

4. Energiehaushalt und Energietransport in der Atmosphäre

Wir haben gesehen, daß die Strahlungsbilanzen des Erdbodens und der Atmosphäre für sich genommen im Jahresmittel nicht ausgeglichen sind. Für die Atmosphäre registrieren wir einen Energieverlust durch Strahlung der im Mittel zu einer Abkühlung von 0.9 K pro Tag führt. Für die Erdoberfläche erhalten wir einen Energieüberschuß in der gleichen Größe. Wir müssen uns also nach Mechanismen umsehen, die im Jahresmittel einen Ausgleich herbeiführen, und wir haben dafür bereits die Übertragung fühlbarer und latenter Wärme vom Erdboden in die Atmosphäre verantwortlich gemacht. Vor einer endgültigen Antwort müssen wir die Analyse der Strahlungsdaten jedoch noch weiterführen und uns nach der geographischen Verteilung der Bilanz fragen.

Eine breitenabhängige Auswertung der Satelliten- und der mit konventionellen Methoden abgeleiteten Daten führt zu folgendem Resultat: Die vom System Erde-Atmosphäre absorbierte Sonnenenergie besitzt zwei Maxima in etwa 10° nördlicher und 7° südlicher Breite (Abb. 4). Dazwischen befindet sich ein kleiner Sat-

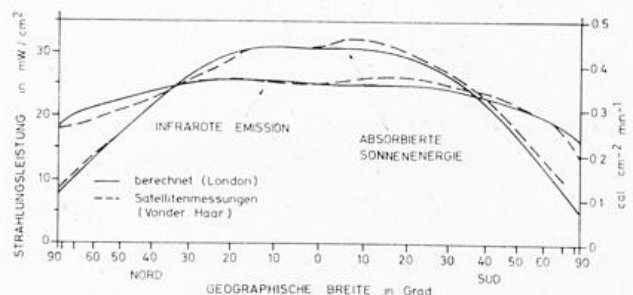


Abb. 4

Geographische Abhängigkeit der im System Erde – Atmosphäre absorbierten Sonnenenergie und Infrarotemission. Die Werte wurden von LONDON und SASAMORI (14) aus konventionellen Daten und Satellitenmessungen berechnet und von VONDER HAAR und SUOMI (28) aus Satellitenmessungen abgeleitet.

tel. Von den Maxima fällt die Kurve nach den Polen zu stetig ab. Die infrarote Ausstrahlung besitzt etwa die gleiche Form, nur liegt sie um den Äquator herum tiefer als die Kurve für die absorbierte Sonnenenergie und an den Polen höher. Nur für 33°N und 37°S ist die Strahlungsbilanz im Jahresmittel ausgeglichen.

Für den Erdboden allein ergibt sich am Äquator eine Strahlungsbilanz von etwa 300 cal cm⁻² d⁻¹ mit einem breiten Plateau zwischen 20°N und 20°S, dann ein Ab-

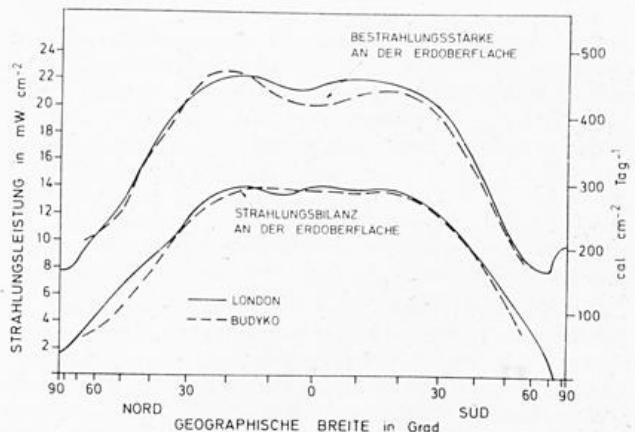


Abb. 5

Jahresmittel der Bestrahlungsstärke und Strahlungsbilanz an der Erdoberfläche nach LONDON und SASAMORI (14) und BUDYKO (2). Die Differenz zwischen Bestrahlungsstärke und Strahlungsbilanz geht auf Kosten der infraroten Ausstrahlung des Erdbodens.

fall nach den Polen zu (Abb. 5). Dabei wird der Wert 0 auf der Südhalbkugel bereits bei etwa 82° erreicht, während die Kurve über dem Nordpol positiv bleibt.

Auch für die Atmosphäre ergibt sich eine Breitenabhängigkeit der Strahlungsbilanz mit einem Maximum der Erwärmungsrate (Abkühlungsrate) von etwa $0,7 \text{ K/d}$ am Äquator und $-1,3 \text{ K/d}$ bei 60°N und 60°S (Abb. 6).

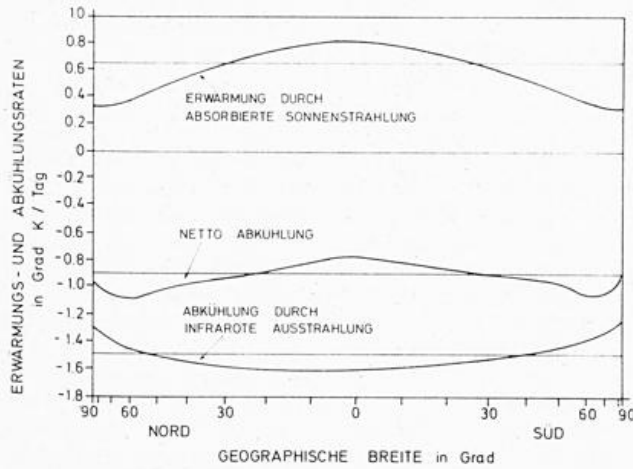


Abb. 6
Geographische Verteilung der mittleren Erwärmungs- bzw. Abkühlungsrate der Atmosphäre nach LONDON und SASAMORI (14). Die Atmosphäre kühlt sich durch Strahlung laufend ab, dieser Energieverlust muß durch Energiezufuhr vom Erdboden in Form von fühlbarer und latenter Wärme ausgeglichen werden.

Dieses Ergebnis bedeutet, daß die Strahlungsbilanz der Atmosphäre insbesondere in hohen Breiten kompensiert werden muß, wo die Abkühlung am größten ist. Um dies zu erreichen, muß ein Energietransport vom Äquator in Richtung hoher Breiten stattfinden (Abb. 7). Ein solcher Transport kann durch die Atmosphäre selbst oder durch die Ozeane bewerkstelligt werden, die Wärme in Richtung auf die Pole transportieren und dann an die Atmosphäre abgeben.

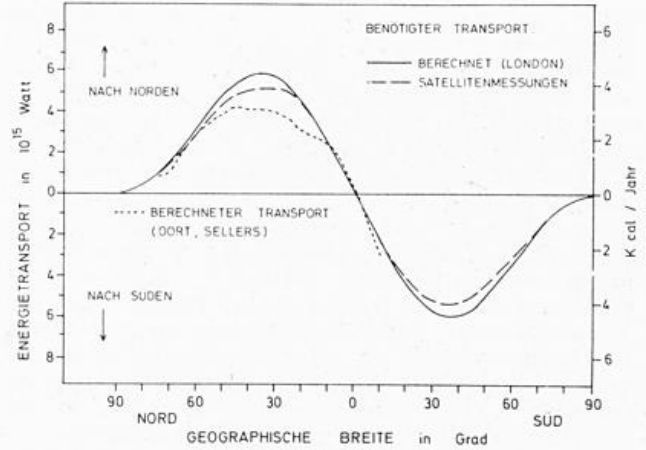


Abb. 7
Aus Satellitenmessungen und konventionellen Daten abgeleiteter Transport im System Erde-Atmosphäre nach LONDON und SASAMORI (14), SUOMI und VONDER HAAR (28) sowie OORT (19) und SELLERS (26).

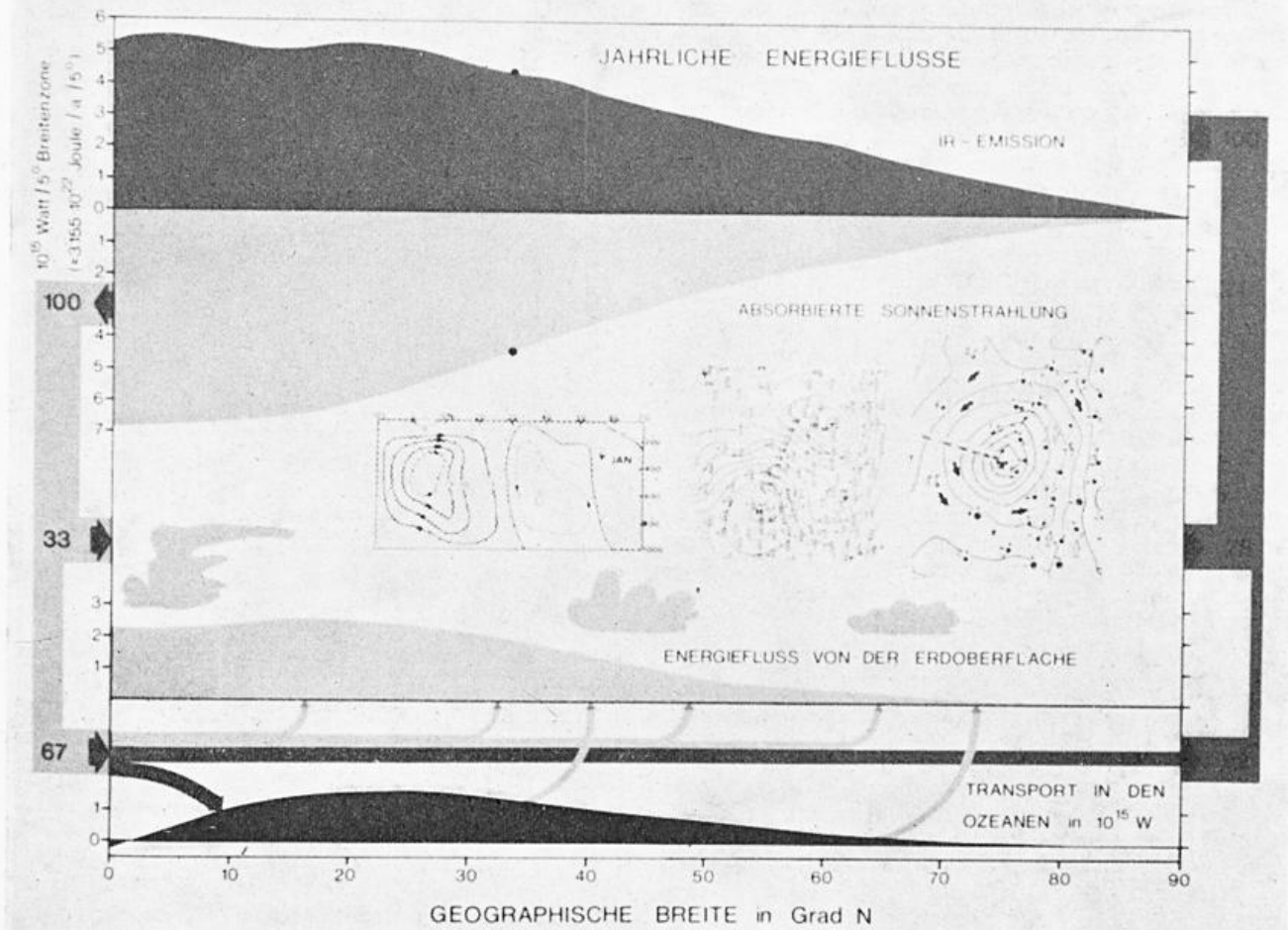


Abb. 8
Energiebilanz der nördlichen Hemisphäre. 67 % der absorbierten Sonnenstrahlung (grau, oben) entfallen auf den Erdboden und werden in Form latenter und fühlbarer Wärme (grau unten) in die Atmosphäre übertragen. Ein Teil der Energie wird zunächst durch die Ozeane polwärts transportiert (schwarz, unten). Auch durch die Atmosphäre findet im Mittel ein polwärts gerichteter Energietransport statt (vgl. Abb. 10). 33 % der Sonnenenergie werden der Atmosphäre direkt zugeführt. Die IR Emission (schwarz, oben), welche die absorbierte Sonnenenergie kompensieren muß, setzt sich zu 22 % aus der Emission der Erdoberfläche und zu 78 % aus Emission der Atmosphäre zusammen. Die schwarzen Punkte geben die Breite an, bei der die Strahlungsbilanz am oberen Rand der Atmosphäre ausgeglichen ist. In polaren Gegenden überwiegt die infrarote Ausstrahlung, in äquatorialen Gebieten die Absorption der Sonnenstrahlung. Daraus resultiert der — die im Mittelfeld angedeuteten dynamischen Prozesse — treibende meridionale Energiegradient.

Es muß also nicht nur für einen Ausgleich der Energiebilanz im Jahresmittel gesorgt werden, sondern auch für einen Ausgleich der geographischen Unterschiede, die sich im wesentlichen durch einen Äquator-Pol-Gradienten darstellen. Dieser Gradient nun ist einer der Hauptantriebsmechanismen für die sich in der Atmosphäre abspielenden dynamischen Prozesse.

Der Transport von Energie durch Ozeanströmungen wurde von SELLERS (26) abgeschätzt. Er liegt fast symmetrisch zum Äquator und erreicht sein Maximum bei etwa 25°N und S. Der Transport latenter Wärme in Form von Wasserdampf wurde von STARR (27) und RAKIPOVA (21) untersucht und ergibt sich als stark unsymmetrische Kurve mit Nulldurchgang bei 4°N sowie vier Extremen, in jeder Hemisphäre zwei (für südwärts gerichteten Transport bei 40°S und 11°N; für nordwärts gerichteten Transport bei 10°S und 38°N). Der Transport von fühlbarer Wärme und potentieller Energie ergibt sich hier als Residuum zwischen dem aus den Strahlungsdaten abgeleiteten notwendigen Transport einerseits sowie dem Transport durch die Ozeane und dem Transport des Wasserdampfes in der Atmosphäre andererseits. Dieses Residuum kann nun verglichen werden mit neuen Berechnungen, die OORT (19) für die nördliche Hemisphäre angestellt hat. Die Daten für die nördliche Hemisphäre sind ja wegen der hier größeren Beobachtungsdichte besser gesichert als die für die südliche Hemisphäre. Hier zeigt sich auch wieder ein Vorteil der Satellitenbeobachtungen, die ja die südliche Hemisphäre gleich gut überdecken wie die nördliche Hemisphäre.

Bevor wir uns den Ergebnissen von OORT zuwenden, wollen wir noch einmal in der Abb. 8 zusammenfassen, welches Bild wir inzwischen von den energetischen Vorgängen in der nördlichen Atmosphäre gewonnen haben. Diese Abbildung faßt gewissermaßen den Informationsgehalt der Abbildungen 3 und 4 zusammen und ergänzt ihn durch die Berechnungen SELLERS über den Energietransport in den Ozeanen.

Die absorbierte Sonnenstrahlung verteilt sich im Mittel zu 33% auf die Atmosphäre und 67% auf die Erdoberfläche. Durch die Ozeane findet ein Transport vom Äquator — wo der Hauptteil der Sonnenenergie absorbiert wird — zum Nordpol statt. Von der Erdoberfläche tritt die Energie in Form fühlbarer wie latenter Wärme und infraroter Strahlungsenergie in die Atmosphäre ein. Die latente Wärme wird in Form von Kondensationswärme frei (Wolkenbildung). Durch die Atmosphäre wird potentielle Energie, latente Wärme (Wasserdampf), fühlbare Wärme (Verschiebung warmer und kalter Luftmassen) und kinetische Energie transportiert. Dieser Transport geht, wie in der Mitte der Abb. 8 angedeutet, durch die Meridionalzirkulation, stehende und wandernde Wirbel von staten. Aus der Atmosphäre werden 78 % zur gesamten Infrarotemission des Planeten beigesteuert, welche die absorbierte Sonnenstrahlung integriert über die gesamte Hemisphäre kompensiert. Die beiden schwarzen Punkte zeigen die geographische Breite an, bei der absorbierte Sonnenenergie und emittierte Infrarotenergie gleich groß sind.

Unabhängig von Satellitenbeobachtungen hat OORT (19) den meridionalen Energiefluß der nördlichen Hemisphäre allein aus konventionellen Beobachtungsdaten berechnet. Er unterscheidet dabei den Transport durch die mittlere Meridionalzirkulation mit horizontal liegender Ost—West orientierter Rotorachse und stehende wie wandernde Wirbel („Eddies“). Die verschiedenen Beiträge zum Energietransport sind in der Abb. 9 zusammengestellt. Man erkennt, daß der Transport an potentieller Energie fast ausschließlich durch die Meridionalzirkulation bewerkstelligt wird. Der Transport an fühlbarer Wärme und latenter Wärme läuft gegenphasig zum Transport potentieller Energie, so daß wegen des gerin-

gen Betrages an kinetischer Energie nur ein relativ kleiner Netto-Fluß übrig bleibt. Wird zu diesem Fluß noch der Energietransport in den Ozeanen aus Abb. 8 hinzugeaddiert, so ergibt sich der Gesamtfluß. Dieser sollte mit dem zur Erklärung der Satellitendaten geforderten Fluß übereinstimmen (vgl. auch Abb. 7). Wie in dem unteren Teil der Abb. 9 dargestellt, ist dies nicht exakt der Fall; es bleibt noch ein bisher nicht erklärbarer Rest: die Satellitenmessungen fordern insbesondere zwischen 20° und 40° geographischer Breite einen um etwa 30 % höheren Energiefluß.

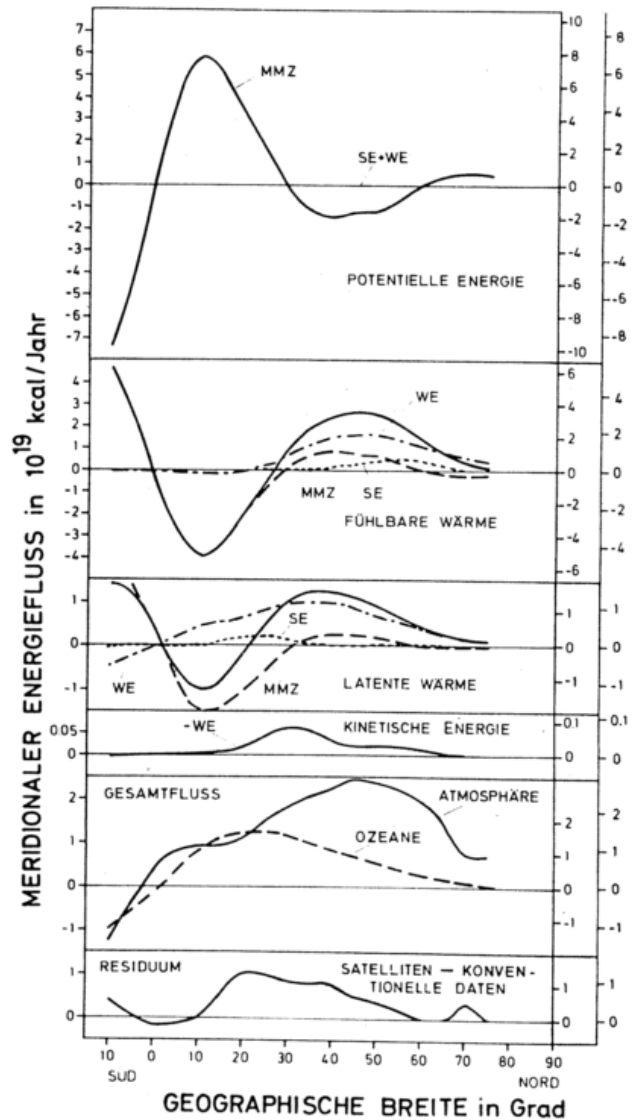


Abb. 9

Jahresmittel des meridionalen Energietransportes in der nördlichen Hemisphäre nach OORT (19). Der Transport in Form potentieller Energie, fühlbarer und latenter Wärme sowie kinetischer Energie ist jeweils in drei Komponenten aufgespalten: Transport durch die mittlere Meridionalzirkulation (MMZ), wandernde (WE) und stehende (SE) Wirbel („Eddies“). Der Gesamtfluß in der Atmosphäre und den Ozeanen wird unten mit dem aus Satellitenmessungen geforderten Transport verglichen. Es bleibt ein Rest, der bisher nicht erklärt ist. Man beachte die unterschiedlichen Ordinaten-Maßstäbe.

5. Gegenwärtige und zukünftige Probleme

Am Ende des vorhergehenden Paragraphen wurde eine Diskrepanz zwischen den aus einer Analyse von konventionellen Daten ermittelten und von Satellitendaten geforderten Energieflüssen konstatiert. Die Aufklärung dieser Diskrepanz ist eine wichtige Aufgabe der Meteorologie, die auch auf die Ozeanographie übergreift, da ja der Transport durch die Ozeane stark eingeht. Die Lösung dieses Problems erfordert die Analyse von lang-

jährigen Beobachtungsreihen und kann nicht von heute auf morgen erwartet werden.

Eine weitere Aufgabe besteht darin, jahreszeitliche, ja vielleicht sogar tägliche Schwankungen des Strahlungshaushaltes zu untersuchen und mit dem Witterungsablauf in Verbindung zu setzen. Das erste Problem, die jahreszeitlichen Schwankungen zu bestimmen, ist bereits in Angriff genommen worden (22), (24), (28), und hat zu vorläufigen Ergebnissen geführt — beispielsweise der jahreszeitlichen Variation des Äquator-Pol-Gradienten —, auf die wir in dieser Übersicht jedoch nicht weiter eingehen wollen. Der Übergang zu noch kleineren Perioden birgt meßtechnische Probleme in sich: gegenwärtig kann noch nicht mit einer genügend großen Beobachtungsdichte gerechnet werden, um beispielsweise die Strahlungsbilanz für jeden Tag abzuleiten.

Da der Strahlungsfluß durch die obere Begrenzung der Atmosphäre (beispielsweise 50-km-Niveau) als Integral über alle Richtungen definiert ist, setzt eine direkte Messung der Strahlungsbilanz im Prinzip ein Meßgerät in dieser Höhe voraus. Daher müßte von einem Satelliten aus der unter Beobachtung stehende Punkt eigentlich von allen Seiten angemessen und der Fluß dann durch Integration über alle Winkel ermittelt werden (Abb. 10). Dazu bestehen gegenwärtig keine experimentellen Möglichkeiten. Daher muß man sich mit den in Abb. 10 schie-

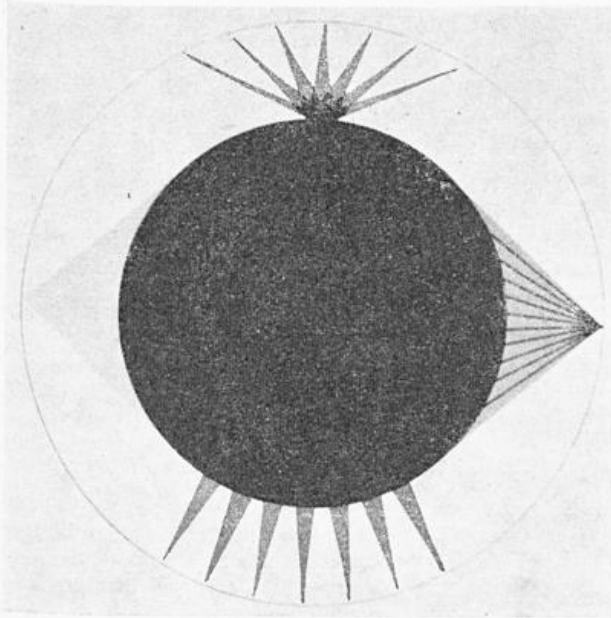


Abb. 10

Prinzipskizze zur Messung des Strahlungsflusses an der Obergrenze der Atmosphäre durch Satelliten. Da sich die Satelliten auf hohen Umlaufbahnen außerhalb der Atmosphäre bewegen, läßt sich eine direkte Messung des unter allen Winkeln aus der Atmosphäre austretenden Strahlungsflusses nicht direkt durchführen, wie sie beispielsweise für eine kalorimetrische Messung nach Abb. 3 erforderlich wäre. Die eleganteste Methode wäre die Anmessung eines Punktes der Erde aus verschiedenen räumlich verteilten Richtungen (oberer Teil der Abbildung). Man muß sich jedoch bisher mit Messungen des Flusses in Satellitenhöhe (links), der Vertikalkomponente des Flusses (unten) und der Winkelverteilung des Flusses in Satellitenhöhe (rechts) begnügen.

matisch dargestellten und bereits praktizierten Meßmethoden begnügen und die Extrapolation auf den Rand der Atmosphäre mit Hilfe statistischer Korrekturen durchführen (30). Die Vervollkommnung dieser Meßtechnik ist mithin auch eine Aufgabe für die Zukunft.

Mit zunehmender Meßgenauigkeit wird dann auch die sehr wichtige Frage zu beantworten sein, ob durch anthropogene Eingriffe in die natürliche Zusammensetzung der Erdatmosphäre eine allmähliche Klimaänderung eintritt. So betrachtet kann sich die Messung der Strahlungsbilanz als ein wichtiges Agens zur Messung der klimatischen Auswirkungen von Luftverunreinigungen entwickeln.

Schließlich wird man die Beobachtungen der Strahlungsbilanz mit anderen Satelliten-Beobachtungstechniken kombinieren, wie der Ableitung des vertikalen Temperatur- und Wasserdampfprofils aus radiometrischen Messungen in ausgewählten Spektralbereichen, vgl. beispielsweise (1a). Ist die vertikale Temperaturverteilung in der Atmosphäre (vgl. Abb. 11) und der Verteilung der absorbierenden Gase — insbesondere des Wasserdampfes — bekannt, so lassen sich die Erwär-

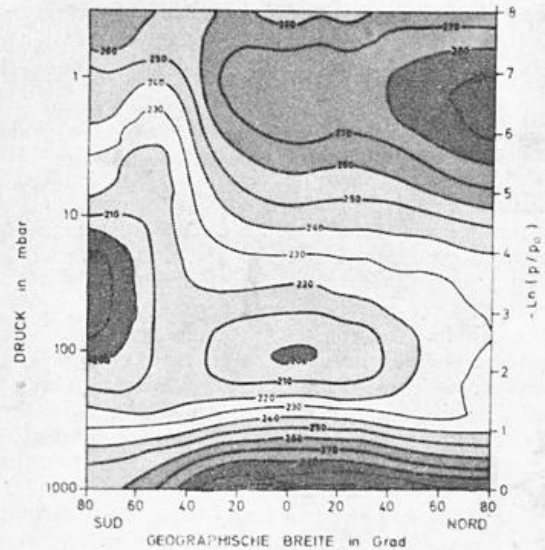


Abb. 11

Temperaturverteilung in der Atmosphäre am 22. Juni 1970 (80° N bis 80° S) gemessen mit dem Selective Chopper Radiometer (SCR) vom Satelliten NIMBUS 4 nach ELLIS, P. J. u. a. (5).

mungsraten ableiten, die in der numerischen Wettervorhersage eine Rolle spielen. Es lassen sich dann auch die in der Vertikalen wirkenden Energiequellen und Senken genauer studieren, von denen NEWELL (17) ein vorläufiges Bild entworfen hat (Abb. 12). Es wird durch die Kombination verschiedener Satellitenmeßtechniken (Vertikalsondierung, Horizontabtastung, verbesserte selektive Meßtechniken) mit konventionellen Methoden

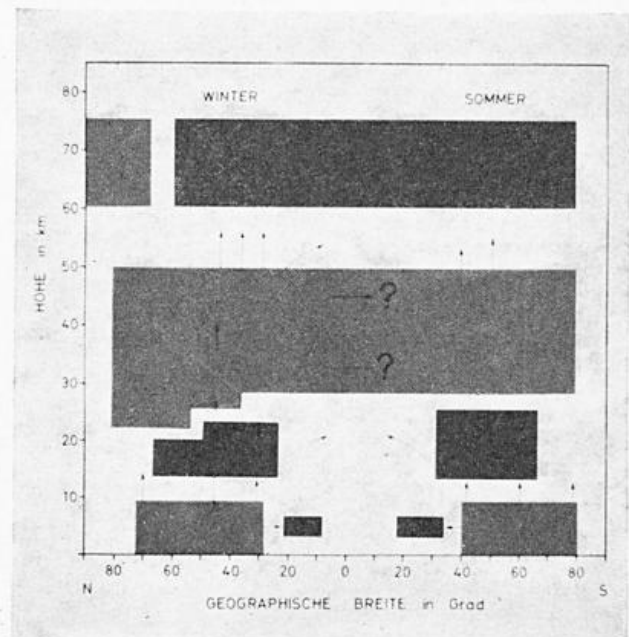


Abb. 12

Die Erdatmosphäre als Wärmekraftmaschine nach NEWELL (17). Die Abbildung gibt die Gebiete der Wärmequellen (dunkelgrau) und Wärmesenken (schwarz) der Atmosphäre schematisch wieder. Die Pfeile deuten die Energieflußrichtungen an.

in Zukunft auch möglich sein, den Energiehaushalt der Mesosphäre besser zu analysieren, wie es für das Verständnis der Wechselwirkungsphänomene zwischen Stratosphäre und Mesosphäre (plötzliche Erwärmungseffekte, Berliner Phänomen) notwendig ist. Schon jetzt zeichnen sich, wie LABITZKE (12) zeigen konnte, durch Einbeziehung der Satellitendaten in die Analyse neue Erkenntnisse über den Aufbau und die Zirkulation dieser Schichten ab, die geeignet sind, der Forschung auf dem Gebiet der Physik der oberen Atmosphäre neue Impulse zu geben.

6. Schlußbetrachtung

Messungen der Komponenten der Strahlungsbilanz von Satelliten aus haben in den letzten Jahren wesentliche neue Erkenntnisse gebracht. Wir leben auf einem dunkleren und wärmeren Planeten, als wir noch vor wenigen Jahren annahmen. Sind die früheren Albedobestimmungen tatsächlich zu ungenau gewesen oder deuten sich in einem Teil dieser Diskrepanz Auswirkungen unseres nachlässigen Umganges mit der Reinhaltung unserer Umwelt an? Wir haben gesehen, daß wir auch die Energietransporte in der Atmosphäre und den Ozeanen noch keineswegs quantitativ verstehen. Satellitenmessungen helfen uns hier, eine Bezugsgröße aufzustellen, an der alle zukünftigen Untersuchungen zu messen sind. Die Satellitenmessungen bestätigen, daß die Atmosphäre oftmals nicht direkt auf Strahlungseinwirkungen reagiert, sondern daß Zwischenstadien der Energieumwandlung durchlaufen werden müssen. Die ursprünglich der Sonne entstammende Energie wird in anderer Form unter Umständen einige Tausend Kilometer transportiert, ehe sie zur Auslösung der uns bekannten Wettererscheinungen beiträgt. Das ist der Grund, weswegen bei kurzfristigen Prognosen die Strahlungsglieder eine untergeordnete Rolle zu spielen scheinen, sobald diese Zwischenstadien der Energie richtig erfaßt werden.

Satellitenmessungen lehren uns eine große Zahl von Details über die geographische Verteilung der Strahlungsbilanz und ihre zeitlichen Variationen. Wir haben erst zu lernen, wie die Atmosphäre auf solche Einflüsse reagiert, beziehungsweise welches die Gründe für diese Variationen sind. Unser Verständnis des Einflusses von Strahlungsprozessen auf die Physik der Atmosphäre bis hinauf in die Mesosphäre wächst, und es wird noch lange dauern, ehe wir diese Fülle neuer Erfahrungen verarbeitet haben werden.

Literatur

- (1a) BOLLE, H.-J.: Meteorologische Satelliten. Phys. in unserer Zeit 42 (1971) S. 3–16.
- (1b) BOLLE, H.-J.: Das Spektrum der thermischen Infrarotstrahlung der Atmosphäre und seine synthetische Darstellung. Ann. Meteor. N. F. 6 (1972).
- (2) BUDYKO, M. I. Atlas of the heat balance of the earth. Moskau 1963. (Orig. russ.)
- (3) DRUMMOND, A. J.; HICKEY, J. R.; SCHOLES, W. J.; LANE, E. G.: New value for the solar constant of radiation. Nature 218 (1968) S. 258–261.
- (4) DRUMMOND, A. J.: Precision radiometry and its significance in atmospheric and space physics. Advances in Geophys., New York, 14 (1970) S. 1–52.
- (5) ELLIS, P. J.; HOUGHTON, J. T.; MORGAN, C. G.; PECKHAM, G.; RODGERS, C. D.; SMITH, S. D.; WILLIAMSON, E. J.: First results from the selective chopper radiometer. Nature 228 (1970) S. 139–143.
- (6) GEBHART, R.: Über das Strahlungsgleichgewicht der Mesosphäre. Beitr. Phys. Atmosph. 40 (1967) S. 3.
- (7) HANEL, R.: priv. Mitt., vergl. aber HANEL, R.; FORMAN, M.; STAMBACH, G.: Preliminary results of Venus observations between 8 and 13 microns. J. atmosph. Sci. 25 (1968) S. 586–593.
- (8) HEGER, K.: Einfach-, Zweifach- und Dreifachstreuung der Sonnenstrahlung in der trüben Atmosphäre. Beitr. Phys. Atmosph. 44 (1971) S. 201–212.
- (9) KONDRATYEV, K. YA.; NIKOLSKY, G. A.; MURCRAY, D. G.; KOSTERS, J. J.; GAST, P. R.: The solar constant from data of balloon investigations in the USSR and the USA. In: Space Research XI. Proc. 13th Plenary Meeting COSPAR, Leningrad 1970. Vol. 1. Berlin: Akademie-Verlag 1971. S. 695–703.
- (10) KONDRATYEV, K. Ya.; NIKOLSKY, G. A.; BADINOV, I. Ya.; ANDREEV, S. D.: Direct solar radiation up to 30 km and stratification of attenuation components in the stratosphere, Appl. Optics 6 (1967) S. 197–207.
- (11) KONDRATYEV, K. Ya.: Sputnikovaja klimatologija. (Satellitenklimatologie; Orig. russ.) Leningrad: Gidrometer. — Izdat. 1971.
- (12) LABITZKE, K.: Synoptic-scale motions above the stratopause. Vortrag, gehalten auf der 15. Generalvers. d. IUGG, Moskau 1971. (Zur Veröffentl. in J. appl. Meteor. vorgesehen.)
- (13) LONDON, J.: A study of the atmospheric heat balance. Final Report, Contract AF 19 (122)–165, College of Engineering, New York University 1957.
- (14) LONDON, J.; SASAMORI, T.: Radiative energy budget of the atmosphere. Space Research XIII. Amsterdam: North Holland Publ. Co. 1971.
- (15) MANABE, S.; MÖLLER, F.: On the radiative equilibrium and heat balance of the atmosphere. Monthly Weather Rev. 89 (1961) S. 503–532.
- (16) MÖLLER, F.: Der Wärmehaushalt der Atmosphäre. Ann. Meteor. N. F. 3 (1967) S. 7–10.
- (17) NEWELL, R. E.: The energy and momentum budget of the atmosphere above the tropopause. In: GARCIA, R. V.; MALONE, T. F. (Hrsg.), Problems of atmospheric circulation. London: Macmillan and Co., Ltd. 1966. S. 106–126.
- (18) NIKOLSKY, G. A.: Komponenten der Strahlungsbilanz bis zu Höhen von 30 km. (Orig. russ.) Probl. fiz. atmosf., Leningrad, 8 (1970) S. 74–96.
- (19) OORT, A. H.: The observed annual cycle in the meridional transport of atmospheric energy. J. atmosph. Sci. 28 (1971) S. 325–339.
- (20) QUENZEL, H.: Über den Einfluß der vertikalen Trübungsschichtung auf den Energiegewinn der Atmosphäre durch die Kontinuum-Absorption. Pure and appl. Geophys., Basel-Stuttgart 71 (1968) S. 149–163.
- (21) RAKIPOVA, L. R.: Heat transfer and general circulation of the atmosphere. Izv. Acad. Sci. USSR. Atmos. oceanic Phys., Washington, D. C., 2 (1966) Nr. 9, S. 590–592. (Übersetz.)
- (22a) RASCHKE, E.; BANDEEN, W. R.: The radiation balance of the planet earth from radiation measurements of the satellite NIMBUS 2. J. appl. Meteor. 9 (1970) S. 215–238.

- (22b) RASCHKE, E.; VON DER HAAR, T. H.; BANDEEN, W. R.; PASTERNAK, M.: The radiation balance of the earth-atmosphere system during June and July 1969 from NIMBUS 3 radiation measurements - some preliminary results. In: Space Res. XI. Proc. 13th Plenary Meeting COSPAR, Leningrad 1970. Vol. 1. Berlin: Akademie-Verlag 1971. S. 661-666.
- (23) RASCHKE, E.: Ausbreitung kurzweiliger Strahlung im System Ozean - Atmosphäre. Berliner Wetterk. 1971, Beil. Nr. 24, SO 7.
- (24) SASAMORI, T.; LONDON, J.; HOYT, D. V.: Radiation budget of the Southern Hemisphere. NCAR Ms. No. 71-100. Boulder, Colo., Mai 1971.
- (25) SCHULZE, R.: Strahlenklima der Erde. Darmstadt: Steinkopf Verlag 1970.
- (26) SELLERS, W. D.: Physical Climatology. Chicago and London: The University of Chicago Press 1965.
- (27) STARR, V. P.; PEIXOTO, J. P.; CRISTI, A. R.: Hemispheric water balance for the IGY. Tellus 17 (1965) S. 463-472.
- (28) VON DER HAAR, Th. H.; SUOMI, V. E.: Measurements of the earth's radiation budget from satellites during a fiveyear period. Part I: Extended time and space means. J. atmosph. Sci. 28 (1971) S. 305-314.
- (29) VON DER HAAR, Th. H.; SUOMI, V. E.: Satellite observations of the earth's radiation budget. Science 163 (1969) S. 667-669.
- (30) WARK, D. Q.; YAMAMOTO, G.; LIENESCH, J. H.: Methods of estimating infrared flux and surface temperature from meteorological satellites, J. atmosph. Sci. 19 (1962) S. 369-384.

Physikalische Probleme der Luftverschmutzung

Zusammenfassung

Im Anschluß an einen Überblick über das Problem der Luftverschmutzung aus meteorologisch-physikalischer Sicht werden Probleme der mathematisch-physikalischen Simulation von Luftverschmutzungssituationen erörtert. Dazu gehören Probleme der Physik der planetarischen Grenzschicht, der thermischen Konvektion und der großräumigen atmosphärischen Bewegungen sowie der physikalisch-chemischen Wechselwirkungen der luftfremden Bestandteile untereinander und mit den Partialgasen der atmosphärischen Luft. Das Problem der turbulenten Diffusion und der horizontalen Advektion in der Atmosphäre wird sowohl von seiten der Diffusionsgleichung als auch von seiten der statistischen Theorie erörtert, und es wird berichtet, welche praktischen Lösungen für Planungsprobleme auf dem Gebiet der Luftreinhaltung gegenwärtig im Gebrauch sind. Diese Lösungen beziehen sich sowohl auf die Einzelquelle als auch schon auf die Gesamtheit der Quellen eines industriellen Ballungsgebietes.

1. Einleitung

Der Bevölkerung industrieller Ballungsgebiete ist die Verschmutzung der Luft fast täglich gegenwärtig. Die Quellen der Luftverschmutzung sind vorwiegend vom Menschen selbst erzeugt und bezüglich Intensität und räumlicher Ausdehnung in stetem Anwachsen begriffen. Noch zu Beginn dieses Jahrhunderts war das Problem ein kleinräumig lokales, heute existieren in den Industrieländern Ballungsgebiete mit Durchmessern von 100 km und mehr, deren Luftverschmutzungsquellen bereits in der Lage sind, die gesamte Atmosphäre der Erde merklich in ihrer Zusammensetzung zu verändern. Die Luftverschmutzung ist somit zu einem globalen Problem geworden, welches sich mit der rapide fortschreitenden Industrialisierung in aller Welt immer dringlicher in unser Bewußtsein drängen wird. Dies nicht nur, weil sich die Lebensbedingungen des Menschen nachteilig durch die Luftverschmutzung verändern, sondern auch deshalb, weil nicht auszuschließen ist, daß sich durch Veränderung der Strahlungsverhältnisse auch Klimaänderungen einstellen, von denen man nicht weiß, ob diese sich als weiterhin die Lebensbedingungen verschlechternd herausstellen oder nicht. Nach sorglosen Jahrzehnten fleißiger Vermehrung luftverunreinigender Quellen ist erst vor sehr kurzer Zeit der Begriff Umweltschutz, vornehmlich auf die Atmosphäre bezogen, in das Bewußtsein aller gedrungen, allerdings so spät, daß sich unterlassene sinnvolle Planungen kaum noch nachholen lassen, ohne die ökonomische Basis der Bevölkerung entscheidend zu zerstören.

Nun kann man sagen, das gesamte Problem gehöre in das Gebiet der Technik einerseits, weil diese ja die Intensität der Quellen kontrollieren kann, und andererseits in das Gebiet der Gesetzgebung, welche für sinnvolle Planungen im Interesse aller verantwortlich ist. Trotz aller technischen Fortschritte auf dem Gebiet der Entstaubung und Reinigung von Schadgasen ist jedoch der Gesamtauswurf von luftverunreinigenden Stoffen als Folge der Industrialisierung so im Ansteigen begriffen, daß sich in

20 Jahren mehr als die doppelten Mengen von denjenigen ergeben werden, die man heute feststellt und bereits als höchst bedrohlich erkannt hat. Man weiß noch nicht, wie man von technischer Seite den Wettlauf in dem Sinne gewinnen soll, daß bei fortschreitender Industrialisierung sogar noch eine Verringerung schädlicher Emissionen durch den technischen Fortschritt ermöglicht wird. Aber auch der Gesetzgeber ist angesichts der politischen Konsequenzen harter Maßnahmen, welche zudem auf anfechtbaren wissenschaftlichen Aussagen beruhen könnten, überfordert.

Was hat nun die Physik mit dem Problem zu tun? Die Laborphysik sicherlich nicht viel, die Physik der Atmosphäre schon mehr. Sie stellt in der Kausalkette

Emission — Transmission — Immission

d. h. zwischen Quelle und Wirkung an der Stelle des Rezeptors, das wissenschaftliche Bindeglied, indem sie den Transport der luftverunreinigenden Stoffe in der Atmosphäre beschreibt bzw. prognostiziert. Die Emission und ihre Kontrolle ist Sache der Technik, die Immission Sache der Botanik und der Medizin, denn diese Disziplinen haben auf die Frage zu antworten, wann sich Konzentrationen verschiedener Schadgase als schädlich für die Biosphäre auswirken.

Übergeordnet ist die Gesetzgebung, die sicherzustellen hat, daß sich die Immissionswerte überall und zu allen Zeiten unterhalb kritischer Grenzen halten. Sie kann das nur, wenn bei vorgegebenen Immissionsgrenzwerten der Transmissionsmechanismus, d. h. die physikalischen Transportprozesse so genau bekannt sind, daß zuverlässig auf eine notwendige Emissionsbegrenzung geschlossen werden kann. Es handelt sich somit bei der Aufgabe der Physik der Atmosphäre um die wissenschaftliche Beschreibung des Verbleibes der von den Quellen emittierten Schadstoffe in der Atmosphäre. Die folgende Abb. 1 veranschaulicht sehr schematisch diejenigen Einflußgrößen, die den Übergang von der Emission zur Immission beeinflussen.

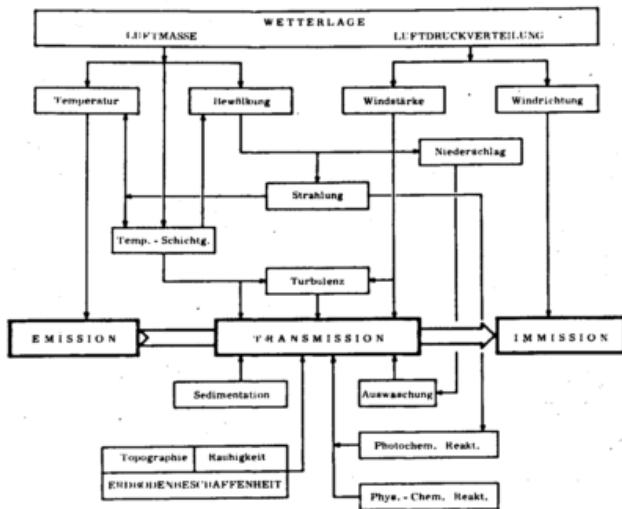


Abb. 1

Schema der Einflüsse, meteorologischer, physikalischer sowie physiko-chemischer Prozesse auf den Transport (Transmission) von luftfremden Bestandteilen in der Atmosphäre (1).

Die wichtigste Einflußgröße ist ohne Zweifel die meteorologische Situation, d. h. die Wetterlage mit all den Parametern, die sie für die Untersuchung der Transmission bestimmen. Der Einfluß des dreidimensionalen Windvektorfeldes auf den Transport der Luftbeimengungen stellt den trivialsten Anteil dar. Anders steht es mit dem Einfluß der atmosphärischen Turbulenz, welche durch die Ermöglichung der turbulenten Diffusion den wichtigsten Einflußparameter liefert. Die Ausbildung der atmosphärischen Turbulenz hängt nicht nur von der Struktur des gemittelten Windvektorfeldes ab, sondern ganz entscheidend auch von der vertikalen Temperaturschichtung. Diese wiederum wird neben rein dynamischen Prozessen durch Strahlungsprozesse bestimmt, die ihrerseits von Tageszeit, Bewölkung und anderen Parametern abhängen, welche für die betreffende Luftmasse charakteristisch sind. Die Strahlung ist aber auch für die Veränderungen der Lufttemperatur vielfach entscheidend verantwortlich und beeinflusst dadurch die Emissionsraten z. B. der Heizungsanlagen.

Viele Schadgase sind während ihres Aufenthaltes in der Atmosphäre unter dem Einfluß der Strahlung photochemischen Reaktionen unterworfen oder reagieren miteinander oder mit den permanenten Bestandteilen der Luft, was je nach den Bedingungen raum-zeitliche Quellen oder Senken in der Atmosphäre für bestimmte Gruppen von Substanzen ergibt. Vielfach sind Wechselwirkungen mit dem Wasserdampf der Atmosphäre von großer Bedeutung, manchmal führt das Auswaschen von luftverunreinigenden Substanzen durch den Niederschlag zu stark modifizierten Transmissionsbedingungen. Der Staub ist im Schwerfeld der Erde der Sedimentation unterworfen und gehorcht dadurch anderen Transport- und Ausbreitungsbedingungen als die Schadgase.

Große Bedeutung für den Transmissionsprozeß besitzen die speziellen Eigenschaften der Erdoberfläche. Erdbodentopographie und Bodenrauigkeit wirken auf die Ausbildung des bodennahen Wind- und Turbulenzfeldes unmittelbar ein und schaffen damit spezifische Transport- und Ausbreitungsbedingungen. Kompliziertere meteorologische Wechselwirkungsprozesse, etwa bei der Ausbildung thermischer Zirkulationen innerhalb einer gegebenen Wetterlage u. a., sind in dem Schema der Abb. 1 noch nicht berücksichtigt, werden aber im folgenden erörtert werden.

Mit der Erörterung der Einflußgrößen auf den Transmissionsprozeß ist es jedoch noch nicht getan. Spektraluntersuchungen atmosphärischer Bewegungsformen und

Prozesse sowie die Erfahrung des beobachtenden Meteorologen zeigen, daß das Spektrum der Prozesse gewisse bevorzugte Bereiche besitzt, die energetisch meist besonders gut besetzt sind. Abb. 2 zeigt ein Schema atmosphärischer Bewegungsformen und Prozesse, geordnet nach charakteristischen Zeit- und Raum-, „Scales“.

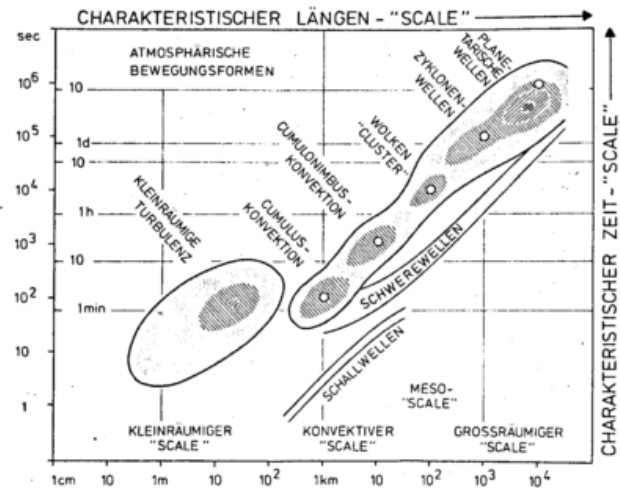


Abb. 2

Schematische Darstellung der charakteristischen Längen- und Zeit-, „Scales“ sowie der energetischen Besetzung für verschiedene besonders wichtige Bewegungsformen und Prozesse innerhalb der Atmosphäre. Die kleinen Kreise stellen jeweils die charakteristische Geschwindigkeit 10 m/s dar (2).

Der kleinräumige „Scale“ umfaßt die bodennahe mechanische Turbulenz, vor allem innerhalb der dem Erdboden aufliegenden Prandtl-Schicht, in der die Variation des Windschubspannungsvektors mit der Höhe gering ist. Viele Quellen luftverunreinigender Substanzen emittieren in diese größenordnungsmäßig etwa 100 m mächtige Schicht hinein. Die turbulente Diffusion transportiert die Beimengungen in die darüberliegende Schicht von etwa 1000 m Mächtigkeit (über dem Festland), in welcher der Schubspannungsvektor sich infolge der ablenkenden Wirkung der Erdrotation mit der Höhe ändert und damit zu deutlichen Rechtsdrehungen der Windrichtung mit der Höhe führt. Die spiralförmige Winddrehung mit der Höhe (Ekman-Spirale) ist natürlich nicht ohne Einfluß auf den Ausbreitungsprozeß und führt zu charakteristischen Neigungen der Achsen von Rauchfahnenquerschnitten.

Die bei entsprechender Einstrahlung einsetzende thermische Konvektion, welche nach Auflösung einer die bisherigen Schichten nach oben hin begrenzenden Temperaturinversion meist zur Ausbildung von Cumulus-Wolken führt, stellt einen sehr wirksamen Mechanismus für den Vertikaltransport von Luftbeimengungen dar und leitet zu Ausbreitungs-„Scales“ über, welche die gesamte Troposphäre (bis zu etwa 10 km Höhe) sowie horizontale Flächen von einigen hundert Kilometern Durchmesser umfassen.

Kleinräumige Turbulenz und Konvektion aller Größenordnungen stellen sog. subsynoptische Erscheinungen in der Atmosphäre dar und sind in die großräumigen, synoptischen eingebettet. Diese, mit horizontalen „Scales“ ab knapp 1000 km bis zu Dimensionen, welche mit dem Erdumfang vergleichbar sind, übernehmen den weiteren Transport der Luftbeimengungen und führen zu einer globalen Verbreitung derselben.

Es ist hieraus ersichtlich, daß bei der Behandlung von Problemen der Ausbreitung von Luftbeimengungen die gesamte Physik der Atmosphäre mit ins Spiel kommt: Die Strahlungsphysik, die Physik aller subsynoptischen Prozesse, beginnend mit der Physik der planetarischen Grenzschicht und endend bei der Physik und Dynamik

von Wolken und Wolkensystemen aller Arten und Größenordnungen, und die Dynamik der großräumigen atmosphärischen Prozesse. Zusätzlich kommt noch die Theorie photochemischer Reaktionen sowie chemischer Wechselwirkungen dazu.

Aus vorstehendem geht hervor, daß nicht erwartet werden kann, daß einmal eine umfassende Theorie der Transmission von Luftbeimengungen entwickelt wird, die in der Lage ist, aus gegebenen Anfangsbedingungen heraus deterministisch die Folgezustände zu berechnen. Zum einen sind Anfangsbedingungen nicht durch Beobachtungen genau genug (wenn überhaupt) festlegbar, zum anderen versteht man die Physik aller genannten Prozesse und deren Wechselwirkungen nicht im erforderlichen Umfang. Trotzdem wird intensiv an der Entwicklung von mathematisch-physikalischen Modellen für die Simulation des Transmissionsprozesses gearbeitet, um wenigstens für die dringlichsten Anwendungsgebiete auf dem Gebiet der Luftreinhaltung Hilfsmittel in die Hand zu bekommen, welche sinnvolle Planungen ermöglichen. Diese Modelle sowie ihre physikalischen Eigenschaften sind Gegenstand der folgenden Betrachtungen.

2. Probleme der mathematisch-physikalischen Simulation des Transmissionsprozesses

Zunächst soll über die Zielsetzungen der mathematisch-physikalischen Simulation gesprochen werden (Abb. 3). Die Natur, repräsentiert durch den zeitlich-räumlich variablen Input (meteorologische Daten wie in Abb. 1; regionale Daten wie: Beschaffenheit der Erdoberfläche, Einfluß entfernter Quellen durch Herantransport von Luftverunreinigungen und regionaler Emissionskataster) sowie durch das komplizierte System Atmosphäre-Erdoberfläche liefert als Output für die Region zeitlich-räumlich variable Immissionsfelder, die jedoch nur an relativ wenigen Meßstellen stichprobenartig erfaßt werden können. Aus derart gewonnenen Daten und der zugehörigen Statistik läßt sich prinzipiell kein planerischer Regelkreis in dem Sinne schließen, daß man vor-

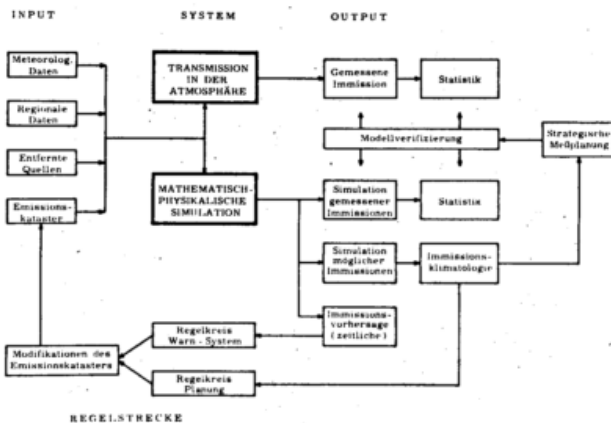


Abb. 3

Logisches Schema für die Lösung von Immissionsorientierten Planungsaufgaben mit Hilfe von mathematisch-physikalischen Simulationsmodellen (3), (4).

hersagen kann, welche Immissionsverhältnisse getroffen werden, wenn man in der Zukunft die Emissionen in dem betreffenden Gebiet verändert. Dies ist nur mit Hilfe einer modellmäßigen Simulation möglich, bei der man den Transmissionsmechanismus ausreichend genau nachbildet und mit Hilfe des natürlichen Input über das simulierte System zu einem Output gelangt, welcher gestattet, nicht nur die gemessenen Immissionen an den wenigen Meßstellen zu simulieren, sondern für jeden gewünschten Ort und jede Zeit innerhalb der betreffenden Region. Der Vergleich von simulierten und

gemessenen Immissionen dient dann zur Modellverifizierung bzw. dazu, bei ungenügender Übereinstimmung die Parameter des Modells so zu variieren, daß eine optimale Übereinstimmung erreicht wird.

Die eigentliche Bedeutung der Simulation liegt jedoch in der Möglichkeit, Planungs- und Optimierungsaufgaben folgender Art zu lösen: Simuliert das Modell auf der Basis vorhergesagter meteorologischer Parameter und vorhergesagter Emissionsverhältnisse den zeitlichen Ablauf der Immission für die gesamte Region, dann ist eine detaillierte Immissionsvorhersage möglich. Nimmt man diese laufend vor, dann ist das Problem der Vorsorge lösbar, denn ergeben sich an bestimmten Stellen der Region Immissionsgrenzwertüberschreitungen, spielt man den Regelkreis Warn-System durch gezielte Modifikationen des Emissionskatasters so lange durch, bis sich für alle Betroffenen (Bevölkerung, Industrie) eine optimale Lösung insofern ergibt, daß durch sinnvolle und ökonomisch tragbare Emissionsbegrenzungen nirgends Immissionsgrenzwertüberschreitungen auftreten können. Leider sind derartige Immissionsvorhersagen schon allein dadurch z. Z. noch unsicher, weil die Vorhersage der relevanten Zeitabläufe der meteorologischen Parameter (siehe Abb. 1) nicht ausreichend genau möglich ist.

Anders ist die Situation bereits heute auf dem Gebiet der Simulation der Immissionsklimatologie eines bestimmten Gebietes. Klassifiziert man die Transmissionsverhältnisse in Abhängigkeit von klassifizierten Wittersituationen, berechnet für jede derartige Situation das zugehörige Immissionsfeld, dann kennt man aus der Statistik (Klimatologie) der Wittersituationen auch die zugehörige Statistik der Immissionsfelder (Immissionsklimatologie). Diese ermöglicht dann nicht nur eine sinnvolle (strategische) Planung von Luftüberwachungs-Meßnetzen, welche man ja zur Modellverifizierung benötigt, sondern man ist dann in der Lage, den überaus wichtigen Regelkreis „Planung“ zu schließen. Auf der Basis des gegenwärtigen Emissionskatasters, des gegenwärtigen Einflusses entfernter Quellen und einer langjährigen Statistik meteorologischer Parameter, die für den Transmissionsmechanismus von Bedeutung sind, simuliert man den Anfangszustand für Planungsaufgaben, welche wohl meist mit einer Vermehrung der Quellen zusammenhängen. Addiert (oder subtrahiert) man je nach Planungsaufgabe Einzelquellen (Schornsteine), Industriebezirke oder Wohnsiedlungen zum Emissionskataster, dann kann man mit Hilfe des Simulationsmodells Vorhersagen machen, wie sich die Immissionsklimatologie des Gebietes verändern würde. Bewertet man diese Veränderungen nach vorgegebenen Kriterien, dann kann man durch mehrmaliges Durchlaufen des Regelkreises „Planung“ optimale Lösungen für die Emissions-Planungsaufgaben finden, welche nicht nur ökonomisch, sondern auch für die Bevölkerung erträglich sind. Auf diesem Gebiet liegt zur Zeit die wichtigste Aufgabe der Physik der Atmosphäre, sofern sie sich mit dem Problem der Luftreinhaltung befaßt.

Im folgenden widmen wir uns den Problemen, welche bei der Entwicklung derartiger Simulationsmodelle auftreten. Dazu betrachten wir eine luftfremde Substanz mit der momentanen Dichte ϱ_k und dem momentanen Geschwindigkeitsvektor v_k . Die entsprechenden Werte des Transportmediums (Luft) sind ϱ_L und v_L . Für alle Substanzen sowie für die atmosphärische Luft gelten dann die folgenden Bilanzgleichungen

$$\frac{\partial \varrho_k}{\partial t} + \nabla \cdot \varrho_k v_k = Q_k \quad [1]$$

$$\frac{\partial \varrho_L}{\partial t} + \nabla \cdot \varrho_L v_L = 0 \quad [2]$$

wobei Q_k die Produktion bzw. den Verbrauch der Substanz k durch chemische Wechselwirkungen mit anderen

Substanzen oder den Bestandteilen der Luft, durch photochemische Reaktionen, durch Auswaschen oder durch andere Quellen oder Senken innerhalb der Atmosphäre beschreibt. Führt man die Konzentration der Substanz k , $\chi_k = \rho_k / \rho_L$ und den Differenzvektor $v_k - v_L$ in [1] ein, dann ergibt sich

$$\frac{\partial \rho_k \chi_k}{\partial t} + \nabla \cdot \chi_k v_L + \nabla \cdot \rho_L \chi_k (v_k - v_L) = Q_k \quad [3]$$

In Hinblick auf die Verhältnisse in turbulent strömender Luft wird die mit der Luftdichte ρ_L gewogene Mittelbildung auf (3) und (2) angewandt, welche durch die Festlegungen

$$\frac{\partial \bar{\chi}_k}{\partial t} = - \bar{v}_L \cdot \nabla \bar{\chi}_k + \frac{1}{\rho_L} \left\{ \bar{Q}_k - \nabla \cdot \bar{\rho}_L \bar{\chi}_k (\bar{v}_k - \bar{v}_L) - \nabla \cdot \overline{\rho_L \chi_k'' v_L''} - \nabla \cdot \overline{\rho_L \chi_k'' (v_k'' - v_L'')} \right\} \quad [7]$$

In dieser Transportgleichung wird die lokale zeitliche Änderung der gemittelten Konzentration der Substanz k durch die Advektion mit der mittleren Bewegung der Luft ($-\bar{v}_L \cdot \nabla \bar{\chi}_k$) sowie durch Quellen und Senken gegeben, wenn der barizentrische Geschwindigkeitsvektor der Luft zur Bezugsbewegung gewählt wird. Dies ist natürlich, denn nur $\bar{v}_L$ ist der Messung zugänglich. Die Divergenz des Transportes mit der gemittelten Relativgeschwindigkeit ($\nabla \cdot \bar{\rho}_L \bar{\chi}_k (\bar{v}_k - \bar{v}_L)$) spielt z. B. eine große Rolle beim Schwereausfall sedimentierender Substanzen. Die Divergenz des turbulenten Transportes relativ zur Bewegung der Luft ($\nabla \cdot \overline{\rho_L \chi_k'' v_L''}$) besitzt die größte Bedeutung unter allen atmosphärischen Bedingungen und ermöglicht erst den Prozeß der turbulenten Diffusion relativ zur Bewegung des Transportmediums.

Bedeutet n die äußere Normale eines Raumgebietes, dann folgt unter Verwendung der kinematischen Grenzflächenbedingung $n \cdot v_L = 0$ der Luft an der Erdoberfläche, daß dort die Grenzflächenrelation

$$n \cdot \left\{ - \bar{\rho}_L \bar{\chi}_k \bar{v}_k - \overline{\rho_L \chi_k'' v_L''} - \overline{\rho_L \chi_k'' (v_k'' - v_L'')} \right\} \quad [8]$$

bekannt sein muß. Dies läßt sich durch Integration von [5] über das Gesamtgebiet und anschließende Anwendung des Satzes von GAUSS leicht zeigen.

Die Gleichung [7] zur Berechnung der lokalen zeitlichen Änderungen der mittleren Konzentration ist nicht isoliert lösbar. Es tritt dazu das vollständige System hydro-thermodynamischer Gleichungen der theoretischen Meteorologie zur Bestimmung des gemittelten Windvektors v_L und der gemittelten Luftdichte $\bar{\rho}_L$. In diesem System treten jedoch ebenfalls turbulente Transporte, vor allem von Impuls (turbulente Reibung) und von Wärme (turbulenter Wärmestrom) auf, welche auf der Basis von Bilanzgleichungen ebenso wenig bestimmbar sind wie der turbulente Transport der Substanz k . Daß zusätzliche Gleichungen für den Feuchte-transport, für den Strahlungsübergang u. a. mit unserem bisherigen System verkoppelt sind, sei nur noch am Rande bemerkt. Um alle Einflüsse, die im Anschluß an Abb. 1 diskutiert wurden, zu berücksichtigen, kommt man jedoch um die Lösung dieses hochgradig nicht-linearen Systems von gekoppelten partiellen Differentialgleichungen eigentlich nicht herum. Es besteht aber keinerlei Hoffnung auf Lösungen, selbst nicht auf solche numerischer Art, einfach weil das Problem der Parameterisierung turbulenter Transporte mit Hilfe gemittelter Variabler so gut wie ungelöst ist. Erschwerend tritt noch dazu, daß von bekannten, auf Messungen beruhenden Anfangsbedingungen in notwendiger mathematischer Exaktheit nicht die Rede sein kann. Dies gilt besonders für die luftfremden Substanzen k , für welche man auch über die Quell- bzw. Senkenterme Q_k infolge chemischer bzw. photochemischer Reaktionen z. Z. überhaupt nichts aussagen kann.

$$\bar{A} = A - A', \bar{A}' = 0; \bar{A} = A - A'', \overline{\rho_L A''} = 0 \quad [4]$$

definiert ist, wobei A eine beliebige Variable ist. Man erhält

$$\frac{\partial \bar{\rho}_L \bar{\chi}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_L \bar{\chi}_k v_L = Q_k - \nabla \cdot \bar{\rho}_L \bar{\chi}_k (\bar{v}_k - \bar{v}_L) - \nabla \cdot \overline{\rho_L \chi_k'' v_L''} - \nabla \cdot \overline{\rho_L \chi_k'' (v_k'' - v_L'')} \quad [5]$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}_L}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\rho}_L \bar{v}_L = 0 \quad [6]$$

oder unter Verwendung von (6) und (5)

Das Problem, in dieser Allgemeinheit formuliert, sieht derart hoffnungslos kompliziert aus, daß noch ein langer Entwicklungsprozeß erforderlich sein wird, um zu befriedigenden Vorhersagen von Luftverschmutzungen zu gelangen, welche alle wichtigen Prozesse des Transports und der Umwandlungen von Substanzen in der Atmosphäre einbeziehen. Insbesondere sind dies das volle Verständnis der Dynamik subsynoptischer Prozesse (der Prozesse innerhalb der planetarischen Grenzschicht sowie der thermischen Konvektion aller „Scales“). Aber auch die Dynamik der planetarischen Zirkulation kommt, wie früher betont, bei Problemen der Ausbreitung von Luftverschmutzungen immer mehr ins Spiel. Zur Zeit sind nur pragmatische Modellösungen im Bereich des Möglichen, über die später berichtet werden soll.

Zunächst beschäftigen wir uns mit den wichtigsten physikalisch-meteorologischen Problemen an Hand von einigen Beispielen. Dabei handelt es sich vorerst um eine singuläre Abgas- oder Staubquelle, die sich am Erdboden oder in einer gewissen Höhe über diesem befindet. Der einfache Fall stationärer Emission wird dabei gedanklich vorausgesetzt, obgleich die Behandlung instationärer Emissionen in vielen Fällen möglich ist.

Nach Abb. 1 bestimmen die zeitlichen Windschwankungen direkt, und über die Erzeugung der Turbulenz auch indirekt den Transmissionsprozeß ganz entscheidend, und dies für alle „Scales“ von atmosphärischen Bewegungsvorgängen. Abb. 4 veranschaulicht den Zusammenhang zwischen den turbulenten Windrichtungsschwankungen, der gemittelten Windgeschwindigkeit und der vertikalen Änderung der gemittelten Lufttemperatur. Bei neutraler (adiabatischer) Temperaturschichtung und geringen Windgeschwindigkeiten finden sich generell die größten turbulenten Windrichtungsschwankungen, welche die Abgasfahne sehr irregulär im Raum verteilen, bei mittleren Windgeschwindigkeiten und sehr stabiler Schichtung der Luft (Inversion der normalen vertikalen Temperaturabnahme mit der Höhe zu einer Temperaturzunahme) kommt es zu einer stark gebündelten schnurgeraden Abgasfahne. Da sich stabile Schichtungen in der Höhe, oder sogar Temperaturinversionen, für den turbulenten Austausch von Luftbeimengungen nach oben wie eine undurchlässige Schicht verhalten, spielt die vertikale Temperaturschichtung auch für den Ausbreitungsvorgang selbst eine große Rolle. Abb. 5 veranschaulicht sowohl den Einfluß von Windrichtungsschwankungen als auch denjenigen der Stabilität der vertikalen Temperaturschichtung. Welche Schwierigkeiten sich bei einer Berechnung der Ausbreitung von Luftverunreinigungen allein bei Berücksichtigung der thermischen Struktur im Gebiet einer Großstadt (Cincinnati) ergeben, erkennt man aus Abb. 6, wo sich Gebiete mit instabiler (überadiabatischer), adiabatischer (neutraler) und stabiler (isothermer bis Inversions-) Schichtung über- und nebeneinander finden. Über die unter diesen Bedingungen herrschenden

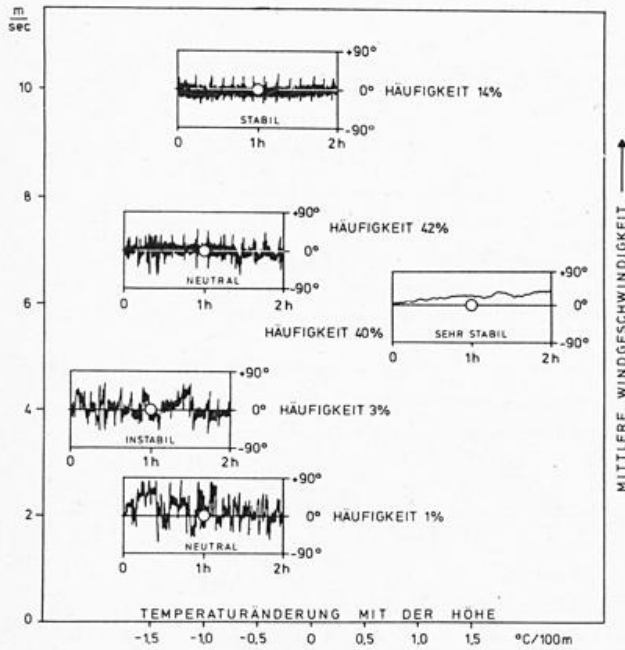


Abb. 4

Hochauflösende Windrichtungsregistrierungen über zwei Stunden für folgende Bedingungen: Verschiedene mittlere Windgeschwindigkeit und verschiedene Änderung der gemittelten Temperatur mit der Höhe, die ein Maß für die Stabilität der Schichtung darstellt. Gleichzeitig eingetragen ist die Häufigkeit des Auftretens der einzelnen Fälle für eine Station an der amerikanischen Ostküste (5).

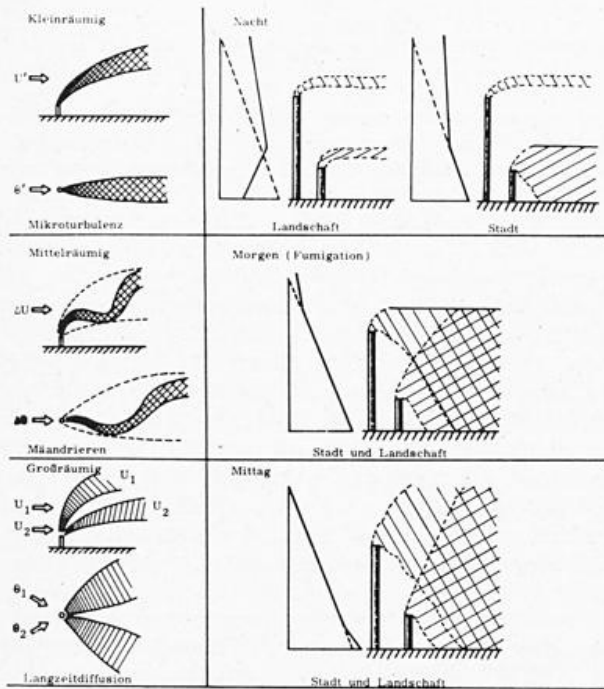


Abb. 5

Einfluß des „Scales“ sowie der vertikalen thermischen Schichtung auf die Ausbreitung von Luftbeimengungen, welche singulären Quellen entstammen (6).

Wind- und Turbulenzverhältnisse bei Berücksichtigung der Topographie läßt sich nur mit Hilfe von sehr aufwendigen Meßsystemen etwas aussagen, eine theoretische Vorhersage ist wahrscheinlich nicht möglich.

Die vertikale Wind- und Turbulenzstruktur innerhalb der planetarischen Grenzschicht (zusammengesetzt aus der dem Erdboden aufliegenden Prandtl-Schicht und der darüber sich bis in Höhen um 1000 m erstreckenden Ekman-Schicht), die entscheidend von der vertikalen

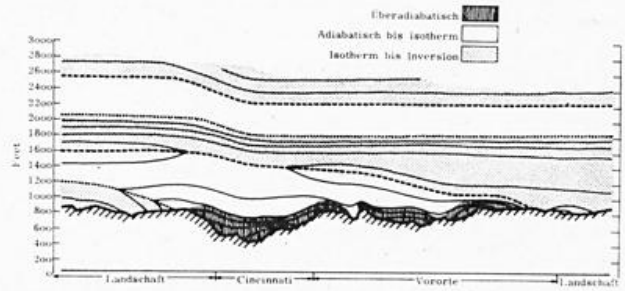


Abb. 6

Vertikale Temperaturschichtung in der Atmosphäre über Cincinnati und Umgebung (7).

Temperaturschichtung abhängt, übt, wie mehrmals betont, den größten Einfluß auf den Ausbreitungsvorgang luftfremder Substanzen aus. Die meisten industriellen Emissionen finden bereits in der Ekman-Schicht statt, in einer Schicht, in der der Wind eine charakteristische vertikale Änderung nach Richtung und Stärke aufweist.

Unter stationären Verhältnissen und über homogenem Untergrund stellt sich dabei eine Spirale des gemittelten Windvektors so ein, wie es Abb. 7 nach Messungen in Leipzig zeigt. Meist wird jedoch nicht diese ideale Windspirale (Ekman-Spirale) gefunden, sondern infolge der normalen raschen Veränderlichkeit meteorologischer

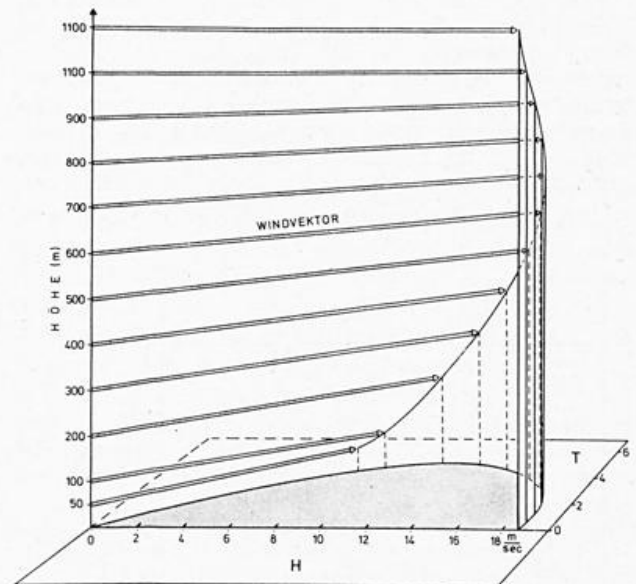


Abb. 7

Windspirale in der Ekman-Schicht für einen speziellen Fall (sog. Leipziger Windprofil).

Bedingungen kommt es nur zu mehr oder weniger ausgebildeten Ansätzen für eine Spiralbildung. Daß man die Windrichtungsänderung mit der Höhe aber auch in der Vertikalverteilung der Konzentration einer Abgasfahne erkennt, zeigt Abbildung 8. Dort ist das Ergebnis einer Lidar-Vermessung einer Abgasfahne wiedergegeben, welches einen Querschnitt durch die Abgasfahne, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (mittlere Windrichtung), repräsentiert. Es ist dabei deutlich die der Windrichtung folgende Konzentrationsverteilung zu erkennen.

Die geometrische Höhe über Grund für die Emission ist in den meisten Fällen nicht diejenige, welche für den Ausbreitungsvorgang repräsentativ ist. Industrielle Abgasfahnen besitzen fast immer einen durch ihre gegenüber der umgebenden Luft überhöhte Temperatur verursachten thermischen Auftrieb und steigen deshalb noch beträchtlich auf, ehe sie durch den in dieser Höhe herrschenden Wind umgebogen werden und den nor-

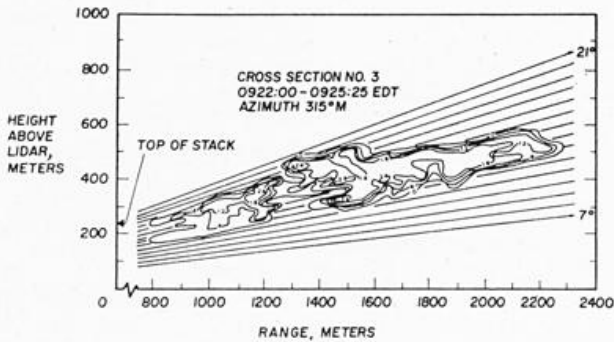


Abb. 8
Vertikaler Querschnitt durch eine Rauchfahne nach LIDAR-Beobachtung (8).

malen Transport- und Diffusionsprozessen unterliegen. Diese, Schornsteinüberhöhung genannte Erscheinung besitzt größte Bedeutung bei der Bemessung der Höhe von geplanten Schornsteinen. Eine theoretische Lösung dieses Problems hat sich bisher nicht finden lassen. Die Wechselwirkung des aufsteigenden Freistrahls mit der speziellen Struktur des Wind-Turbulenz- und Temperaturfeldes der Atmosphäre läßt sich z. Z. nur durch gezielte Beobachtungsprogramme untersuchen, wobei sich dann nur empirische Formeln ergeben, deren Allgemeingültigkeit heute noch sehr fraglich ist. Ein erstes numerisches Experiment zur Ausbreitung der Substanzen einer heißen Abgasquelle unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen mit der umgebenden Atmosphäre wurde erst vor kurzem durchgeführt. Auf der Basis der hydrodynamisch-thermodynamischen Gleichungen wurde unter Kopplung mit einer Gleichung für die Ausbreitung der im Freistrahle enthaltenen Substanz berechnet, wie sich das Konzentrationsfeld unter den verschiedensten Bedingungen ausbildet. Abb. 9 zeigt die

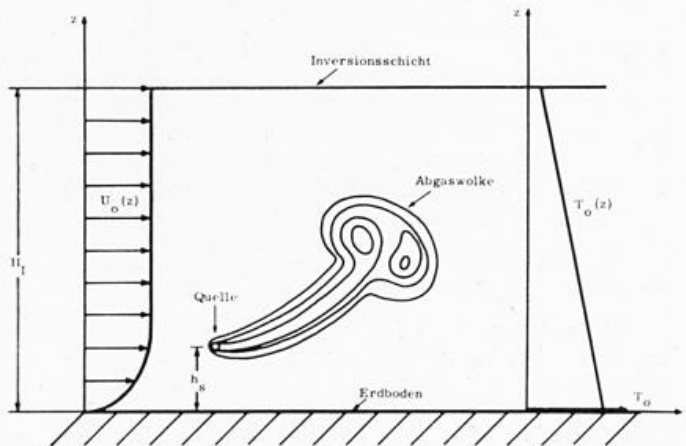


Abb. 9
Physikalische Bedingungen für ein numerisches Experiment zur Berechnung der Ausbreitung einer heißen Abgaswolke in der Atmosphäre (9).

äußeren Bedingungen, Abb. 10 die Ergebnisse für verschiedene Ausbreitungs-„Scales“ und verschiedene thermische Bedingungen. Vorausgesetzt wurde dabei jedoch ein homogenes Turbulenzfeld ohne überlagerte thermische Zirkulationen, vor allem in der Vertikalen.

Die während strahlungsintensiver Verhältnisse sich ausbildenden thermischen Vertikalzirkulationen, die in fortgeschrittenem Stadium zur Bildung von Cumulus-Bewölkung führen, sind sehr wesentlich an der Vertikalverfrachtung von Luftbeimengungen beteiligt. Einen Begriff von der Struktur des mittleren Vertikalbewegungsfeldes sowie von der Turbulenzstruktur innerhalb einer Cumulus-Wolke gibt Abb. 11, welche auf einem

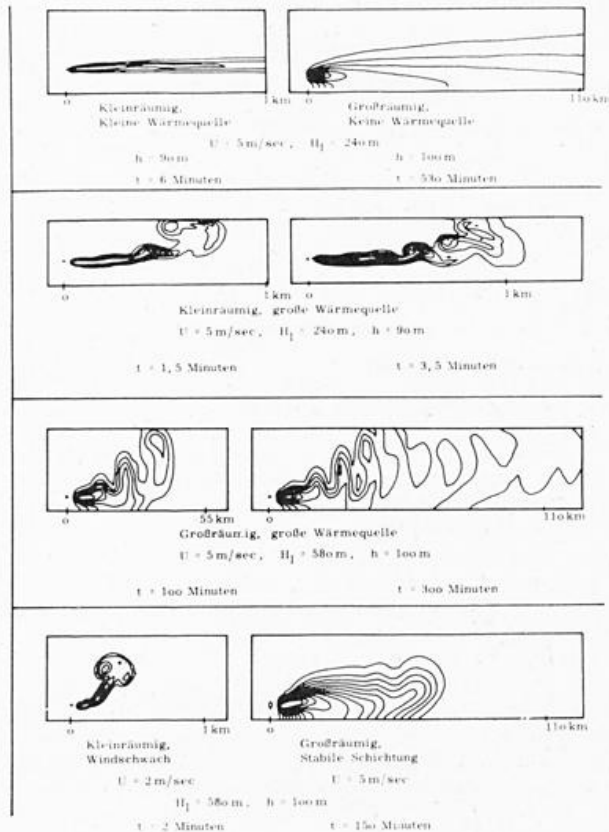


Abb. 10
Ergebnisse von numerischen Experimenten zur turbulenten Diffusion (9).

Meßflug gewonnen wurde. Leider läßt sich auf dem Wege der Flugzeugmessung kein dreidimensionales Bild der Struktur des Wind- und Turbulenzfeldes für größere Gebiete mit intensiver Cumulus-Konvektion gewinnen. Dazu ist die zeitliche Variabilität der thermischen Konvektion zu groß. Nur theoretische Simulationen dieser Phänomene sind heute in Sicht, wovon Abb. 12 ein Beispiel gibt. Dort ist das Strömungsfeld sowie das Feuchtefeld für eine (zweidimensionale) große Schauerwolke theoretisch simuliert dargestellt, und zwar für die Entwicklung aus einem einfachen hypothetischen Anfangszustand heraus bis zu einer Entwicklungszeit von 10 Minuten. Man kann sich vorstellen, daß es nicht einfach ist, die Ausbreitung von Luftbeimengungen im Einflußgebiet einer derartigen Wolke oder eines Systems von Wolken zu berechnen. Tatsächlich liegen auch bis heute noch keinerlei Ansätze dieser Art vor.

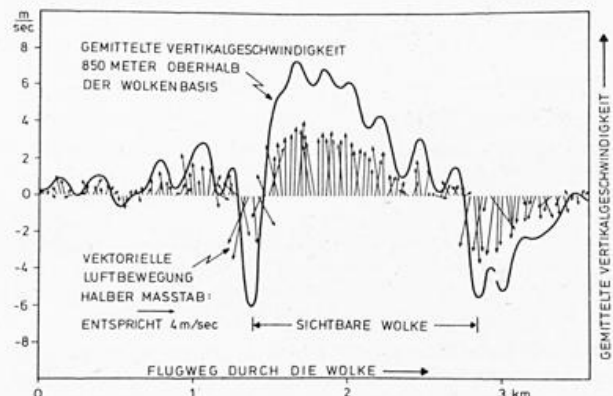


Abb. 11
Ergebnis eines Meßfluges durch eine Cumulus-Wolke (10).

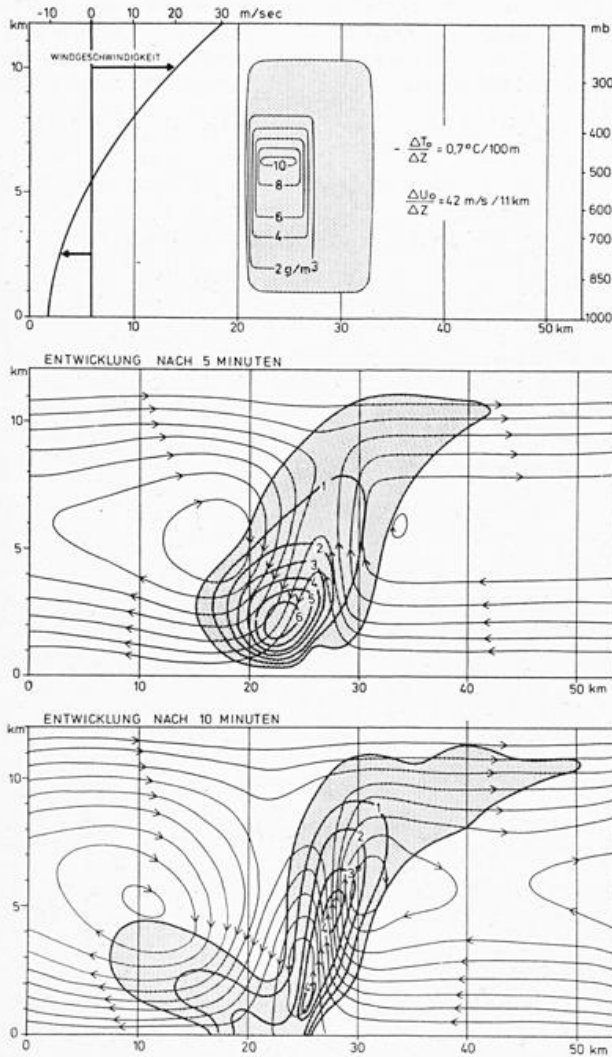


Abb. 12

Simulation der zeitlichen Entwicklung einer großen Cumulus-Wolke mit Niederschlagsbildung. a) Anfangszustand mit räumlicher Verteilung des Wassergehalts der Wolke in g/m^3 . Diese Wolke entwickelt sich unter der Wirkung des eingezeichneten Windfeldes mit der Zeit in die folgenden Zustände. — b) Strömungszustand und Wassergehalt der Wolke nach 5 Minuten Entwicklungszeit. Die Strömung ist auf einen Beobachter bezogen, der sich mit der Windgeschwindigkeit in 5 km Höhe mitbewegt. — c) Dasselbe nach einer Entwicklungszeit von 10 Minuten. Am Erdboden tritt bereits Niederschlag auf (11).

Die größten Sorgen bereiten jedoch z. Z. noch die Grenzflächenbedingungen an der Erdoberfläche. Die Strömungs- und Turbulenzverhältnisse über natürlichen unebenen Flächen lassen sich nur sehr schwer mit Hilfe von idealisierten hydrodynamischen Modellen in klassifizierter Form erfassen. Im kleinsten „Scale“ eines Gebäudes beginnt das Problem bereits sich als fast hoffnungslos kompliziert darzustellen. Befindet sich die Abgasquelle vor bzw. auf einem höheren Gebäude, dann ergeben sich Ausbreitungsbedingungen in einem Strömungs- und Turbulenzfeld, induziert vom Gebäude selbst, die trotz aller Bemühungen der theoretischen Hydrodynamik bis heute nicht befriedigend modellmäßig beschrieben werden können. Abb. 13 gibt die in der Strömungsphysik sehr bekannten Verhältnisse wieder. Ähnliche Schwierigkeiten liegen bei der Überströmung von unebenem Gelände vor und führen besonders im Falle von Abgasquellen, die sich in Tälern befinden, zu Problemen, die trotz aller Schwierigkeiten im Interesse des Umweltschutzes bald gelöst werden müssen.

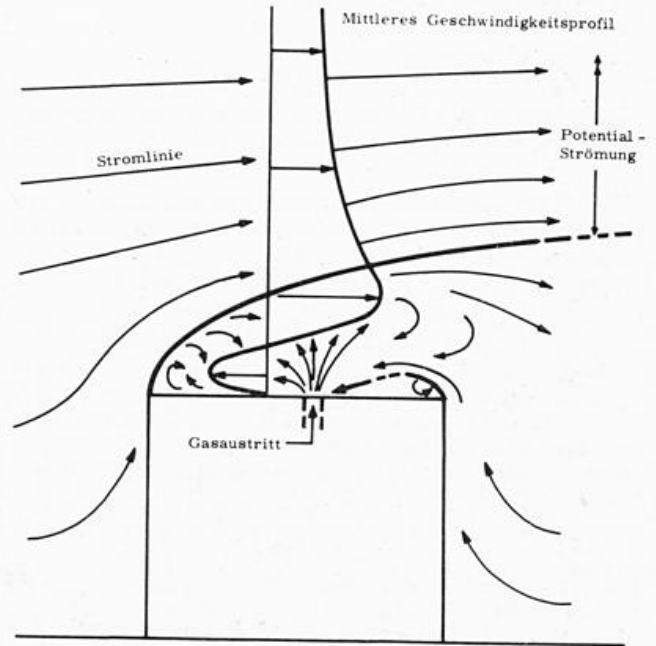


Abb. 13

Physikalische Bedingungen für die Ausbreitung von Abgasen, die vom Dach eines Hochhauses aus emittiert werden.

3. Gegenwärtige praktische Lösungen von Simulationsproblemen

Bis vor kurzem hat man sich in der theoretischen Meteorologie ausschließlich mit Modellen für die Transmission von Ein-Komponenten-Systemen von Luftverunreinigungen beschäftigt. Man zählt sie heute zur ersten Generation von Modellen und beginnt gerade, die zweite Generation zu entwickeln, welche aus Modellen bestehen wird, die chemische und photochemische Reaktionen in Mehrkomponenten-Systemen von Luftverunreinigungen berücksichtigen. Wir wollen hier jedoch nur über die Modelle der ersten Generation berichten, welche infolge der vorher beschriebenen ungelösten Probleme bei weitem noch nicht so vollkommen sind, daß sie allen gewünschten Anforderungen von Seiten der Anwendung gerecht werden.

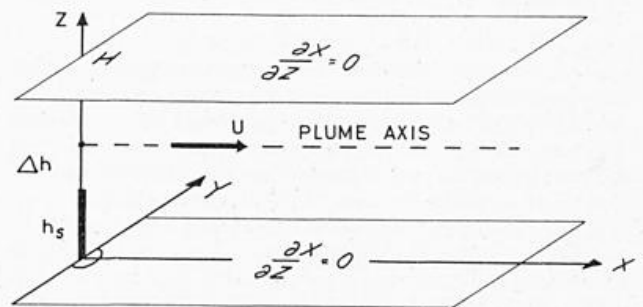


Abb. 14

Schematische Darstellung der Bedingungen, die einem einfachen Modell für die Simulation der Rauchgasausbreitung zugrunde liegen (3).

Es handelt sich somit um die Ausbreitung einer einzigen passiven Luftverunreinigungs-komponente, welche lediglich als Folge von Absorptionsvorgängen in der Atmosphäre oder am Erdboden Senken besitzt. Rückwirkungen des Konzentrationsfeldes auf das hydrothermodynamische Feld der Atmosphäre werden vernachlässigt, so daß Wind- und Turbulenzfeld der Atmo-

sphäre als externe Felder vorgegeben werden können. Es ist also vorzuziehen:

$\hat{v}_L, \hat{v}_k - \hat{v}_L, \overline{\varrho_L \chi_k'' v_L}, \overline{\varrho_L \chi_k'' (v_k - v_L)}, \bar{Q}_k(\dot{\chi}_k), \bar{Q}_L$,
um mit Hilfe von Gleichung [7] die raum-zeitliche Entwicklung der mittleren Konzentration $\dot{\chi}_k$ berechnen zu können. Handelt es sich um die Ausbreitung von Gasen, dann kann angenommen werden, daß gilt: $\hat{v}_k = \hat{v}_L$. Bei der Ausbreitung von Staub existiert für jede Korngröße eine mittlere Sinkgeschwindigkeit $\hat{w}$, so daß sich unter Verwendung des vertikalen Einheitsvektors k für den Differenzvektor ergibt $\hat{v}_k - \hat{v}_L = -\hat{w}k$. Die turbulenten Transporte, dargestellt durch die Korrelationsprodukte, müssen mit Hilfe von gewissen meßbaren Parametern als Funktionen gemittelter Variabler dargestellt, d. h. parametrisiert werden, um auf der Basis von nur einer einzigen Diffusionsgleichung das Ausbreitungsproblem lösen zu können. Oft werden die klassischen Gradientenansätze

$$\begin{aligned} -\overline{\varrho_L \chi_k'' v_L} &= \bar{Q}_L K_L \cdot \nabla \dot{\chi}_k \quad (\approx \bar{Q}_L K_L \nabla \dot{\chi}_k) \\ -\overline{\varrho_L \chi_k'' (v_k - v_L)} &= \bar{Q}_L \tilde{K}_L \cdot \nabla \dot{\chi}_k \quad (\approx \bar{Q}_L \tilde{K}_L \nabla \dot{\chi}_k) \end{aligned}$$

verwendet, welche unsere Unkenntnis des Mechanismus der turbulenten Diffusion auf die Unkenntnis der Tensoren $K_L, \tilde{K}_L$ bzw. der Koeffizienten $K_L, \tilde{K}_L$ verschiebt. Wegen der „Scale“-Abhängigkeit dieser Diffusionsparameter und wegen ihrer starken Variabilität in Raum und Zeit ist es nicht verwunderlich, daß auch auf diesem Gebiet der atmosphärischen Turbulenzforschung noch keine soliden theoretischen Grundlagen greifbar sind, welche eine Lösung der Bilanzgleichung [7], angewandt auf ein Ein-Komponenten-System, besonders erfolgreich gestalten könnten. Nichtsdestoweniger liegen empirische Werte für die K unter den verschiedensten Bedingungen vor, welche es ermöglichen, eine ganze Reihe von Modellen zu entwickeln, welche sich im Vergleich mit den Verhältnissen in der Natur als für viele praktische Anwendungen brauchbar erwiesen haben.

Beschränkt man sich auf die Ausbreitung von Gasen, dann schreibt sich die Gleichung [7] unter Verwendung des Parametrisierungsansatzes für den turbulenten Transport in der Form

$$\frac{\partial \chi_k}{\partial t} = -\hat{v}_L \cdot \nabla \dot{\chi}_k + \frac{1}{\bar{Q}_L} \left\{ \bar{Q}_k(\dot{\chi}_k) + \nabla \cdot (\bar{Q}_L K_L \cdot \nabla \dot{\chi}_k) \right\} \quad [8]$$

Meist wird nur ein Tensor der turbulenten Diffusion in der Form

$$K_L = K_{xx} ii + K_{yy} jj + K_{zz} kk$$

verwendet, die Luftdichte bei kleinräumigen Ausbreitungsproblemen konstant angesetzt und die Absorption innerhalb der Atmosphäre proportional zur mittleren Konzentration $\dot{\chi}_k$ angenommen: $\bar{Q}_k = -\bar{Q}_L \cdot \lambda_k \dot{\chi}_k$. Aus diesen Annahmen resultiert dann die Grundgleichung fast aller Modelle der sogenannten ersten Generation

$$\frac{\partial \dot{\chi}_k}{\partial t} = -\hat{v}_L \cdot \nabla \dot{\chi}_k + \nabla \cdot (K_L \cdot \nabla \dot{\chi}_k) - \lambda_k \dot{\chi}_k \quad [9]$$

Auf die unzähligen Lösungen dieser Gleichung unter Annahme von konstanten turbulenten Diffusionskoeffizienten kann an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Diese, Ficksche Diffusionstheorie genannte Richtung hat sich bisher für die Behandlung dringender Probleme auf dem Gebiet der Luftreinhaltung als nicht sehr erfolgreich erwiesen. Meist wird die Nicht-Ficksche Theorie verwendet, in welcher die Diffusionskoeffizienten als Funktionen der Diffusionszeit erscheinen. Eine weitere allgemein verwendete Voraussetzung ist auch heute noch die Stationarität der Emission sowie der meteorologischen Bedingungen und zusätzlich ein homogenes Windfeld $v_L = U i$.

Bedeutet $x/u = \tau$ die Diffusionszeit eines die Quelle zur Zeit $t = 0$ verlassenden singulären „Puffs“, dann schreiben sich die Diffusionskoeffizienten unter Verwendung der Streuungen $\sigma_x(\tau), \sigma_y(\tau), \sigma_z(\tau)$ in der Form

$$K_{xx} = \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\sigma_x^2}{2} \right), K_{yy} = \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\sigma_y^2}{2} \right), K_{zz} = \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\sigma_z^2}{2} \right)$$

und man erhält aus [9] die einfache Differentialgleichung

$$0 = U \frac{\partial \dot{\chi}_k}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma_x \dot{\sigma}_x \frac{\partial \dot{\chi}_k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma_y \dot{\sigma}_y \frac{\partial \dot{\chi}_k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma_z \dot{\sigma}_z \frac{\partial \dot{\chi}_k}{\partial z} \right) - \lambda_k \dot{\chi}_k, \quad [10]$$

in welcher man für den Fall ausreichend großer Windgeschwindigkeit die Divergenz des turbulenten Transports in Windrichtung gegenüber dem mittleren Transport durch den Wind vernachlässigt. Man verwendet somit als Standardgleichung

$$\frac{\partial \dot{\chi}_k}{\partial \tau} = \sigma \dot{\sigma} \frac{\partial^2 \dot{\chi}_k}{\partial y^2} + \sigma_z \dot{\sigma}_z \frac{\partial^2 \dot{\chi}_k}{\partial z^2} - \lambda_k \dot{\chi}_k \quad [11]$$

zusammen mit gewissen Randbedingungen.

Für den Fall des nach oben unbegrenzten Halbraumes und fehlender Absorption an der Erdoberfläche ist die GREENSCHE Funktion von [11], welche den Randbedingungen

$$\begin{aligned} z=0 : k \cdot (-\overline{\varrho_L \chi_k'' v_L}) &= \bar{Q}_L K_{zz} \frac{\partial \dot{\chi}_k}{\partial z} = 0, \\ \text{d. h. } \frac{\partial \dot{\chi}_k}{\partial z} &= 0 \\ z \rightarrow \infty : \dot{\chi}_k &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad [12]$$

genügt, durch die Gauss-Verteilung

$$\dot{\chi}_k = \exp[-\lambda_k \tau] \frac{\exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \left\{ \frac{\exp\left[-\frac{(h-z)^2}{2\sigma_z^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} + \frac{\exp\left[-\frac{(h+z)^2}{2\sigma_z^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \right\} \quad [13]$$

gegeben. Befindet sich in der Höhe $z=H_1$ eine den Austausch nach oben hin unterbindende Inversion, dann ist unter Verwendung der dritten JACOBI'schen Thetafunktion Θ_3 die der Grenzflächenbedingung

$$z = H_1 : \frac{\partial \dot{\chi}_k}{\partial z} = 0$$

genügende GREENSCHE Funktion durch

$$\dot{\chi}_k = \exp[-\lambda_k \tau] \frac{\exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \left\{ \Theta_3\left(\frac{h-z}{2H_1}; \frac{\sigma_z^2}{2H_1^2}\right) + \Theta_3\left(\frac{h+z}{2H_1}; \frac{\sigma_z^2}{2H_1^2}\right) \right\} \quad [14]$$

gegeben.

Die Singularität befindet sich im Punkt $x = 0$ ($\tau = 0$) und $z = h$, wo gilt

$$x \rightarrow 0 : \dot{\chi}_k \rightarrow \delta(y) \delta(h-z).$$

Es sei darauf hingewiesen, daß sich auch für den Fall einer möglichen Absorption an der Erdoberfläche, beschrieben durch die Grenzflächenbedingung

$$z = 0 : k \cdot (-\overline{\varrho_L \chi_k'' v_L}) = \bar{Q}_L K_{zz} \frac{\partial \dot{\chi}_k}{\partial z} = a(\tau, y) \dot{\chi}_k$$

GREENSCHE Funktionen konstruieren lassen, welche praktische Anwendung finden könnten. Auch der Fall sedimentierender Staube ist als Lösung der dafür zuständigen Gleichung bereits numerisch behandelt worden.

Diese ganze Richtung der Lösung des Ausbreitungsproblems steht und fällt mit der Beschaffbarkeit empirischer Werte für die Streuungen σ (τ). Ausbreitungsexperimente in aller Welt führten zu Ergebnissen, die für σ_z in Abb. 15 zusammengefaßt sind.

Die Streuung σ_z zeigt sich hier als empfindlich von der

vertikalen Temperaturschichtung, als Ordnungsparameter verwendet, abhängig. Es ist inzwischen erwiesen, daß die Streuungen bis zu Entfernungen von 2 bis 5 km empfindlich von der Rauigkeit der Unterlage abhängen und somit unterschiedlich für industrielle Ballungsgebiete, für größere Städte sowie für offenes Land sind.

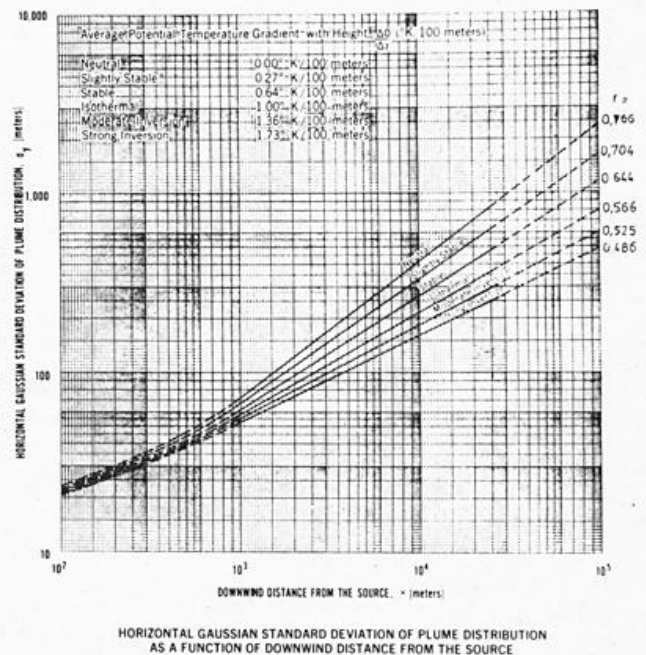
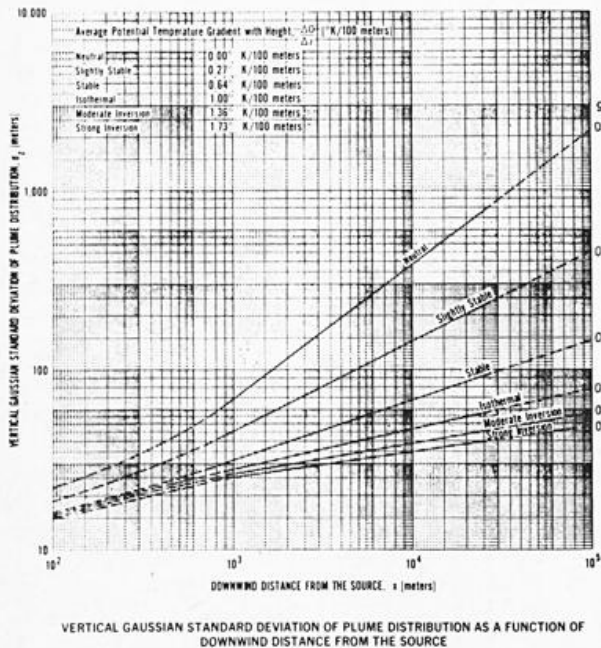


Abb. 15
Vertikale und horizontale Streuungen, so wie sie in der statistischen Theorie der turbulenten Diffusion Verwendung finden (12).

Die bedeutsamste Anwendung des vorstehend beschriebenen Modells findet sich auf dem Gebiet der gesetzlich vorgeschriebenen Mindesthöhe von neu zu errichtenden Industrieschornsteinen. Hier wird ein Immissionsgrenzwert an der Erdoberfläche vorgegeben, welcher durch die Immissionen der neuen Anlage nicht überschritten werden darf. Die wichtigsten Parameter für die Bemessung der Schornsteinbauhöhe sind die durch diesen erzeugte maximale Bodenimmission unter den verschiedensten meteorologischen Bedingungen und dazu die Quellentfernung, an welcher diese auftritt. Abb. 16 zeigt ein Beispiel, in welchem der Zusammen-

hang zwischen der maximalen Bodenimmission ($S_{\max}$ in mg in SO_2 pro m^3) und der zugehörigen Quellentfernung ($x_{\max}$ in km) für ein großes Kraftwerk (für eine Windgeschwindigkeit $U = 10$ m/s in Schornsteinhöhe, jedoch für variierende Schichtungsverhältnisse der Atmosphäre sowie für variierende Lufttemperatur) errechnet wurde und in Beziehung zu gemessenen Werten von vergleichbaren Anlagen gesetzt wurde. Abbildung 17 zeigt diesen $S_{\max}$ - $x_{\max}$ -Zusammenhang in Abhängigkeit von der Sinkgeschwindigkeit sedimentierender Staubes und in Abhängigkeit von einer angenommenen Absorption an der Erdoberfläche für verschieden hohe Quellen.

Man kann sich leicht vorstellen, daß das Problem der Schornsteinmindesthöhen nicht lösbar ist, wenn man nicht weiß, welche Immissionsbelastung in dem betreffenden Gebiet bereits vorhanden ist. Hier stellt sich das Problem der Immissionsgrundbelastung industrieller Ballungsgebiete, welches meßtechnisch außerordentlich schwierig, wenn überhaupt, zu lösen ist. Hier führt die theoretische Simulation einer Immissionsklimatologie auf der Basis von Gleichung [11] zu überraschend guten Resultaten. Von Interesse sind in diesem Zusammenhang Häufigkeitsverteilungen von Immissionen (Konzentrationen) für bestimmte längere Zeiträume (Winter, Sommer, Gesamtjahr) und für möglichst viele Punkte innerhalb des betreffenden Ballungsgebietes. Abb. 18 zeigt ein Beispiel einer gemessenen Häufigkeitsverteilung.

Diese ist das Resultat der Überlagerung einer großen Zahl von Abgasfahnen unter den Bedingungen der Statistik der meteorologischen Parameter der betreffenden zeitlichen Periode. Führt man eine Klassifizierung von Windrichtung, Windstärke und Ausbreitungsbedingungen ein, dann erhält man z. B. eine Windstatistik für eine Klasse von Ausbreitungsbedingungen nach Art

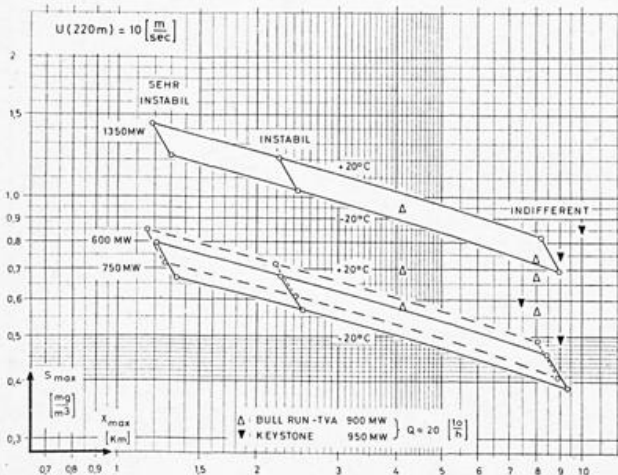


Abb. 16
Maximale halbstündliche Mittelwerte der SO_2 -Konzentration am Erdboden $S_{\max}$ und die zugehörigen Quellentfernungen $x_{\max}$ für das im Text beschriebene Modell eines Großkraftwerkes für verschiedene meteorologische Bedingungen nach der Theorie sowie einige Meßwerte an vergleichbaren Anlagen (13).

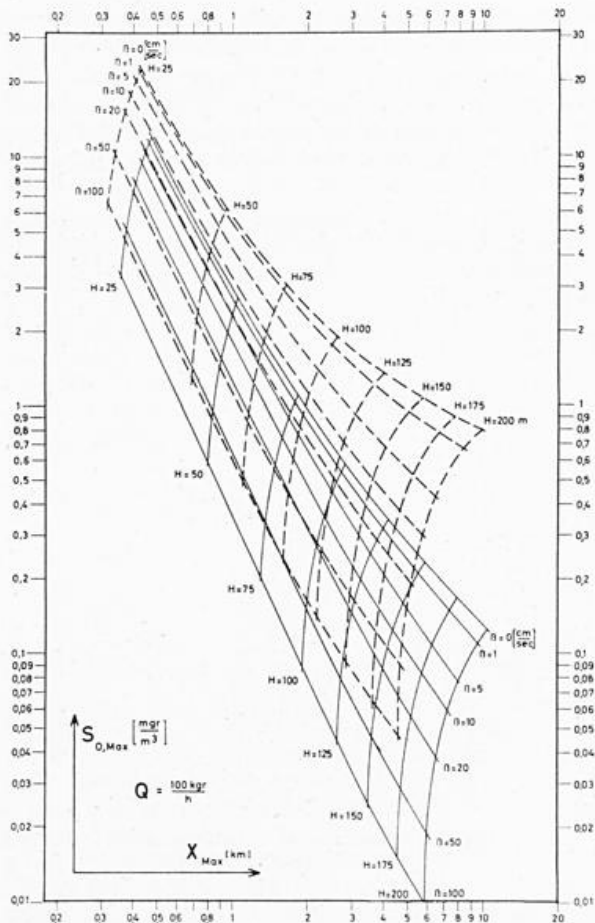


Abb. 17
Zusammenhang zwischen der maximalen Bodenkonzentration und der zugehörigen Quellentfernung für den Fall variierender Absorption am Erdboden sowie für den Fall der Sedimentation (14).

der Abb. 19. Auf der Basis eines vollständigen Emissionskatasters ist es dann möglich, für jede Kombination meteorologischer Parameter (Windrichtung, Windstärke, Ausbreitungsklasse) ein zugehöriges mögliches Immissionsfeld zu berechnen. Abb. 20 gibt z. B. den Emissionskataster des Hausbrandes für Bremen an und Abb. 21 ein aus diesem und einem entsprechenden Kataster industrieller Emissionen berechnetes Immissionsfeld für eine bestimmte meteorologische Situation. Aus der Gesamtheit der in dem betreffenden Gebiet meteorologisch möglichen Immissionsfelder der Art der Abb. 21 läßt sich für jeden Punkt eines über das Gebiet gelegten Gitters eine Häufigkeitsverteilung der Konzentration errechnen. Aus diesen sind dann Mittelwerte und andere statistische Kenngrößen ableitbar, die sich kartenmäßig darstellen lassen und wichtige Hilfsmittel für immissionsorientierte Stadt- und Regionalplanungen darstellen. Abb. 22 und 23 stellen derartige Kenngrößen graphisch dar (Mittelwert während der Heizungsperiode; Prozentsatz der Stunden der Heizungsperiode, in welchen die Konzentrationen den Schwellenwert $0.1 \text{ mg SO}_2 \text{ pro m}^3$ überschreiten).

Der besonders während winterlicher stabiler Wetterlagen so wichtige Fall einer sperrenden Inversion in einer Höhe H_I läßt sich mit Hilfe eines derartigen Simulationsmodells gut untersuchen. Berechnet man für einen bestimmten Punkt innerhalb des Stadtgebietes die Immissionen in Abhängigkeit von der Höhenlage der

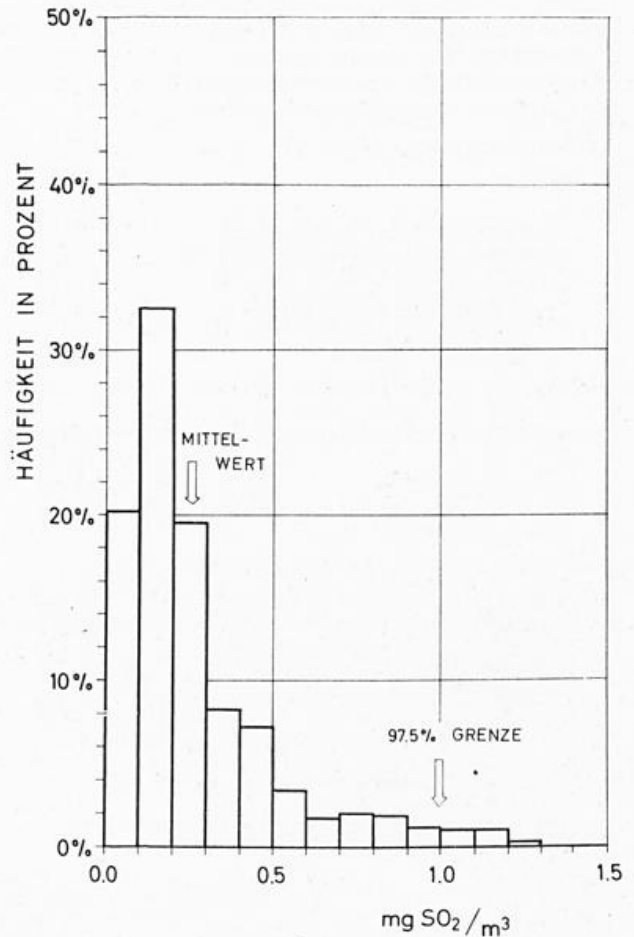


Abb. 18
Gemessene Häufigkeitsverteilung von SO_2 -Konzentrationen während der Heizungsperiode 1967/68 in Bremen (3).

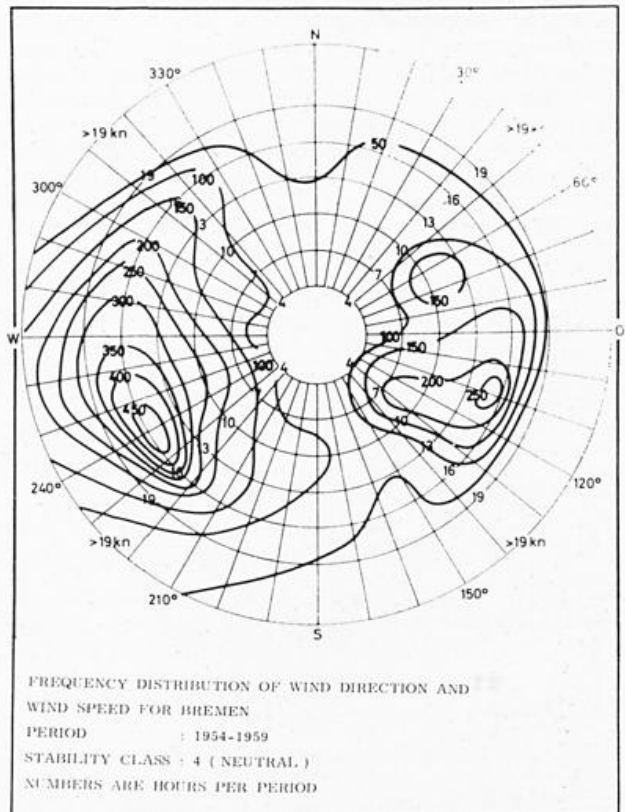


Abb. 19
Windstatistik für Bremen (3).



Abb. 20

Emissions-Kataster des Hausbrandes für die Stadt Bremen im Jahre 1962. Dargestellt ist die über die gesamte Heizungsperiode gemittelte SO_2 -Emission, wobei die angegebenen Zahlen Kilogramm SO_2 -Emission pro km^2 und pro Stunde bedeuten (3).

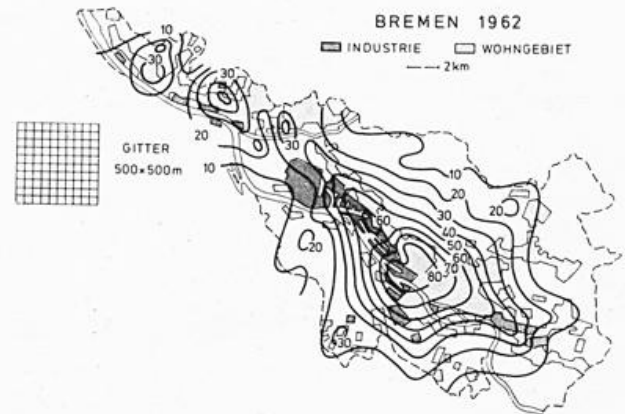


Abb. 23

Dargestellt ist der Prozentsatz der Stunden der Heizungsperiode 1962, an denen höhere Konzentrationen als $0,1 \text{ mg/m}^3$ aufgetreten sind (3).

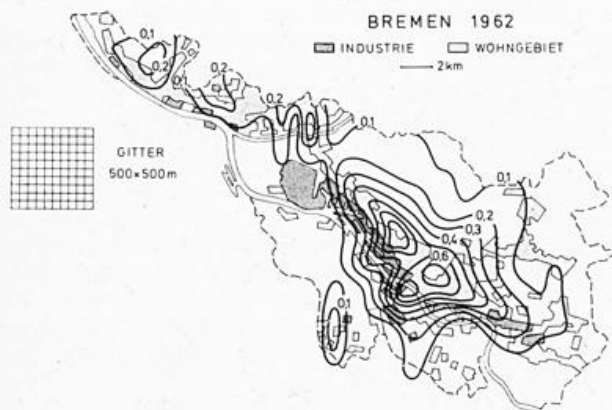


Abb. 21

SO_2 -Bodenkonzentrationsfeld im Stadtgebiet, so wie es sich bei einer bestimmten Wittersituation als Folge der Überlagerung der Emissionen des Hausbrandes und der Industrie ergibt. Im vorliegenden Falle handelt es sich um eine Wetterlage mit Südwind der Stärke 3 m/s und neutraler Schichtung, d. h. normalen Turbulenzverhältnissen. Die Zahlenwerte bedeuten mg SO_2 pro Kubikmeter (3).

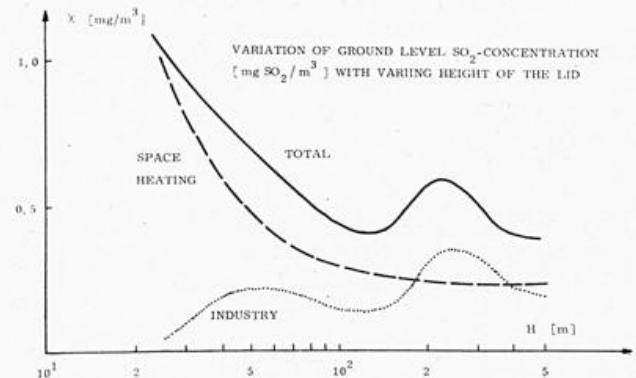


Abb. 24

Einfluß der Höhenlage einer sperrenden Inversion auf die Bodenkonzentration an einem bestimmten Ort in Bremen, aufgespalten nach Anteilen, die von der Industrie bzw. vom Hausbrand herkommen (3).

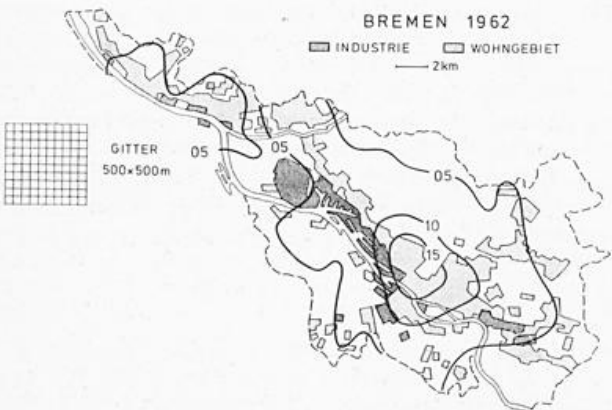


Abb. 22

Mittelwert der Konzentrationen für die Heizungsperiode 1962 in Bremen (3).

Inversion, und zwar getrennt für industrielle und Hausbrand-Emissionen, dann erhält man das Ergebnis, daß bei Annäherung der Inversion an die Gruppe der höchsten Quellen die Immissionen stark ansteigen, daß ein Abfall erfolgt, wenn diese Quellen sich oberhalb der Inversion befinden, und daß sich dies noch einmal bei einer zweiten Gruppe von Emittenten wiederholt. Ab einer bestimmten Höhenlage der Inversion emittieren alle industriellen Quellen oberhalb der Inversion und tragen überhaupt nicht mehr zur Bodenimmission bei.

Eine wichtige Frage ist die nach der Genauigkeit derartiger Modellrechnungen. Allen Modellen der ersten Generation, die auf der Basis der Gauss-Verteilung entwickelt wurden, ist gemeinsam, daß sie infolge aller speziellen Annahmen ausschließlich statistische Aussagen zu machen in der Lage sind. Dies gilt sowohl für die Modelle zur Bestimmung von Schornsteinmindesthöhen als auch für diejenigen zur Berechnung der Immissionsklimatologie eines industriellen Ballungsgebietes. Es kann nicht erwartet werden, daß das für eine gegebene meteorologische Situation berechnete Immissionsfeld mit einem gleichzeitig durch Messungen ermittelten sehr befriedigend übereinstimmt. Dazu sind die Modelle aus früher geschilderten Gründen noch zu unvollkommen. Außerdem ist die Klassifizierung der meteorologischen Einflußgrößen zu grob. Trotzdem scheint eine Statistik mit derart unvollkommenen Immissionsfeldern sehr brauchbare Ergebnisse zu liefern. Im Falle des Modells für Bremen wurde während einer Heizungsperiode an vier (strategisch ausgewählten) Meßstellen der Vergleich zwischen den dort gemessenen Immissionen und den für diese Meßstellen berechneten vorgenommen und dabei gezeigt, daß sich in Bezug auf die Häufigkeitsverteilungen eine überraschend gute Übereinstimmung herstellen läßt. Abb. 25 zeigt dies für eine der vier Stationen.

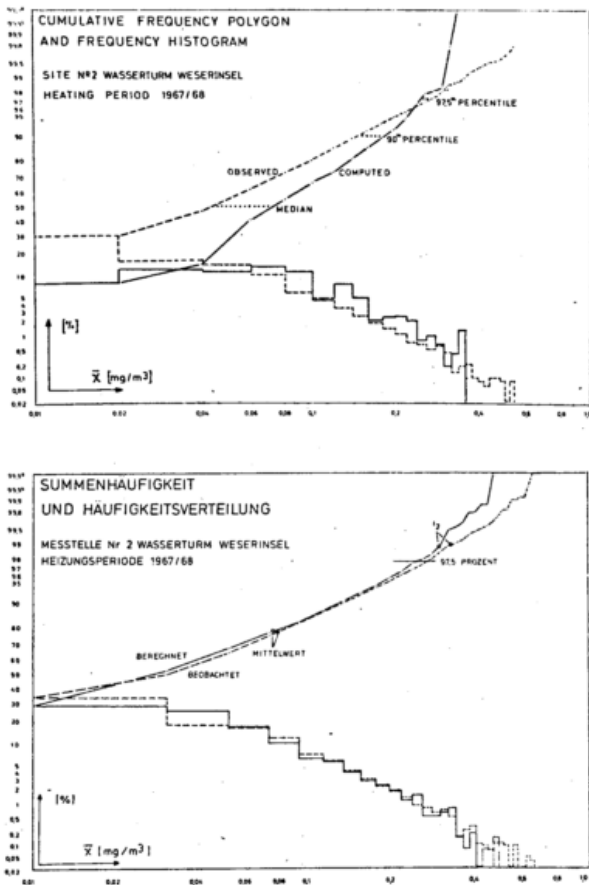


Abb. 25

Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Häufigkeitsverteilungen für einen Ort in Bremen. Im unteren Teil der Abbildung ist durch Variation der Modellparameter eine optimale Übereinstimmung erzielt worden. Diese Übereinstimmung ergab sich auch für weitere drei Meßstellen (3).

Abschließend kann deshalb festgestellt werden, daß trotz aller im Prinzip noch ungelöster physikalischer Probleme die Lösung einer Reihe von wichtigen Problemen auf dem Gebiet der Luftreinhaltung schon heute auf der Basis von relativ einfachen Simulationsmodellen möglich ist. Die gegenwärtige Forschung konzentriert sich vor allem auf die Berücksichtigung der Erdbodenbeschaffenheit (vor allem der Tallagen), auf die Behandlung der wind- und austauschschwachen Wetterlagen, auf die Entwicklung von instationären Modellen aller „Scales“ und im Zusammenhang damit auf die Beherrschung der chemischen und photochemischen Umwandlungen innerhalb der Modellentwicklungen.

Literatur

- (1) BREUER, W.: Gutachten über eine geeignete Bestimmung der Vorbelastung durch Immissionen für die Berechnung der Schornsteinmindesthöhe nach der Technischen Anleitung zur Reinhaltung der Luft. Leverkusen 1968.
- (2) FORTAK, H.: Meteorologie. Berlin und Darmstadt: Carl Habel 1971.
- (3) FORTAK, H.: Aufgaben und Möglichkeiten von mathematisch-meteorologischen Diffusionsmodellen auf dem Gebiet der Luftreinhaltung. Schr.-R. Ver. Wass.-, Boden- u. Lufthyg. Berlin-Dahlem Nr. 30. Stuttgart 1970. S. 111–128.
- (4) FORTAK, H.: Numerical simulation of the temporal and spatial distributions of urban air pollution concentrations. Symposium on multiple source urban diffusion models. October 1969, Chapel Hill, N. C.
- (5) SINGER, I. A.; SMITH, M. E.: Relation of gustiness to other meteorological factors. J. Meteor. 10 (1953) S. 121–126.
- (6) MCCORMICK, R. A.: Meteorological aspects of air pollution in urban and industrial districts. WMO Techn. Note No. 106. Geneva 1970.
- (7) MCCORMICK, R. A.: Fiscal Year 1967, Summary Report. ESSA Techn. Mem. RLTM-ARL 4.
- (8) NIEMEYER, L. E.; SCHIERMEIER, F. A.: Tall stack study underway.
- (9) CHING-CHENG SHIR: Numerical experiments on air pollutant distribution downwind from a stack. IBM Res. Labor. Rep. RJ 575 (Nr. 12046) 1969.
- (10) WARNER, J.: The microstructure of cumulus cloud. Part III. The nature of the updraft. J. atmosph. Sci. 27 (1970) S. 682–688.
- (11) TAKEDA, T.: Effects of the prevailing wind with vertical shear on the convective cloud accompanied with heavy rainfall. J. Meteor. Soc. Japan (1966) S. 129–143.
- (12) TENNESSEE VALLEY AUTHORITY: Report on full-scale study of inversion breakup at large power plants. Muscle Shoals, Alabama, 1970.
- (13) FORTAK, H.: Vergleich von berechneten und gemessenen maximalen Bodenimmissionen und deren Entfernung von der Quelle für den Fall von Großemittenten. Staub 29 (1970) Nr. 12.
- (14) FORTAK, H.: Einbeziehung der Sinkgeschwindigkeit und partiellen Absorption am Erdboden in die Ausbreitungsrechnung, speziell im Falle Nicht-Fickcher Diffusion. Veröff. Inst. Theoret. Meteor. Freie Univ. Berlin 1964.

Wechselwirkung Ozean — Atmosphäre

1. Überblick

Die Aktivitäten der Atmosphäre umfassen ein ganzes Spektrum von Größenordnungen oder, wie man heute gern sagt, Skalen, in Raum und Zeit. In Grenzsichten von Millimeterdicke und weniger spielen sich die molekularen Übergänge von Wärme, Wasserdampf und Impuls zwischen der Atmosphäre und ihrer Unterlage ab, der turbulente Weitertransport in die Höhe geht in Wirbeln von Zentimeter- bis etwa 100-km-Größenordnung vor sich, in Wolkenformationen von 1 bis ca. 100 km Ausdehnung wird die latente Energie des Wasserdampfs durch Kondensation in der Höhe wieder frei, Tiefdruckwirbel und Hochdruckgebiete mit einer Ausdehnung bis zu mehreren 1000 km sind die Aktionszentren des großräumigen atmosphärischen Horizontalaustausches von Energie und Drehimpuls, und die Wellen und Mäander im Rahmen der weltweiten atmosphärischen Zirkulation haben Wellenlängen von $\frac{1}{8}$ bis $\frac{1}{2}$ des Erdumfanges. Die räumlichen Skalen der Atmosphäre umfassen deshalb den Bereich von Bruchteilen eines Zentimeters bis zur Länge des Erdumfanges. Die dazugehörige Zeitskala erstreckt sich von Schwankungen ab etwa 10 Hertz bei den turbulenten Fluktuationen bis zu Jahrhunderten und mehr bei den langfristigen Klimaänderungen.

An diesen raum-zeitlichen Phänomenen haben die Wechselwirkungen zwischen der Atmosphäre als gasförmiger und den Ozeanen als flüssiger Hülle des Planeten Erde deshalb einen maßgeblichen Anteil, weil das Meer — in engem Kontakt mit der Atmosphäre — fast $\frac{3}{4}$ der Erdoberfläche bedeckt.

Daher ist es heute eine wesentliche Aufgabe der meteorologischen Forschung, die Wechselwirkungen zwischen den Ozeanen und der Atmosphäre experimentell zu erfassen, die so gewonnenen Ergebnisse mit geeigneten Methoden zu bearbeiten und sie schließlich theoretisch zu deuten.

Wegen der erwähnten weitgespannten Skalen in Raum und Zeit müssen dabei sehr unterschiedliche Methoden verwendet werden, sowohl in bezug auf die Meßtechnik als auch vom Gesichtspunkt der Bearbeitung her gesehen.

Die Bedeutung des Wechselspiels im System Ozean — Atmosphäre auch für das Alltagsleben wird schon im Geographieunterricht der Gymnasien anschaulich behandelt. Hier sei nur an zwei grundlegende Tatsachen erinnert.

2. Klimatische Wirkung der Meeresströmungen

Die Bewohner Mitteleuropas sind klimatisch erheblich bevorzugt gegenüber denjenigen gleicher Breitengrade im Innern Nordamerikas und insbesondere Asiens mit ihren extremen kontinentalen Klimaverhältnissen, kal-

ten Wintern, heißen Sommern. Das verdanken sie dem Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre, wie Isothermenkarten des Monats Januar deutlich zeigen mit den gewaltigen Zungen wärmerer Luft, denen Mittel- und Nordeuropa auf Grund des Wärmetransportes durch den Golfstrom das milde Klima verdanken (12).

Die entgegengesetzte Wirkung findet man an den Westküsten der subtropischen Kontinente, denen zum Äquator setzende Meeresströmungen eine Abkühlung bringen, die noch durch kaltes Auftriebswasser verstärkt wird, wie z. B. vor der Küste Chiles und Perus, vor Nordwest- und Südwest-Afrika, um nur einige Beispiele zu nennen. Die dazugehörigen Meeresströmungen, den Golfstrom im Atlantik, den Peru- oder Humboldtstrom im Südost-Pazifik und den Benguelastrom im Südost-Atlantik zeigt jeder gute Globus oder Atlas (7).

Es handelt sich dabei um eine echte Wechselwirkung, denn alle diese Meeresströmungen entstehen durch die tangentielle Schubspannung, die der Wind auf die Meeresoberfläche ausübt. Das System der Meeresströmungen ist so ein Abbild der atmosphärischen Zirkulation, modifiziert durch die ablenkende Kraft der Erdrotation (12). Änderungen der atmosphärischen Zirkulation wirken deshalb auf den Ozean zurück, der — entsprechend seiner Ansprechzeit — mit charakteristischen Verzögerungen reagiert.

3. Wasserkreislauf

Ein weiteres instruktives Beispiel ist der Wasserkreislauf der Erde. Ebenso wie ihr Wärmeklima wird auch der Wasserhaushalt der Kontinente maßgeblich durch den Ozean beeinflusst. Das für jedes Leben unentbehrliche Wasser stammt zu einem wesentlichen Teil — fast 50% — vom Meer, wo es — großenteils über den tropischen Ozeanen im Bereich der Passate — verdunstet, um durch die Atmosphäre in andere Breiten transportiert zu werden und hier schließlich nach Kondensation als Regen auszufallen (19).

Die Größenordnungen dieses Wasseraustausches Meer — Kontinent zeigt Abb. 1, in der maßstabsgerecht die über den Kontinenten und den Ozeanen im Mittel während eines Jahres verdunstenden Wassermengen dargestellt sind neben dem über den gleichen Arealen fallenden Niederschlag, beides ist in der Einheit 1000 km^3 gemessen (bzw. cm pro Jahr). Über den Ozeanen werden etwa $45\,000 \text{ km}^3$ Wasser mehr verdunstet, als dort an Niederschlag fällt. Dieser Überschuß wird durch die großräumigen atmosphärischen Bewegungen den Kontinenten zugeführt und deckt dort das Wasserdefizit. Denn der über den Kontinenten fallende Niederschlag ist etwa $45\,000 \text{ km}^3$ größer, als dort Wasser durch Verdunstung zur Verfügung gestellt wird.

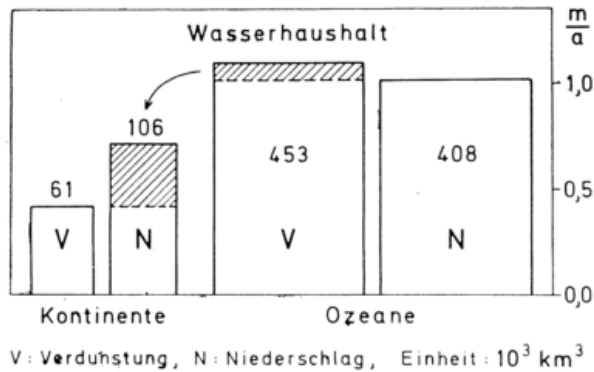


Abb. 1

Wasserhaushalt der Ozeane und Kontinente, Jahresmittelwerte, nach (19); Ordinate: Wassermasse in m pro Jahr bei gleichmäßiger Verteilung über die Oberfläche. V: Verdunstung, N: Niederschlag.

Der über die ganze Erdoberfläche gemittelte jährliche Niederschlag entspricht einer Wasserschicht von etwa 1 m Tiefe (siehe rechte Ordinate der Abb. 1). Das ist rund das Vierzigfache des mittleren Wassergehalts der Atmosphäre, der einer Niederschlagshöhe von ca. 2,5 cm entspricht. Im Mittel muß also der Wassergehalt der Atmosphäre an jedem 9. Tag durch Verdunstung ersetzt werden.

4. Die Gesetze der Wechselwirkungen

Die erwähnten Beispiele, die Januar-Isothermen und der Betrag von Niederschlag und Verdunstung, beziehen sich auf langjährige Mittelwerte, stellen den statistischen Hintergrund dar. Es ist eine wesentliche Aufgabe der meteorologischen Forschung, solche mittleren Größen und ihre geographische Verteilung quantitativ zu erfassen. Ein entscheidendes Merkmal des atmosphärischen Geschehens ist aber die ununterbrochene Änderung und die Abweichung vom Regelfall. Über die Darstellung der mittleren Verhältnisse hinaus müssen wir uns deshalb auch mit dem Problem auseinandersetzen, diese Änderungen zu verstehen, und dadurch die Möglichkeit verbesserter Prognosen schaffen. Für beide Aufgaben ist die Erfassung der Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre unentbehrlich. Wir müssen wissen, welche Kräfte die Windsysteme der Atmosphäre auf die Ozeane ausüben, um die Meeresströmungen darstellen zu können, wir müssen aber auch Methoden entwickeln, die es uns ermöglichen, den Wärme- und Wasseraustausch zwischen Meer und Lufthülle anzugeben.

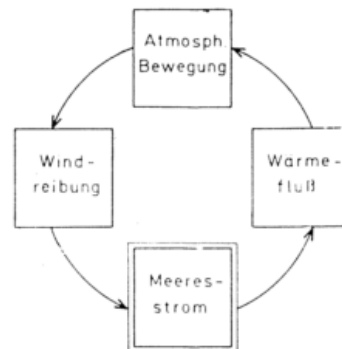
Nur so können die Grundlagen für ein Verständnis des komplizierten Systems der atmosphärischen Vorgänge gelegt werden. Aber auch für die Ozeanographie ist die Kenntnis der Gesetze der atmosphärisch-ozeanischen Wechselwirkungen unentbehrlich. Noch heute ist gültig, was vor 10 Jahren der schwedische Ozeanograph WELANDER schrieb (21):

„Die Wichtigkeit dieser Wechselwirkungsprozesse für die Bestimmung des physikalischen Zustandes und der Dynamik der Ozeane ist offensichtlich. In der Tat kann man zeigen, daß für einen Ozean gegebener Dimension und gegebener chemischer Zusammensetzung die Verteilung der Temperatur und des Salzgehaltes ebenso wie die Wasserbewegungen durch die Kenntnis der folgenden Grenzflächenvorgänge festgelegt ist:

- die Wirkungen von Winddruck und Windschubspannung an der Oberfläche,
- der Wärme fluß durch die Oberflächenschicht und
- der Wasserfluß durch die Oberflächenschicht, wobei der letztere durch Verdunstung, Niederschlag, Gefrieren, Schmelzen und kontinentalen Abfluß gegeben ist.“

Die zwischen dem Ozean und der Atmosphäre ausgetauschten Energiemengen, sei es in Form von fühlbarer Wärme, sei es in Gestalt latenter Wärme durch Wasserdampfaustausch (1 g Wasserdampf entspricht bekanntlich ca. 600 Kalorien) sind so groß, daß sie einen entscheidenden Anteil an der Energiebilanz der Atmosphäre ausmachen. Ohne ihre Kenntnis ist deshalb ein Verständnis der Wärmekraftmaschine, welche die Atmosphäre darstellt, nicht möglich. Die Ursache der atmosphärischen Bewegungen ist der unterschiedliche Wärmegewinn durch die Sonnenstrahlung in verschiedenen geographischen Breiten. Im Jahresmittel zeigt die Energiebilanz des Systems Erdoberfläche – Atmosphäre in der Zone zwischen 30°S und 30°N einen Überschuß, in höheren Breiten ein Defizit. Dadurch entsteht ein weltweiter meridionaler Temperaturgradient, der die atmosphärische Zirkulation antreibt und den sie auszugleichen bestrebt ist.

Wie hier die Wechselwirkung Ozean – Atmosphäre als Rückkoppelungsprozeß wirkt, hat WELANDER (21) an einem anschaulichen Beispiel demonstriert, das in Abb. 2 gezeigt wird.



Rückkopplung Ozean-Atmosphäre

Abb. 2

Rückkopplung Ozean-Atmosphäre (21).

Die atmosphärische Bewegung treibt über die Windreibung die Meeresströme. Diese Strömungen transportieren Wärme polwärts, die z. T. wieder an die Atmosphäre abgegeben wird. So mildern die Meeresströmungen den Temperaturunterschied Äquator – Pol ab. Die Verringerung dieses meridionalen Temperaturgradienten dämpft die atmosphärische Zirkulation. Dadurch wird die Windreibung auf die Meeresoberfläche verringert, was wieder auf die Intensität der Meeresströmungen zurückwirkt. Die quantitative Erfassung dieses Rückkoppelungsprozesses ist eine gemeinsame Aufgabe der Meteorologie und der Ozeanographie. Ob hierbei Störungen sich verstärken oder das System stabil ist und in seinen Gleichgewichtszustand zurückkehrt, hängt außer vom Verhältnis der beteiligten Energieänderungen zum Grundzustand auch von den Relaxionszeiten des Ozeans und der Atmosphäre ab. Ihre Untersuchung ist dann möglich, wenn die Natur selbst großräumige Experimente anstellt, wie z. B. durch den Umschlag des Windfeldes über dem nordwestlichen Indischen Ozean im Zusammenhang mit Sommer- und Winter-Monsun und die damit zusammenhängende Umstellung der windgetriebenen Meeresströmung.

5. Atmosphärisch-ozeanische Wechselwirkungen in den Tropen

Instruktive Beispiele für das gekoppelte Zusammenwirken klein- und großskaliger Prozesse im System Ozean – Atmosphäre werden im Bereich der Tropen beobachtet. Die zweigeteilte intertropische Konvergenzzone der Atmosphäre (12) als meteorologisches und der äquatoriale Unterstrom als ozeanographisches Problem

(18) sind zur Zeit besonders aktuell. Das erstere soll hier kurz dargestellt werden.

Wie bereits erwähnt, werden große Mengen Wassers im Bereich der Passate verdunstet, die in den Tropen als wesentliches Glied der atmosphärischen Zirkulation — besonders ausgeprägt über den Ozeanen — die Erde umspannen.

Die Abb. 3 zeigt die mittleren Stromlinien des Atlantischen Nordost- und Südost-Passats, wie sie sich aus langjährigen klimatologischen Mittelwerten für den Monat Februar ergeben, gleichzeitig mit den mittleren Iso-

thermen des Oberflächenwassers (5) nach KUHLEBRODT, HOEBER). Der größte Teil des innerhalb des Passats verdunsteten Wassers wird in Richtung des Äquators, ein kleinerer indirekt in die mittleren Breiten transportiert. Im Bereich des Äquators ergibt sich so die „inter-tropische Konvergenzzone“ (ITCZ) der Passate. In ihr steigt die Luft auf, wobei ihr Wasserdampf in riesigen Cumulonimben kondensiert unter Freigabe großer Wärmemengen. Diese gewaltigen äquatorialen Wolkengebirge bieten dem Beobachter ein imposantes Bild und werden durch Fotografien stationärer Satelliten laufend erfaßt.

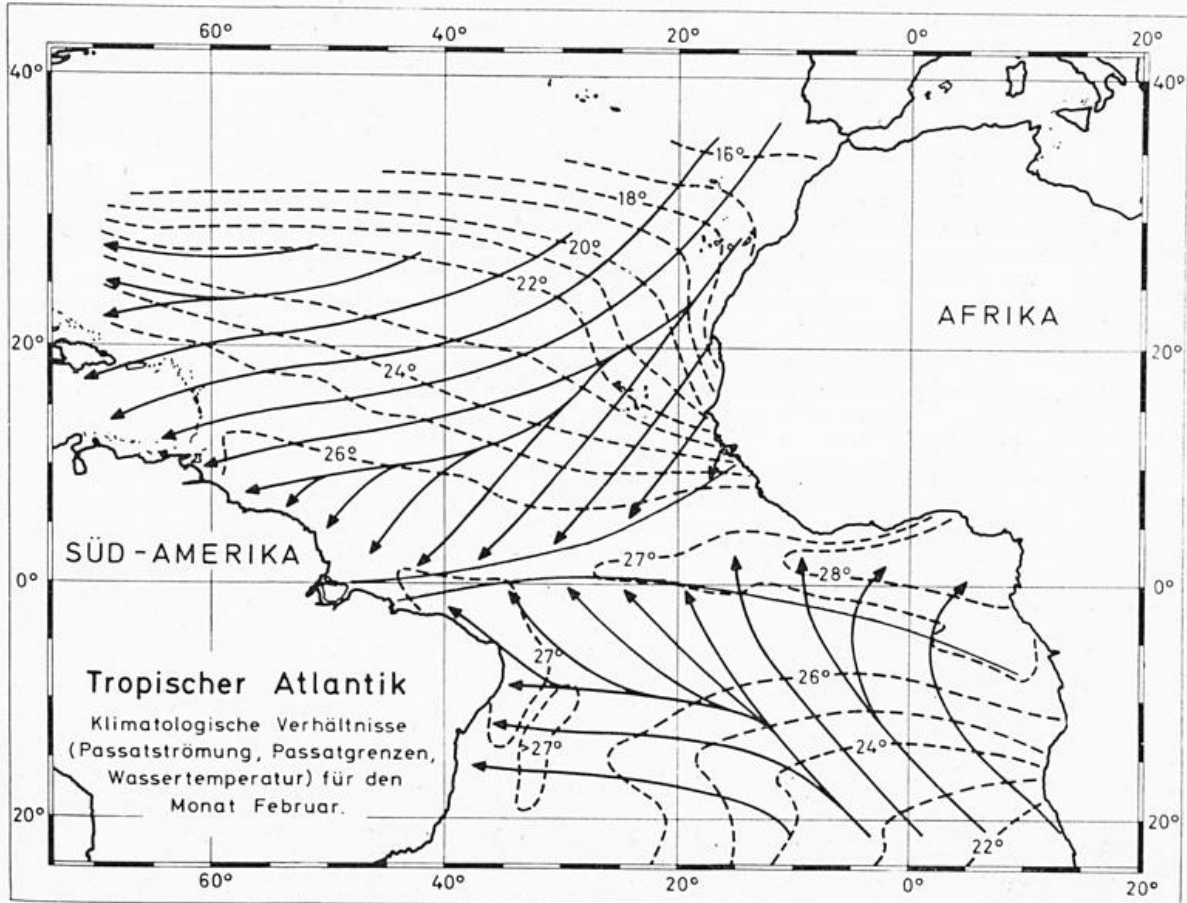


Abb. 3
Wind, Lufttemperatur und Wassertemperatur im Bereich des tropischen Atlantik während des Monats Februar (5).

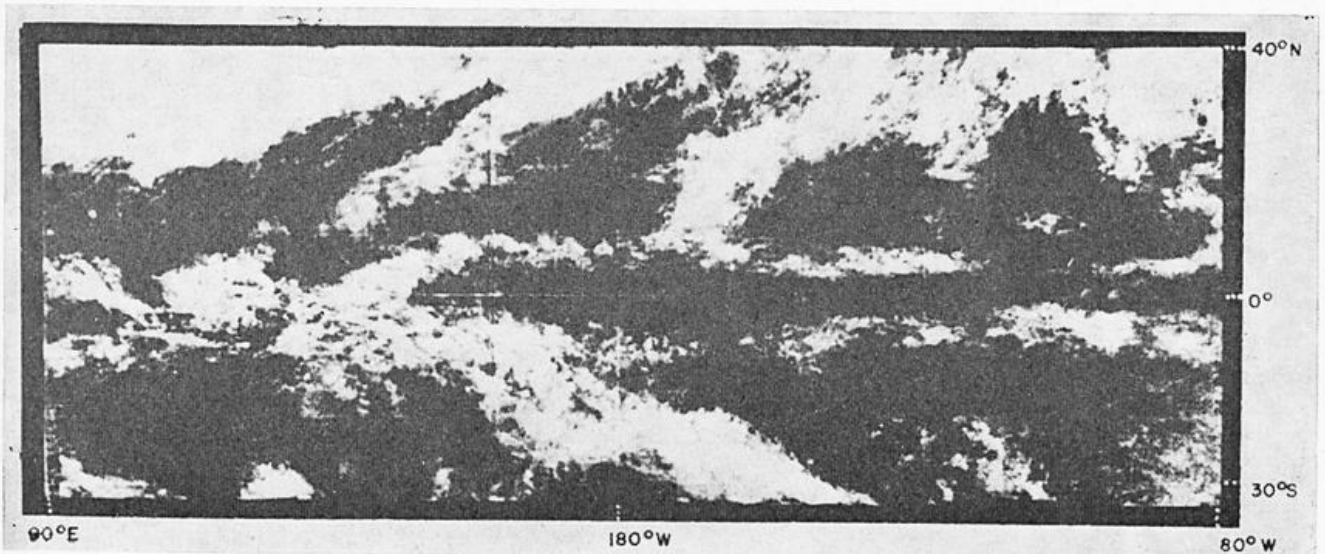


Abb. 4
Satellitenbild der Bewölkung über dem tropischen Pazifik, 16.—31. März 1967 (15).

In einem einfachen Modell der atmosphärischen Zirkulation, das auf W. FERREL zurückgeht (12), wird diese Konvergenz der Passate als äquatoriale Tiefdruckzone dargestellt und gleichzeitig ein einfaches Schema der zugehörigen Meridionalbewegung der Luft gegeben. In den letzten Jahrzehnten mußte durch das Anwachsen des Beobachtungsmaterials, insbesondere von aerologischen Aufstiegen, und durch die Ergebnisse der schon erwähnten Wettersatellitenfotografien diese einfache Darstellung wesentlich modifiziert werden.

Abb. 4 zeigt ein Wolkenbild des Pazifiks, das durch Integration von Fotos eines US-amerikanischen ATS-Satelliten über die Zeit vom 16. – 31. März 1967 gewonnen wurde. Der Bildausschnitt reicht von der Nord- und Süd-amerikanischen Westküste (80°W) bis zur Bai von Bengalen (90°E). Während dieser Jahreszeit müßte nach dem alten Modell der atmosphärischen Zirkulation am Äquator eine langgestreckte Wolkenzone erwartet werden. Stattdessen aber zeigt das Satellitenfoto zwei Wolkenzonen beiderseits des Äquators und einen wolkenfreien Raum am Äquator selbst. Die Möglichkeit, zu einer Deutung dieses Phänomens zu kommen, ergibt sich

durch die starken Schwankungen, denen es von Jahr zu Jahr ausgesetzt ist.

Die Abb. 5 gibt eine geographische Übersicht über den südlichen Bereich dieser Satellitenaufnahme mit einem Teil der Inselstationen, deren Beobachtungen in den nächsten Abbildungen verwendet werden und für unsere späteren Ausführungen wichtig sind.

Mit vermehrter Bewölkung ist natürlich erhöhter Niederschlag verbunden. So kommt es zu einem Niederschlagsminimum am Äquator und zwei Zonen mit maximalen Niederschlägen nördlich und südlich davon.

Die Niederschlagsmittelwerte im östlichen Pazifik gibt Abb. 6. Noch klarer kommt dieses Phänomen in der Abb. 7 zum Ausdruck, in der auch die zeitlichen Änderungen gezeigt werden. Diese Ergebnisse wurden kürzlich von R. C. TAYLOR auf dem tropenmeteorologischen Kongreß in Honolulu vorgetragen (20).

Für die Jahre 1948 bis 1966 ist in der Abb. 7 der zeitliche Gang des jährlichen Niederschlags in einem Streifen von 15°S bis 15°N hart westlich der Datumslinie

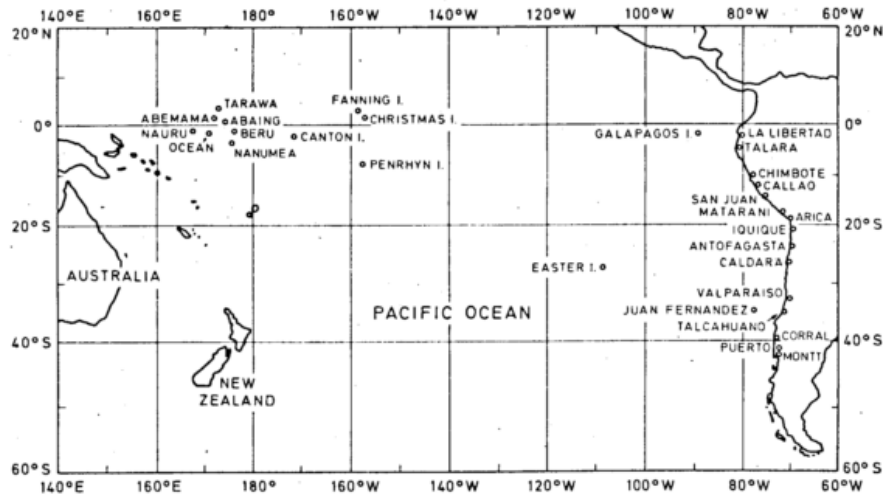


Abb. 5
Inselstationen im Pazifik und Beobachtungsstationen an der südamerikanischen Westküste (1).

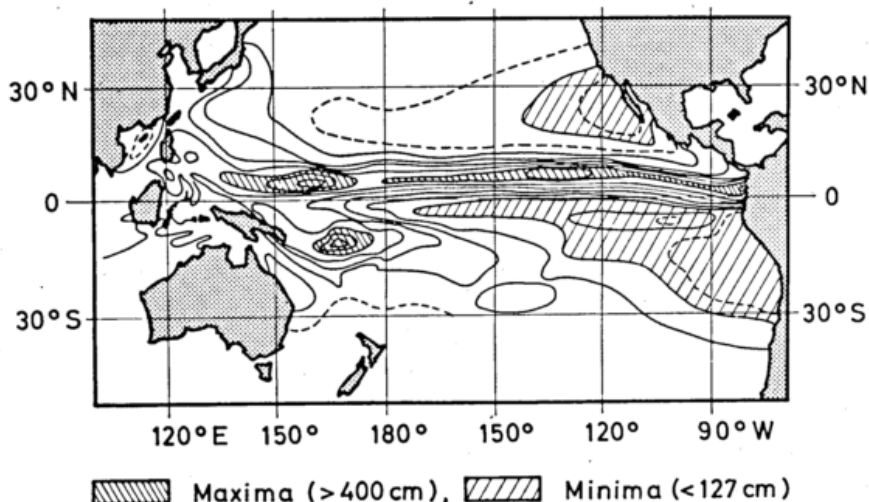


Abb. 6
Mittlerer Niederschlag über dem Pazifik (20).

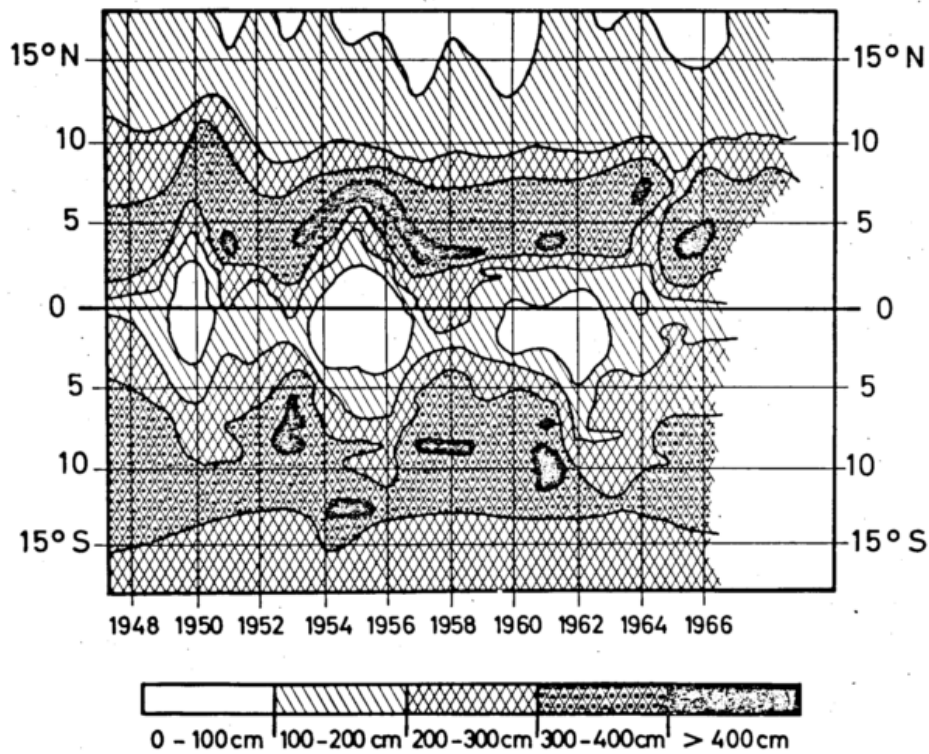


Abb. 7
Zeitliche Änderung des Niederschlags über dem Pazifik (20°).

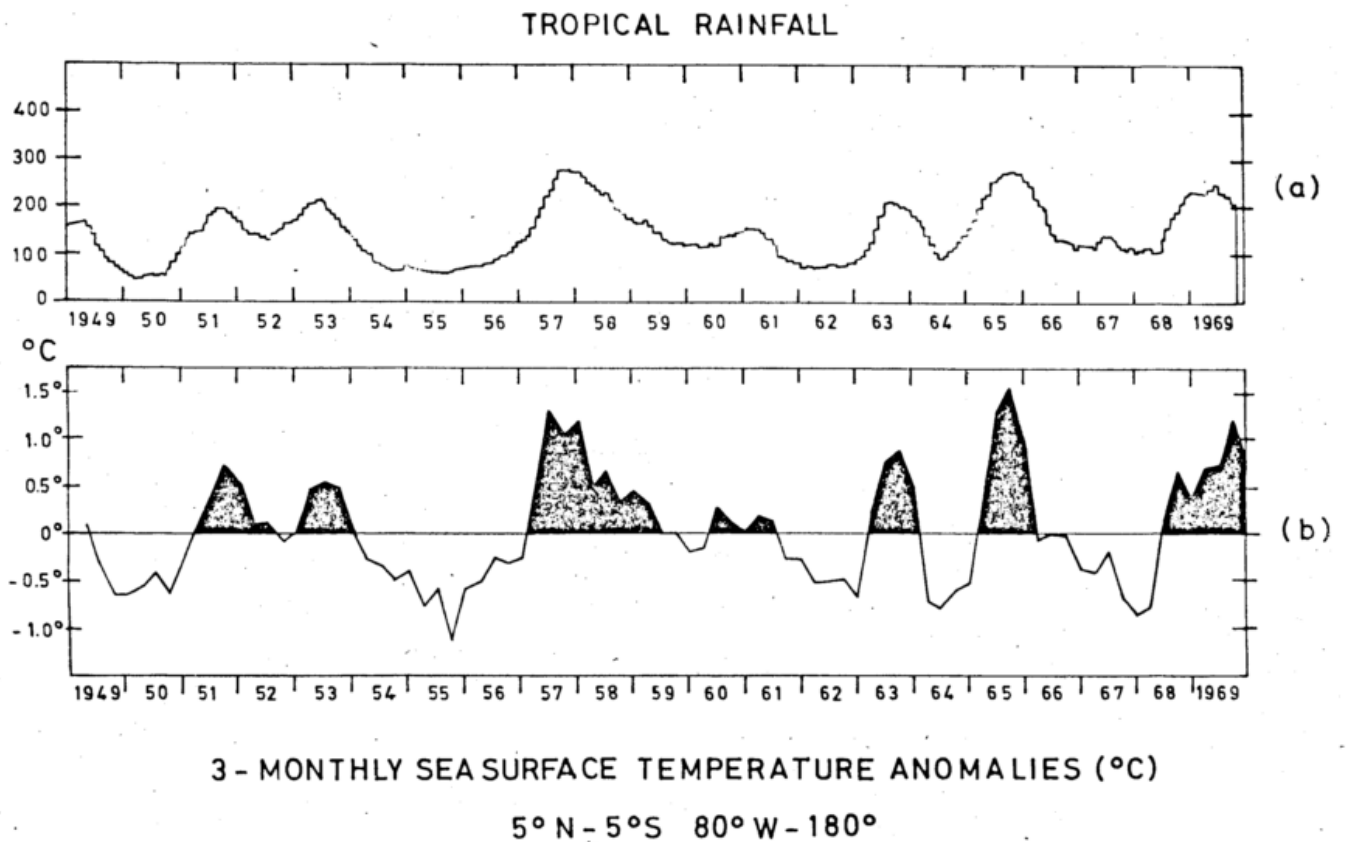


Abb. 8
a) Gleitendes 12-Monats-Mittel des Niederschlags (mm) auf den Pazifikinseln auf 5°S zwischen 150°W und 165°E, von 1949 bis 1969.
b) 3-Monats-Mittel der Wassertemperatur-Anomalie im tropischen Pazifik (5°S bis 5°N, 80°W bis 180°); (1).

(auf 175° östlicher Breite) durch Isohyeten dargestellt. Sehr deutlich hebt sich dabei die äquatoriale Zone mit minimalem Jahresniederschlag (100 cm jährlich und wesentlich weniger) ab gegenüber den beiden Streifen bei 5°N und ca. 8°S mit maximalen Niederschlägen (bis über 400 cm jährlich). Bemerkenswert sind die starken Schwankungen von Jahr zu Jahr mit ausgeprägten äquatorialen Trockenperioden um 1950, 1955 und 1962.

Dabei handelt es sich um einen weiträumigen Vorgang. Abb. 8 zeigt für die beiden Dekaden 1949 bis 1969 übergreifende 12monatliche Niederschlagsmittel, gemessen auf tropischen Inseln in einer 11 000 km langen pazifischen Äquatorzone von der Westküste Südamerikas bis zur Datumsgrenze. Durch die raum-zeitliche Mittelung sind zwar die Extrema stark reduziert, die erheblichen Schwankungen bleiben aber erhalten. Wir erkennen die Trockenperioden 1950, 1955 und 1962 wieder, gefolgt von weiteren um 1964 und 1967/68, d. h. auch zu der Zeit, während der das Satellitenfoto der Abb. 4 mit dem wolkenfreien Äquator gewonnen wurde. Die untere Kurve stellt die (dreimonatlich gemittelte) Abweichung der gleichzeitig gemessenen Wassertemperatur vom langjährigen klimatologischen Mittel dar. Die Korrelation mit dem Niederschlag ist positiv mit einem Korrelationskoeffizienten von 0,93, d. h. einem für meteorologische Verhältnisse außerordentlich hohen Wert. Die mittleren Abweichungen erreichen mit +1,5° C und -1° C ebenfalls für die Tropen beachtliche Beträge (1).

Wie einheitlich sich die Wasseroberflächentemperatur über weite Bereiche verhält, macht die Abb. 9 deutlich. In ihr ist für die Dekade 1960–1970 neben der schon gezeigten Kurve der Wassertemperatur-Anomalie (SST) auch (vierteljährlich) der Bruchteil des betrachteten Äquatorbereichs angegeben, in dem die Wassertemperatur höher als normal war. Bei stark ausgeprägten Anomalien liegt dieser Prozentsatz in der Nähe von 0 % oder 100 %, d. h. in diesem Wasserstreifen (180°W–150°) mit einer Ausdehnung von mehr als einem Viertel des Erdumfangs sind die Verhältnisse sehr einheitlich (1). Im äquatorialen Bereich des Pazifischen Ozeans wechseln somit warme und feuchte Perioden mit kalten und trockenen Perioden ab. Das Oberflächenwasser ist im ersten Fall wärmer als die darüber strömende Luft, wirkt also als Wärmequelle, im zweiten Fall wirkt sie als Kältequelle. Beides muß einen erheblichen Einfluß auf die Wärmebilanz des Systems Ozeanoberfläche–Atmosphäre haben.

Der Zusammenhang mit der atmosphärischen Zirkulation deutet sich in der Abb. 10 an. Hier wird die Wassertemperatur-Anomalie, die in den Jahren 1949 bis 1959 zwischen dem Äquator und 10°S in der Region 80°W–180° beobachtet wurde, mit dem gleichzeitig auf der Insel Juan Fernandez im südöstlichen Pazifik beobachteten Luftdruck gezeigt. Die Korrelation beider Größen ist negativ. Relativ hoher Luftdruck ist meist mit niedriger Wassertemperatur, niedriger Luftdruck mit höherer Temperatur verknüpft. Auf Weltkarten

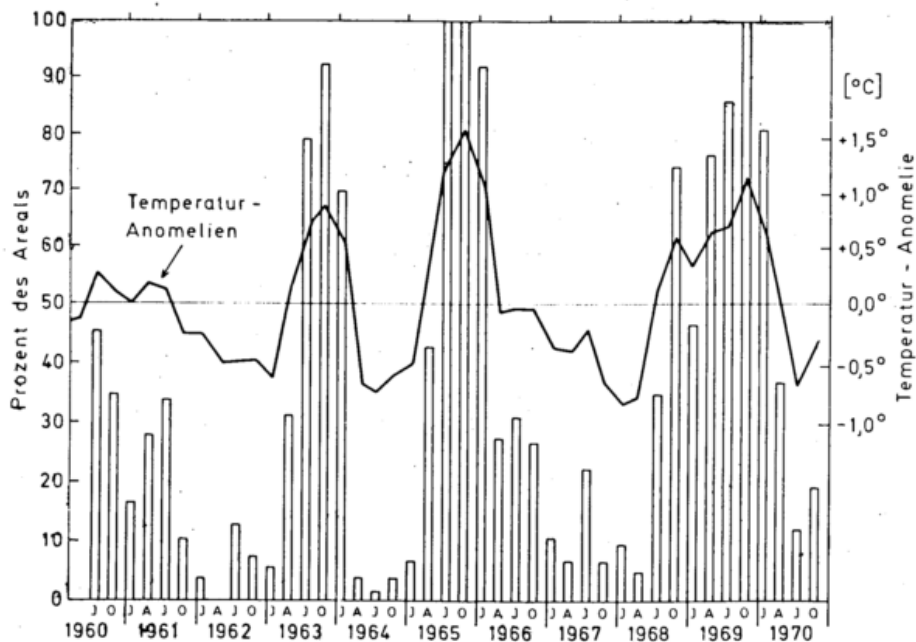


Abb. 9
Gebietsanteile des tropischen Pazifik mit positiven Wassertemperatur-Anomalien, 5°N–5°S, 80°W–180° (1).

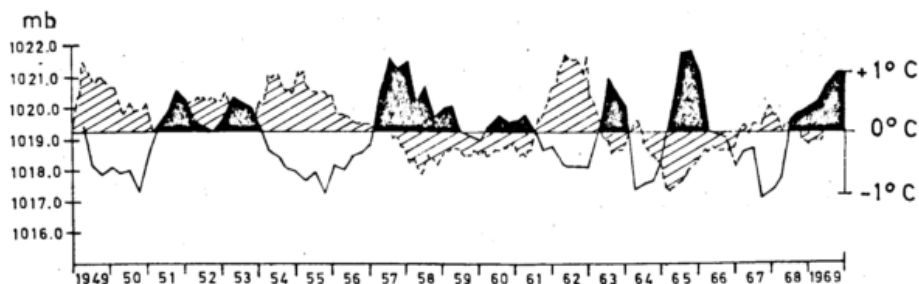


Abb. 10
Luftdruck auf Juan Fernandez und Wassertemperatur-Anomalie zwischen Äquator und 10°S in der Region 80°W–180°, gleitendes 12-Monats-Mittel (1).

der Luftdruckverteilung und der Winde im Januar (12' kann man erkennen, daß Juan Fernandez dann in der Nähe des Kerns des südostpazifischen Subtropenhochs liegt.

Eine trockene, kalte Periode am Äquator ist also mit einem kräftigen Subtropenhoch und damit auch mit einer kräftigen Südost-Passatströmung verknüpft, eine feuchte, warme Periode mit einem schwachen Subtropenhoch und schwachem Südostpassat.

Das bestätigt auch die Abb. 11, in der die zonalen Komponenten des Windes bis etwa 20 km Höhe über Canton Island, am Äquator bei ca. 172°W, im Januar 1966 und 1967 dargestellt sind. In der trockenen, kalten

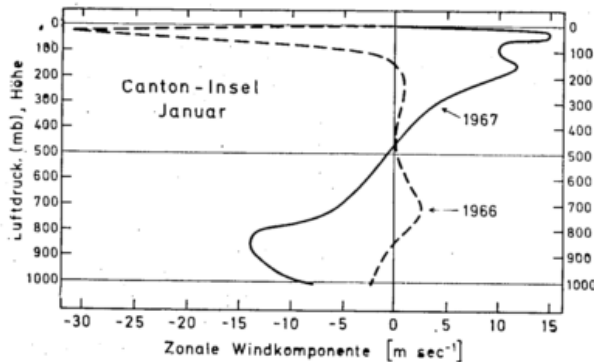


Abb. 11

Zonale Windkomponente im Januar 1966 und 1967 auf Canton Island als Funktion der Höhe (Luftdruck).

Periode 1967, aus der auch die Satellitenaufnahme der Abb. 4 stammt, wurden über Canton Island bis 5000 m Höhe starke Ostkomponenten des Windes (10–15 m/s Geschwindigkeit in den untersten 1500 m) beobachtet. Während der warmen, feuchten Periode 1966 dagegen waren die östlichen Windkomponenten sehr schwach und reichten nur bis 1500 m Höhe.

Auf dieser immer wieder beobachteten Tatsache gründet sich eine Erklärung dieser Erscheinung mit Hilfe des Zusammenspiels von Windreibung an der

dann bewirkt das nördlich des Äquators einen Ekman-Triftstrom nach Norden, südlich des Äquators einen solchen nach Süden. Dadurch entsteht am Äquator selbst eine Strömungsdivergenz, und aus Kontinuitätsgründen muß hier das nach Norden und Süden weggeströmte Wasser von unten her ersetzt werden. Es tritt „Auftriebswasser“ auf, d. h. am Äquator wird das gesamte Oberflächenwasser durch kaltes Wasser aus der Tiefe ersetzt, wie es das Schema der Abb. 12 veranschaulicht (J. BJERKNES 1962). Bei schwachen oder fehlenden Ostwindkomponenten dagegen kann dieser Effekt nicht wirksam werden, das Wasser am Äquator bleibt warm.

Nach der erwähnten Theorie verursacht diese kalte Zone – vielleicht über eine Meridionalzirkulation zwischen beiden Passaten mit absteigender Luftbewegung am Äquator – die Wolkenlosigkeit und Niederschlagsarmut im Äquatorbereich und damit auch die doppelte Wolkenzone, die auf den Satellitenbeobachtungen so auffällig zum Ausdruck kommt.

Es gibt auch Theorien, die diese Kausalitäten anders sehen. Wir haben hier nicht die Möglichkeit, darauf ausführlicher einzugehen. Auf jeden Fall aber wird dabei ebenfalls ein allgemeines Schema der Koppelung zwischen den atmosphärischen und den ozeanischen Vorgängen aufgestellt, das der Abb. 13 entspricht (nach (1)). Gehen wir von dem Zustand eines starken Subtropenhochs über dem Südost-Pazifik aus. Die Folge einer solchen Luftdruckverteilung ist ein starker Südost-Passat. Wegen des Zusammenwirkens von Windreibung und Erddrehung entsteht dadurch am Äquator eine Zone kalten Auftriebswassers, die gleichzeitig die Niederschlagsbildung hemmt, der Äquator wird kälter und trocken. Dadurch wird der meridionale Temperaturgradient abgeschwächt. Die atmosphärische Zirkulation wird gehemmt, es tritt ein geringerer Austausch von Drehmoment auf, das Subtropenhoch und damit auch der Passat wird abgeschwächt. Damit aber hört die Wirkung, die zur Bildung des äquatorialen Auftriebswassers führte, auf, die Äquatorialregion wird wärmer und die Niederschlagsneigung steigt. So verstärkt sich der meridionale Temperaturgradient wieder. Die Zirkulation wird angefacht, das Subtropenhoch wird erneut

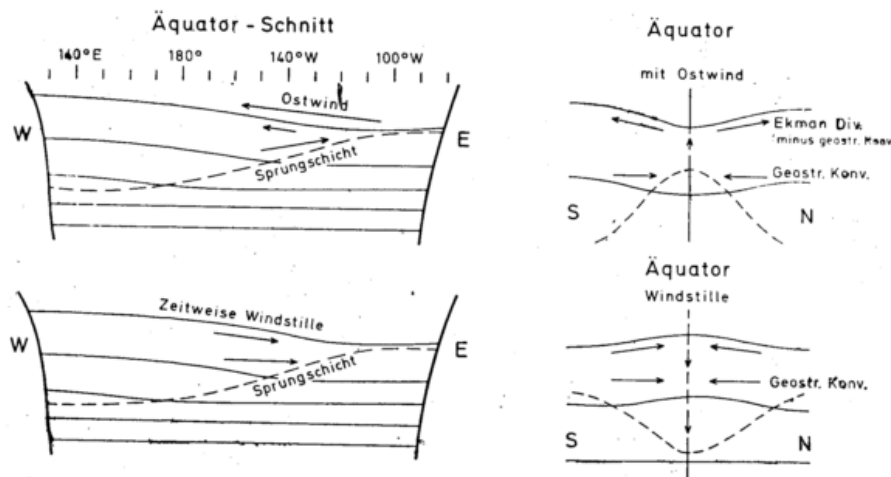


Abb. 12

Schema zur Entstehung von Auftriebswasser (BJERKNES).

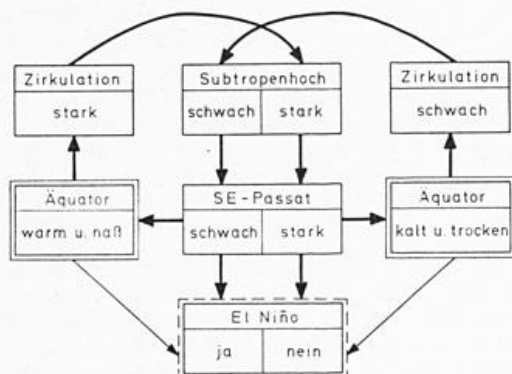
Meeresoberfläche und Wasserbewegung. Die Schubspannung des Windes und die Coriolisbeschleunigung verursachen in den oberflächennahen Schichten des Meeres den nach seinem Entdecker geannten „Ekman-Triftstrom“ (8), dessen Massenfluß rechtwinklig zur Windrichtung weist, und zwar auf der Nordhalbkugel nach rechts, auf der Südhalbkugel nach links. Wenn in der Zone beiderseits des Äquators Winde mit Ostkomponenten wehen,

verstärkt, und wir haben damit den Ausgangszustand wieder erreicht.

Mit welchen Reaktionszeiten zu rechnen ist, bedarf sorgfältiger Untersuchung und ist eines der schwierigsten Probleme des ganzen Vorgangs. In diesem Zusammenhang ist es aber bemerkenswert, daß die trockenen und feuchten Perioden mit mehreren Jahren Abstand auftreten. Die einheimische Bevölkerung der nördlichen

Gilberts Inseln machte schon im Jahre 1840 der Wilke-Expedition von einer mündlichen Überlieferung Mitteilung, wonach die starken Regenzeiten etwa mit siebenjährigem Rhythmus vorkämen. Man kann diese Schwankung also mehr als 150 Jahre zurückverfolgen.

Hier sei noch auf den letzten Kasten in der Abb. 13 (Darstellung der Koppelungsprozesse) hingewiesen, nämlich das El Niño-Problem. Mit diesem Namen werden unregelmäßig auftretende Perioden sehr starken



Kopplung Ozean-Atmosphäre im Pazifik

Abb. 13

Das El Niño-Problem im Rahmen der Koppelungsprozesse Ozean-Atmosphäre im Pazifik (12).

Niederschlags in der Peruanischen Küstenwüste bezeichnet, die sich gegen Weihnachten vorbereiten („El Niño“ heißt „das Christkind“) und ihren Höhepunkt im März-April erreichen. Diese Niederschläge haben eine enorme Wirkung. Denn das normale Klima in diesem Bereich ist durch fast absolute Trockenheit gekennzeichnet. Plötzlich auftretende sehr starke Niederschläge müssen deshalb als Katastrophe empfunden werden, und zwar umso mehr, weil gleichzeitig das nährstoffreiche kalte Auftriebswasser mit seinem Fischreichtum verschwindet (das hier wegen des meist vorhandenen ablandigen Passats ebenfalls aus Kontinuitätsgründen vor der Küste aufquillt). Dadurch wird die Fischerei schwer geschädigt und die Vogelwelt geht aus Nahrungsmangel zugrunde.

In der Abb. 14 wird vom Jahre 1905 bis zum Jahre 1948 die Wassertemperaturanomalie in den Zonen von 10°S bis 20°N zwischen den geographischen Längen 80°W und 180° dargestellt, Perioden mit El Niño-Regen

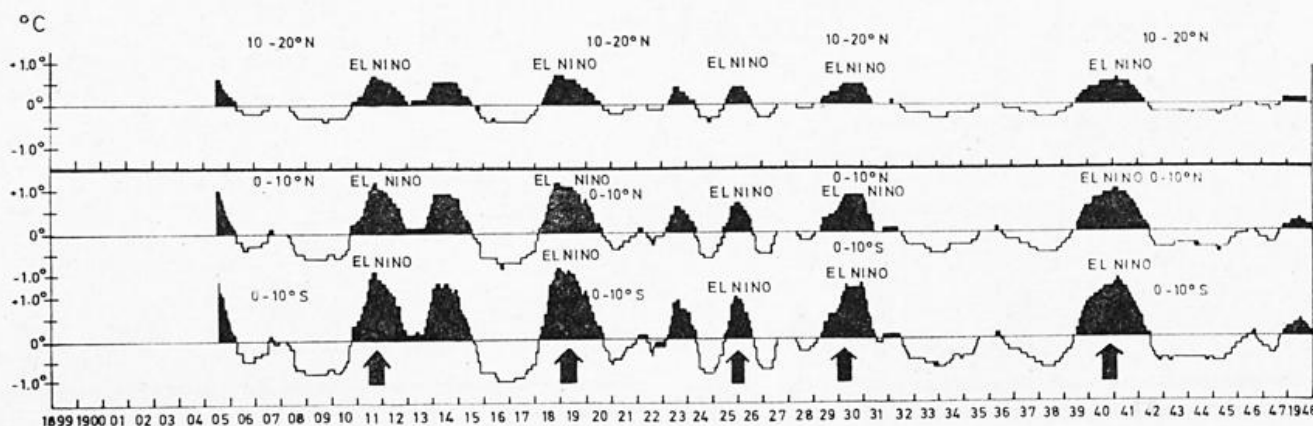
sind durch Pfeile gekennzeichnet. Wir erkennen, daß von den 9 warmen und nassen Perioden im äquatorialen Pazifik in den 43 Jahren fünf mit gleichzeitigem Auftreten des sogenannten El Niño an der Südamerikanischen Nordwestküste verknüpft waren (1). Es ist also damit zu rechnen, daß einige der Faktoren, die den abwechselnd trockenen und kalten, bzw. warmen und feuchten Äquator bedingen, auch die Veränderung der Verhältnisse an der peruanischen Küste verursachen. In diesem Artikel können wir diesen Problemen nicht ausführlicher nachgehen. Nur so viel sei gesagt, daß durch intensivere Untersuchungen weltweite Schwankungen nachgewiesen werden konnten, die eng mit einer solchen Methode der „Telekonnektionen“ der so notwendigen Prognose dieser wesentlichen klimatischen Variationen in den pazifischen Tropen näherkommen (z. B. (9)).

6. Parametrisierung von Windreibung, maritimer Verdunstung und Wärmefluß. Zusammenwirken der Skalen.

Für die theoretische Behandlung dieser großräumigen Vorgänge ist die Kenntnis des Feldes der Windschubspannung an der Meeresoberfläche (d. h. des vertikalen Impulsflusses in der atmosphärischen Grenzschicht), des vertikalen Wärme- und des vertikalen Wasserdampf-flusses (d. h. des Wärmeüberganges Ozean-Atmosphäre und der maritimen Verdunstung) unentbehrlich (siehe oben, Zitat aus (1)). Diese vertikalen Flüsse werden durch die Turbulenz der Atmosphäre bewirkt und können deshalb als mittlere Kreuzkorrelationsprodukte bestimmt werden zwischen den turbulenten Fluktuationen w' der vertikalen Windgeschwindigkeit und den Fluktuationen der jeweiligen Eigenschaft (horizontale Windgeschwindigkeit u' , Lufttemperatur θ' und Luftfeuchte q').

Die Messung dieser Flüsse ist aber nur mit großem apparativem und auswertetechnischem Aufwand möglich. Sie kann deshalb nicht laufend und schon gar nicht routinemäßig in einem ausgedehnten Beobachtungsnetz durchgeführt werden.

Deshalb ist es notwendig, Beziehungen zu finden zwischen den turbulenten Vertikalfüssen und meteorologischen Parametern wie Windgeschwindigkeit, Wasser- und Lufttemperatur, Luftfeuchte, die weltweit im meteorologischen Stationsnetz (auf See meist Wetter- und Handelsschiffe) laufend zur Verfügung stehen bzw. aus Wetterkarten entnommen werden können. D. h. man



DERIVED TROPICAL PACIFIC OCEAN SEA SURFACE TEMPERATURE ANOMALIES (°C)

Abb. 14

Gleitende 12-Monats-Mittel der Wassertemperatur-Anomalien im Pazifik 1905-1948 für den Bereich: 80°W-180°; Äquator bis 10°S (untere Zeile), Äquator bis 10°N (mittlere Zeile), 10°N bis 20°N (obere Zeile).

muß für diese Flüsse eine Methode der „Parametrisierung“ finden. Abb. 15 zeigt schematisch, wie diese Beziehung zwischen den „Mikrogrößen“ (turbulente Fluktuationen) und den „Makrogrößen“ hergestellt wird.

Als Grundlage dient die halbempirische Theorie der atmosphärischen Grenzschichtturbulenz, die — ausgehend von hydraulischen Experimenten in Wasser- und

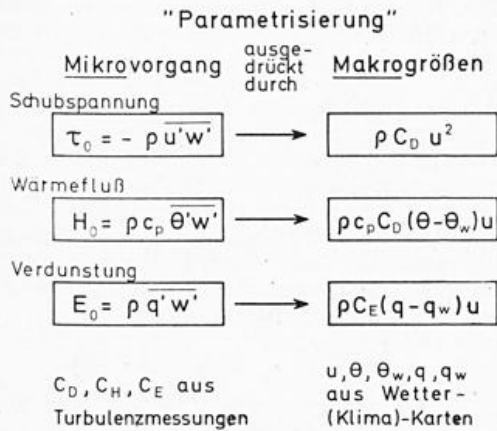


Abb. 15
Schema der Parametrisierung
(„Mikrovorgänge aus Makrovorgängen“).

Windkanälen — im wesentlichen durch Ähnlichkeitsüberlegungen entwickelt wurde. Dabei wird die Schubspannung dem Quadrat der Windgeschwindigkeit proportional gesetzt, der vertikale Wärmefluß und die maritime Verdunstung den Produkten der Windgeschwindigkeit mit der Temperaturdifferenz bzw. der Feuchtedifferenz Wasser—Luft, wobei an der Wasseroberfläche Feuchtesättigung vorausgesetzt wird.

Die Aufgabe von Experimenten auf See ist es, durch direkte Messung der turbulenten Flüsse gleichzeitig mit den genannten meteorologischen Parametern die Proportionalitätsfaktoren, d. h. den Reibungskoeffizienten c_D und die Transportkoeffizienten für Wärme und Wasserdampf, abzuleiten. Das ist leichter gesagt als getan. Denn es muß mit hochempfindlichen Apparaturen (die Wind- und Temperaturmessung geschieht mit Platin-drähten von wenigen Hundertstel Millimeter Durchmesser) oder auch mit Schallanemometern unmittelbar über dem Seegang auf offenem Ozean gearbeitet werden. Da Forschungsschiffe das Turbulenzfeld stören, ist das nur mit Bojen fern vom Schiff möglich. Die genaue Erfassung der vertikalen Windgeschwindigkeit erfordert ferner eine kreiselgesteuerte Stabilisierung des Geräteträgers, weil dieser nur um Bruchteile eines Grades von der Vertikalen abweichen darf. Um das volle Spektrum zu erfassen, muß jeweils etwa eine Stunde gemessen werden bei einer Auflösung bis etwa 50 Hertz, d. h. pro Meßserie fallen mehr als 1 Million Informationen an, die über Magnetbänder gespeichert und durch elektronische Datenverarbeitung zu Spektren der Kreuzkorrelationen verarbeitet werden müssen.

Ferner gibt es die Möglichkeit, die gesuchten Größen durch Messung vertikaler Differenzen von Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und Feuchte (durch sogen. „Profilmessungen“) unmittelbar über der Seeoberfläche abzuleiten. Die notwendige — nicht so exakt erforderliche — Vertikalhaltung des Instrumententrägers geschieht durch gewichtsstabilisierte Bojen.

Abb. 16 zeigt eine solche Apparatur im Einsatz auf hoher See im äquatorialen Atlantik während der Atlantischen Passatexpedition „APEX“ im Februar 1969 an Bord der „Meteor“ (im Hintergrund, 250 m entfernt, ist das elektronische Labor, mit dem die Meßgeräte auf der

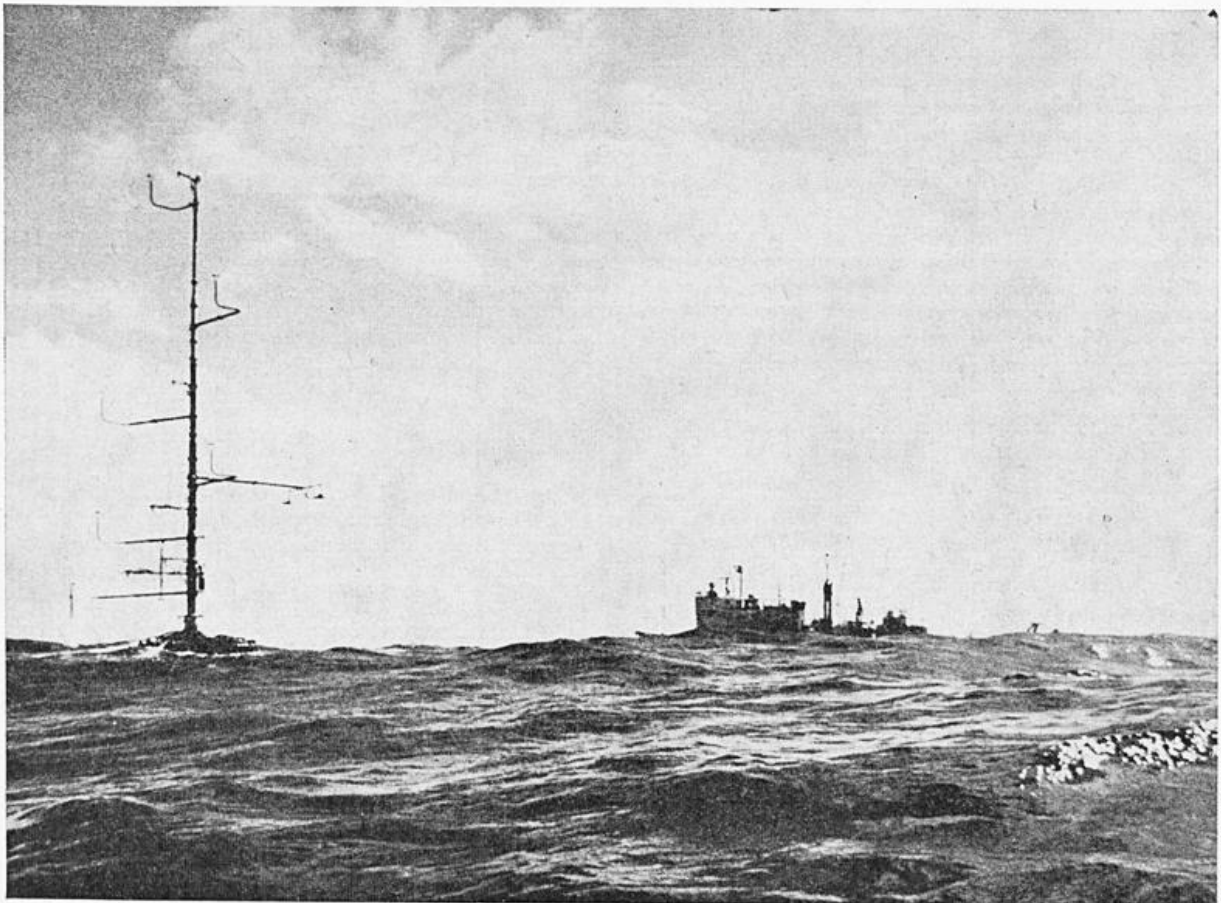


Abb. 16
Einsatz einer Meßboje.

Boje (Anemometer in 9 Höhen, Thermometer und Feuchtemesser in 4 Höhen, Wasserthermometer in 4 Tiefen, kardanisch aufgehängte Strahlungsbilanzmesser in 5 m Höhe) durch vieladrige Schwimmkabel verbunden sind).

Während dieser Atlantischen Expedition 1969 mit „APEX“ wurde vom Forschungsschiff „Planet“ aus eine völlig andere Methode zur Messung des vertikalen Wärmestromes erfolgreich angewandt (vom Meteorologischen Institut Mainz). Sie beruht auf der Voraussetzung, daß sich an der Wasseroberfläche eine Lufthaut mit molekularer Wärmeleitung, eine „Laminarschicht“, ausbildet. Diese Schicht wird mit einem besonders empfindlichen, aber robusten Sensor ausgemessen, der an einer Fallsonde mit Hilfe eines Fahrstuhls am Forschungsschiff ins Wasser gelassen wird.

Abb. 17 zeigt ein Diagramm mit den gemessenen Temperaturgradienten, $0,2^\circ/\text{cm}$ bis $1^\circ/\text{cm}$, und Laminarschichtdicken, $0,2\text{ mm}$ bis 2 mm . Durch Multiplikation des gemessenen Temperaturgradienten mit dem

molekularen Wärmeleitkoeffizienten ergibt sich so der vertikale Wärmefluß.

In Abb. 18 sind Ergebnisse zusammengefaßt, die mit der ersterwähnten Methode gewonnen wurden. In der Ordinate ist der direkt gemessene Wärmestrom angegeben, in der Abszisse das gleichzeitig gemessene Produkt Windgeschwindigkeit mal Temperaturdifferenz Wasser-Luft. Die fünf mit der Laminarschichtmethode gemessenen Werte (Halbkreise) fügen sich in das Gesamtkollektiv gut ein.

Trotz der verbleibenden Streuung der Meßwerte macht das Diagramm deutlich, daß eine Parametrisierung möglich ist. Ähnliche Ergebnisse liegen für die Windreibung und die maritime Verdunstung vor. Dabei sind für die Messung turbulenter Feuchtefluktuationen besondere Schwierigkeiten zu überwinden (Verwendung von Mikrowellenrefraktometern, bzw. von Absorptionsverfahren). Für die Transportkoeffizienten ergeben sich jeweils Werte von der Größenordnung 10^{-3} .

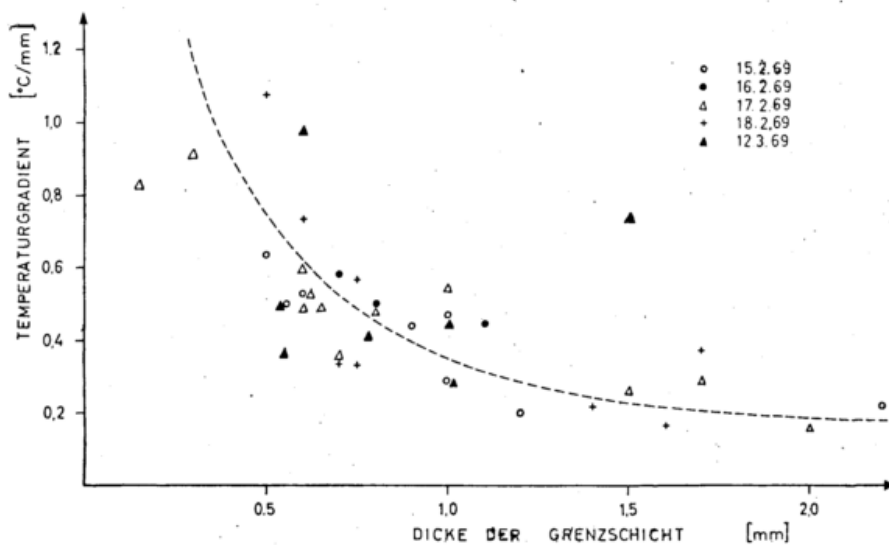


Abb. 17
Temperaturgradienten als Funktion der Laminarschichtdicke.

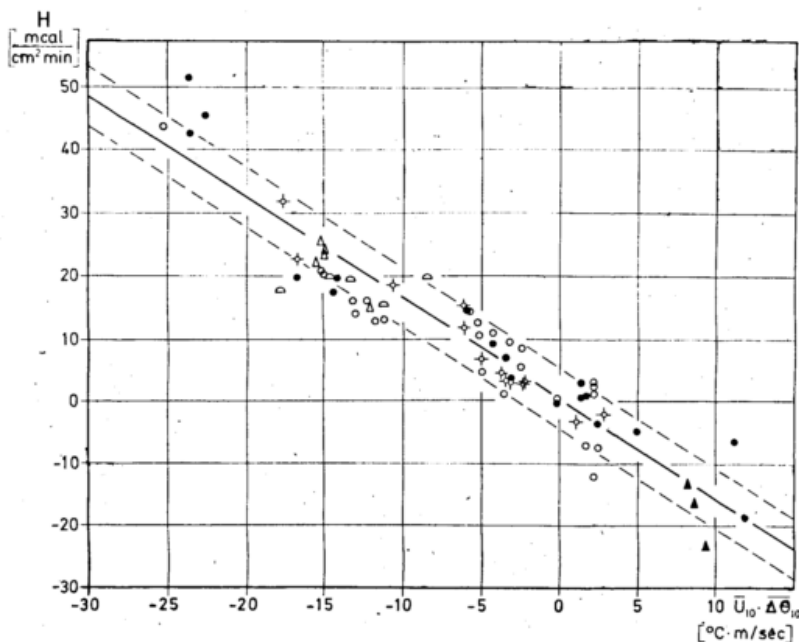


Abb. 18
Direkt gemessene Werte des Wärmestroms (Ordinate) als Funktion des Produkts Windgeschwindigkeit mal Temperaturdifferenz Wasser-Luft (Abszisse).

7. Windfeld, Meeresströmung, Auftriebswasser

Damit ist der Kreis geschlossen. Wenn man die so ermittelten Transportkoeffizienten auf klimatologische oder aktuelle Karten des Windvektors anwendet, erhält man das Feld der Schubspannung. Die Vertikalkomponente der Rotation dieses Vektorfeldes, dividiert durch den Differentialquotienten des Coriolisparameters nach der geographischen Breite ergibt den meridionalen Massenfluß der windgetriebenen Meeresströmung, wie SVERDRUP mit einigen Vereinfachungen ableitete. Abb. 19 zeigt diesen Zusammenhang schematisch.

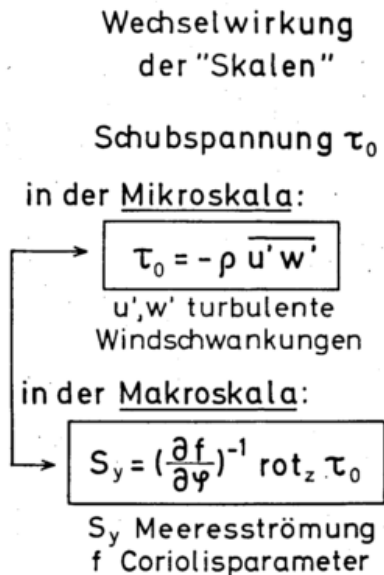


Abb. 19

Wechselwirkung der Skalen, Erzeugung von Meeresströmungen durch Windschubspannung an der Meeresoberfläche.

Analog ergeben sich die oben erwähnten Auftriebswassergebiete aus dem Windfeld, ihre energetischen Wirkungen aus dem Feld der ähnlich abgeleiteten Wärme- und Wasserdampf Flüsse.

8. Modellrechnungen, Prognosen

Schließlich aber können diese Größen den numerisch arbeitenden Meteorologen für die Gitterpunkte ihrer atmosphärischen Modellrechnungen zur Verfügung gestellt werden. Vielleicht gelingt es so, durch die Einbeziehung der atmosphärisch-ozeanischen Wechselwirkungen in diese Modelle dem Ziel einer besser begründeten Langfristprognose oder aber auch dem Verständnis der Klimaänderungen näher zu kommen.

Literatur

- (1) ALLISON, L. J.; STERANKA, J.; HOLUB, R. J.; HANSEN, J.; GODSHALL, F. A.; PRABHAKARA, C.: Air-Sea interaction in the tropical Pacific Ocean. Goddard Space Flight Center, May 1971; X-651-71-191.
- (2) BJERKNES, J.: Survey of El Niño 1957-58 in its relation to Tropical Pacific Meteorology. Bull. Inter-Amer. Trop. Tuna Comm. 12 (1966) Nr. 2..
- (3) BJERKNES, J.: Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific. Monthly Weather Rev. 97 (1969) S. 163-172.

- (4) BROCKS, K.: Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre. In: G. DIETRICH (Hrsg.) Erforschung des Meeres. Frankfurt a. M.: Umschau-Verlag 1970. S. 15-24.
- (5) BROCKS, K.: Das Atlantische Passat-Experiment 1969 (APEX). Schiff und Hafen, Sonderh. 1970. S. J 7-J 14.
- (6) CLAUS, E.; HINZPETER, H.; MÜLLER-GLEWE, J.: Ergebnisse von Messungen des Temperaturfeldes der Atmosphäre nahe der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre. „Meteor“-Forsch.-Ergebn., R. B, No. 5, 1970.
- (7) DIETRICH, G.; ULRICH, J.: Meyers Großer Physischer Weltatlas. Bibl. Inst. Mannheim, Kart. Inst. Meyer, 1968.
- (8) DIETRICH, G.; KALLE, K.: Allgemeine Meereskunde. Eine Einführung in die Ozeanographie. Berlin: Gebr. Bornhaeuer 1957.
- (9) DOBERITZ, R.; FLOHN, H.; SCHÜTTE, K.: Statistical investigations of the climatic anomalies of the equatorial Pacific. Bonner Meteor. Abh. Nr. 7 (1967).
- (10) DOBERITZ, R.: Zum Küstenklima von Peru. Einzelveröff. Dt. Wetterd. Seewetteramt. Nr. 59 (1967).
- (11) FLOHN, H.: Investigations of equatorial upwelling and its climatic role. Wüstr, 80. Birthday-Vol. (Manuskript. 1970).
- (12) FORTAK, H.: Meteorologie. Berlin u. Darmstadt: Carl Habel 1971.
- (13) HANTEL, M.: Wind stress curl - the forcing function for oceanic motions. Wüstr, 80. Birthday Vol., S. (11).
- (14) HASSE, L.: Zur Bestimmung der vertikalen Transporte von Impuls und fühlbarer Wärme in der wassernahen Luftschicht über See. Hamburger Geophys. Einzelschr. 11 (1968).
- (15) KORNFIELD, J.; HASLER, A. F.; HANSON, K. J.; SUOMI, V. E.: Photographic cloud climatology from Essa III and V computer produced mosaics. Bull. Amer. Meteor. Soc. 48 (1967) No. 12, S. 878-883.
- (16) KRUEGER, A. F.; GRAY, T. I., JR.: Long-term variations in equatorial circulation and rainfall. Monthly Weather Rev. 97 (1969) S. 700-711.
- (17) KRUSPE, G.: Autocovarianzspektren von Berechnungsindex, vertikaler Windgeschwindigkeit, Lufttemperatur und -feuchte, Co-spektren des vertikalen Wärme- und Feuchteflusses über See. Ber. Inst. Radiometeor. Univ. Hamburg Nr. 20 (1972) (Diss.)
- (18) NEUMANN, G.; PIERSON, W. J., JR.: Principles of physical oceanography. Englewood Cliffs/ N. J.: Prentice-Hall, Inc. 1966.
- (19) SELLERS, W. D.: Physical climatology. Chicago-London: Univ. of Chicago Press 1965.
- (20) TAYLOR, R. C.: The distribution of rainfall over the tropical Pacific ocean, deduced from Island, Atoll and coastal stations. Proceed. Sympos. Tropical Meteor. 1970, J. III, 1-8.
- (21) WELANDER, P.: Coupling between sea and air. In: M. SEARS (Ed.): Oceanography IV, Washington 1961. S. 401-410.

Natürliche und anthropogene Klimamodifikationen

(Erweiterte Fassung des öffentlichen Abendvortrages vom 30. 9. 1971)

1. Klimaschwankungen als Problem der Geophysik

Klima ist das zeitliche Integral des Wetters: es wird definiert mit Hilfe von mindestens 10jährigen Mittelwerten und Varianzen. Tragen wir solche Mittelwerte als Funktion der Zeit auf — unsere instrumentellen Beobachtungsreihen reichen nur bis 1680 zurück (20), (10), aber es gibt genügend zuverlässige, indirekte Klimadaten für die letzten 20 000 Jahre —, dann finden wir immer noch Fluktuationen von Temperatur, Niederschlag oder Windrichtung. Diese erscheinen quantitativ geringfügig; ihre biologischen und ökonomischen Auswirkungen sind jedoch mindestens in den kritischen Grenzgebieten — im Polargebiet, im Hochgebirge, an der Trockengrenze — außerordentlich groß. Diese Fluktuationen umfassen ein weites Zeitspektrum mit charakteristischen Längen von 10^1 – 10^8 Jahren. Sie sind bekannt seit dem Beginn höher organisierten Lebens auf der Erde, vor $550 \cdot 10^6$ Jahren; um diesen Zeitpunkt nahm der Sauerstoffgehalt der Atmosphäre um 1–2 Zehnerpotenzen zu. Zwei Tatsachen kennzeichnen die Spannweite unseres Klimas:

- a) in mehr als 90% dieser Zeit waren beide Pole eisfrei,
- b) in der letzten Jahrmillion kam es 4–6mal zum Aufbau von weitgespannten Inland-Eisdomen in Nordamerika (bis 38° Breite) und Europa, die dann in wenig mehr als 10 000 Jahren wieder abschmolzen; antiparallelschwankte der Meeresspiegel zwischen –140 m und (mindestens) +30 m, vielleicht bis +80 m.

Wir befinden uns noch mitten in diesem Wechsel zwischen Eis- und (relativen) Warmzeiten; die Eisdomen von Antarktis und Grönland sind noch voll erhalten, wobei das antarktische Eis sogar anwächst. Das arktische Meereis bedeckt im jahreszeitlichen Wechsel zwischen 7.0 und $11.4 \cdot 10^6 \text{ km}^2$; die Änderungen seines Volumens in diesem Jahrhundert werden auf 20% geschätzt. Da die Bildungszeit der Inlandeisdome mehrere 10 000 Jahre beträgt, bedeutet die Möglichkeit einer neuen Eiszeit — mit einem Initialstadium von mindestens einigen 100 Jahren — sicher keine unmittelbare Bedrohung für die heute lebende Menschheit.

Die in unserer Zeit ablaufenden Klimaschwankungen lassen sich in zwei Gruppen unterteilen:

- a) Regionale Klimaschwankungen, die im Zusammenhang mit Verschiebungen im Luftdruck- und Windfeld gebietsweise Erwärmung oder Abkühlung, Zunahme oder Abnahme der Niederschläge verursachen. Dieses Problem einer Neuverteilung von Wärme und Wasser ist — von der Zeitskala abgesehen — identisch mit dem der langfristigen Witterungsvorhersage für ganze Jahreszeiten.

- b) Globale Klimaschwankungen, die die Gesamtbilanz (mindestens für die Nordhemisphäre) beeinflussen. Wenn die Mitteltemperatur der ganzen Erde — gemittelt über all diese immer vorhandenen regionalen Abweichungen — ansteigt oder sinkt, dann ist die Wärmebilanz des Systems Erde + Atmosphäre + Hydrosphäre (Ozean) nicht mehr ausgeglichen, und die Frage nach den Ursachen taucht auf.

Diese Frage ist sehr komplex, vielleicht nicht einmal eindeutig: möglicherweise handelt es sich um im einzelnen undeterminierte Schwankungen eines höchst komplizierten Regelmechanismus, wobei die Atmosphäre bei gleichen äußeren Randbedingungen geo- und astrophysikalischer Art sehr verschieden reagieren kann (E. LORENZ). Aber es erscheint richtiger, diese Hypothese einmal auszuschließen und die Glieder der Bilanzgleichungen einzeln auf die Möglichkeit zeitlicher Variationen zu untersuchen. Dabei steht heute im Vordergrund die Frage: inwieweit greift der Mensch — seine Zahl beträgt heute 3.7 Milliarden und wächst pro Sekunde um 2 an — in diese Bilanzen ein, nicht nur in lokaler, sondern in regionaler oder gar globaler Skala?

Dazu kurz ein Rückblick auf die Befunde der jüngsten Klimaschwankungen.

- a) Temperatur: die globale Mitteltemperatur hat seit 1880 unter Schwankungen bis etwa 1945 zugenommen, um rund 8 Milligrad pro Jahr. Seit 1945 hat sich dieser Trend umgekehrt (17), wobei der Rückgang sogar eher noch etwas schneller abläuft: 10–12 Milligrad pro Jahr. Diese Änderung ist am stärksten im atlantisch-europäischen Sektor der Arktis ausgeprägt: im Jahrzehnt 1961–70 ist die Polarkalotte nördlich 55°N um 0.5 – 1° kälter als in der Periode 1931–60 (18), in Spitzbergen um 2° im Jahresmittel, in Franz-Josefs-Land um 6° im Wintermittel, begleitet von einem zeitweise dramatischen Eisvorstoß im Raume Grönland-Island.
- b) Strahlung: an den meisten Strahlungsobservatorien der Erde hat die direkte Sonnenstrahlung in den letzten 30 Jahren um 6–12% abgenommen, auch außerhalb der Großstädte mit ihrer lokalen Luftverschmutzung. Ein noch stärkerer Rückgang auf dem Mauna-Loa-Observatorium (Hawaii, rund 3400 m) seit 1958 hat sich glücklicherweise nicht bestätigt (3). Aber die Zunahme der Partikeltrübung der Atmosphäre auf der Nordhalbkugel um etwa 50% bewirkt eine (wenn auch geringfügige) Zunahme der planetarischen Albedo und damit einen Energieverlust für die Atmosphäre (vgl. Kap. 3).
- c) Niederschlag: da allein die Landflächen der Erde (= 29% der Fläche) über ein genügend dichtes Netz

von Meßstationen verfügen, während die spärlichen Inselstationen der Ozeane nicht einmal für den Ozean selbst ganz repräsentativ sind, sind die Bilanzgrößen des Wasserhaushaltes (Niederschlag - Verdunstung - Abfluß) selbst im Mittel leider unsicher; die Abschätzungen der letzten 25 Jahre schwanken zwischen 81 und 100 cm im Jahresmittel für Verdunstung und Niederschlag. Die neueren Untersuchungen seit etwa 1962 tendieren alle zu höheren Werten; diese sind auch besser verträglich mit den inzwischen verbesserten Daten für den Strahlungshaushalt, da etwa 75% der am Boden verfügbaren „Nettostrahlung“ (Strahlungsbilanz) für die Verdunstung aufgewendet wird. Globale Änderungen sind also nicht nachweisbar; wegen der geringen Verweildauer des Wasserdampfes in der Atmosphäre (9–10 Tage) und des großen Anteils der Ozeane an der globalen Verdunstung (rund 90%) sind große Schwankungen unwahrscheinlich.

2. Natürliche klimatogenetische Faktoren

Wenn wir uns auf die Klimaschwankungen der letzten 1000 Jahre beschränken, dann können wir eine Reihe von astro- und geophysikalischen Parametern ausschalten, die nur in geologischen Zeitskalen von 10^4 – 10^9 Jahren wirksam sind. Zu ihnen zählen die seit MILANKOVITCH viel erörterten Elemente der Erdbahn (Ekliptikschiefe, Elliptizität und Präzession) sowie Rotationsgeschwindigkeit und Radius der Erde; ähnliches gilt wohl auch für die Dichte der interstellaren Materie in der Galaxis. Aber es bleiben noch verschiedene, klimatogenetisch wirksame Faktoren übrig:

a) Die direkte Sonnenstrahlung an der Obergrenze der Atmosphäre – inzwischen zu 1.945 ± 0.005 gcal/cm² min oder 1.36 KWatt/m² (bei senkrechtem Einfall) neu bestimmt –, die wir als „Solarkonstante“ bezeichnen. Ihre Schwankungen im extremen Ultraviolett und im Bereich der Röntgenstrahlung sind sehr erheblich (bis zu einem Faktor 10^3), haben aber energetisch nur einen Anteil von etwa 10^{-5} . Die in den Jahren 1920–45 gemessenen scheinbaren Änderungen haben sich inzwischen als Folge der Selbstreinigung der Atmosphäre herausgestellt: in der 35-jährigen Pause wirksamer Vulkanausbrüche (1912 bis 1947) sind die in die Stratosphäre injizierten Partikel nahezu restlos ausgefällt worden. Heute sprechen manche Indizien dafür, daß für eine Zeitskala von einigen 100 Jahren die Solarkonstante im Rahmen der Meßgenauigkeit als konstant betrachtet werden kann. Andererseits haben KONDRATIEV und NIKOLSKY (8) aufgrund von mehrjährigen Ballonmessungen in 28–32 km Höhe eine nichtlineare Abhängigkeit der Sonnenstrahlung von der Sonnenfleckenzahl gefunden; diese Frage muß also noch offen bleiben. Noch nicht ganz geklärt ist ein möglicher Zusammenhang zwischen der zeitlich variablen C_{14} -Produktion durch die solare kosmische Strahlung und der Temperatur, mit einer Zeitskala von 10^2 – 10^3 Jahren.

b) Die Zusammensetzung der Atmosphäre ist in den Hauptbestandteilen (N_2 , O_2 , Edelgase) für unsere Skala konstant, jedenfalls im Rahmen der Meßgenauigkeit. Variabel sind hingegen Kohlendioxid, Wasserdampf und Ozon; über die erheblichen anthropogenen Effekte vgl. Kap. 3. Zweifellos existieren auch natürliche Schwankungen dieser Bestandteile: CO_2 als Folge des Vulkanismus, H_2O abhängig von der Ozeanfläche (die in der Eiszeit von 71 auf 67% verringert war) und der verfügbaren Strahlungsenergie; diese sind aber in der jüngsten Zeit offenbar vernachlässigbar klein. Auch die rezente Zunahme des Ozons an fast allen Stationen scheint natürlich zu sein (23).

c) Auf die Schwankung der stratosphärischen Trübung durch vulkanische Injektionen wurde schon unter a) hingewiesen. Optische Effekte („Höhenrauch“, Dämmerungsphänomene, Bishop-Ring usw.) deuten auf sehr erhebliche Schwankungen in den letzten 400 Jahren hin (Abb. 1) (12), wobei die mittlere Verweilzeit von Partikeln in der unteren Stratosphäre zu 1–1,5 Jahren, in 30–40 km Höhe aber zu mindestens 5 Jah-

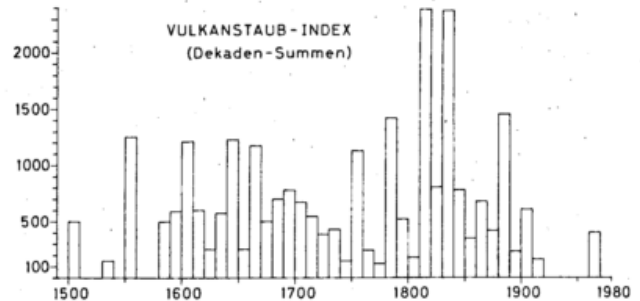


Abb. 1
Vulkanstaubindex nach H. H. LAMB (1970), in willkürlich gewählten Einheiten.

ren angesetzt werden muß (Abb. 2). Die zahlreichen großen Vulkanausbrüche des 17.–19. Jahrhunderts sind sicher an den Klimaschwankungen mitbeteiligt; hierbei lassen sich weltweite Temperaturrückgänge

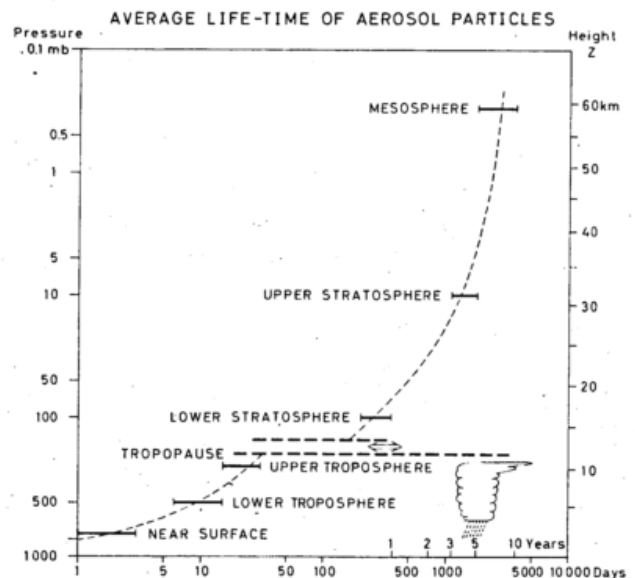


Abb. 2
Mittlere Verweilzeit von Aerosolpartikeln in der Atmosphäre (Doppelpfeil = Horizontalaustausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre).

von 1–1.5°C nachweisen (17). Niemand kann sagen, ob das Nachlassen der vulkanischen Aktivität in unserem Jahrhundert nur vorübergehend ist. Auf die troposphärische Trübung müssen wir in Kap. 3 noch eingehen.

d) Die wechselnde Schnee- und Eisbedeckung ist ein Faktor mit höchst wirksamem Rückkopplungs-Effekt: während die Albedo aller anderen natürlichen Oberflächen (außer der Sandwüste) unter 0.25 liegt, beträgt sie bei ungestörten Schnee- und Eisflächen über Land 0.7–0.9. Das hat entscheidenden Einfluß auf die Strahlungsbilanz. Ähnliches gilt für das arktische Meereis, dessen Ausdehnung im Atlantik südlich 80°N in den letzten 1000 Jahren sehr erheblichen Änderungen unterworfen war: hier beträgt die Albedo in der Schmelzperiode etwa 0.62, im Winter 0.7–0.8, gegenüber dem offenen Ozean 0.06–0.12 (abhängig von der Sonnenhöhe), näheres vgl. Kap. 4.

- e) Änderung und Rolle der *Bewölkung* im Strahlungshaushalt sind ein recht unsicherer, vielfach kontroverser Faktor. Die durch Ausstrahlung an Schichtgrenzen gebildete Bewölkung (z. B. Inversions-Stratus) spielt global nur eine untergeordnete Rolle (3–5% der Gesamtfläche). Jede andere Bewölkung entsteht im aufsteigenden Luftstrom und löst sich in der absteigenden Strömung auf; aus Kontinuitätsgründen dürfte infolgedessen ihr Anteil nur geringfügig um 50%, die Gesamtbewölkung somit um 54% schwanken. Wirklich zuverlässige Werte sind nur durch detaillierte Auswertung vom Satelliten aus zu erhalten. Im Bereich der großen Flugstrecken der Nordhalbkugel hat wahrscheinlich die Bedeckung mit hohen Eiswolken lokal zugenommen, was aber global ohne Bedeutung ist.
- f) A. T. WILSON hat auf die Möglichkeit riesiger antarktischer Eisausbrüche hingewiesen und sie als Ursache der nordhemisphärischen Eiszeiten gedeutet, vgl. (5). Wenn auch diese Interpretation bis jetzt noch als sehr unsicher beurteilt werden muß, so besteht doch nach den zuletzt von LAMB (11) zusammengestellten Befunden eine hohe Wahrscheinlichkeit für Teilausbrüche von begrenzter Reichweite (einige 10^5 km^2). Noch unveröffentlichte Rechnungen haben ergeben, daß der globale Strahlungs- und Wärmehaushalt bei einem solchen Teilausbruch nicht zu vernachlässigenden Änderungen erfahren kann; der Betrag der resultierenden globalen Temperaturänderungen liegt bei $0.5\text{--}1^\circ \text{C}$.

3. Menschliche Tätigkeit als klimatogenetischer Faktor

Seit Verfasser 1941 — noch unvollständig und unsystematisch — auf die „Tätigkeit des Menschen als Klimafaktor“ (4) in allen Skalenbereichen hingewiesen hatte, ist dieser Aspekt von völliger Nichtachtung zu größter Aktualität emporgestiegen, so sehr, daß es heute schon wieder notwendig wird, die Rolle der natürlichen Klimafaktoren (wie in Kap. 2) zu unterstreichen. Andererseits wird in der Diskussion die nur punkthafte Wirkung der Industrie und der Großstädte einseitig in den Vordergrund gerückt, während die seit langem unbemerkt vor sich gehenden Vorgänge oft vernachlässigt werden. So unterscheiden wir (siehe SCEPT-Report 1970 (22) und SMIC-Report 1971 (23)) direkte Einwirkungen — über den CO_2 -Gehalt, die atmosphärische Trübung und die Zufuhr „künstlicher“ Wärmeenergie — und indirekte Effekte, die sich aus der weitgehenden Umwandlung der natürlichen Vegetation ergeben und den Wasserhaushalt der Kontinente modifizieren.

- a) Der CO_2 -Gehalt der Atmosphäre betrug nach allen verlässlichen Messungen aus den Jahren 1870–1900 etwa 290 ppm (10^{-6} Volumteile); er steigt seit Beginn der Industrialisierung stetig an, wobei wegen der Beimischung von fossilem CO_2 der C^{14} -Anteil abnimmt. Das durch den Verbrauch fossiler Brennstoffe zugeführte Kohlendioxid bleibt aber nur etwa zur Hälfte in der Atmosphäre, während der Rest im Ozean und in der Biosphäre gespeichert wird; tatsächlich variiert dieser Anteil — aus noch unbekannten Gründen — von Jahr zu Jahr zwischen etwa 25 und 75 %. Die jährliche Zunahme des CO_2 -Gehaltes schwankt um 0.7 ppm; in den Jahren 1969–71 stieg sie auf etwa 1.3 ppm an. Der mittlere CO_2 -Gehalt liegt jetzt bei 322 ppm, also 11 % über dem Normalwert. Hält die (exponentielle) Zunahme des Brennstoffverbrauchs an, dann erreichen wir im Jahre 2000 einen Wert zwischen 370 und 380 ppm, je nach Modellannahmen. Die Wirkung auf das Klima besteht in einer Erwärmung der Troposphäre als Folge einer Absorption der langwelligen Ausstrahlung, wobei sich allerdings die Absorptionsbanden von CO_2 und H_2O überlappen; eine vollständige Mo-

dellrechnung ergibt bei Verdoppelung des CO_2 -Gehaltes (und Konstanz der relativen Feuchte) eine lineare Zunahme der Mitteltemperatur der Erdoberfläche um 2.2° (16). Die derzeitige mittlere Wachstumsrate von 0.7 ppm entspricht einer Erwärmung um 5 Milligrad pro Jahr.

- b) In allen Industriegebieten der Erde werden große Mengen von *Aerosolpartikeln* emittiert. Ihre Größe erstreckt sich über einen weiten Bereich (etwa 10^{-6} bis 10^{-2} cm), mit einer Verteilung nach JUNGES Potenzgesetz; ihre optische Rolle folgt den Gesetzen der Mie-Streuung. Klimatisch von Bedeutung sind zwei Ausschnitte dieses Spektrums: der optisch wirksame Größenbereich um $0.5 \mu\text{m}$ und der langwellig wirksame um $10 \mu\text{m}$. Der erstgenannte Bereich bleibt lange in der Atmosphäre erhalten (Abb. 2) und bewirkt — jedenfalls auf der Nordhalbkugel — eine globale Zunahme der *Trübung*, wobei ein kleiner Teil der einfallenden Sonnenstrahlung zurückgestreut wird, ein Teil absorbiert und der größere Teil als diffuse Himmelsstrahlung vorwärts gestreut wird. Der Trübungskoeffizient (β) von ÅNGSTRÖM beträgt in sehr reiner Luft, im Hochgebirge oder im Polargebiet, etwa 0.02, im (gewogenen) Mittel der Nordhalbkugel heute etwa 0.10, in den Gebieten stärkster Luftverschmutzung 0.20–0.50. Seine Zunahme seit Beginn der Industrialisierung wird auf 50 % geschätzt (Tab. 1). Neben diesen Punktquellen gibt es weite Tropengebiete von mindestens 10 Mill. km^2 , in denen der Mensch alljährlich die Savanne abbrennt: hier werden flächenhaft (!) die gleichen Trübungswerte gemessen (21) wie in den schlimmsten Industrieland-schaften, etwa in Tokio. Am Rande der Trockengebiete, wo in großem Umfang die natürliche Steppenvegetation zerstört und in Kultur genommen wurde, bewirkt die Aufwirbelung des mineralischen Staubes — besonders in Lößgebieten, wo 10–30 Gewichtsprozent des Bodens Partikel unter $2 \mu\text{m}$ sind — eine Trübung ähnlichen Ausmaßes: diese Partikel werden von Zentralasien her bis nach Hawaii, von der Sahara her bis zu den karibischen Inseln hin verfrachtet und in den Ozeansedimenten wiedergefunden. Tab. 2 gibt einen Überblick über die Schätzungen des Anteils der verschiedenen Quellen für Aerosolpartikel; die rechte Spalte enthält die vom Verfasser als wahrscheinlich betrachteten Werte.

Das atmosphärische Grobaerosol ($d \sim 10 \mu\text{m}$) fällt relativ rasch infolge Gravitation und Regen aus; seine Wirkung auf die langwellige Ausstrahlung beschränkt sich daher auf die Quellgebiete selbst, in denen die Nachttemperaturen heraufgesetzt werden: das ist typisch für das Stadtklima. Dagegen bewirkt der optisch wirksame Anteil ($d \sim 0.5 \mu\text{m}$) — wenigstens über einigen kontinentalen Gebieten — eine Abkühlung, abhängig von der Albedo der Oberfläche und dem Verhältnis zwischen Rückstreuung, Absorption und Vorwärtstreuung, für das bisher erst wenige Meßreihen vorliegen. Aus dem Modell von YAMAMOTO (1971) ergibt sich für eine Zunahme von β von 0.07 auf 0.10 eine Abkühlung um 1.2° — entsprechend 15–20 Milligrad pro Jahr. Das würde also ausreichen, um die in letzter Zeit erfolgte globale Abkühlung zu erklären, insbesondere da wahrscheinlich ein meridionaler Transport von Partikeln in die Polarzone hinein erfolgt, wo die Abkühlung konzentriert ist. Nach dem gleichen Modell ergibt sich eine Zunahme der planetarischen Albedo (rund 0.30) um etwa 1.5 %.

- c) Der ständig wachsende *Energieverbrauch* liefert — mindestens in lokaler oder regionaler Skala — einen nicht vernachlässigbaren Anteil am Energieumsatz an der Erdoberfläche. Zwar sind Hydroelektrizität und geothermische Energie (Italien, Neuseeland) nur

Tab. 1

a) Horizontale Unterschiede des Trübungskoeffizienten β

	Jahreswert	Jahr, ohne Sommer	Breite 50–60°N, Sommer (ca. 1930)	
Tokio	.161	1.54	Ungestörte Stationen	(T = 3.05) .040
Tateno	.115	.087	Schwach gestörte Stationen	(T = 3.67) .070
Dresden	.162		Großstädte	(T = 4.40) .115
Heiligendamm	.096			

b) Zeitliche Änderung von β

	Frühere Messungen (um 1930)	Neuere Messungen (um 1960)	Autor
Washington D.C.	.100	.165	McCORMICK, LUDWIG
Mexico City	.087	.181	GALINDO, MUHLIA
Boston (Sommer)	.075	.126	VOLZ
Davos	.026	.046	McCORMICK, LUDWIG
Potsdam	.084	.113	HOELPER, YAMAMOTO
Jerusalem	.037	.048	JOSEPH, MANES
Japan, 3 städt. Gebiete	.11	.20	YAMAMOTO, ARAO
Japan, 3 ländl. Gebiete	0.06	.13	YAMAMOTO, ARAO

Tab. 2

Produktion von Aerosolpartikeln ($< 20 \mu\text{m}$) in $10^6\text{t}/\text{Jahr}$

	Schätzungen	Annahme
Mineralstaub (Boden, Gestein)	100–500 Mt/a	250 Mt/a ¹⁾
Vegetationsbrände	3–150 Mt/a	80 Mt/a ²⁾
Meersalze	300 Mt/a	300 Mt/a
Vulkan. Lockermaterial	25–150 Mt/a	30 Mt/a
Aus Gasen: Sulfate (H_2S)	130–170 Mt/a	150 Mt/a
Ammonium-Salze	80–270 Mt/a	170 Mt/a
Nitrate	60–430 Mt/a	240 Mt/a
Kohlenwasserstoffe	75–200 Mt/a	140 Mt/a Σ 1360 Mt/a
Anthropogene Partikel	10– 90 Mt/a	60 Mt/a
Aus Gasen: Sulfate (SO_2)	130–200 Mt/a	160 Mt/a
Nitrate	30– 35 Mt/a	30 Mt/a
Kohlenwasserstoffe	15– 90 Mt/a	60 Mt/a Σ 310 Mt/a
Gesamtproduktion	958–2585 Mt/a	1670 Mt/a

1) Anthropogen ausgelöst: 60% = 150 Mt/a

2) Anthropogener Anteil: ~85% = 70 Mt/a

Produktion kontinentalen Aerosols: 82% = 1370 Mt/a

davon anthropogen: 39% = 530 Mt/a

Umwandlungen natürlicher Energie, aber die Verbrennung fossiler Brennstoffe (Kohle, Erdöl, Erdgas) und die nukleare Energie stellt eine zusätzliche Energiezufuhr dar. Alle Energieumsetzungen (einschließlich der chemischen) werden letzten Endes wieder in Wärme verwandelt und können so als vollständige Verbrennung behandelt werden. Bei einer globalen Energieproduktion von 7500 Megatonnen Steinkohleäquivalent und einem Energie-Äquivalent von 1 g Kohle = 8 100 gcal erhalten wir $8 \cdot 10^6$ Megawatt. Bezogen auf die Gesamtfläche ergeben sich die in Tab. 3 angegebenen Vergleichswerte, die global noch völlig unbedeutend sind. Aber für die Industrie- und Großstadtzentren der Erde resultiert ein repräsentativer Mittelwert von 12 Watt/m², immerhin in der Größenordnung von 10–30 Prozent der

natürlichen Strahlungsbilanz auf Flächen von 10^3 – 10^4 km² (insgesamt etwa $5 \cdot 10^5$ km²), über denen permanente Wärmeinseln erzeugt werden. Da in Industrieländern der Energieverbrauch pro Kopf E_k (Tab. 4) nur mäßige Schwankungen aufweist (3–12 KW pro Kopf), besteht dort ein direkter Zusammenhang mit der Volksdichte D (in Einwohner pro km²): die zusätzliche Energiestromdichte ED ist dann = $E_k \cdot D$ (in mW/m²). In Westeuropa und im Osten der USA werden inzwischen flächenhaft Werte um 1 Watt/m² auf einigen 10^6 km² erreicht (Tab. 5); das ist 1–3 % der natürlichen Strahlungsbilanz. Bei einer exponentiellen Wachstumsrate von 5.5 % steigt aber dieser Wert in 30 Jahren – bis zum Jahre 2000 – um einen Faktor 5 an: in 1–2 Generationen also wird der Anteil der zusätzlichen Energiezufuhr flächenhaft

Tab. 3
Energie-Stromdichte und Strahlungsbilanz

	Ly/d	Watt/m ²
Energie-Stromdichte, global	0.032	0.018
Energie-Stromdichte, Kontinente	0.11	0.054
Energie-Stromdichte, Industriegebiete	~25	~12
Solar-Konstante, extraterrestrisch (globales Mittel)	702	341
Strahlungsbilanz, Erdoberfläche	206 (±8)	100 (±4)
Geothermischer Wärmestrom	0.13	0.063
Netto-Photosynthese, Kontinente	0.27	0.13

Tab. 4
Energieverbrauch (EV) 1968

	Fläche 10 ⁶ km ²	Einwohner 10 ⁶	EV 10 ¹⁰ Mcal/a	EV pro Kopf Mcal/d KW		EV pro Fläche Ly/d Watt/m ²	
1 Mittel- und Westeuropa	1.60	257	794	84	4.1	1.36	0.66
2 Europ. Teil USSR (ohne N)	4.00	171	696	111	5.4	0.47	0.23
3 Übrige Ostblockländer	0.99	102	326	87	4.2	0.90	0.44
Summe 1-3	6.59	530	1816	93	4.5	0.76	0.37
4 USA östl. Mississippi inkl. SW - Kanada	2.49	144	1501	285	13.8	1.65	0.80
Summe 1-4	9.08	674	3317	135	6.6	1.00	0.49
Zum Vergleich: Kontinente (ohne Antarktis)	135.8	3483	4871	38	1.86	0.098	0.048
Summe 1-4	7%	19%	66%				
Afrika, Südamerika	48.1	516	160	8.5	0.41	0.009	0.004

United Nations: Statistical Yearbook

so wachsen, daß er neben der natürlichen Energiequelle der Strahlungsbilanz nicht mehr vernachlässigt werden kann. Da die Versorgung der wachsenden Weltbevölkerung mit Nahrungsmitteln und Wasser eine weitere Zunahme der Wachstumsrate (die vor 50 Jahren noch bei 4 % lag) erzwingt, ist dieser Effekt auf lange Sicht von besonderer Bedeutung.

Für das Industriegebiet an Ruhr und Niederrhein Fläche 10 682 km², Bevölkerungsdichte 1100/km² ergibt sich nach dem Statistischen Jahrbuch von Nordrhein-Westfalen 1968 nach dem Bevölkerungsanteil eine Energiedichte von 19.1 Ly/d. Nimmt man stattdessen — etwas realistischer — den Umsatz, so erhält man 21.4 Ly/d; für das übrige Nordrhein-Westfalen ergibt sich — etwa wie im Mittel der Bundesrepublik — 3.2 Ly/d. Für das engere Ruhrgebiet (3 320 km², 1 495 Einwohner/km²) erhält man sogar 26.1 bzw. 25.2 Ly/d. Für Hamburg (747 km²) erhalten wir 26 Ly/d, bezogen auf die bebaute Fläche einschließlich Hafen (363 km²) jedoch 54 Ly/d. Für West-Berlin (480 km²) ergeben sich 21.4 Ly/d, bezogen auf die bebaute Fläche (234 km²) knapp 44 Ly/d. Diese Werte sind zu vergleichen mit der natürlichen Strahlungsbilanz von 100–120 Ly/d (Observatorium Hamburg gemessen 110 Ly/d).

Im Ruhrgebiet und in Hamburg (19) läßt sich ein Niederschlags-Überschuß von etwa 5 % nachweisen, der hauptsächlich durch die durch lokale Heizquellen ausgelösten Schauer bei labiler Schichtung hervorgerufen wird; die Übertemperatur der Städte gegenüber dem Freiland beträgt 0.5–1°, während Sonnenscheindauer und Globalstrahlung um 5–10 % zu klein sind (13).

- d) Etwa 11 % der Gesamtfläche der Kontinente ist im Laufe der letzten 8000 Jahre in Ackerland umgewandelt worden, rund 20 % dienen als Weidefläche, wobei ein nicht geringer Teil (so in Europa) aus ehemaligem Waldland umgewandelt worden ist; mindestens ein Drittel der Waldfläche der Kontinente (31 %) befindet sich nicht mehr im Naturzustand. Diese *Umwandlung der natürlichen Vegetation* hat z. T. erhebliche Änderungen im Wärmehaushalt zur Folge. Von den fundamentalen Klimaparametern ändern sich Albedo und Rauigkeit der Oberfläche. Die zur Verfügung stehende Netto-Energie der Strahlungsbilanz dient hauptsächlich dem Wärmeumsatz durch direkte Heizung (U_L) sowie dem durch Verdunstung (U_V); das Verhältnis U_L/U_V — als Bowen-Ratio bezeichnet — ist außerordentlich empfindlich gegenüber allen Kulturmaßnahmen des

Tab. 5
Energieverbrauchs (EV) -Dichte (1965-67)

	Fläche 10 ³ km ²	Bevölkerung 10 ⁶	EV 10 ¹² Kcal/a	EV-Dichte Ly/d Watt/m ²		EV pro Kopf Mcal/d KW	
Nordrhein-Westfalen	34	17	1065	8.6	4.2	174	8.4
Bundesrepublik	246	62	2532	2.82*)	1.36	112**)	5.4
DDR	108	17	740	1.88	0.91	120	5.8
Benelux	73	22	927	3.44	1.66	113	5.5
Großbritannien	242	55	2204	2.50	1.21	111	5.4
Frankreich	573	50	1411	0.67	0.32	78	3.8
Italien	299	53	1198	1.10	0.53	62	3.0
Österreich, Schweiz	124	14	215	0.47	0.23	41	2.0
Tschechoslowakei	128	14	671	1.46	0.71	128	6.2
Mittel- und West-Europa	1793	287	9198	1.40	0.68	88	4.3
USA	7760	196	13876	0.49	0.24	193	9.3
USA, 14 Ost-Staaten	932	90	7820	2.30	1.11	238	11.6
UdSSR	22400	233	10300	0.13	0.06	121	5.9
Mittelrußland	256	22	1640	1.76	0.85	202	9.8
Ukraine	604	47	2280	1.04	0.50	136	6.6
Japan	366	99	1966	1.47	0.71	54	2.7

*) 1970: 3.13 Ly/d = 1.51 Watt/m²

**) 1970: 128 Mcal/d = 6.2 KW

Menschen (Tab. 6). Besonders drastisch sind die Änderungen in bewässertem Land (etwa 1.2 % der Fläche der Kontinente): hier kühlt der feuchte Boden die Luft von unten ab und die Bowen-Ratio wird als Folge des Oaseneffekts negativ (bis -0.5). Das Weideland ist als Folge der verschiedenartigen Nutzungsmethoden stark verändert: jährliches Abbrennen, Überweidung und Bodenerosion haben die ursprüng-

liche Vegetation vielfach zerstört. Daß sich heute die Sahara mit etwa 1 km pro Jahr nach beiden Seiten ausweitet, ist nachweisbar nicht eine Folge einer Klimaänderung, sondern der überstarken Nutzung der natürlichen Reserven, so auch der Nutzung fossilen Grundwassers aus der Eiszeit, das heute nicht mehr ergänzt werden kann und in alarmierendem Ausmaß absinkt (6).

Tab. 6
Klima-Parameter (repräsentative Werte)

	Albedo A_{sf}	Bowen-Ratio U_L/U_V	Rauhigkeit Z_o (in cm)
Laubwald	0.18 - 0.24	0.2 - 0.3	150 - 300
Nadelwald	0.12	0.4 - 0.6	100 - 200
Grasland (feucht)	0.18 - 0.25	0.2 - 0.5	1 - 10
Steppe	0.15 - 0.20	1 - 4	0.1 - 1
Halbwüste, Wüste	0.25 - 0.35	>5	0.01 - 10
Oasen	0.15	-0.2	10 - 100
Offenes Wasser	0.04 - 0.08	0.05 - 0.2	0.1 - 1

Von entscheidender Bedeutung ist hierbei die aktuelle Verdunstung (Evapotranspiration), die zusammen mit der Bowen-Ratio in stärkstem Maße manipuliert wird. Das wirkt sich jetzt schon großräumig quantitativ aus: eine Neuberechnung des Wasserhaushaltes der Bundesrepublik Deutschland hat ergeben (7), daß trotz einer Zunahme der Niederschläge um 3 % der Abfluß um 12 % zurückgegangen ist: das liefert eine Zunahme der Verdunstung um mindestens 15 %. Für den zusätzlichen Wasserverbrauch der DDR ergeben sich 5.5 cm/a oder über 12 % der natürlichen Ver-

dunstung. Im Ruhrgebiet muß man die Differenz zwischen dem Wasserverbrauch und der Abwassermenge der Industrie als zusätzliche Verdunstung interpretieren: das liefert mit 14 cm/a etwa 30 % der natürlichen Verdunstung, hauptsächlich in den großen Kühltürmen. Diese Verdunstung zehrt mehr als die Hälfte des zusätzlichen Energieverbrauchs auf.

Für die Kontinente (136 · 10⁶ km² ohne Grönland und Antarktika) ergibt sich eine zusätzliche Verdunstung (15) von umgerechnet 1.3 cm/a (= über 3 % der natür-

lichen), davon fast 95 % durch Bewässerung. Mit einem Anstieg dieser Werte auf das Dreifache muß in den nächsten 30–40 Jahren gerechnet werden, wobei immer noch die Bewässerung 75–80 % ausmachen wird. Das ergibt über Land eine Beschleunigung des hydrologischen Zyklus, die natürlich durch die verfügbare Energie begrenzt wird. Unter humiden Bedingungen kann dies mit einer Zunahme des Wasserdampfgehaltes auch eine geringe Erhöhung der Niederschläge hervorrufen, nicht jedoch unter ariden Bedingungen. Für die gesamte Erde macht dies – wegen der überragenden Bedeutung der ozeanischen Verdunstung – nur etwa 0,3 % aus; um die Wende des Jahrhunderts wird dieser Beitrag auf 1 % ansteigen. In absehbarer Zukunft wird das Wasserproblem – neben und als Folge der Bevölkerungsexplosion – Thema Nr. 1 sein, noch vor dem Energieproblem. Der Wasserverbrauch pro Kopf steigt ständig an; die Verdunstung neuer, auf höheren Ertrag gezüchteter Getreidesorten, die die drohende Nahrungskrise wenigstens etwas hinausschieben, verlangt zugleich eine höhere Wasserzufuhr (1).

4. Das arktische Meereis

Weite Teile des arktischen Ozeans – der einschließlich der Randmeere etwa $14 \cdot 10^6$ km² einnimmt – sind von einer nur etwa 3 m dicken schwimmenden Meereisdecke bedeckt, die jeweils im kurzen Sommer oben abschmilzt, in den übrigen mehr als 9 Monaten von unten wieder anfriert; die offenen Stellen dieser Eisdecke (1–4 %) stellen besonders im Winter eine außerordentlich wirksame Wasserdampfquelle und Heizung dar. Räumliche Ausdehnung und Dicke dieses Meereises unterliegen in historischer Sicht weiten Schwankungen: während im Hochmittelalter (800–1200) die Küsten Grönlands weitgehend eisfrei waren, was die kühnen Wikingerfahrten ermöglichte, waren Ende des 17. Jahrhunderts die Küsten Islands über ein halbes Jahr vereist und die Färöer lagen an der Eisgrenze. Auch in diesem Jahrhundert kam es zu beträchtlichen Schwankungen: der neueste Vorstoß erreichte nach Satellitenaufnahmen 1969 zum ersten Mal seit 70 Jahren wieder die Nordküste Islands (Kap. 1). Diese Schwankungen zeigen, daß das arktische Meereis höchst empfindlich auf die Änderungen gewisser Parameter reagiert; es befindet sich in einem nur quasistationären Zustand mit großen randlichen Fluktuationen, besonders im atlantisch-europäischen Sektor. Zu diesen Parametern zählt die Mächtigkeit der salzarmen, infolgedessen leichteren Oberschicht von einigen Dekametern, in der sich die Schmelz- und Gefrierprozesse abspielen, ferner die Zufuhr relativ warmen, salzreichen Wassers vom Atlantik (im geringeren Maß auch vom Pazifik) unterhalb dieser Deckschicht. Das thermische Regime der ganzen Arktis hält die Sommertemperaturen als Folge der Schmelzprozesse konstant nahe dem Gefrierpunkt, während die Wintertemperaturen um 6–12° variieren können. Eingehende Studien über den Strahlungs- und Wärmehaushalt haben gezeigt, daß schon bei relativ geringen Änderungen dieser Parameter (2) über 5–10 Jahre hinweg – das ist die mittlere Lebensdauer des Eises – ein Übergang von eisbedeckt zu eisfrei möglich ist, mindestens in den weiten Randgebieten. Im zentralen Teil (nördlich etwa 80° Breite) herrscht der derzeitige Zustand wahrscheinlich schon seit 130 000 Jahren, also auch in den warmen Interglazialzeiten.

Andererseits besteht eine sehr erhebliche Rückwirkung des arktischen Meereises auf Klima und Witterungsablauf, besonders im atlantischen Sektor. Sie beruht nicht nur auf dem Albedo-Unterschied gegenüber dem offenen Meer (siehe Kap. 2); alle Größen des Wärmehaushalts ändern sich fundamental. Ein Vorstoß der arktischen Eisgrenze um 1000–1500 km im atlanti-

schen Sektor führt nicht nur zu einer Verlagerung der baroklinen Hauptfrontalzone und damit der Zyklonenzugbahnen nach S, sondern auch zu einer Verstärkung des meridionalen Temperaturgefälles. Entsprechend den heutigen jahreszeitlichen Unterschieden beeinflusst die Lage der Eisgrenze auch die Häufigkeit und Intensität der schweren atlantischen Sturmzyklonen, die sich explosionsartig im Raum von Neufundland (bzw. des Golfstroms) bilden. Es gibt verschiedene Hinweise, daß in der eisarmen Periode des Frühmittelalters die Sturmhäufigkeit im Raume der Britischen Inseln wesentlich geringer war als heute. Das macht auch die historischen Fahrten der Wikinger in ihren leichten Booten eher verständlich – das waren ja keine Selbstmörder.

Die Möglichkeit, dieses arktische Meereis künstlich zu beseitigen – z. B. durch Aufbringen von Kohlenstaub zur Verringerung der Albedo in der strahlungsreichen Periode April–Mitte Juni, um die kurze Schmelzperiode 1–2 Monate früher in Gang zu setzen – ist faszinierend. Sie wurde vor allem in Sowjetrußland eingehend erörtert, im Zusammenhang mit dem offiziellen Parteiprogramm, in dem der Klimamodifikation – im Rahmen der „Umwandlung der Natur“ – eine hohe Priorität eingeräumt wird. Fast noch wichtiger erscheint uns heute, daß die in Kap. 3 behandelten Klimamodifikationen – CO₂-Zunahme und Energiezufuhr – sich zuerst im Bereich des atlantischen Sektors (östliches Nordamerika, Europa bis zum Ural) auswirken. Zwar stößt heute das Meereis vor; das kann aber eine vorübergehende Episode sein, und in 20–30 Jahren, wenn die genannten Effekte weiter exponentiell ansteigen, könnte ein Rückzug durchaus ähnliche Ausmaße annehmen, wie vor 1 000 Jahren oder in der postglazialen Wärmezeit vor 4 000–6 000 Jahren.

Das aber hätte weitreichende Folgen. Mindestens in der warmen Jahreszeit wird das Temperaturgefälle Äquator–Pol weiter abnehmen: das führt zu einer Verlagerung des subtropischen Hochdrucksystems und des begleitenden Trockengürtels nach N, die man aus einer theoretisch und empirisch begründeten Beziehung (9) zumindestens 300 km abschätzen kann. Das würde zwar das Sommerwetter am Alpennordrand bessern, aber zugleich die Niederschlagsarmut im Mittelmeerraum und in der ganzen subtropischen Winterregenzone (Vorderasien, Kalifornien) verschärfen. Eine Verlagerung des Azorenhochs nach N hätte weiterhin eine entsprechende Verlagerung der innertropischen Regenzone über dem Atlantik zur Folge, wahrscheinlich zugleich mit einer Verschärfung der ständig zunehmenden Dürregefahr in Nordostbrasilien. Das sind Hypothesen, die aber durch unsere qualitativen Kenntnisse der großklimatischen Zusammenhänge begründet sind. Sie können heute mittels der großartigen Modellrechnungen geprüft werden, wie sie von SMAGORINSKY-MANABE, KASAHARA-WASHINGTON, MINTZ-ARAKAWA in den USA, sowie von kleineren Gruppen in Rußland, England, Deutschland und Japan in Angriff genommen worden sind. In einer Untersuchung von W. WASHINGTON (unveröffentlicht) wurde über Land überall eine zusätzliche Heizung angesetzt; überraschenderweise konzentriert sich danach der Temperaturanstieg auf die hohen Breiten mit dem Maximum in der Arktis (!), während die Tropen kaum beeinflusst wurden.

Ein anderer Effekt ergibt sich aus den ernsthaft diskutierten Plänen großer Fluß-Umleitungen der ins Eismeer mündenden Riesenströme. Das hat bereits begonnen mit der Dwina, deren Oberlauf in die Wolga abgeleitet wurde, um das Absinken des Kaspischen Meeres als Folge der großen Bewässerungsmaßnahmen aufzuhalten. Ähnlich liegen die Dinge am seichten Aralsee, der schon in etwa 10 Jahren verschwinden soll: hier sollen Zuflüsse des Ob abgeleitet werden, und für eine weitere Zukunft denkt man an den größten der sibirischen

schen Ströme, den Jenissei. In Nordamerika — wo der aride Westen einen besonders hohen Wasserbedarf hat — werden ähnliche Pläne diskutiert, die vor allem den Mackenzie betreffen. Auch wenn jeweils nur ein kleiner Teil der Wassermenge (maximal 10–15 %) erfaßt wird: damit wird die salzarme Deckschicht im Eismeer verringert, was nur zu einer Abnahme der Eisdecke führen kann. Die technische Durchführbarkeit solcher Projekte steht außer Frage, ihre Notwendigkeit zur Kultivierung der Trockengebiete ist ebenfalls gegeben. Auch das viel diskutierte Projekt des russischen Ingenieurs BORISSOW — Abdämmung der seichten Beringstraße und Abpumpen der salzarmen Deckschicht des Eismees zum Pazifik hin — hätte die gleiche Folge. Aber eine andere Folge darf nicht vergessen werden: in der kalten Jahreszeit müßte die starke Verdunstung eines eisfreien Meeres zu riesigen Schneefällen an den jetzt so trockenen Küsten des Eismees führen.

Die Folgen klimatischer Modifikationen können sehr weitreichend sein — viel weiter, als manche Ingenieure oder Journalisten sich das vorstellen können. Die starke Rückkoppelung zwischen arktischem Meereis und Klima steht in vollem Gegensatz zu der dämpfenden Rolle, die die Riesenmasse der Ozeane auf Wärme- und Wasserhaushalt ausübt. Es muß deshalb mit allem Ernst vor der Inangriffnahme technisch möglicher Riesenprojekte gewarnt werden, bevor ihre oft unerwarteten Folgen genau geprüft worden sind. Dies ist aber heute prinzipiell möglich: die erwähnten Klima-Modelle zählen wegen der vielen nichtlinearen Wechselwirkungen und der notwendig hohen räumlich-zeitlichen Auflösung zu den umfangreichsten Modellrechnungen, die auch heute noch — wie seit den ersten Versuchen einer numerischen Vorhersage (1949) — die höchsten Anforderungen an Rechengeschwindigkeit und Speichervermögen unserer Rechenanlagen stellen. Hinzu kommt die mathematische Simulation regionaler und lokaler klimatischer Vorgänge, die nicht ganz so anspruchsvoll ist.

Klimatologie ist heute als physikalisch-mathematische Disziplin eine faszinierende Wissenschaft von höchster gesellschaftlicher Relevanz, eine Zukunftsforschung im besten Sinne, der sich viele unserer besten Köpfe zuwenden. Unser Eingreifen in das komplexe System der klimatogenetischen Faktoren liegt heute — von lokalen Effekten (10^2 – 10^4 km²) abgesehen — gerade an der Grenze der Nachweisbarkeit. Geht aber die Bevölkerungsexplosion mit ihren Folgewirkungen ungehemmt weiter, dann wird in wenigen Jahrzehnten ein Punkt erreicht, an dem irreversible Folgen globalen Ausmaßes eintreten können. Dann stehen wir vor der Frage: dürfen wir den Wasserverbrauch pro Kopf, die Energieproduktion pro Kopf unkontrolliert weiter ansteigen lassen? Damit erhält die Klimatologie — neben (und gemeinsam mit) der Ozeanographie — neue große Aufgaben voll höchster Verantwortung, die sie mit den heute verfügbaren Arbeitsmethoden in Angriff nehmen kann.

Literatur

- (1) BROWN, L. R. (et al.): The social impact of the green revolution. International Conciliation No. 581 (New York 1971).
- (2) BUDYKO, M. J.: siehe SMIC-Report, (23) S. 125.
- (3) ELLIS, H. T.; PUESCHEL, R. F.: Solar radiation: Absence of air pollution trends at Mauna Loa. Science 172 (1971) S. 845–846.
- (4) FLOHN, H.: Die Tätigkeit des Menschen als Klimafaktor. Z. Erdk. 9 (1941) S. 13–22.
- (5) FLOHN, H.: Ein geophysikalisches Eiszeitmodell. Eiszeitalter u. Gegenwart 20 (1969) S. 204–231.
- (6) FLOHN, H.: Etude des conditions climatiques de l'avance du desert (Rapport préliminaire). Tunis 1970. 17 pp.
- (7) KELLER, R.: Water balance in the Federal Republic of Germany. Sympos. on World Water Balance. Int. Assoc. Sci. Hydrol. 93 (1969) S. 300–314.
- (8) KONDRATIEV, K. Ya.; NIKOLSKY, G. A.: Solar radiation and solar activity. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 96 (1970) S. 509–522.
- (9) KORFF, H. Cl.; FLOHN, H.: Zusammenhang zwischen dem Temperaturgefälle Äquator–Pol und den planetarischen Luftdruckgürteln. Ann. Meteor. N. F. 4 (1969) S. 163–164.
- (10) LAMB, H. H.: The changing climate. Selected papers. London: Methuen 1966.
- (11) LAMB, H. H.: On climatic variations affecting the Far South. WMO Techn. Note No. 87 (1967) = WMO No. 211. T. P. 111. S. 428–453.
- (12) LAMB, H. H.: Volcanic dust in the atmosphere: with a chronology and assessment of meteorological significance. Philos. Trans. Roy. Soc. London 266 (1970) S. 425–533.
- (13) LANDSBERG, H.: Man-made climatic changes. Science 170 (1970) S. 1265–1274.
- (14) LORENZ, E. N.: Climatic determinism. Amer. Meteor. Soc. Meteor. Monogr. 30 (1968) S. 1–3.
- (15) LVOVITCH, M. J.: Water resources of the future (russ.) Leningrad 1969 (siehe auch SMIC-Report (1971) S. 65).
- (16) MANABE, S.; WETHERALD, R. T.: Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity. J. atmosph. Sci. 24 (1967) S. 241–259.
- (17) MITCHELL, J. MURRAY, Jr.: A preliminary evaluation of atmospheric pollution as a cause of the global temperature fluctuation of the past century. In: F. S. SINGER, Global effects of environmental pollution (1970) S. 139–155.
- (18) PÜTZ, F. R.: Klimatologische Mittelkarten der Nordhemisphäre für die Temperatur im Dezennium 1961/70. Berliner Wetterk. 1971. Beil. Nr. 106 SO 30.
- (19) REIDAT, R.: Über den Einfluß der Stadt auf die Niederschlagsverteilung in Hamburg. Wetter u. Leben 23 (1971) S. 1–6.
- (20) v. RUDLOFF, H.: Die Schwankungen und Pendelungen des Klimas in Europa seit dem Beginn der regelmäßigen Instrumenten-Beobachtungen. Braunschweig 1967.
- (21) SCHÜEPF, W.: Rayonnement et trouble atmosphérique en régions équatoriales. Annals of the JGY 32 (1964) S. 87–95.
- (22) SCEP-Report: Man's impact on the global environment. Report of the Study of Critical Environmental Problems (SCEP) Cambridge, Mass.: MIT-Press 1971. 308 S.
- (23) SMIC-Report: Inadvertent climate modification. Report of the Study of Man's Impact on Climate (SMIC). Cambridge, Mass.: MIT-Press 1971.
- (24) YAMAMOTO, G.; TANAKO, M.; ARAO, K.: siehe SMIC-Report, (23) S. 219.

Probleme der numerischen Wettervorhersage

1. Einleitende Bemerkungen

Die Methoden der numerischen Wettervorhersage sind im letzten Jahrzehnt in die Routineoperationen vieler Wetterdienste eingedrungen, wo sie eine wesentliche Grundlage des prognostischen Dienstes liefern. Die allgemein übliche Bezeichnung „numerische Wettervorhersage“ ist allerdings nicht sehr glücklich gewählt, da sie die Besonderheiten der Methode nicht ausreichend charakterisiert und auch ihre Zielsetzung nur ungenau angibt.

Bekanntlich liefern die Methoden der numerischen Wettervorhersage ja keine direkte Wettervorhersage, wie sie etwa öffentlich verbreitet wird, sondern eine quantitative Angabe der zukünftigen Verteilung wesentlicher atmosphärischer Zustandsgrößen wie Druck, Temperatur oder Windgeschwindigkeit; diese Vorhersage wird deterministisch aus einer beobachteten Anfangssituation berechnet.

Als Grundlage dient das System der hydro-thermodynamischen Grundgleichungen, wobei die daraus abgeleiteten prognostischen Beziehungen aufgrund ihrer Nichtlinearität den Einsatz numerischer Lösungsmethoden erfordern. Diese Aufgabe kann wegen der großen Menge der für eine numerische Wettervorhersage erforderlichen Rechenoperationen nur mit Hilfe elektronischer Rechanlagen gelöst werden; das wesentliche ist jedoch nicht die numerische Lösungstechnik, sondern die Fundierung der Methodik in den allgemeinen physikalischen Gesetzen. Demgegenüber beruhen die mehr empirisch orientierten Vorhersagemethoden der konventionellen Synoptik auf meteorologischen Erfahrungsregeln, die oft nicht quantitativ formuliert werden können und in ihrer Anwendung zusätzliche subjektive Entscheidungen erfordern.

Die physikalischen Gesetzmäßigkeiten, welche das Verhalten der Atmosphäre regeln und die Grundlage der numerischen Wettervorhersage bilden, sind überaus kompliziert; sie verknüpfen nicht nur unterschiedliche Zustandsgrößen miteinander, sondern auf Grund ihrer Nichtlinearität auch unterschiedliche „scales“ (charakteristische Horizontalerstreckungen). Zudem sind diese Gesetzmäßigkeiten nur unvollständig bekannt, was besonders für den Bereich der kleinräumigen Prozesse zutrifft.

Man kann deshalb zu einem vollständigen prognostischen Gleichungssystem nur gelangen, wenn man vereinfachende Modellannahmen wie z. B. die Vernachlässigung diabatischer Zustandsänderungen oder die Ausfilterung irrelevanter Lärmprozesse einführt. Je nach der beabsichtigten Anwendung, den regionalen Besonderheiten und der verfügbaren Rechenleistung können diese einschränkenden Modellannahmen unterschiedlich gewählt werden; sie führen entsprechend zu

unterschiedlichen Vorhersagemodellen und unterschiedlichen numerischen Vorhersagen bei gleicher Ausgangssituation.

Außer den physikalisch motivierten Modellannahmen, die einem Vorhersagemodell ein abgeschlossenes System prognostischer Differentialgleichungen zuordnen, sind noch zusätzliche Modellspezifikationen mehr technischer Natur erforderlich, welche den Übergang zu den numerisch lösbaren Differenzgleichungen ermöglichen; dazu gehören z. B. die vertikale Schichteneinteilung, die horizontale Gitterstruktur oder die verwendeten Approximationen. Auch diese numerischen Modellannahmen haben großen Einfluß auf die Leistungsfähigkeit eines Vorhersagemodelles; im allgemeinen ist es daher sinnvoll, physikalische Modellverbesserungen durch entsprechende Verfeinerung der numerischen Techniken zu ergänzen.

Neben der „Modellierung“, die man generell als eine Vereinfachung individueller atmosphärischer Abläufe oder Prozesse ansehen kann, wird in den letzten Jahren auch der Begriff der „Parametrisierung“ subskaliger Effekte häufig verwendet. Man versteht darunter die Erfassung des mittleren Einflusses der numerisch nicht mehr auflösbaren Vorgänge auf die im Modell explizit geführten Zustandsgrößen, die als repräsentative Mittelwerte für ein Raumgitterelement interpretiert werden können. Als bekannte Beispiele zu parametrisierender Effekte seien der durch die Cumuluskonvektion bewirkte vertikale Wärme- und Impulstransport sowie die turbulenten Vertikalflüsse in der atmosphärischen Grenzschicht angeführt.

2. Jetziger Stand der numerischen Wettervorhersage

Heute können die in den fünfziger und frühen sechziger Jahren dominierenden quasigeostrophischen Modelle als veraltet gelten; auch die sog. gefilterten nicht-geostrophischen Modelle, bei denen durch passende Modellannahmen der sogenannte meteorologische Lärm von der Integration ausgeschlossen wird, verlieren an Bedeutung und werden fast nur noch von den kleineren Diensten angewendet. Es erscheint jedoch nicht ausgeschlossen, daß in Zukunft bei der Einschachtelung feiner Gitter in grobmaschigere Gitternetze gefilterte Modelle wegen ihrer günstigeren Übergangsbedingungen an den Nahtstellen wieder mehr Bedeutung erlangen.

Barotrope Vorhersagemodelle in gefilterter oder auch ungefilterter Version sind als räumlich zweidimensionale Modelle wegen ihrer Schnelligkeit in der Prognosenberechnung noch allgemein beliebt. Sie liefern angesichts ihrer einschneidenden Modellannahmen, die nur ein vertikal gemitteltes Verhalten der Atmosphäre ohne die Möglichkeit barokliner Entwicklungen beschreiben können, Vorabinformationen von erstaunlich hoher Qualität.

Als wesentliche Routinemodelle werden heute von den großen Wetterdiensten vorwiegend barokline ungefilterte Modelle mit fünf und mehr Vertikalschichten eingesetzt. Diese ungefilterten Modelle benutzen die Bewegungsgleichungen in undifferenzierter Form, jedoch mit hydrostatischer Approximation. Durch diese Vereinfachung wird die vertikale Schallausbreitung unterbunden; Zeitschritte von ca. 5 bis 10 Minuten sind dann bei horizontalen Maschenweiten von 300 bis 400 km noch numerisch stabil.

Im allgemeinen sind diese Modelle nicht mehr adiabatisch, sondern berücksichtigen in den modernen Versionen bereits Feuchte und Kondensation mit ersten Ansätzen zu einer Niederschlagsvorhersage; teilweise werden auch schon Strahlungseinflüsse pauschal in Rechnung gestellt. Nahezu alle Modelle parametrisieren — noch recht unvollkommen — die Vertikalflüsse durch die untere Begrenzung der Atmosphäre und den turbulenten Austausch von Impuls und Wärme.

Im Routineeinsatz werden in der numerischen Wettervorhersage überwiegend sog. Differenzenmodelle verwendet, welche das Raum-Zeit-Kontinuum durch Punktgitterstrukturen und Differentialquotienten durch Differenzenquotienten approximieren. Diese Differenzenverfahren haben den Vorzug wesentlich geringeren numerischen Aufwands gegenüber den spektralen Methoden, bei denen zumindest die horizontale Variabilität durch eine endliche Reihe passender Eigenfunktionen wiedergegeben wird.

Eine besondere Schwierigkeit vor allem der Differenzenverfahren für ungefilterte Modelle war anfangs das Problem der nichtlinearen numerischen Instabilität. Diese Form der Instabilität geht darauf zurück, daß die aus der endlichen Maschenweite eines Punktgitters resultierende Beschränkung in der spektralen Auflösung das Funktionieren der Energiekaskade zu kürzeren Wellenlängen behindert; sie macht sich als eine unrealistische Amplifizierung in den kürzesten, im horizontalen Punktgitter noch möglichen Wellenlängen bemerkbar. Man ist heute in der Lage, diese nichtlineare Instabilität durch geeignete Differenzenverfahren zu vermeiden bzw. so herabzusetzen, daß die Integration mit Hilfe einer künstlichen Austauschreibung stabilisiert werden kann. Diese mehr technische Lösung der durch die mangelhafte numerische Simulation der Energiekaskade aufgeworfenen Probleme ist jedoch nur für Kurzfristvorhersagen wirklich brauchbar. Bei längerfristigen numerischen Vorhersagen können die bisher bekannten Differenzenverfahren das beobachtete Energiespektrum der atmosphärischen Bewegungen nur recht mangelhaft wiedergeben.

Zur Zeit werden mit komplizierten und aufwendigen Kurzfristvorhersagemodellen Zeiträume von 2 bis 3 Tagen überbrückt, an die sich eine Erweiterung auf 4 bis 5 Tage mit einfachen barotropen Modellen anschließen kann. Diese barotrope Ausdehnung des Vorhersagebereichs ist z. Z. noch wegen des relativ hohen Aufwands der komplizierteren Modelle vorteilhaft. Diese benötigen ca. $\frac{1}{2}$ bis 1 ganze Stunde Rechenzeit für 1 Tag Vorhersagedauer; bei Vorhersagen über 3 bis 5 Tage wird dieser hohe Aufwand heute noch nicht durch eine entsprechende Überlegenheit gegenüber den etwa zehnmal schnelleren barotropen Modellen gerechtfertigt.

Die Leistungsfähigkeit der numerischen Wettervorhersagemethoden wird z. Z. noch wesentlich durch die im Routinedienst verfügbaren Rechenkapazitäten bestimmt. Größere Rechenleistung läßt sich immer noch relativ einfach (nämlich durch höhere numerische Auflösung) in verbesserte Kurzfristvorhersagen umsetzen, wobei sich wegen der raschen Verfallzeit Qualität und Schnelligkeit ergänzen müssen. In der Praxis werden deshalb oft physikalisch weniger befriedigende, aber numerisch schnellere Verfahren eingesetzt, auch wenn

ihre Anwendbarkeit nur für kürzere Vorhersagezeiten möglich ist. Selbstverständlich wird die Leistungsfähigkeit der numerischen Wettervorhersage auch noch durch andere Faktoren wie Ungenauigkeiten der Ausgangsanalysen sowie unzureichende Modellierung bzw. Parametrisierung beschränkt.

Eine Ausdehnung der Vorhersagedauer auf mittelfristige Bereiche von etwa 1 Woche und darüber hinaus erscheint prinzipiell als möglich, wie die prognostische Erprobung der zur numerischen Simulation der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation entwickelten Modelle gezeigt hat.

Für barokline Vorhersagen über ca. 5 Tage hinaus wird vermutlich die Entwicklung eigener Modellversionen erforderlich. Diese werden den Zirkulationsmodellen entsprechen und sich von speziellen Kurzfristvorhersagemodellen vor allem in technischer Hinsicht unterscheiden.

Der Erfolg der jetzigen Kurzfristmodelle beruht im wesentlichen auf ihrer Fähigkeit, die zeitlichen Umverteilungen und Umwandlungen innerhalb des durch die Anfangsanalyse gegebenen Vorrats an mechanischer und innerer Energie einigermaßen richtig zu beschreiben und insbesondere den Gewinn kinetischer Energie aus der Baroklinität vorherzusagen. Damit werden die für die Kurzfristvorhersage wesentlichen Prozesse wie die Verlagerungen wetterwirksamer Gebilde und auch Zyklogenese weitgehend beherrscht. Die von den Modellen zum Teil ebenfalls berücksichtigten anderen Energieumsetzungen wie z. B. die Produktion mechanischer Energie durch Wärmezufuhr oder die Dissipation, verlaufen im allgemeinen wesentlich langsamer und bleiben deshalb für die Kurzfristvorhersage von geringerer Bedeutung. So führt beispielsweise eine detaillierte Berücksichtigung der Feuchteverteilung und der Kondensation im allgemeinen nicht zu einer merklichen Verbesserung der 24stündigen Vorhersage der Luftdruckverteilung.

Numerische Modelle für Mittelfristvorhersagen müssen dagegen auch die für diesen längeren Zeitraum wesentlichen Energieumsetzungen wie z. B. die Produktion mechanischer Energie durch eine sehr sorgfältige und konsistente Modellierung bzw. Parametrisierung der beteiligten Vorgänge (wie Kondensation, Strahlung, Grenzschichteffekte) erfassen. Für diese Modelle ist ferner eine genaue numerische Beachtung der wesentlichen Erhaltungsprinzipien für Energie und Enstrophie durch geeignete Differenzenformulierungen sehr viel vorzuziehen als für ausgesprochene Kurzfristmodelle.

Generell werden deshalb bei gleichem Aufwand Kurzfristmodelle eine höhere numerische Auflösung und Mittelfristmodelle eine bessere physikalische Detaillierung aufweisen.

Auch das zu wählende Integrationsgebiet wird unterschiedlich sein. Während für Kurzfristvorhersagen in mittleren Breiten hemisphärische Integrationsgebiete oder auch kleinere Ausschnitte genügen, werden Modelle für mittelfristige Vorhersagen eine genauere Berücksichtigung der Tropenzonen sowie der Zirkulation der Südhemisphäre erfordern und vermutlich mit globalen Integrationsgebieten arbeiten.

3. Aktuelle Probleme der numerischen Kurzfristvorhersage

Zur Zeit steht die Entwicklung numerischer Vorhersagemodelle für den praktischen Einsatz in der Kurzfristvorhersage etwas im Schatten der numerischen Simulation der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation; für diesen Forschungsbereich wurden von mehreren Arbeitsgruppen vornehmlich in den USA physikalisch bereits weitgehend detaillierte Modelle entwickelt. Die Erfahrung mit diesen und auch speziellen Vorher-

sagemodellen zeigt, daß die augenblicklich üblichen horizontalen Punktgitterabstände von 300 bis 400 km kaum ausreichen, die Bewegungsvorgänge des Makro-„scale“ hinreichend zu modellieren; bereits die Vorhersage zyklonaler Wellenstörungen oder der Bewegung von Kaltlufttropfen wird durch die zu geringe Gitterauflösung verfälscht bzw. unmöglich.

Bevor man deshalb an eine erfolgreiche numerische Vorhersage der mehr dem Meso-„scale“ zuzuordnenden wetterwirksamen Phänomene wie Fronten, Niederschlagsgebiete, Bewölkungsfelder oder auch der Strahlströme und Tropopausenschwankungen denken kann, ist es unbedingt notwendig, die numerische Auflösung der Modelle besonders in der Horizontalen wesentlich zu steigern. Nun bedeutet z. B. eine Halbierung der horizontalen Maschenweite wegen der dann zur Gewährleistung numerischer Stabilität erforderlichen Halbierung des Zeitschrittes den achtfachen numerischen Aufwand, also im Routineeinsatz eine um eine Größenordnung höhere Rechenkapazität.

Einer Verfeinerung der Maschenweiten für die Kurzfristvorhersage sind somit Grenzen gesetzt, und es wird zur Zeit von mehreren Forschungsgruppen untersucht, ob die notwendige Gitterverfeinerung auf das für die Vorhersage interessante Teilgebiet beschränkt werden kann, während in dem weniger interessanten Restgebiet der Hemisphäre mit grobmaschigerem Gitter zu rechnen wäre. Da die Wellengeschwindigkeiten von der Maschenweite nicht unabhängig sind und sich deshalb an den Nahtstellen der Gitter unstetig ändern, können dort kurzweilige Störungen ausgelöst werden, welche die synoptisch relevanten Vorgänge überwuchern können; eine wirklich befriedigende Lösung dieses Problems steht noch aus.

Auch die Verwendung eines kleineren Integrationsgebietes — etwa nur Europa und Nordatlantik umfassend — ist bei ungefilterten Vorhersagemodellen wegen der Randbedingungen problematisch und beschränkt die brauchbare Vorhersagedauer auf weniger als 2 Tage.

Trotz dieser Schwierigkeiten kann jedoch erwartet werden, daß in der numerischen Kurzfristvorhersage in den nächsten Jahren Gitterabstände von 100 bis 200 km eingeführt werden können. Diese Reduktion der numerischen Fehlereinflüsse wird automatisch zu besseren Vorhersagen der Verlagerungsgeschwindigkeiten, der kleinräumigen Störungen und auch der Starkwindfelder führen.

Quantitative Niederschlagsprognosen, die allerdings noch eingehender Forschungs- und Entwicklungsarbeiten bedürfen, können bei dieser verbesserten Horizontalauflösung mit Aussicht auf Erfolg in Angriff genommen werden; entsprechende Experimente des britischen Wetterdienstes haben gute Ergebnisse bei der Prognose frontaler Niederschläge gezeigt.

Einer befriedigenden Lösung harrt ebenfalls noch die modellgerechte Berücksichtigung des orographischen Einflusses. Das gerne verwendete σ -System, bei dem der Luftdruck in der Atmosphäre mit Hilfe des Bodendruckes normalisiert und als Vertikalkoordinate verwendet wird, ist für kleinere Maschenweiten weniger geeignet, da dann größere Abweichungen von der Orthogonalität auftreten können.

Als ein weiterhin aktuelles Problem der numerischen Wettervorhersage ist auch das Anfangswertproblem zu nennen. Ungefilterte Vorhersagemodelle benötigen als Anfangsbedingung neben dem üblicherweise beobachteten Geopotentialfeld auch das Windfeld. Dieses wird im allgemeinen nicht direkt den Beobachtungen entnommen, sondern vermittelt diagnostischer Gleichgewichtsbedingungen wie z. B. der Balancegleichung aus der Geopotentialverteilung berechnet. Die Güte dieser relativ aufwendigen „Balancierung“ regelt die Anfangs-

amplituden der in der Prognoserechnung noch enthaltenen unerwünschten Lärmvorgänge; diese Gravitationswellen können sich vor allem im Divergenzfeld und den daraus abgeleiteten Vertikalbewegungen störend bemerkbar machen. Eine Modellierung der unmittelbar mit Vertikalgeschwindigkeiten verknüpften Effekte wie Kondensation und Niederschlag kann deshalb nur zum Erfolg führen, wenn die Amplituden der Gravitationswellen auf ein erträgliches Maß beschränkt bleiben, wenn sich also Druck- und Windfeld in genügender Nähe eines Gleichgewichtszustandes befinden. Da die Balancierung der Anfangsfelder mittels künstlicher Filterbedingungen problematisch bleibt und zudem sehr aufwendig werden kann, versucht man neuerdings, diese Balancierung durch zeitliche Vor- und Rückwärtsintegration der speziellen Modellgleichungen um den Anfangszeitpunkt herum zu erzwingen. Bei diesen Techniken werden die hochfrequenten Lärmschwingungen durch geeignete numerische Filter weggedämpft; oft wird dabei auch die Ausgangsanalyse im Laufe der Anpassungsrechnungen wieder künstlich restauriert. Trotz teilweise recht ermutigender Resultate konnte aber bis heute noch keine für die Routine ausgereifte „Initialisierungsmethode“ angegeben werden. Als Folge der in zunehmendem Maße verfügbar werdenden asynoptischen Satellitensondierungen müssen auch die augenblicklichen Methoden der numerischen Analyse modifiziert und erweitert werden; zur Herstellung des zeitlichen Zusammenhangs asynoptischer Meldungen bzw. Meldungsgruppen wird dabei auf Vorhersagemodelle zurückgegriffen. Diese noch zu entwickelnden Methoden der „vierdimensionalen Analyse“ und „Datenassimilation“ werden vermutlich auch zu einer praktikablen Lösung der „Initialisierung“ für die numerische Wettervorhersage beitragen.

4. Mögliche Ergänzungen der numerisch-dynamischen Vorhersagen.

Die hier angedeuteten möglichen Verbesserungen in der numerischen Kurzfristvorhersage, also insbesondere eine Verfeinerung des Gitters auf etwa 100 km Maschenweite und quantitative Niederschlagsvorhersagen, werden voraussichtlich in den nächsten Jahren auch im Routineeinsatz zum Tragen kommen. Sie werden den Rahmen abgrenzen, innerhalb dessen die dynamischen Vorhersagemodelle unmittelbar zur eigentlichen Wettervorhersage in absehbarer Zeit beitragen können. Obwohl damit sicherlich ein Teil der dem Meso-„scale“ zugehörigen wetterwirksamen Phänomene wie ausgeprägte Fronten mit Niederschlagsgebieten oder Kaltlufttropfen direkt vorhergesagt werden können, müssen für die Prognose besonders der stark regional beeinflussten Parameter wie Bodentemperatur, Nebel u.s.w. weiterhin andere Methoden herangezogen werden.

Die Verfügbarkeit elektronischer Rechanlagen und die Möglichkeiten der Datenfernverarbeitung werden die Entwicklung vorwiegend numerisch-empirischer Verfahren begünstigen, die an eine deterministische Vorhersage der großräumigen Feldvariablen Wahrscheinlichkeitsaussagen für regionale bzw. lokale Phänomene anschließen. Beispielsweise können statistisch abgeleitete Zusammenhänge und einfache lokale Modellvorstellungen mit geringem maschinellen Aufwand wertvolle zusätzliche Informationen für die Vorhersagepraxis ergeben.

In diesem aussichtsreichen Anwendungsgebiet, das auch international noch in seinen Anfängen steckt, lassen sich die regionalen Erfahrungen des synoptischen Dienstes zwanglos mit den Ergebnissen der numerisch-dynamischen Vorhersagen zu einer objektiven Wettervorhersage zusammenfassen. Neben verbesserten regionalen Vorhersagemöglichkeiten kann eine solche Entwicklung auch rückwirkend bessere Parametrisierungsmöglichkeiten für die Vorhersagemodelle eröffnen.

Zyklogenese in numerischen Modellen

Zusammenfassung

Unter Benutzung der quasi-geostrophischen Gleichungen wurden die Anfangstendenzen der barotropen und baroklinen Energieumwandlungen für Stromfelder, die aus einem zonalen Grundstrom mit überlagerten Wellen bestehen, analytisch bestimmt. Zur Prüfung dieser Ergebnisse wurden entsprechende numerische Rechnungen mit einem Fünf-Schichten-Modell durchgeführt, das die primitiven Gleichungen benutzt.

Ein Beispiel dieser Rechnungen wird gezeigt und diskutiert. Außerdem wird auf den Einfluß der Ekman-Schicht auf die Entwicklung eingegangen.

Abstract

Using the quasi-geostrophic equations, the initial tendencies of both barotropic and baroclinic energy conversions were evaluated analytically for flow fields, consisting of waves superimposed on a zonal flow. To test the results, respective numerical computations with a five-layer primitive equations model have been performed.

An example of the computations is presented and discussed. Furthermore the influence of the Ekman-layer on the development is shown.

Die in den letzten Jahren besonders in den USA durchgeführten Rechnungen zur allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre zeigen u. a. recht eindrucksvoll die Entwicklung von Zyklonen und Antizyklonen. Wenn auch derartige Vorgänge in diesen numerischen Experimenten ähnlich ablaufen wie in der Atmosphäre, so ist es praktisch unmöglich, hierfür eine eingehende dynamische Begründung anstelle einer einfachen Beschreibung zu geben. Das rührt daher, daß diese Rechenmodelle wegen ihres komplizierten Aufbaus im allgemeinen nicht in der Lage sind, die dynamischen Hintergründe von Einzelphänomenen aufzulösen. Letztere bleiben in der globalen oder hemisphärischen Gesamtstatistik verborgen. Es erscheint daher sinnvoll, mit vereinfachten Modellen dynamische Besonderheiten der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation zu untersuchen.

Auf dieser Ebene wurden für einen zwischen zwei Breitenkreisen eingespannten Bereich der Atmosphäre (Kanalmodell) barotrope und barokline Entwicklungen und ihr Zusammenwirken bei der Zyklogenese untersucht. Hierzu wurden die beiden folgenden Wege beschritten:

a) Analytische Bestimmung der Entwicklungstendenzen für eine vorgegebene Anfangsverteilung von Strömungs- und Massenfeld mit Hilfe des quasi-geostrophischen Gleichungssystems (Vorticitygleichung, 1. Hauptsatz, ω -Gleichung).

b) Prüfung der unter a) gewonnenen Ergebnisse und Untersuchung der Einflüsse bestimmter Parameter — wie Bodenreibung und durch die Ekman-Schicht induzierte Vertikalgeschwindigkeit — mit einem numerischen Rechenmodell, welches die primitiven Gleichungen benutzt.

Für die numerischen Rechnungen wurde eine Kanalversion des baroklinen Fünf-Schichten-Modelles des DWD, (1), (3), verwendet, einmal mit der ursprünglichen Formulierung des Differenzenverfahrens (Eliassen-Gitter; leap-frog), zum anderen in einer abgeänderten Fassung (LAX-WENDROFF).

Als Anfangsfeld für die Untersuchungen diente ein von der geographischen Breite y und dem Druck p abhängiger Grundstrom:

$$\bar{u} = 2 \left(1 - \frac{p}{p_0}\right) U_1 \left[\left(1 - \cos \frac{2\pi}{B} y\right) + q \left(1 - \cos \frac{4\pi}{B} y\right) \right] \quad [1]$$

mit einer überlagerten barotropen, d. h. von p unabhängigen Störung

$$\begin{aligned} \psi' &= -\frac{v_n \lambda}{4\pi} \left(1 - \cos \frac{2\pi}{B} y\right) \sin \frac{2\pi}{\lambda} x \\ u' &= -\frac{\partial \psi'}{\partial y} & v' &= \frac{\partial \psi'}{\partial x} \end{aligned} \quad [2]$$

U_1 , v_n sind Parameter des Geschwindigkeitsfeldes, q bestimmt das Meridionalprofil von $\bar{u}$, L und B sind Länge und Breite des Kanals, d. h. $0 \leq x \leq L$, $0 \leq y \leq B$. $\lambda = L/n$ ist die Wellenlänge der Störung.

Die etwas willkürliche Wahl dieses Anfangszustandes erfolgte nach dem Gesichtspunkt, bei möglichst weitgehender Ähnlichkeit mit synoptischen Feldern den Rechenaufwand für die analytischen Berechnungen in erträglichen Grenzen zu halten.

Die Ergebnisse der analytischen Rechnungen konnten in eine Form gebracht werden, die bei gegebener kinetischer Energie von Grundstrom und Störung und bei gegebener Geometrie des Kanals eine Abhängigkeit der zu erwartenden Entwicklung von drei Parametern aufzeigt.

*) Vortragender

Dies sind

- 1) Die Wellenlänge λ der Störung.
- 2) Die statische Stabilität der Atmosphäre σ .
- 3) Der Parameter q (s. [1]).

Der Parameter q , der das Meridionalprofil des Grundstromes bestimmt, beeinflußt vor allem die barotrope Entwicklung. Die stärksten Entwicklungen bekommt man für negative Werte von q . Das hat seine Ursache darin, daß der mittlere Zonalimpuls zeitlich konstant bleibt, d. h. er muß seinen Anfangswert $U_1(1+q)$ behalten. Damit steht mehr zonale kinetische Energie zur Umwandlung in Störungsenergie zur Verfügung, wenn $q < 0$ ist; theoretisch könnte für $q = -1$ sogar sämtliche anfangs vorhandene zonale kinetische Energie in Störungsenergie verwandelt werden. Die barokline Entwicklung wird von dem Parameter q nur unwesentlich beeinflußt.

Auf der anderen Seite beeinflußt eine Variation der atmosphärischen Stabilität σ vor allem die baroklinen

Umwandlungstendenzen, die barotropen aber nur sehr viel geringer. Die barokline Umwandlung vergrößert sich mit abnehmendem σ , gleichzeitig verschiebt sich der Wellenlängenbereich, in dem die maximale Instabilität auftritt, zu kleineren Werten von λ . Insgesamt sollten bei geeigneten Werten der statischen Stabilität aus einem Spektrum von Wellen relativ kurze Wellenlängen durch barokline Prozesse anwachsen, während lange Wellen infolge barotroper Prozesse ihre Amplitude vergrößern. In der Atmosphäre identifiziert man die eben genannten baroklinen Entwicklungen mit den Zyklonenwellen, denn sie sind das „Nebenprodukt“ eines großräumigen Wärmeaustausches und damit nur durch thermodynamische Prozesse erklärbar. Barotrope Prozesse sind in der Atmosphäre hauptsächlich für die Erzeugung der langen planetarischen Wellen verantwortlich.

Die oben genannten analytischen Abhängigkeiten konnten durch numerische Rechnungen weitgehend bestätigt werden (Einzelheiten s. (2)).

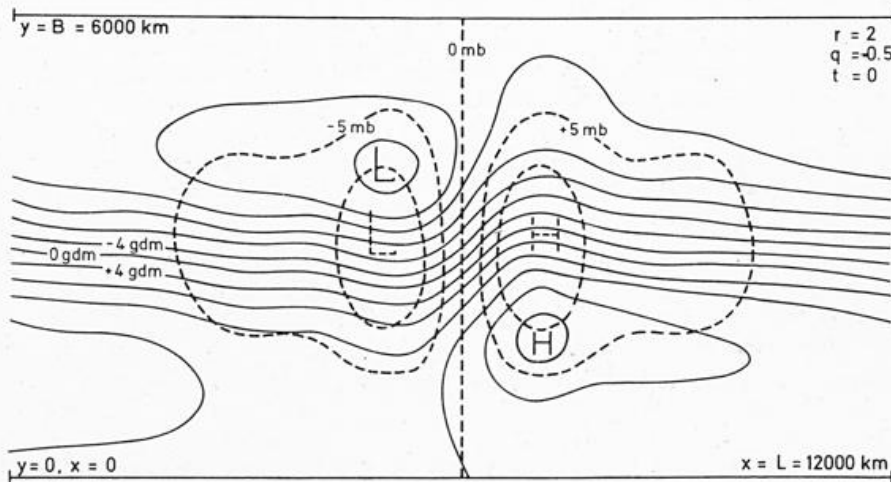


Abb. 1 a

Energiestatistik:

$$\begin{aligned} K_Z &= 485 & K_E &= 58 \\ A_Z &= 1849 & A_E &= 0 \\ C(A_Z K_Z) &= 0 & C(A_E K_E) &= 0 \\ C(A_Z A_E) &= 0 & C(K_Z K_E) &= 0 \end{aligned}$$

n	K_{En}	A_{En}
1	19.8	0.0
2	11.3	0.0
3	9.6	0.0
4	9.0	0.0
5	8.6	0.0
6	0.0	0.0
7	0.0	0.0
8	0.0	0.0
9	0.0	0.0

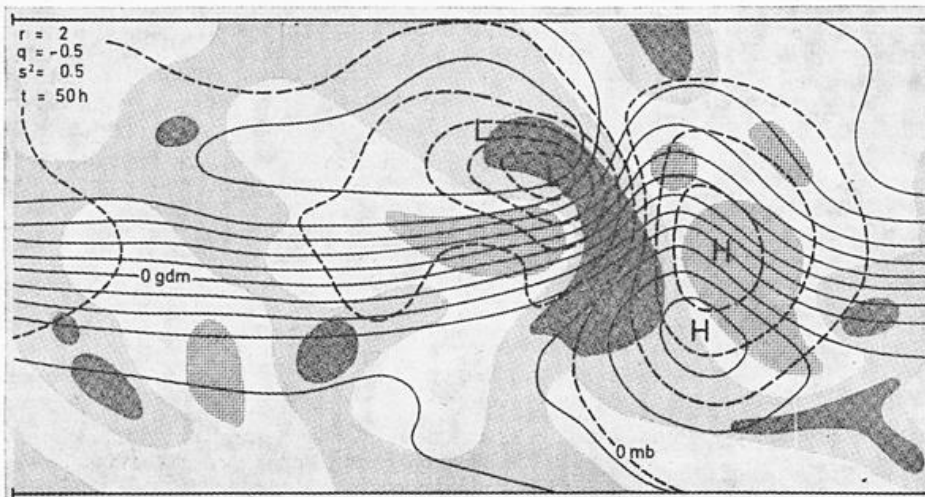


Abb. 1 b

Energiestatistik:

$$\begin{aligned} K_Z &= 427 & K_E &= 123 \\ A_Z &= 1688 & A_E &= 87 \\ C(A_Z K_Z) &= -126 & C(A_E K_E) &= 436 \\ C(A_Z A_E) &= 1403 & C(K_Z K_E) &= 374 \end{aligned}$$

n	K_{En}	A_{En}
1	49.5 (55.0)	50.7
2	40.1 (47.0)	27.0
3	22.5 (35.0)	7.3
4	7.9 (18.0)	1.1
5	2.1 (0.0)	0.7
6	0.9 (0.0)	0.2
7	0.3 (0.0)	0.1
8	0.1 (0.0)	0.0
9	0.0 (0.0)	0.0

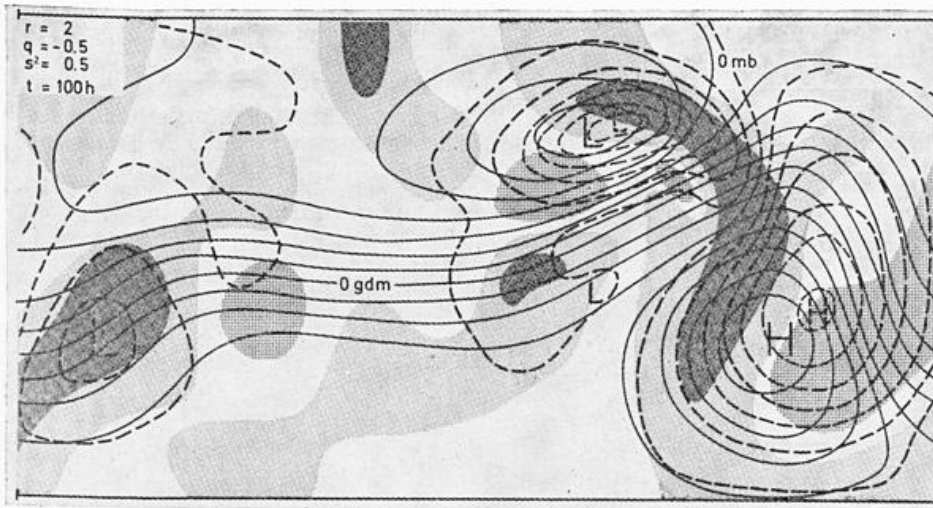


Abb. 1 c

Energiestatistik:

$K_Z = 302$ $K_E = 321$
 $A_Z = 1332$ $A_E = 268$
 $C(A_Z K_Z) = -126$ $C(A_E K_E) = 1016$
 $C(A_Z A_E) = 2625$ $C(K_Z K_E) = 478$

n	K_{En}	A_{En}
1	128.5	156.4
2	136.3	91.0
3	45.4	15.9
4	5.6	2.1
5	2.4	1.0
6	1.2	0.4
7	0.6	0.2
8	0.4	0.1
9	0.2	0.1

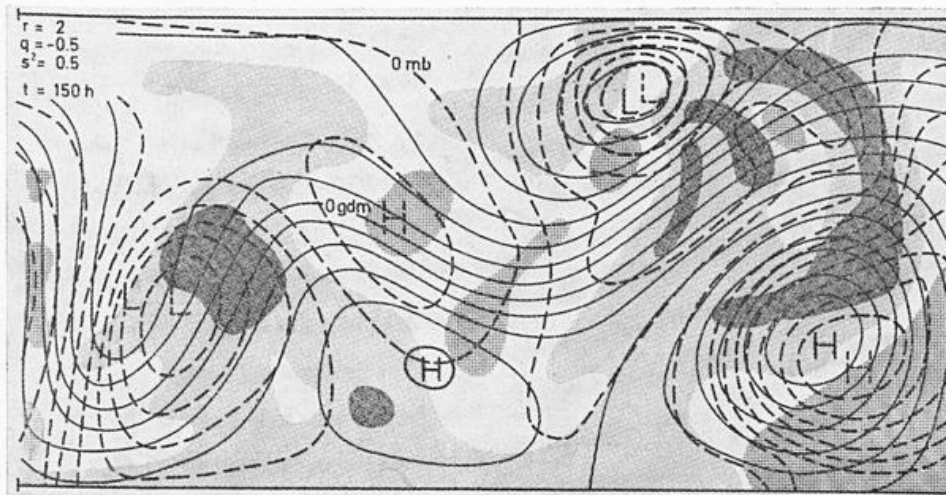


Abb. 1 d

Energiestatistik:

$K_Z = 223$ $K_E = 544$
 $A_Z = 828$ $A_E = 471$
 $C(A_Z K_Z) = -106$ $C(A_E K_E) = 1545$
 $C(A_Z A_E) = 2922$ $C(K_Z K_E) = -9$

n	K_{En}	A_{En}
1	190.4	247.8
2	294.0	196.8
3	39.9	15.3
4	10.3	6.7
5	5.0	2.2
6	1.6	0.7
7	1.0	0.4
8	0.9	0.3
9	0.6	0.2

Abb. 1 a - 1 d

Entwicklung der ersten fünf Oberwellen in einem Kanal der Länge $L = 12000$ km und der Breite $B = 6000$ km mit $f = 10^{-4}$ sek $^{-1}$. Dargestellt sind Linien gleichen Bodendrucks sowie gleicher Höhenabweichungen der 500-mb-Fläche vom Mittelwert. Die Vertikalgeschwindigkeit in 800 mb ist durch unterschiedliche Schattierung gekennzeichnet: Stark punktiert: $\omega \leq -1$ mb/h, punktiert: -1 mb/h $\leq \omega \leq 0$, weiß: $0 \leq \omega \leq 1$ mb/h, schraffiert: $\omega \geq 1$ mb/h.

An der rechten Seite ist jeweils eine Energiestatistik aufgetragen. Es bedeuten: K_Z : zonale kinetische Energie, K_E : kinetische Energie der Störungen, A_Z : verfügbare zonale potentielle Energie, A_E : verfügbare potentielle Energie der Störungen; $C(\alpha, \beta)$: Energieübergang von α nach β ; $n = 1, 2, \dots, 9$: Wellenzahl. Die Einheit der Energien ist 10^9 W/m 2 , die der Energieumwandlungen 10^9 W/m 2 . Zu den errechneten Wellenenergien K_{En} sind für $t = 50$ h zum Vergleich die theoretisch zu erwartenden in Klammern angegeben.

Die analytischen Rechnungen setzten die Anwesenheit von nur einer Welle in der Anfangsstörung voraus und untersuchten ihren energetischen Bezug zum zonalen Grundstrom. Abb. 1 zeigt Ergebnisse einer numerischen Rechnung, bei der anfänglich fünf Wellen der Form [2] (mit $n = 1, 2, \dots, 5$) einander überlagert wurden. Bei einer derartigen Überlagerung mehrerer Wellen treten nicht-lineare Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Wellen auf, die sich vermutlich analytisch nur sehr schwer berechnen lassen. Vernachlässigt man diese Wechselwirkungen, so sollte nach der Theorie die erste Welle ($n = 1$) hauptsächlich durch barotrope Umwandlung anwachsen, die zweite Welle ($n = 2$) sich gleichermaßen barotrop und baroklin entwickeln, die dritte und vierte Welle ($n = 3$) und ($n = 4$) ein Wachstum infolge überwiegender barokliner Instabilität zeigen und die fünfte Welle ($n = 5$) gedämpft sein, da hier sowohl barotrope als auch barokline Stabilität vorliegt. Die Entwicklung der fünf Wellen im numerischen Modell entspricht etwa dieser Vorhersage; die zweite Welle gewinnt stark an Energie und

dominiert nach einigen Tagen. Interessant ist die kräftige Zyklonogenese mit gleichzeitiger Ausbildung eines Höhentrog, die am linken Kartenrand nach 100 Stunden erkennbar ist und eine Wellenzahl von $n \approx 2$ aufweist. Interessant ist ferner die frontenartige Struktur der Vertikalgeschwindigkeit in 800 mb.

Mit dem geänderten Verfahren (LAX-WENDROFF) wurden entsprechende Rechnungen auch unter Einbeziehung einer Ekman-Schicht durchgeführt. Die hauptsächlich durch Reibungseffekte bedingte Vertikalgeschwindigkeit an der Obergrenze dieser Schicht wird mit Hilfe der Vorticitygleichung bestimmt. Abb. 2 zeigt ein Ergebnis einer Rechnung, die ebenfalls von dem Anfangsfeld der Abb. 1a ausgeht. Aufgetragen ist hier die Änderung der Wellenenergien in den ersten fünfzig Modellstunden mit und ohne Berücksichtigung der Ekman-Schicht. Wie erwartet, wird die gesamte Entwicklung durch die Einbeziehung der Reibungsschicht verringert. Eine detaillierte Analyse der Energieumwandlungen zeigt, daß die

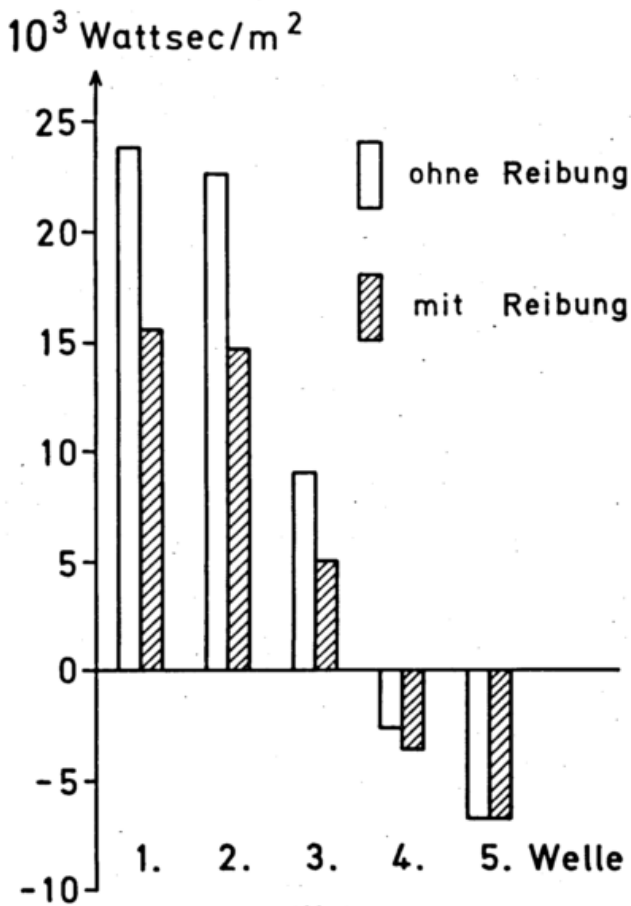


Abb. 2
Zuwachs der kinetischen Energie der ersten fünf Wellen in
den ersten fünfzig Modellstunden.

Energie durch den sogenannten Druckwechselwirkungs-
term aus der freien Atmosphäre in die Bodenschicht
transportiert und dort dissipiert wird.

Ein ausführlicher Bericht über die Behandlung der
Reibungsschicht und die damit erzielten Ergebnisse wird
vorbereitet.

Diese Untersuchungen wurden von der Deutschen For-
schungsgemeinschaft unterstützt.

Literatur

- (1) EDELMANN, W.: On the behaviour of disturbances in
a baroclinic channel. Res. Div., Germ. Weather Serv.,
Summ. Rept. No. 2, Part F, S. 1-35, Offenbach (M)
1964.
- (2) FISCHER, G.; RENNER, V.: Numerical and analytical
studies on the energy conversion in a baroclinic mo-
del. J. atmosph. Sci. 28 (1971) No. 4, S. 512-522.
- (3) REISER, H.: Tests on numerical stability of the pri-
mitiv equations using the Eliassen grid. Res. Div.,
Germ. Weather Serv., Summ. Rept. No. 2, Part E,
S. 1-6. Offenbach (M) 1964.

Über den Wert barokliner Vorhersagekarten für die Wetterprognose in Mitteleuropa

Zusammenfassung

Nach einer kurzen zusammenfassenden Darstellung subjektiver Erfahrungen mit baroklinen Vorhersagekarten werden die für einen mitteleuropäischen Gitterpunkt vorhergesagten Werte für den Bodendruck und die Höhe der 500-mb-Fläche statistisch untersucht. Dabei ergibt sich u. a. eine deutliche Beziehung zwischen den mittleren Fehlern und einzelnen Großwetterlagen. Auch die für ein größeres Gebiet geltenden mittleren Gütefaktoren zeigen eine – wenn auch unterschiedliche – Abhängigkeit von Großwettertypen. Schließlich werden mittlere Gütefaktoren für einige Umstellungslagen dargestellt.

Abstract

After a short review on subjective experiences with baroclinic forecastmaps values of surface pressure and height of 500 mb level predicted for a middle-european gridpoint are statistically investigated. The result is a clear relation between the mean errors and several types of large weather situations. Also mean factors of quality relating to a larger area indicate a – although different – dependence upon types of large weather situations. Finally mean factors of quality are presented for some transition situations.

Aus der täglichen Verwendung barokliner Vorhersagekarten im synoptischen Dienst sind eine Reihe typischer Eigenschaften bekannt geworden, die sich wie folgt zusammenfassen lassen:

- 1.) Im Durchschnitt verlagern sich Druckgebilde etwas zu langsam.
- 2.) Die Intensität der Druckgebilde wird überwiegend zu schwach vorhergesagt.
- 3.) Kleinräumige Entwicklungen werden oft ungenügend oder auch gar nicht erfaßt.

Diese Fehler, die vor allem mit der Maschenweite des benutzten Gitternetzes in Zusammenhang stehen, sind generelle Eigenschaften aller numerischen Modelle und gelten weltweit.

Hier soll jedoch die Güte der baroklinen Vorhersagen speziell für den mitteleuropäischen Raum behandelt werden. Wir verwenden dafür zunächst die vorhergesagten Werte der letzten drei Jahre für einen Gitterpunkt, der für das westliche Deutschland repräsentativ ist und bei $49,6^\circ \text{ N} / 7,5^\circ \text{ E}$ nördlich von Kaiserslautern liegt. In Abb. 1 ist die Häufigkeitsverteilung der Fehler im Sommer dargestellt, oben für 500 mb, unten für den Bodendruck.

Die Verteilung weist eine ausgeprägte Unsymmetrie auf, die bei den 48stündigen Fehlern noch stärker ist als bei den 24stündigen. Diese Unsymmetrie findet sich sowohl am Boden, als auch in der Höhe. Das bedeutet, daß der Luftdruck am Boden bzw. die Höhe der 500-mb-Fläche über Mitteleuropa im allgemeinen zu niedrig vorhergesagt werden. Im Winter ist dies noch extremer ausgeprägt, wie Abb. 2 zeigt. Der systematische Niveau-Fehler weist also eine jahreszeitliche Abhängigkeit auf. Er kann aber nicht allein von der Jahreszeit bedingt

sein, da sein Vorzeichen von Sommer zu Winter nicht wechselt.

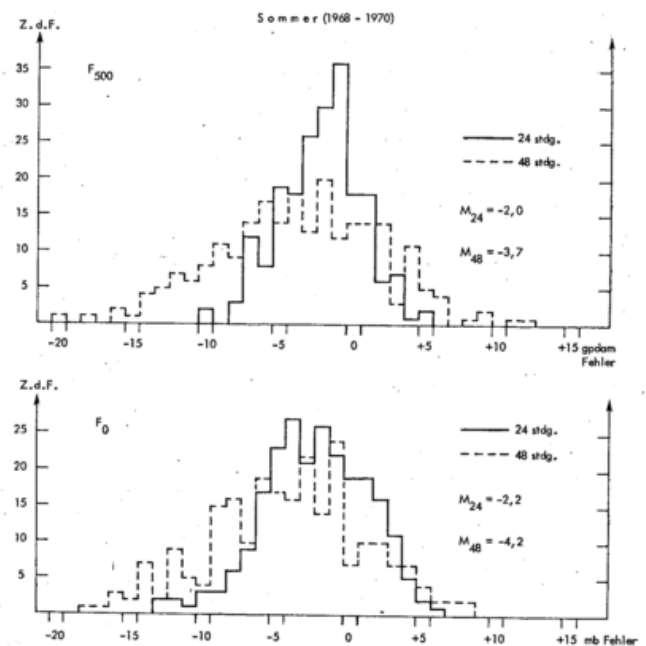


Abb. 1
Häufigkeitsverteilung der Fehler am Gitterpunkt $49,6^\circ \text{ N} / 7,5^\circ \text{ E}$ im Sommer (1968–1970); oben für 500 mb, unten für den Bodendruck.

M_{24} = Mittelwert der Fehler der 24stündigen Vorhersagen.
 M_{48} = Mittelwert der Fehler der 48stündigen Vorhersagen.

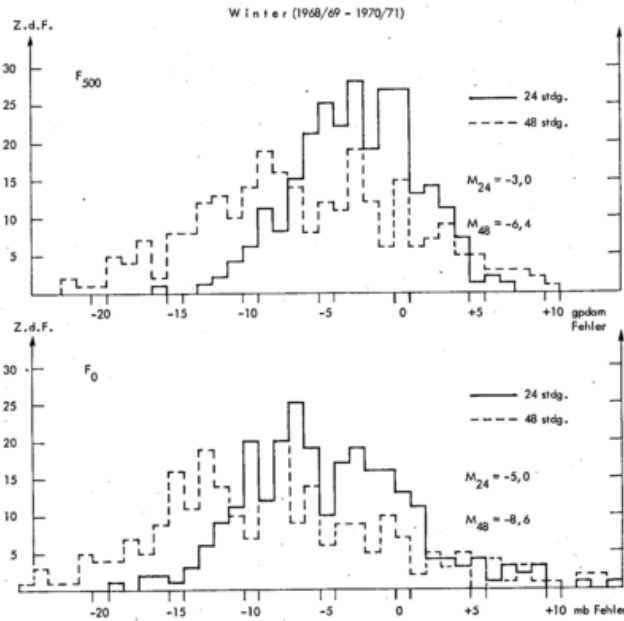


Abb. 2

Wie Abb. 1, jedoch im Winter (1968/69–1970/71)

Zur näheren Untersuchung des systematischen Niveau-Fehlers wurde die Abhängigkeit der Fehler vom Ausgangswert des Luftdrucks bzw. der Höhe der 500-mb-Fläche dargestellt (Abbildungen 3 und 4). Die Fehlerverteilungen lassen erkennen, daß hier keine Tendenz vorhanden ist in Richtung auf einen Ausgleich der Druckgegensätze: Negative Fehler, d. h. zu niedrige Luftdruck- bzw. Höhenvorhersagen sind bei hohem Ausgangsniveau keineswegs häufiger als bei niedrigem Niveau, eher ist das Gegenteil der Fall.

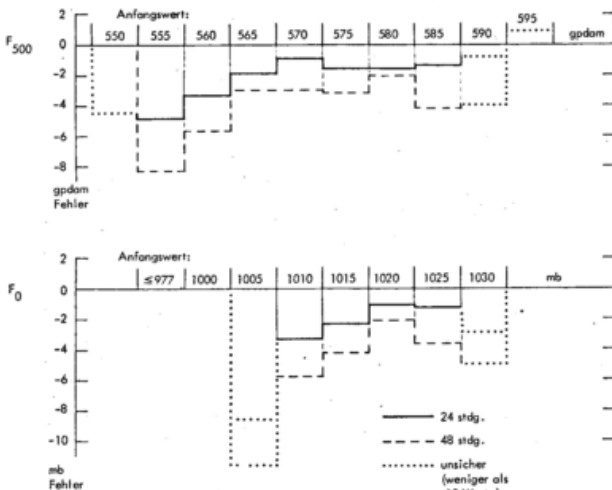


Abb. 3

Mittelwerte der Fehler am Gitterpunkt 49,6° N / 7,5° E in Abhängigkeit von der Höhe des Anfangswertes im Sommer (1968 bis 1970); oben für 500 mb, unten für den Bodendruck (ersetzt hierin ≤ 977 durch ≤ 997).

Ein ganz anderes Resultat zeigt Abb. 5 für den Sommer. Es stellt die Abhängigkeit der Fehler von der wirklich eintretenden Änderung dar. Man erkennt deutlich, daß bei Druckfall die Fehler verhältnismäßig klein sind, daß aber die Fehler umso größer werden, je größer der wahre Druckanstieg wird. Im Mittel werden also Druckfallgebiete annähernd richtig, dagegen Drucksteiggebiete nur sehr mangelhaft vorhergesagt, ein Ergebnis, das für den Benutzer der Karten von Bedeutung ist. Auch im Winter zeigen sich ähnliche Verhältnisse (Abb. 6).

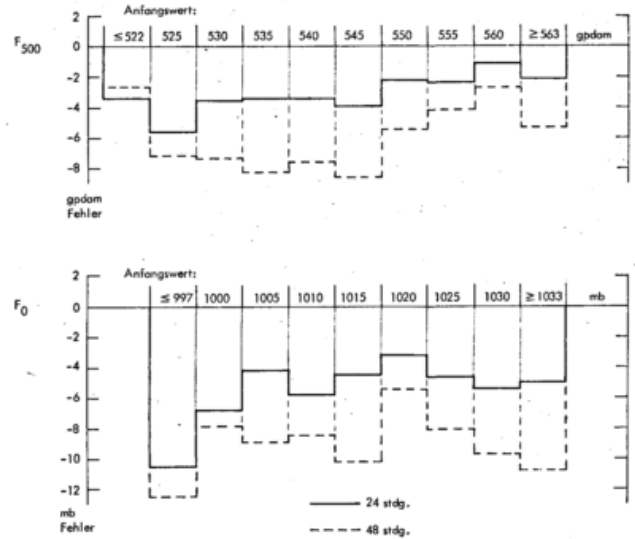


Abb. 4

Wie Abb. 3, jedoch im Winter (1968/69–1970/71)

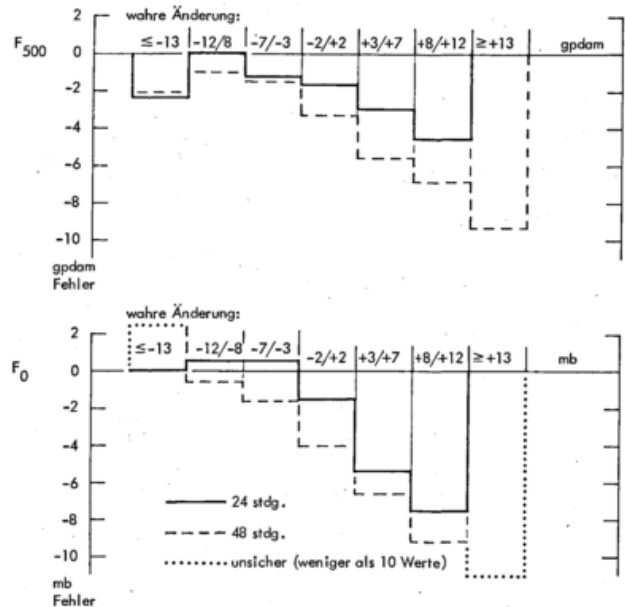


Abb. 5

Mittelwerte der Fehler am Gitterpunkt 49,6° N / 7,5° E in Abhängigkeit von der wahren Änderung im Sommer (1968–1970); oben für 500 mb, unten für den Bodendruck.

Um den physikalischen Ursachen dieser Fehler nachzugehen, wurde versucht, festzustellen, ob es einen Zusammenhang zwischen der Größe der Niveau-Fehler und der Wetterlage gibt. Hierzu wurden zunächst nur drei Großwettertypen unterschieden, in die sich mehr als 80 Prozent aller auftretenden Fälle eingruppierten ließen:

- 1.) Lagen mit Maritimluftzufuhr
- 2.) Stationäre Lagen
- 3.) Lagen mit Kontinentalluftzufuhr.

Bildet man für jede dieser drei Gruppen den Mittelwert der Fehler, so erhält man das interessante Ergebnis, daß dieser bei Kontinentalluftzufuhr am geringsten und bei Maritimluftzufuhr am größten ist; bei stationären Lagen liegt er i. a. dazwischen und ist nur im Sommer etwas größer als bei Maritimluftzufuhr.

In einem weiteren Schritt wurden dann innerhalb jeder Gruppe die Wetterlagen noch unterteilt in zyklonale und antizyklonale Lagen, eine Trennung, die sich auf Grund der vorliegenden Klassifikation in Großwetterlagen

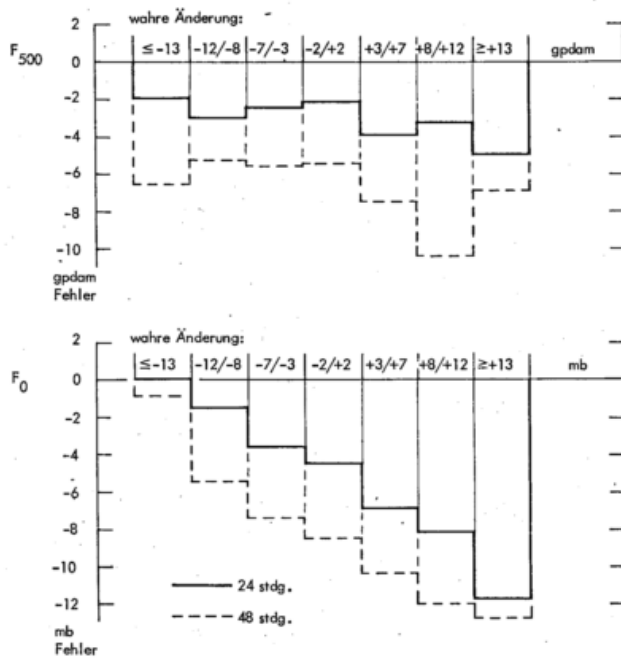


Abb. 6
Wie Abb. 5, jedoch im Winter (1968/69—1970/71).

leicht durchführen läßt. Die sich ergebenden Mittelwerte der Fehler sind in Abb. 7 für den Winter dargestellt. Das Ergebnis ist sehr einheitlich. Bei allen Wettertypen weisen die zyklonalen Lagen einen größeren Fehler auf als die antizyklonalen. Bei antizyklonaler Kontinentalluftzufuhr verschwindet der Niveau-Fehler fast völlig.

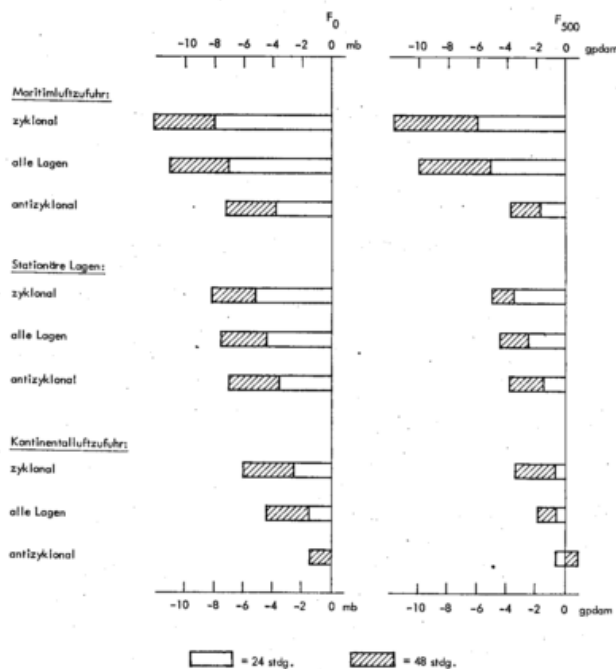


Abb. 7
Mittelwerte der Fehler am Gitterpunkt 49,6° N / 7,5° N für verschiedene Großwettertypen im Winter (1968/69—1970/71); links für den Boden, rechts für 500 mb.

Auch im Sommer (Abb. 8) finden wir ähnliche Verhältnisse. Der mittlere Fehler der zyklonalen Lagen ist durchweg größer als der der antizyklonalen Lagen. Lediglich darin, daß die Fehler bei stationären Lagen etwas größer sind als bei Maritimluftzufuhr, besteht ein kleiner Unterschied zum Winter.

Nachdem sich eine so deutliche Beziehung zwischen dem Großwettertyp und dem systematischen Niveau-

Fehler bei der Vorhersage des Luftdrucks und des Geopotentials der 500-mb-Fläche für einen Gitterpunkt gezeigt hat, wurde nun untersucht, ob ein solcher Zusammenhang auch mit anderen Gütefaktoren besteht, die mehr auf zufällige Fehler ansprechen und für ein grö-

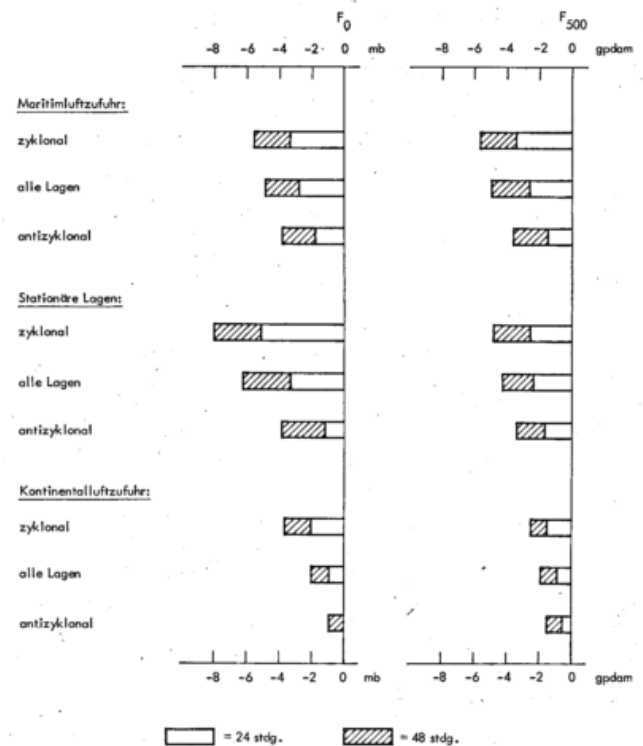


Abb. 8
Wie Abb. 7, jedoch im Sommer (1968—1970).

ßeres Gebiet gelten. In Abb. 9 sind für die gleichen Großwettertypen die Abweichungen vom Jahresmittelwert des Korrelationskoeffizienten und des relativen Windfehlers dargestellt. Sie gelten für das kleinste programmierte Gebiet, das etwa dem Gebiet entspricht, das auch der Großwetterlagen-Klassifikation zu Grunde liegt. Hierbei wurde die Skala für die Abweichungen vom mittleren Windfehler umgedreht, so daß überdurchschnittlich gute Vorhersagen sowohl beim Korrelationsfaktor als auch beim relativen Windfehler als nach oben gerichtete Säulen erscheinen.

Man erkennt sofort, daß diese Gütefaktoren völlig anders reagieren als die Niveau-Fehler. Da hier nicht alle Einzelheiten der Ergebnisse diskutiert werden können, seien nur die wichtigsten kurz zusammengefaßt:

- 1.) Einheitlich überdurchschnittliche Faktoren ergeben sich bei antizyklonalen stationären Lagen, also bei Hochdrucklagen oder Hochdruckbrückenlagen über Mitteleuropa.
- 2.) Bei zyklonaler Maritimluftzufuhr und zyklonalen stationären Lagen entsprechen die Vorhersagen etwa dem Durchschnitt.
- 3.) Fast nur unterdurchschnittliche Faktoren treten auf bei Kontinentalluftzufuhr, also im wesentlichen bei blockierenden Hochdrucklagen im Norden.

Eine letzte Frage, die an die Statistik gestellt werden soll, ist die nach der Güte von Umstellungsprognosen, die erfahrungsgemäß im synoptischen Dienst die größten Schwierigkeiten machen. Zur Beantwortung dieser Frage wurde folgender Weg beschritten: Es wurden jeweils für einen Großwettertyp die Faktoren gemittelt, die am vorletzten und letzten Tag vor Beginn und am ersten Tag des Wettertyps erreicht wurden. Entspre-

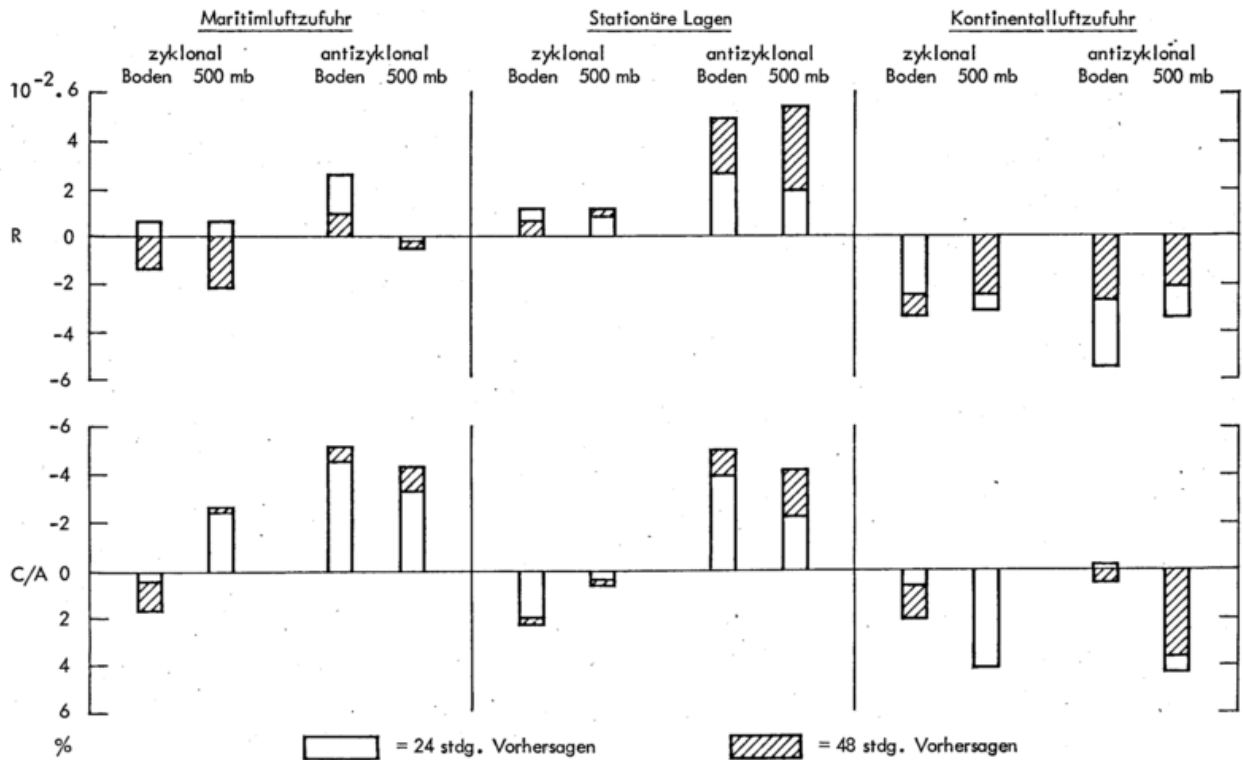


Abb. 9

Mittelwerte von Gütefaktoren bei verschiedenen Großwettertypen (1969-1970) in Abweichungen von den Jahresmittelwerten; jeweils links für den Boden, rechts für 500 mb.

R = Korrelationskoeffizient zwischen vorhergesagter und eingetretener Druckänderung,

C/A = mittlerer relativer Windfehler (= Quotient aus quadratisch gemitteltem Windfehler und quadratisch gemitteltem eingetretenem Wind).

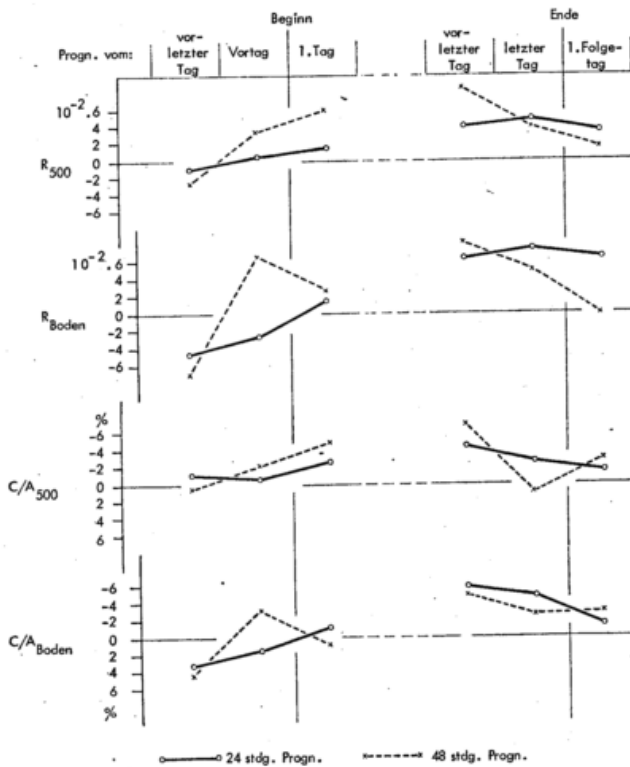


Abb. 10

Verlauf der Gütefaktoren am Beginn und Ende von Hochdrucklagen über Mitteleuropa in Abweichungen vom Jahresmittelwert.

R_{500} = Korrelationskoeffizient in 500 mb

R_{Boden} = Korrelationskoeffizient am Boden

C/A_{500} = mittlerer relativer Windfehler in 500 mb

C/A_{Boden} = mittlerer relativer Windfehler am Boden

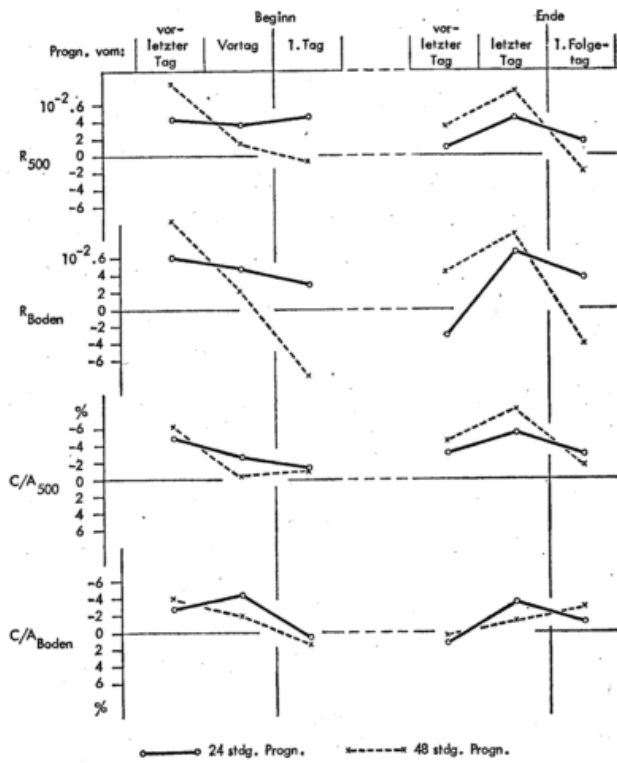


Abb. 11

Wie Abb. 10, jedoch für Westwetterlagen

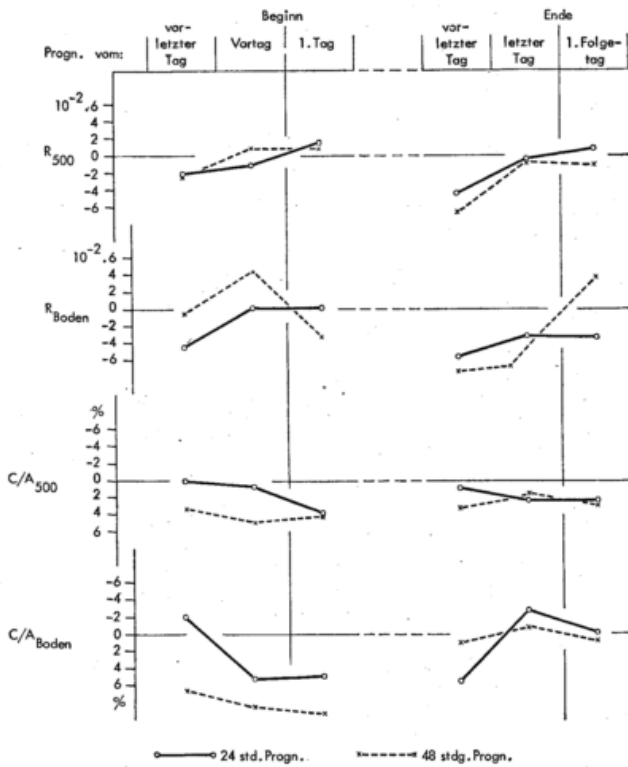


Abb. 12

Wie Abb. 10, jedoch für blockierende Hochs im Norden.

chend wurde auch der Mittelwert der Faktoren gebildet, die die Prognosen am vorletzten und letzten Tag des Wassertyps und am ersten Folgetag ergaben. Dargestellt wurden jeweils die Abweichungen vom Jahresmittelwert. Abb. 10 zeigt für Hochdrucklagen über Mitteleuropa die Ergebnisse, die sich wie folgt kurz charakterisieren lassen: Zwei Tage vor Beginn wird der Aufbau einer Hochdrucklage nur mit unterdurchschnittlicher Güte vorhergesagt. Die Prognosengüte steigt dann an und bleibt bis zum letzten Tag deutlich übernormal; der Abbau des Hochs wird also mit erheblich überdurchschnittlicher Sicherheit vorhergesagt.

Das Gegenstück dazu bilden Westlagen, deren Einsatz — wie Abb. 11 zeigt — besonders gut 48 Stunden vorher prognostiziert wird. Aber auch der Abbruch am letzten Tag wird gut vorhergesagt.

Ein drittes und letztes Beispiel (Abb. 12) stellt die Ergebnisse für blockierende Hochs im Norden dar: Hier überwiegen offensichtlich die negativen Abweichungen; sowohl Aufbau wie Abbau werden also nur unterdurchschnittlich gut vorhergesagt.

Zusammenfassend kann man also feststellen, daß keine allgemeine Aussage darüber gemacht werden kann, ob Umstellungslagen schlechter oder besser als der Durchschnitt sämtlicher Lagen vom baroklinen Modell vorhergesagt werden können. So gibt es Umstellungen — wie der Abbau von mitteleuropäischen Hochdrucklagen und der Übergang zu zonaler Strömung — die besonders gut erfaßt werden, und andere — wie der Auf- und Abbau blockierender Hochs im Norden —, bei denen man mit unterdurchschnittlichen Vorhersagen rechnen muß.

Ein Beitrag zur Frage der Entstehung von Abweichungen vom geostrophischen Wind

Zusammenfassung

Es wird eine Gleichung für die ageostrophische Beschleunigung abgeleitet, die alle Ursachen, die auf Grund des augenblicklichen Zustandes der Atmosphäre ageostrophische Bewegungen erzeugen, enthält. Die Bedeutung der wichtigsten Beschleunigungsglieder, bedingt durch Wärmequellen, Vertikalbewegungen und die Geometrie des Stromfeldes, wird diskutiert.

Abstract

A relation for the development of ageostrophic winds comprising all causes of geostrophic departure is given. The most important terms of the ageostrophic acceleration equation due to vertical velocity, heat sources, and the geometry of the wind field are discussed.

- v_h = v horizontaler Windvektor, $|v_h| = v$
 v_g geostrophischer Wind, $|v_g| = v_g$
 v' Abweichung vom geostrophischen Wind (komplex v')
 i_r radialer Einheitsvektor auf der Kugel
 t, n, i_r Einheitsvektoren eines Rechtssystems
 r Radiusvektor auf der Kugel (entspricht z)
 r_E Erdradius
 f = $2 \Omega \sin \varphi$
 K vertikaler turbulenter Diffusionskoeffizient
 ∇_h Gradientoperator in der Tangentialebene
 α = c_p/c_v
 L latente Verdampfungswärme
 ρ_{ws} Dampfdichte bei Sättigung
 S_l Dichte des vertikalen Strahlungsstromes
 D_m Wärmezufuhr durch molekulare Dissipation
 $\partial \varepsilon / \partial s = K_s$ Krümmung der Stromlinien
 $\partial \varepsilon / \partial n$ Richtungsdivergenz der Stromlinien
 E_h horizontaler Einheitstensor
 b ageostrophische Beschleunigung (komplex b)
 δ = $0,2848 \frac{\gamma}{1 + \gamma}$

Im Folgenden werden einige Gedanken zum Problem der Abweichung vom geostrophischen Wind entwickelt. Vielleicht können gewisse Erscheinungen, die bisher noch nicht oder nur wenig berücksichtigt worden sind, mit diesen Überlegungen erfaßt werden. Anlaß zu der Betrachtung gab eine Arbeit von KLEINSCHMIDT (1) aus dem Jahre 1965, der in der oberen Troposphäre z. T. sehr große ageostrophische Winde fand und bei der Suche nach einer befriedigenden Erklärung auf Schwierigkeiten stieß.

Zunächst soll die Ableitung einer Beziehung für die Entstehung von Abweichungen vom geostrophischen Wind gegeben werden. Die Abweichung ist durch

$$v' = v_h - v_g \quad [1]$$

definiert. Für die Beschleunigung folgt daraus

$$\frac{dv'}{dt} = \frac{dv_h}{dt} - \frac{dv_g}{dt} \quad [2]$$

Die rechte Seite von [2] wird durch Feldgrößen ersetzt, und zwar dv_h/dt mit Hilfe der Bewegungsgleichung

$$\frac{dv_h}{dt} = -f i_r \times v' + \frac{\partial}{\partial r} \left(K \frac{\partial v_h}{\partial r} \right) - 2 \Omega \cos \varphi w i_\lambda \quad [3]$$

Die zeitliche Ableitung von v_g muß entwickelt werden [4] bis [10].

$$\begin{aligned} \frac{dv_g}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{f \varrho} (i_r \times \nabla_h p) \right] &= \frac{1}{f \varrho} i_r \times \frac{d}{dt} (\nabla_h p) + (\nabla \cdot v) v_g + \\ &+ \frac{1}{f \varrho r_E} v_h \cdot \nabla_h p + \frac{\cot \varphi}{r_E} v_g, \end{aligned} \quad [4]$$

wobei noch die weiteren Entwicklungen [5] und [6] im Folgenden verwendet werden:

$$\frac{d}{dt} (\nabla_h p) = \frac{d}{dt} \left(\nabla p - i_r \frac{\partial p}{\partial r} \right) = \frac{d}{dt} (\nabla p) - \frac{v_h}{r_E} \frac{\partial p}{\partial r} - i_r \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right), \quad [5]$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\nabla p) &= \frac{\partial}{\partial t} \nabla p + v \cdot \nabla \nabla p = \\ &= \nabla \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right) + \nabla (v \cdot \nabla p) - \nabla v \cdot \nabla p = \\ &= \nabla \left(\frac{dp}{dt} \right) - \nabla v \cdot \nabla p \end{aligned} \quad [6]$$

Aus [6] erkennt man, daß die individuelle zeitliche Änderung des Druckgradienten in zwei Teile verlegt werden kann: in einen, der die individuelle Druckänderung der Luftteilchen erfaßt, und einen zweiten, der von der Deformation des Druckfeldes durch räumliche Geschwindigkeitsunterschiede (∇v) herrührt. Für die individuelle Druckänderung benutzen wir die Beziehung

$$\frac{dp}{dt} = \frac{R}{c_v(1 + \gamma)} \varrho \frac{dQ}{dt} - \alpha \left[1 - \frac{(\alpha - 1)}{\alpha} \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right] p \nabla \cdot v, \quad [7]$$

die sich aus dem ersten Hauptsatz, der Kontinuitätsgleichung und der Zustandsgleichung ableiten läßt. In [7] sind Phasenübergänge schon eingearbeitet, sie stecken in der Größe γ , die definiert ist durch

$$\gamma = \frac{L}{c_v \varrho} \frac{d\varrho_{ws}}{dT} \quad [8]$$

(Zur Vereinfachung wurden nur Kondensationsvorgänge berücksichtigt.) Der erste Term rechts in [7] erfaßt die Wärmequellen (außer Phasenübergängen)

$$\varrho \frac{dQ}{dt} = - \frac{\partial S_l}{\partial r} + D_m \quad [9]$$

Falls keine Phasenübergänge stattfinden, verschwindet γ . Zur besseren Veranschaulichung des in [6] auftretenden Gradienten von v zerlegen wir den Anteil für die Horizontalgeschwindigkeit v_h in einen Gradienten für den Betrag und einen für die Richtung und erhalten

$$\begin{aligned} \nabla v &= \nabla(v_h + w_i r) = \nabla v_t + v \nabla t + \nabla w_i r + w \nabla i_r = \\ &= \nabla v_t + v \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial s} t n + \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} n n + \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} i_r n \right) + \nabla w_i r + \\ &\quad + \frac{v_h}{r_E} i_r + \frac{w}{r_E} E_h \end{aligned} \quad [10]$$

Wie man aus Abb. 1 erkennt, sind $\partial \varepsilon / \partial s$ und $\partial \varepsilon / \partial n$ Maßzahlen für die Drehung der Stromlinien um i_r bei Fortschreiten in Richtung der Strömung und senkrecht dazu.

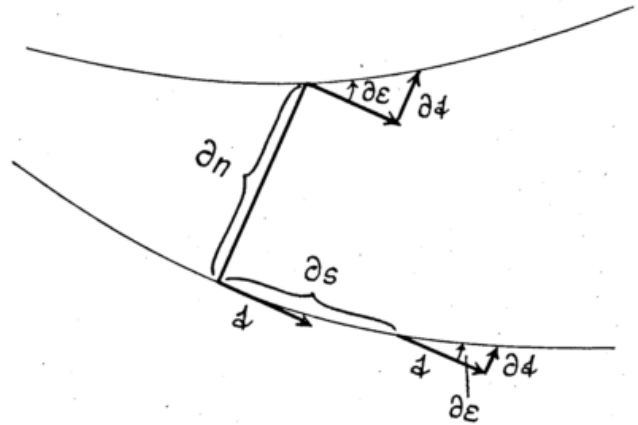


Abb. 1
Änderung der Richtung von v_h durch Krümmung und Divergenz der Stromlinien

Mit den Entwicklungen [3] bis [10] gehen wir in die Ausgangsgleichung [2] ein und erhalten nach einiger Rechnung

$$\begin{aligned} \frac{dv'}{dt} &= - \underbrace{f i_r \times v'}_1 + \underbrace{\frac{i_r}{f \varrho} \times (\nabla_h w)}_{2 (10^{-1})} \frac{\partial p}{\partial r} + \underbrace{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} t - \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} n \right)}_{3 (10^{-2} - 10^{-1})} v v_g \cos \alpha - \underbrace{i_r \times (\nabla_h v)}_{4 (10^{-2} - 10^{-2})} v_g \sin \alpha \\ &\quad + \underbrace{\frac{(\kappa - \gamma)}{1 + \gamma} (\nabla \cdot v)}_{5 (10^{-2})} v_g - \underbrace{\frac{1}{f \varrho} \frac{R}{c_v (1 + \gamma)} i_r \times \nabla_h \left(- \frac{\partial S_l}{\partial r} + D_m \right)}_{6 (10^{-2})} + \underbrace{\frac{(\kappa - \gamma) R T}{1 + \gamma} \frac{i_r \times \nabla_h (\nabla \cdot v)}{f}}_{7 (10^{-2})} \\ &\quad - \underbrace{\frac{1}{f \varrho} \left\{ \frac{-R}{c_v (1 + \gamma)^2} \left(- \frac{\partial S_l}{\partial r} + D_m \right) + \frac{(\kappa - \gamma)}{(1 + \gamma)^2} p \nabla \cdot v \right\}}_8 i_r \times \nabla_h \gamma \\ &\quad + \underbrace{\frac{\partial}{\partial r} \left(K \frac{\partial v_h}{\partial r} \right)}_9 - \underbrace{2 \Omega \cos \varphi w i_z}_{10} + \underbrace{\frac{1}{r_E} \left[- \frac{1}{f \varrho} v_h \cdot \nabla_h p + \cot \varphi v_\varphi v_g + i_r \frac{\partial p}{\partial r} v_h \right]}_{11} \end{aligned} \quad [11]$$

[11] enthält rechts als erstes Glied den Trägheitsterm; darauf folgen alle Quellen der Ageostrophie. Die Terme 2 bis 4 erfassen die Deformationswirkung der Geschwindigkeit auf das Druckfeld, die Terme 5 bis 8 die Wirkung der Wärmequellen und adiabatischen Prozesse und der Dichteänderung und die Terme 9 bis 11 die Reibung und Breiten- und Erdkrümmungseffekte. Unter den wichtigsten Gliedern in [11] ist die Größenordnung in cm sec^{-2} angegeben. (Da wir uns auf die freie Atmosphäre beschränken wollen, wird die Reibung nicht berücksichtigt.) Danach scheint die Deformation des Druckfeldes am wirksamsten zu sein. An erster Stelle steht die Vertikalbewegung; das liegt an dem sehr großen Verhältnis von 10^4 vom vertikalen zum horizontalen Druckgradienten. Wie wir am Schluß sehen werden, sind für diesen Term indirekt auch die Wärmequellen mitverantwortlich. Der Term 8 tritt nur in Gebieten mit Phasenübergängen auf und ist an sich gegenüber den anderen sehr klein. Nur an der Grenze zweier Gebiete mit und ohne Phasenübergang kann er bedeutungsvoll werden.

Die Differentialgleichung [11] schreibt man am günstigsten abgekürzt in komplexer Form, s. z. B. (2),

$$\frac{dv'}{dt} = - i f v' + b \quad [12]$$

Als allgemeine Lösung erhält man dann

$$v'(t) = e^{-ift} \int_0^t e^{if\tau} b d\tau + v'(0) e^{ift} \quad [13]$$

Ist die Zeitspanne nicht zu groß, so kann man in erster Näherung die ageostrophische Beschleunigung b als kon-

stant ansehen und erhält nach der Zeit t durch die Wirkung von b den ageostrophischen Wind

$$v'(t) = - i \frac{b}{f} (1 - e^{-ift}) \quad [14]$$

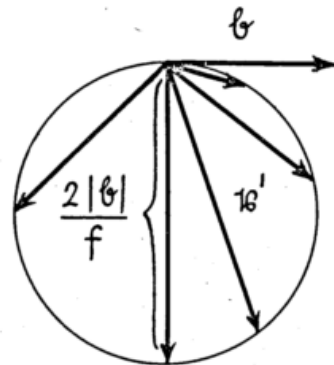


Abb. 2
Entwicklung von v' aus der ageostrophischen Beschleunigung b

Eine Skizze (Abb. 2) zeigt, wie sich v' mit der Zeit entwickelt: Die Spitze von v' liegt auf der Peripherie eines Kreises, der von ihr in einem Pendeltag durchlaufen wird.

Wir wollen nun die ageostrophischen Geschwindigkeiten, die sich aus den wichtigsten Beschleunigungsgliedern entwickeln, etwas näher betrachten. In Abb. 3 ist ein Aufwindfeld gezeichnet, der horizontale Gradient von w zeigt nach innen. Wir erhalten eine ageostrophische

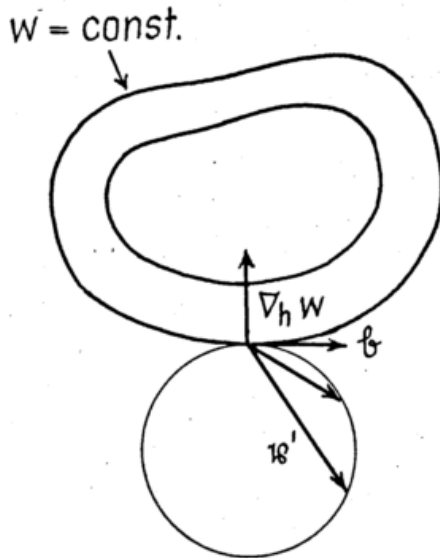


Abb. 3
Aufwindfeld

$$b = - \frac{g}{f} i_r \times \nabla_h w$$

sche Beschleunigung, die das Aufwindfeld zyklonal umschließt. Um das Aufwindfeld entwickelt sich ein wirbelartiges ageostrophisches Ausfließen, das zunächst zyklonalen Charakter hat, später aber auch antizyklonal werden kann. Wesentlich ist, daß stets eine aus dem Aufwindfeld herausgerichtete Komponente von v' entsteht. Da großräumige Aufwindgebiete im allgemeinen mit zyklonalen Verhältnissen gekoppelt sind, besteht also in der freien Atmosphäre bei Tiefdruckgebieten eine überwiegende Tendenz zum Ausströmen. Dieser Vorgang kann vielleicht als Gegenstück zum reibungsbedingten

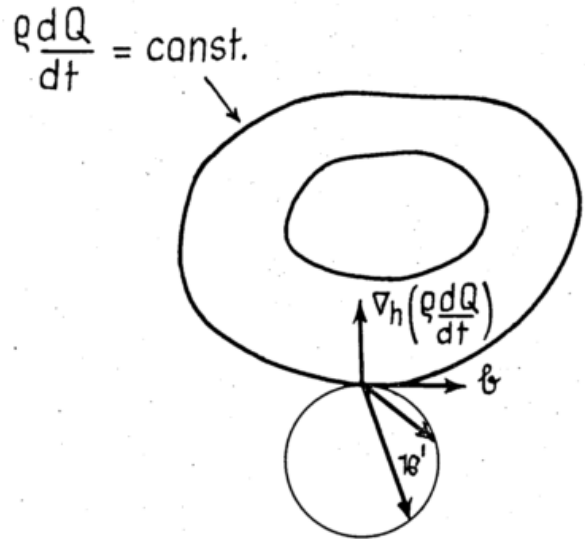


Abb. 4
Wärmequelle

$$b = - \frac{R}{f \rho c_p (1 + \gamma)} i_r \times \nabla_h \left(q \frac{dQ}{dt} \right)$$

lung sofort in Richtung Gradientwind tendiert, der in diesem Fall eine stationäre Lösung von [11] ist.

Einen einfachen Fall für den Einfluß einer Zunahme der Geschwindigkeit senkrecht zur Strömung zeigt Abb. 9. Es entsteht ein v' , das den Wind wieder in die geostrophische Richtung zu drehen versucht.

Die sich entwickelnden ageostrophischen Geschwindigkeiten lassen sich für nicht zu große Zeitspannen mit Hilfe von [14] berechnen. Z. B. erhält man für $f = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ und $|b| = 10^{-1} \text{ cm sec}^{-2}$ bereits nach drei Stunden

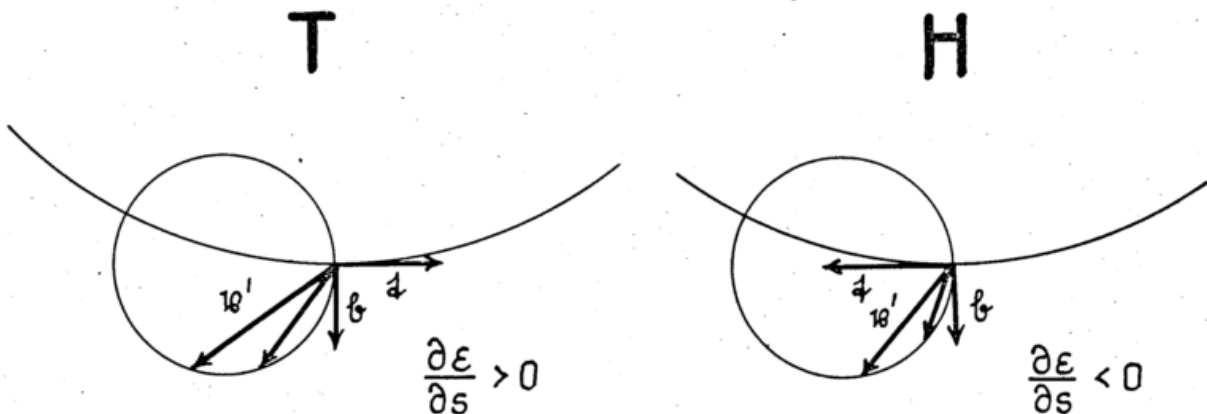


Abb. 5
Ageostrophie durch Krümmung der Stromlinien

$$b = - \frac{\partial \epsilon}{\partial s} v_g^2 n$$

Einströmen am Boden angesehen werden. Für Absinkbewegungen kehren sich die Verhältnisse um, und es entsteht ein Einströmen. — Ein vollkommen analoges Bild erhält man für eine Wärmequelle (Abb. 4): auch hier ein Ausströmen und bei einer Kältequelle umgekehrt ein Einströmen.

In der Literatur wird als Demonstrationsbeispiel meist die Geometrie des Stromfeldes als Ursache ageostrophischer Bewegungen benutzt (s. z. B. (3)). Die Abbildungen 5 bis 8 skizzieren die verschiedenen Möglichkeiten, die sich bei anfänglich geostrophischem Wind aus Term 3 von [11] ergeben. Bemerkenswert ist bei Abb. 5 (reine Krümmung zyklonal und antizyklonal), daß die Entwick-

für den Betrag von v' Werte in der Größenordnung von 10 m sec^{-1} . Nach den Abschätzungen in [11] können bei Vertikalbewegungen und auch bei einer entsprechenden Geometrie des Stromfeldes solche relativ großen Werte durchaus auftreten. Aus den übrigen Beschleunigungsgliedern entstehen für den Betrag von v' Werte in der Größenordnung von Metern oder Dezimetern pro Sekunde.

Selbstverständlich muß man immer im Auge behalten, daß sich sämtliche Terme, die in [11] enthalten sind, in ihrer Wirkung addieren und daß zu einem gewissen Grade auch Kompensationsvorgänge eingeleitet werden. So entsteht z. B. bei einem Aufwindgebiet durch das

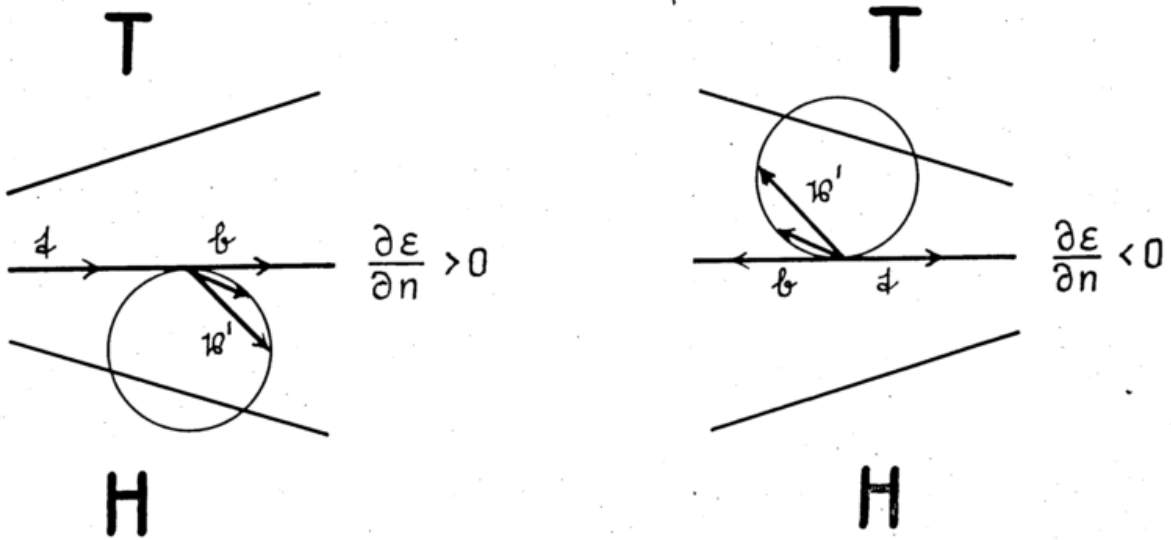


Abb. 6
Ageostrophie durch Richtungsdivergenz und -konvergenz der Stromlinien

$$b = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} v_g^2 t$$

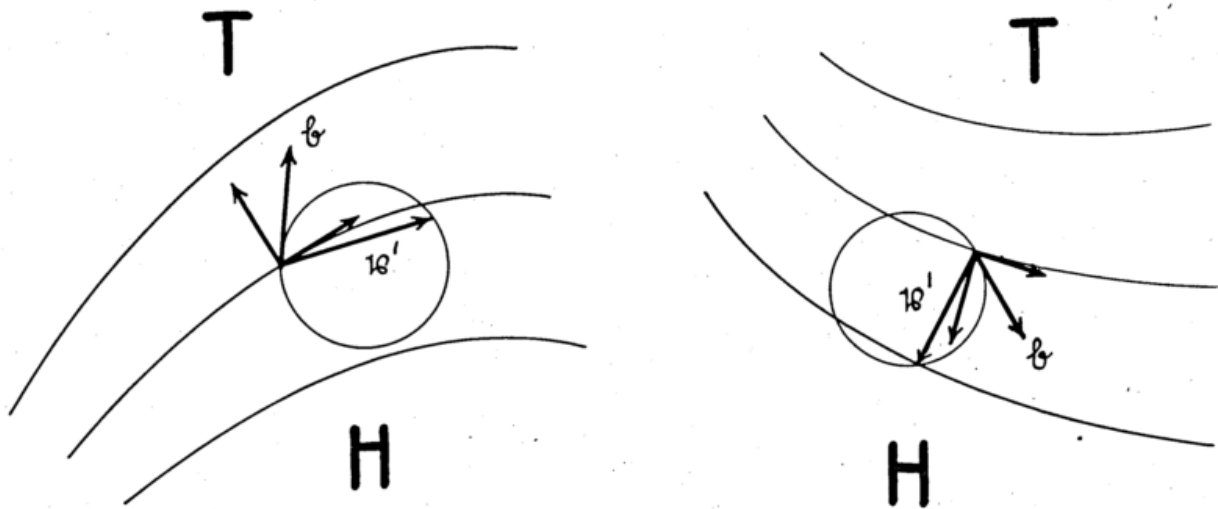


Abb. 7
Ageostrophie durch Richtungsdivergenz mit antizyklonaler und zyklonaler Krümmung

$$b = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} t - \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} n \right) v_g^2$$

Über einen Zusammenhang zwischen der Reibung an der Erdoberfläche und Feuchtigkeit an der Obergrenze der Reibungsschicht

Zusammenfassung

Es wurde geprüft, ob die durch Bodenreibung erzeugte Vertikalgeschwindigkeit in der Grenzschicht Informationen über die Feuchte in der unteren Troposphäre liefern kann. Erste Auswertungen deuten darauf hin, daß statistisch ein Zusammenhang zwischen der der Vertikalgeschwindigkeit aus Reibung proportionalen Vorticity des Bodendruckfeldes und der Taupunktdifferenz an der Obergrenze der Reibungsschicht (850 mb) besteht.

Abstract

From the theory of boundary-layer vertical motions at the top of friction-layer can be derived which are related to vorticity of the surface wind field. These vertical motions may be able to reduce dew-point depression at the top of friction-layer (850 mb). This assumption has been proved by comparing measured dew-point depression with calculated vorticity of the surface pressurefield at Hannover (Germany) for 5 months of 1970. Fig. 2 shows that dew-point depression tends to be small if cyclonal vorticity occurs and tends to be large if vorticity is anticyclonal.

This — even poor — statistical information may be used to improve the analysis of humidity patterns in lower troposphere, where measurements of humidity are very scarce. Fig. 1 shows an example when humidity measurements in the troposphere do not describe the real state of the atmosphere since before the warmfront very heavy rain occurs.

Um eine hinreichend gute quantitative Niederschlagsvorhersage zu erzielen, ist man unter anderem auf eine sehr genaue Analyse des Anfangsfeuchtefeldes angewiesen. Abb. 1 zeigt an einer beliebigen Wetterlage, daß ein objektives Analyseverfahren aus den Meßwerten der Radiosonden ein der Wirklichkeit nicht angepaßtes Feuchtefeld interpolieren kann.

Vor und entlang der Warmfront fällt Niederschlag, die Feuchtemessungen der Radiosonden zeigen in 850 mb jedoch zum Teil trockene Luft an, so daß in der Analyse die großen Taupunktdifferenzen im Warmsektor und hinter der Kaltfront den wahren Zustand verfälschen. Die übrigen Hauptisobarenflächen zeigen ein ähnliches Bild.

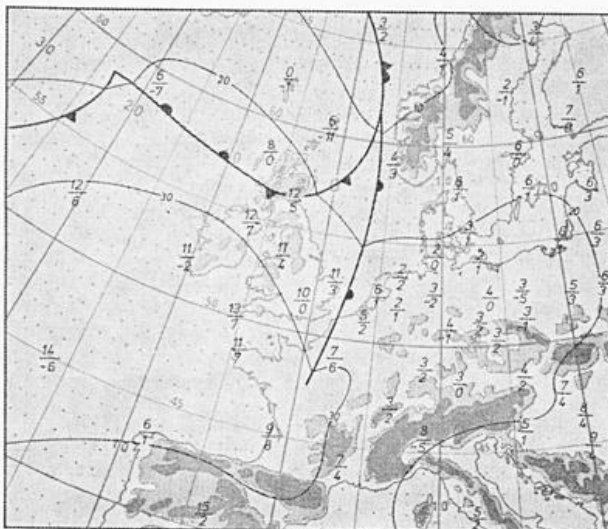


Abb. 1
Temperatur und Taupunkt am 12. 7. 69, 00Z in 850 mb
(ausgezogen: Isobaren des Bodendruckfeldes mit Fronten)

Diese Fehlinterpretation der Messungen durch das Analyseverfahren führte zu Überlegungen, wie man die Anfangsanalyse verbessern kann, ohne weitere Meßwerte zur Verfügung zu haben. Ein naheliegender Gedanke war, die wesentlich dichter vorhandenen Bodenbeobachtungen von Bedeckungsgrad, Wolkenhöhe und Art sowie der relativen Feuchte in der Analyse mitzubenutzen. In dem hier gezeigten Beispiel liegt der für die Analyse wesentliche Beobachtungsraum über der Nordsee, wo die Bodenbeobachtungen nicht in der notwendigen Dichte wie über dem Festland vorhanden sind. Es stellte sich dann gleich die Frage, was geschehen soll, wenn die wichtigen Zusatzinformationen vom westlichen Atlantik gebraucht werden.

Daher sollte überprüft werden, ob sich auch aus anderen Meßdaten zusätzliche Informationen — wenn nicht quantitativer, dann qualitativer Art — gewinnen lassen. Ein Versuch sollte mit Hilfe der Theorie einer neutralen barotropen Grenzschicht gemacht werden.

Aus der Literatur ist bekannt, daß durch die Reibung am Erdboden vertikale Luftbewegungen erzeugt werden. Diese Hebungen müßten, wenn sie eine gewisse Zeit andauern, eine Vergrößerung der relativen Feuchte

bzw. Verkleinerung der Taupunktdifferenz in der adiabatischen gehobenen Luft zur Folge haben.

Nach den Vorstellungen von CHARNEY und ELIASSEN (2) ist der Massentransport in der Reibungsschicht entlang den Isobaren in erster Näherung proportional dem geostrophischen Transport und daher divergenzfrei. Durch die Reibung entsteht eine Windabweichung von geostrophischem Wind und damit ein Massentransport (ageostrophisch), quer zu den Isobaren in Richtung des tiefen Drucks. Nach der EKMAN-Theorie ist dieser Massentransport M_a

$$M_a = \frac{\text{const}}{f} K \times \varrho_0 v_{go} \quad f = \text{Coriolisparameter}$$

const ist abhängig vom Winkel α zwischen Isobaren und Oberflächenwind, sowie vom turbulenten Austauschkoefizienten und der Höhe der betrachteten Schicht. Der Transport quer zu den Isobaren bedeutet, daß die horizontalen Druckkräfte Arbeit leisten, welche die Dissipation kinetischer Energie in der Reibungsschicht kompensiert. Durch den Transport in der Reibungsschicht wird oberhalb dieser ein Transport erzeugt, der dem Massenabfluß entgegenwirkt.

Als Beispiel betrachten wir einen linearen Strom u in x -Richtung mit konstanter Geschwindigkeit oberhalb der Reibungsschicht. Innerhalb dieser beobachten wir dann den Massentransport

$$M_a = \frac{\text{const}}{f} \varrho_0 u$$

in y -Richtung. Unter der Annahme, daß der Strom seitlich begrenzt ist, haben wir links vom Strom eine Akkumulierung und rechts eine Abnahme der Masse, so daß der horizontale Druckgradient kleiner wird. Als Antwort darauf stellt sich oberhalb der Reibungsschicht ein Massenstrom M'_a ein, der im stationären Fall den Transport M_a kompensiert und das Druckfeld stabil hält.

$$M'_a = \int_{z_0}^{\infty} \varrho v dz = -M_a = -\frac{\text{const}}{f}$$

Da man in der Reibungsschicht keine Ansammlung von Masse beobachtet, muß die Kontinuitätsgleichung erfüllt sein

$$\nabla M_a + \omega_0 \varrho_0 = 0$$

Damit erhält man die Vertikalgeschwindigkeit an der Obergrenze der Reibungsschicht

$$W_0 = -\frac{1}{\varrho_0} \nabla M_a \sim \frac{\text{const}}{f} \nabla \times v_{go}$$

Die Bodenreibung erzeugt also Vertikalgeschwindigkeiten, die der Vorticity des Bodenwindfeldes proportional sind.

BERNHARD (1) geht ebenfalls vom reibungsbedingten ageostrophischen Massenfluß in der Reibungsschicht aus, der eine Funktion des Schubspannungsvektors τ_0 an der Erdoberfläche ist

$$M_a = \frac{1}{f} K \times \tau_0$$

Der Betrag des Schubspannungsvektors ist proportional dem Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit U_*

$$\tau = \varrho U_*^2$$

die wiederum proportional dem Betrag des geostrophischen Windes am Erdboden ist

$$U_* = C_d |v_{go}|$$

Die Proportionalitätskonstante C_d , der geostrophische dragcoefficient, kann aus dem Widerstandsgesetz für

eine barotrope neutrale Grenzschicht bestimmt werden (3).

$$\ln R_0 = M + \ln C_d + \sqrt{\frac{\kappa^2}{C_d^2} + N^2}$$

$$N = \frac{\kappa \sin \alpha}{C_d}$$

α ist der von τ_0 und dem geostrophischen Bodenwind v_{go} gebildete Winkel und κ die Kármánsche Konstante.

Die angeführten Konstanten M und N sind von einem Schichtungsparameter μ abhängig

$$M = M(\mu) \quad N = N(\mu)$$

der das Verhältnis einer für die Grenzschicht charakteristischen Länge L_* zur MONIN-OBUCHOVSKEN Länge L ist. Aus der Abhängigkeit des ageostrophischen Massenflusses von der Geschwindigkeit des geostrophischen Windes und der Stabilität der Schichtung in der Grenzschicht kann BERNHARDT zwei Konstanten a und b ableiten, die wiederum Funktionen der im Widerstandsgesetz auftretenden Größen C_d , N , κ und α sind

$$a = a(\alpha, C_d, N, \kappa)$$

$$b = b(C_d, N, \kappa)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung folgt, daß die Vertikalgeschwindigkeit an der Obergrenze der Bodenreibungsschicht eine Funktion der Divergenz des ageostrophischen Massenflusses ist.

Letzteren beschreibt BERNHARDT mit Hilfe der abgeleiteten Parameter a und b und dem cross-isobar-angle α , und erhält als Ergebnis, daß die Vertikalgeschwindigkeit in der Höhe H , d. h. an der Obergrenze der Reibungsschicht, abhängt von

$$\text{der relativen Vorticity} \quad \nabla_z \times v_{go}$$

$$\text{der Scherungsvorticity} \quad \frac{\partial v_{go}}{\partial n} \quad \text{mit } v_{go} = |v_{go}|$$

$$\text{und der Geschwindigkeitsdivergenz} \quad \frac{\partial v_{go}}{\partial s}$$

$$W = \frac{\varrho(0)}{\varrho_H} C_d^2 v_g \left[\left(\nabla_z \times v_{go} - a \frac{\partial v_{go}}{\partial n} \right) \cos \alpha + b \frac{\partial v_{go}}{\partial s} \sin \alpha \right]$$

Um die Überlegung, daß die geostrophische Vorticity des Bodenwindfeldes – eigentlich die Reibung – Vertikalbewegungen erzeugt und diese Hebung bei genügender Andauer eine Abnahme der Taupunktdifferenz in adiabatisch gehobenen Luft zur Folge hat, zu prüfen, wurde zunächst für 5 Monate des Jahres 1970 die geostrophische Vorticity des Bodendruckfeldes an der Radiosondenstation Hannover für zwei Termine pro Tag berechnet und mit den gemessenen Taupunktdifferenzen in 850 mb verglichen.

Die Darstellung Abb. 2 zeigt, daß die gemessenen Taupunktdifferenzen bei zyklonaler sowie antizyklonaler Vorticity zwar weit streuen, die Punktwolke aber eine Orientierung von kleinen Taupunktdifferenzen bei hoher zyklonaler (positiver) Vorticity zu großen Taupunktdifferenzen bei hoher antizyklonaler Vorticity zeigt. Eine Korrelationsrechnung ergab einen Korrelationskoeffizienten, der signifikant verschieden von 0 ist.

Für einen Monat wurde nach der Gleichung von BERNHARDT die Vertikalgeschwindigkeit an der Obergrenze H der Reibungsschicht berechnet und mit den gemessenen Taupunktdifferenzen an der Station Essen verglichen. Für diesen ersten Versuch wurde der Einfachheit wegen eine stabile Schichtung bei kleiner Rossby-Zahl angenommen und damit die Parameter a und b gleich 1 gesetzt. Aus gleichem Grund wurde für den cross isobar

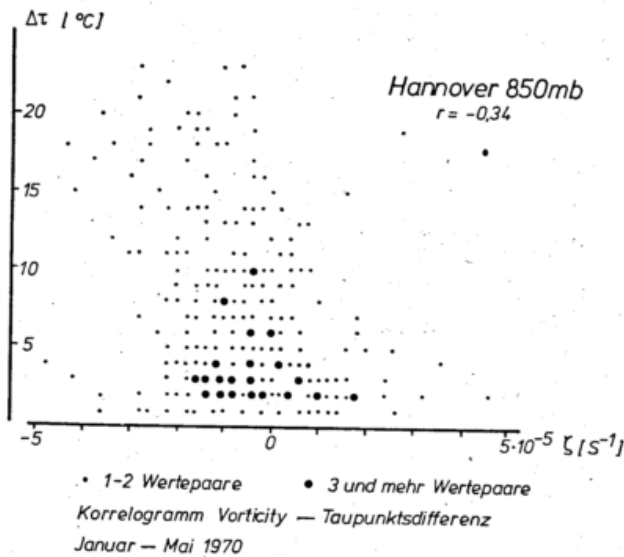


Abb. 2

Taupunktdifferenz in Abhängigkeit von der relativen Vorticity des Bodendruckfeldes Hannover (Jan. — Mai 1970)

angle $\alpha = 22^\circ$ gesetzt. In diesem einen Monat zeigt sich ebenfalls der Trend, daß die Taupunktdifferenz bei antizyklonaler Vorticity größer ist als bei zyklonaler Vorticity.

Es war von Anfang an nicht zu erwarten, daß die geostrophische Vorticity des Bodendruckfeldes und die Taupunktdifferenz an der Obergrenze der Reibungsschicht (hier 850 mb) einen eindeutigen funktionalen Zusammenhang zeigen würden. Dazu ist jeweils die Vorgeschichte eines jeden Luftquantums zu verschieden. Es ist nämlich nicht bedeutungslos, ob die Luft von See oder Land kommt, ob sie an einem orographischen Hindernis gehoben wird, ob sie als Folge dynamischer Vorgänge in der Atmosphäre ansteigt oder absinkt. Aber solange die Dichte der Meßpunkte für Feuchtemessungen in der Atmosphäre nicht wesentlich vergrößert wird,

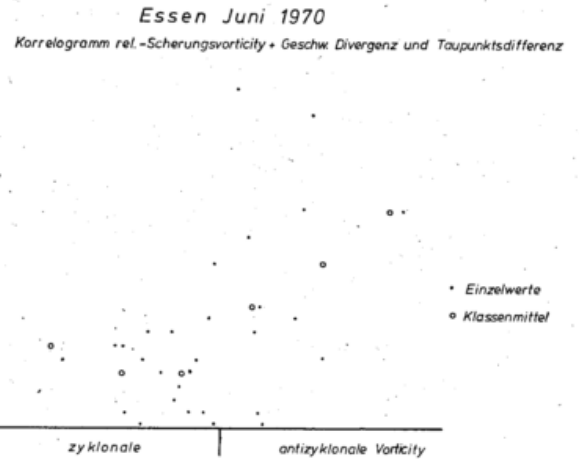


Abb. 3

Taupunktdifferenz in Abhängigkeit von relativer Vorticity — Scherungsvorticity + Geschwindigkeitsdivergenz Essen (Juni 1970)

enthalten auch statistische Aussagen noch einen, wenn auch geringen Informationswert.

Die numerischen Rechnungen wurden auf der Rechanlage IBM 7090/1410 der GMD Bonn durchgeführt.

Literatur

- (1) BERNHARDT, K.: Der ageostrophische Massenfluß in der Bodenreibungsschicht bei beschleunigungsfreier Strömung. Z. Meteor. 21 (1970) S. 259—279.
- (2) CHARNEY, J. G.; ELIASSEN, A.: A numerical method of predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. Tellus 1 (1949) S. 38—54.
- (3) WIPPERMANN, F.: Bestimmung der Schubspannung am Boden aus externen Parametern und large-scale Feldgrößen. Simulationsprojekt Allg. Atmosph. Zirkulation SPAAZ. 4. SPAAZ-Seminar, Eschwege 1970.

TH. W. FLATTERY

DK 551.509.313

Spectral meteorological analysis and prediction with Hough functions

Abstract

A spectral technique which performs meteorological analysis in three dimensions is discussed. Two different methods of handling the vertical coordinate are described and compared. The spectral analysis can be used to provide initial data for either a conventional gridpoint forecast model, or for a spectral forecast model. The latter model is filtered, with gravity waves suppressed, but retains the advantages of utilizing the primitive form of the meteorological equations. This is accomplished by utilizing the unique properties of HOUGH functions.

A. KAESTNER

DK 551.509.313

Die im Deutschen Wetterdienst benutzten Verfahren zur numerischen Analyse von meteorologischen Feldern

Zusammenfassung*)

Im Deutschen Wetterdienst werden routinemäßig numerische Wetteranalysen für den Boden und die Hauptisobarenflächen bis 100 mb für das Gebiet der Nordhalbkugel hergestellt. Mit einem besonderen Programm werden außerdem für ein begrenztes Gebiet Analysen bis zur 50-mb-Fläche berechnet. Es wird die verwendete Korrektionsmethode besprochen und auf die Verfahren zur Meldungsprüfung eingegangen sowie ein Überblick über Pläne für zukünftige Entwicklungen gegeben.

*) Eine ausführliche Darstellung, Stand Ende 1970, siehe Meteor. Rdsch. 24 (1971) Nr. 5, S. 129—137.

J. EGGER

DK 551.509.313 : 551.558.21

Mindestgröße von Gebirgen, die in numerischen Vorhersage- modellen berücksichtigt werden können

Zusammenfassung

Es wird der Frage nachgegangen, wie viele Punkte des Gitters eines numerischen Vorhersagemodells in einer Gebirgsregion liegen müssen, damit der Einfluß dieses Gebirges auf die großräumigen Luftbewegungen halbwegs realistisch dargestellt werden kann. Dazu wird das System der primitiven Gleichungen auf eine lineare partielle Differentialgleichung erster Ordnung, die Advektionsgleichung, mit orographisch bedingter Störfunktion, reduziert. Diese Gleichung ist so einfach, daß sie auch in diskretisierter Form für beliebige Bergprofile analytisch lösbar ist. Dies ermöglicht ein Studium der durch die Orographie erzeugten Störungen in Abhängigkeit von der Darstellungsart des Gebirges im Gitternetz. So gewinnt man die gewünschte Auskunft über den Minstdurchmesser des Gebirges. Die Ergebnisse werden in einem voll entwickelten Vorhersagemodell nachgeprüft.

Allgemeine Probleme der Meteorologie

Allgemeine Probleme der Meteorologie

Meteorologie ist – im weitesten Sinne – auf planetare Atmosphären angewandte Physik. Einen Überblick über die Schwerpunkte der gegenwärtigen meteorologischen Forschung in der Bundesrepublik Deutschland gibt das Gesamtprogramm dieser Tagung. Das Thema dieser Fachsitzung fasse ich so auf, daß hierin die mehr umfassenden, grundsätzlichen Probleme unseres Faches dargestellt und diskutiert werden sollen. Im Rahmen dieser gemeinsamen Tagung von Meteorologen und Physikern sollte diese Sitzung einen doppelten Zweck erfüllen, nämlich einmal unseren Kollegen von der Physik unsere gegenwärtigen Probleme aufzeigen, zum anderen den Meteorologen über den Zwang zu dieser Selbstdarstellung Anregung zur Selbstbesinnung geben.

Wir werden heute nachmittag nur wenige Probleme detaillierter behandeln, die meisten lediglich skizzieren können. In dieser Einführung in die Fachsitzung über Allgemeine Probleme der Meteorologie werde ich im wesentlichen ein Problem-Skelett entwerfen. Einige Details werden in den folgenden Beiträgen darin eingefügt werden. Keineswegs können wir aber heute und hier ein am Ende fertiges, vollständiges Gebilde erwarten – allenfalls eine Figur ähnlich den Plastiken von Henry MOORE. Der Sinn dieser Veranstaltung erscheint mir aber erfüllt, wenn die angesprochenen Probleme wenigstens deutlich gemacht und Anregungen zu weiterer Diskussion gegeben würden.

Die Probleme der Meteorologie sind so zahlreich und vielschichtig wie in den anderen Wissenschaften auch. Hier sollen überhaupt nur fachspezifische Probleme angesprochen werden. Es sind da wissenschaftliche, strukturelle oder wissenschafts-organisatorische und Ausbildungs- bzw. Nachwuchsprobleme zu unterscheiden. Daneben steht unser historisch bedingtes Hauptproblem: das Image der Meteorologie bzw. des Meteorologen. Dieses ist unser allgemeinstes Problem, nämlich das Bild der Meteorologie in der populären wie in der wissenschaftlichen Öffentlichkeit, das heute noch sehr wesentlich an jenem Teilbereich der Meteorologie ausgerichtet ist, der sich allein mit der täglichen Wettervorhersage befaßt.

1. Zum Image der Meteorologie

Vor wenig mehr als 100 Jahren wurde, wie man dem Vorwort zu C. S. CORNELIUS' Buch „Meteorologie“ (Halle 1863) entnehmen kann, zwischen der Meteorologie – definiert als Physik der Atmosphäre – und der ‚Meteoromantie‘, der Kunst, das Wetter vorherzusagen, unterschieden. Inzwischen hat sich das Verständnis allgemein so gewandelt, daß – wie man dem Vorwort zu H. FORTAKS Buch „Meteorologie“ (Darmstadt und Berlin 1971) entnehmen kann – ein Meteorologe sich als ‚Atmosphärischer Physiker‘ bezeichnen muß, um der stän-

digen und auf die Dauer leidigen persönlichen Befragung nach dem Wetter von morgen zu entgehen.

Hier wäre von seiten der Meteorologie Öffentlichkeitsarbeit nötig. Es gilt, die eingetretene Begriffsverengung wieder rückgängig zu machen, nämlich deutlich zu machen, daß Meteorologie mehr ist als empirisch-induktive Wettervorhersage. Dies ist um so nötiger, als infolge der Entwicklung der Computertechnik die Meteorologie im vergangenen Jahrzehnt selbst auf dem Gebiet der Wettervorhersage durch die Entwicklung und Verwendung mathematisch-physikalischer Verfahren in Forschung und Praxis auf dem Weg zur ‚exakten‘ Wissenschaft einen beachtenswerten Sprung vorwärts getan hat. Der weitere Verlauf dieser Tagung sollte das recht deutlich zeigen.

In diesem Zusammenhang ist es meines Erachtens bedauerlich, daß im deutschen Sprachraum kein die Öffentlichkeit ansprechendes wissenschaftliches Magazin, etwa der Meteorologischen Gesellschaft, existiert – ähnlich den Zeitschriften ‚Weatherwise‘ und ‚Weather‘ der amerikanischen und britischen Gesellschaften –, das einen wesentlichen Teil dieser Öffentlichkeitsarbeit übernehmen könnte.

2. Grundsätzliche, aus der Natur der Atmosphäre erwachsene wissenschaftliche Probleme

In der Natur der Atmosphäre begründete wissenschaftliche Probleme ergeben sich aus den folgenden, die Meteorologie charakterisierenden Merkmalen:

- Die Atmosphäre ist ein im physikalischen Sinne nicht abgeschlossenes thermo-hydrodynamisches System mit darin ablaufenden irreversiblen Prozessen.
- Die Komplexität des Systems Atmosphäre läßt kaum Experimente im herkömmlichen physikalischen Sinne zu; lediglich neuerdings die numerische Simulation in Großrechenautomaten.
- Das System der die Vorgänge in der Atmosphäre beschreibenden partiellen Differentialgleichungen enthält nichtlineare Terme sowie zeitabhängige Randbedingungen, die zum Teil mit dem System rückgekoppelt sind; die Verminderung des Einflusses dieser Randbedingungen zwingt zur geschlossenen Behandlung des Gesamtsystems Erde-Atmosphäre-Ozean, d. h. des Systemkomplexes ‚Planet Erde‘. Zur Eingabe der Anfangsbedingungen bzw. zur Verifikation der Rechenmodelle sind Zeitfolgen aller physikalischen und chemischen Parameter aus der Gesamtatmosphäre (wenigstens bis 30 km Höhe) und dazu ozeanische Messungen bis vielleicht 100 m Tiefe erforderlich. Das bedeutet, daß ungeheure Datenmengen in kurzer Zeit gewonnen, gesammelt und verarbeitet werden müssen. Die Forschung, die weitgehend an den Universitäten betrieben wird, hängt

daher in hohem Maße vom Zugang zu diesen Daten sowie zu den entsprechenden Großrechnern ab.

- Es existieren abgrenzbare Größenordnungsbereiche in Raum und Zeit („scales“), in denen Vorgänge und Wechselwirkungen im System Erde-Atmosphäre-Ozean ablaufen. Diese reichen von molekularen bis zu planetaren Dimensionen. Zwischen ihnen finden beachtliche Energieübergänge statt, deren Berücksichtigung streng genommen die Kenntnis und Behandlung der physikalischen Prozesse in allen „Scales“ erfordert. Aus natürlichen und praktischen Gründen sind dem aber Grenzen gesetzt. Damit taucht das Problem der prinzipiellen Vorhersagbarkeit atmosphärischer Vorgänge und Zustände auf: das Problem der „Predictability“, das nachher Herr FORTAK, Freie Universität Berlin, ausführlicher behandeln wird.

Ein besonderes praktisches Problem stellt beispielsweise die Erfassung und Berücksichtigung der intensiven Vorgänge im sogenannten „Meso-scale“ dar, d. h. im Größenordnungsbereich von einigen Kilometern bis zu 100 Kilometern, der am besten durch die organisierte, in Quellwolken, Schauern und Gewittern sowie Wetterfronten zu beachtende Konvektion (Vertikalbewegung) charakterisiert ist. Konventionelle Meßnetze können diesen Bereich nicht in der notwendigen Dichte und Ausdehnung erfassen. Der Aufwand wäre zu groß. Soweit Niederschläge an diesen Vorgängen beteiligt sind – und aus energetischen Gründen sind glücklicherweise auch gerade diese die wichtigsten und daher interessantesten – können sie immerhin mit einem modernen Hilfsmittel, nämlich dem RADAR, qualitativ, d. h. in ihrer räumlich-zeitlichen Struktur, und quantitativ, d. h. in ihrer Intensität, erfaßt werden. Das entscheidende Problem, das in diesem Zusammenhang aber auftaucht, sei vielleicht am besten durch die Feststellung charakterisiert, daß trotz mehr als 25jähriger Radar-entwicklung und selbst nach z. B. fast 15jähriger Verwendung einer Anlage als Wetterradar in Berlin es bisher zu keinem Aufbau eines geschlossenen Radarnetzes in Europa oder wenigstens in Deutschland gekommen ist, das ein lückenloses Erfassen der Phänomene des Meso-scale ermöglichte. Die Gründe mögen vielfältig sein; ein wesentlicher Verhinderungsgrund dürften aber die relativ hohen Anschaffungs- und Betriebskosten für die außerdem für meteorologische Zwecke viel zu aufwendig angelegten Geräte sein, während die Konstruktion spezieller meteorologischer Geräte infolge des zu kleinen Marktes für die Industrie wohl bisher nicht interessant genug war. Hier soll die dringende Notwendigkeit für die Errichtung eines solchen Netzes, das übrigens in den USA seit Jahren fast den ganzen Kontinent abdeckt, hervorgehoben werden. Insbesondere wird in dieser Sitzung Herr BREUER, Universität Bonn, über die technischen und wissenschaftlichen Möglichkeiten eines solchen meteorologischen Radar-Systems sprechen, das seine Bedeutung letztlich nicht nur für die Meteorologie, sondern auch für die Hydrologie sowie die Wasser- und Energiewirtschaft hat. Auf diesem Gebiet hinken Forschung und Anwendung in Deutschland weit hinter den technischen und wissenschaftlichen Möglichkeiten zurück. In 24 Staaten der USA kann man z. B. bereits (bei entsprechender Einrichtung) die aktuellen Radarbilder ganzer Gebiete über Telefonleitung von den Wetterstationen abrufen.

Da sich die Meteorologie als angewandte Wissenschaft mit dem Lebenselement des Menschen befaßt, das er neuerdings sogar merklich zu verändern vermag, ist die Meteorologie wesentlicher Bestandteil der Umwelt- und Zukunftsforschung. Die Atmosphäre ist, zum Teil in Wechselwirkung, mit diversen Wirkungssystemen verknüpft, wie zum Beispiel mit der Ökologie, der Medizin, der Ökonomie, der Soziologie. Diese Feststellung allein und vielleicht die Anführung von Beispielen genügt je-

doch heute nicht, denn es gilt, die funktionalen Zusammenhänge auch in quantitativer Form zu erkennen und zu berücksichtigen. Daher dürfte es auch für Meteorologen bzw. im Bereich der Meteorologie in zunehmendem Maße wichtig sein, sich über die konventionellen Hilfsmittel und Methoden der experimentellen, beschreibenden und theoretischen Physik hinaus auch der Methoden der Systemtheorie und der Kybernetik zu bedienen, was bisher kaum geschehen ist. Herr FERT, Bundesgesundheitsamt Berlin, wird im weiteren Verlauf der Sitzung einige Beispiele und Anregungen geben.

Besondere Probleme ergeben sich für die Meteorologie auf dem Gebiet der Informationsgewinnung und Informationsverarbeitung. Im Zusammenhang mit der globalen Gewinnung und schnellen Verarbeitung von Beobachtungsdaten für Wettervorhersagen und Zirkulationsmodelle haben Computertechnik und die Fernmeßmethoden durch Satelliten große Fortschritte gebracht. Ein bei weitem nicht gelöstes Problem ergibt sich aber hierbei speziell durch die Tatsache, daß die z. Z. vollständigste und eindrucksvollste Information, nämlich die bildhafte (sei es im Sichtbaren oder im Infrarot) primär nicht für den Eingang in die Vorhersage- und Zirkulationsmodelle – für die die benötigten Eingangsparameter quantitativ-physikalischer Natur sind (wie Druck, Temperatur, Windgeschwindigkeit usw.) – geeignet sind. Die Gewinnung kompatibler Sekundärinformation, die zweifellos in den Bildern enthalten ist, steckt kaum in den Kinderschuhen, und es sind hier grundlegende Arbeiten auf dem Gebiet der Informationstheorie, speziell der automatischen Zeichenerkennung und der Strukturanalyse vonnöten, die wiederum schwerlich von konventionell ausgebildeten Meteorologen allein, sondern höchstens in interdisziplinärer Zusammenarbeit mit Wissenschaftlern aus anderen Bereichen möglich sind. Um das zweifellos große Potential der Satellitenbilder an meteorologischer Information auszuschöpfen und optimal nutzbar zu machen, bedarf es aber der Mithilfe verschiedenster Nachbarwissenschaften, und es gilt, deren Interesse an meteorologischen Problemen zu wecken.

Bei zahlreichen Problemen, beispielsweise im Rahmen interdisziplinärer Fragestellungen, besonders bei der Untersuchung der Koppelung interdependanter Systeme (z. B. in der Medizinmeteorologie, auf dem Gebiet der Luftreinhaltung o. ä.) ergibt sich oftmals die Aufgabe, aus den in allen Scales stattfindenden beobachtbaren atmosphärischen Prozessen die relevanten Kenngrößen möglichst ökonomisch mit repräsentativen Meßwerten zu belegen. Hier ergeben sich weitere informationstheoretische Problemstellungen, und Herr FERT, Berlin, wird an einem Beispiel die Bedeutung informationstheoretischer Überlegungen in der meteorologischen Praxis aufzeigen.

Meteorologie, als atmosphärische Physik verstanden, muß auch die Atmosphären der übrigen Planeten in den Kreis ihrer wissenschaftlichen Betrachtung einbeziehen. Sie kann dieses heute um so mehr, als zum einen die Beobachtungstechniken, die von Bord der Satelliten zur Beobachtung der Erdatmosphäre verwendet werden, prinzipiell auch zur Erforschung von Aufbau, Zusammensetzung und Verhalten der anderen Atmosphären angewandt werden können und angewandt werden, und zum anderen mathematische Simulationsmodelle, wie sie für die Erdatmosphäre entwickelt wurden, auch die Simulation der Bewegungsvorgänge in den anderen Atmosphären ermöglichen. Beides geschieht nicht aus entlegenem akademischen Interesse, sondern zur Erweiterung unseres Verständnisses unserer eigenen Atmosphäre. Herr GHAZI, Universität Köln, wird über den augenblicklichen Kenntnisstand auf diesem Gebiet referieren.

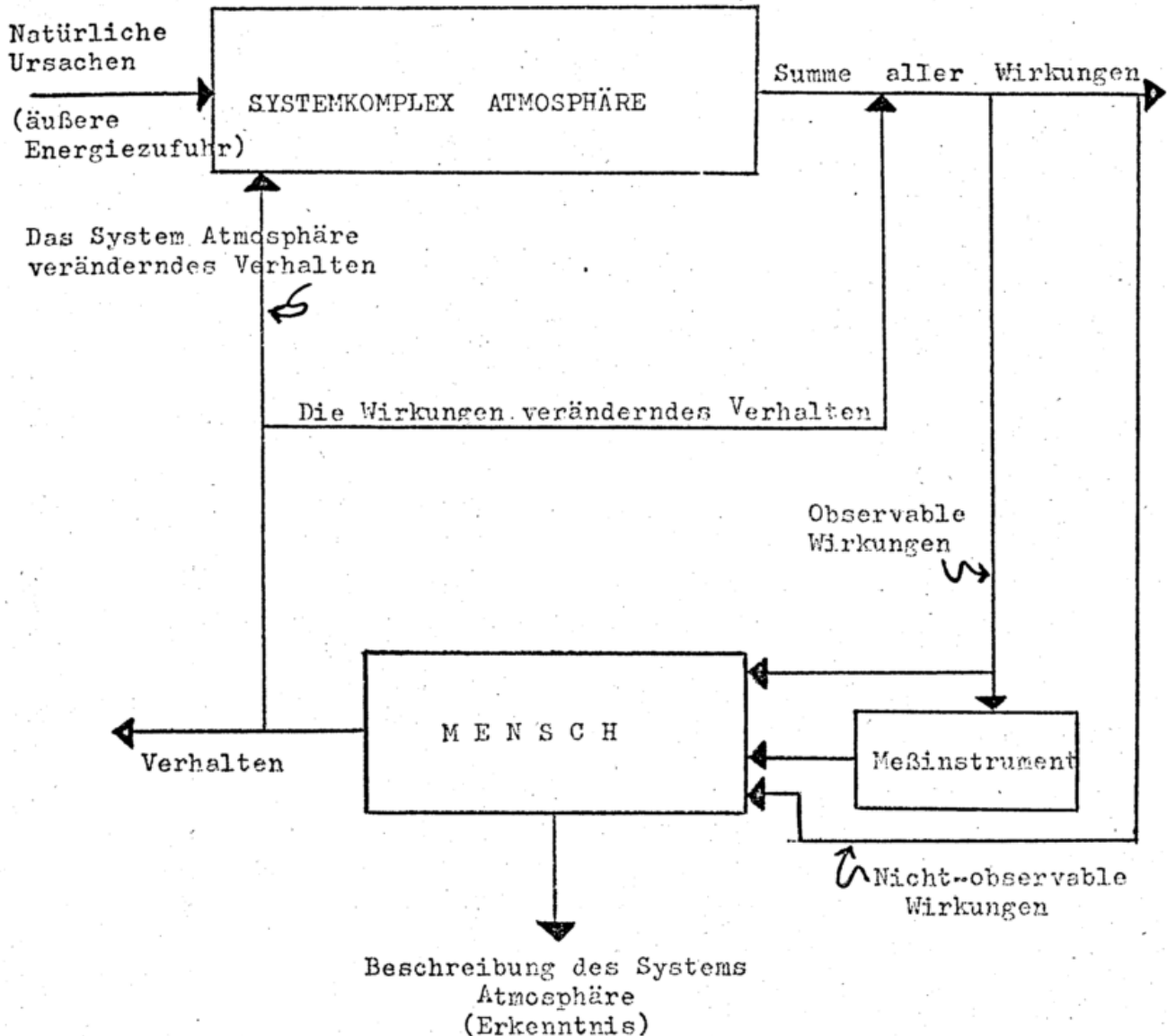
3. Zur gesellschaftlichen Relevanz der Meteorologie

In den folgenden Abschnitten möchte ich – so weit es die Zeit erlaubt – auf einige mir wichtig erscheinende strukturelle und organisatorische Probleme eingehen, die zumeist die Meteorologie selbst, insbesondere aber die Erfüllung der an sie gestellten gesellschaftlichen Forderungen sowie die Ausschöpfung der technischen Möglichkeiten dafür berühren.

Wenn die Meteorologie zunächst nur als Physik des Systems Atmosphäre angesehen werden kann, so ist jedoch zu beachten, daß der Mensch – als Bestandteil der

Die international bereits von der Meteorologie selbst gewählten Bestandteile eines solchen Katalogs gesellschaftlich relevanter Aufgaben sind heute:

- die Erhaltung der Luftqualität,
- die Verbesserung von Wettervorhersage und Katastrophenwarnung,
- die künstliche Wetterbeeinflussung zur Wetterverbesserung und Katastrophenverhinderung,
- die Kontrolle von Klimaänderungen (der natürlichen sowie der willentlichen und unbeabsichtigten künstlichen).



Erkenntnischema der Meteorologie und Stellung des Menschen zum Systemkomplex Atmosphäre (G. WARNECKE).

Biosphäre – mit der Atmosphäre in Wechselwirkung steht. Diesen Zusammenhang versucht obiges Blockschaltbild deutlich zu machen. Die Meteorologie hat sich seit langem mit den Wirkungen der Atmosphäre auf den Menschen und seine Aktivitäten (Wettervorhersage, Medizinmeteorologie, Agrarmeteorologie, Flugmeteorologie etc.) beschäftigt, beginnt jedoch erst in jüngster Zeit ausgiebiger mit der Betrachtung der Rückwirkungen auf die Atmosphäre. Hier scheint eine Beschleunigung der Bewußtseinswandlung vonnöten, die die historisch bedingte Dominanz der Wettervorhersage in der Meteorologie überwindet und stattdessen einen aus weitgehend gleichgewichtigen Teilen bestehenden Katalog von Aufgaben als praktisches Ziel der Meteorologie konstatiert.

Keine dieser Aufgaben kann streng genommen als singuläres Einzelproblem angesehen werden. Alle sind miteinander verwoben, zum Teil in Rückkopplung, d. h. in Regelkreisen. Die Luftqualität geht beispielsweise über den Einfluß auf den Strahlungs- und Wärmehaushalt in die Modelle der (mittel- bis langfristigen) Wettervorhersage bzw. der Allgemeinen Zirkulation ein. Die Modelle der Wettervorhersage sind andererseits zur Beschreibung der Veränderungen der Luftqualität nötig. Die Zirkulationsmodelle sind auch notwendig zur Vorhersage künftiger Klimaänderungen. Die Konsequenzen klimaverändernder Maßnahmen und Einflüsse lassen sich nämlich mit ihnen experimentell ermitteln. Dabei geht es unter anderem um so grundsätzliche Fragen wie: ob und in welchem Ausmaß künstliche (beabsichtigte

und unbeabsichtigte) Wettermodifikationen, die in den kleineren atmosphärischen Scales stattfinden, durch Trigger-Mechanismen großräumige klimatische Änderungen hervorrufen können, und um die gravierende Frage der Reversibilität schädlicher Einwirkungen. Durch „Scale-interaction“, d. h. durch mehr oder weniger unkontrollierbare Energieflüsse von einem Scale in andere, nicht beeinflussbare Scales, besteht immerhin die Möglichkeit des Vorhandenseins eines hohen Grades von Irreversibilität. Untersuchungen hierüber sind dringend nötig und von großer Bedeutung.

4. Strukturprobleme der Meteorologie in der Bundesrepublik Deutschland

Die gesellschaftliche Relevanz der Meteorologie als einer angewandten Wissenschaft steht nach dem soeben Gesagten außer Frage, besonders angesichts der Situation, daß die Menschheit heute in der Lage ist, — und davon beabsichtigt oder unbeabsichtigt bereits regen Gebrauch macht — die Atmosphäre und die physico-chemischen Prozesse darin zu verändern. Diese prinzipielle Relevanz ist jedoch zunächst eine nur potentielle, und es bedarf des Nachweises, in welchem quantitativen Umfange sie tatsächlich realisiert ist und wie ökonomisch diese Realisierung erreicht wird. Darüber hinaus ist die Frage angebracht, in welchem Umfange die Meteorologie in der Bundesrepublik strukturell und finanziell in der Lage ist, den Bedürfnissen der Gesellschaft, gemessen allein an den derzeit bestehenden technischen und wissenschaftlichen Möglichkeiten, gerecht zu werden.

Es wurde bereits betont, daß die in Abschnitt 3 aufgeführten hauptsächlichen Aufgaben der Meteorologie alle sehr eng miteinander verknüpft sind. Das bedeutet, daß die Lösung keiner dieser Aufgaben zurückgestellt oder weggelassen werden kann. Vielmehr müssen sie gleichzeitig und in wechselseitiger Verbindung gelöst werden. Die Natur dieser Aufgaben bedingt nun aber einen relativ großen technischen und finanziellen Aufwand für die Forschung und die Methodenentwicklung.

Die meteorologische Forschung wird in der Bundesrepublik, wie auch in vielen anderen Ländern, hauptsächlich an den Universitäten betrieben. Dort jedoch stellt die Meteorologie — gemessen an den Studentenzahlen; es werden im Gegensatz zu den anderen naturwissenschaftlichen Fächern mit Ausnahme von Geophysik, Ozeanographie und Geologie keine Lehramtskandidaten ausgebildet — traditionell ein „kleines Fach“ dar, das im Budget einer Universität im allgemeinen nur relativ bescheidene Ansprüche stellen kann. An keiner der deutschen Universitäten wird daher wahrscheinlich allein eines dieser Großprojekte ausgeführt werden können, wenn nicht grundlegende Strukturänderungen erfolgen. Es sind da vielleicht zwei Möglichkeiten zu erkennen:

a) die Meteorologie in der Bundesrepublik verläßt ihren traditionellen Rahmen und weitet sich unter Einbeziehung von Nachbardisziplinen (oder zumindest von Teilen derselben) zur Atmosphären-Wissenschaft („atmospheric science“) oder gar zur Umweltwissenschaft („environmental science“) aus, womit sie inneruniversitär ein größeres Gewicht erhält; dieser Weg dürfte aber allenfalls an Technischen Universitäten durch Zusammenschluß bestehender einschlägiger Gruppen und Disziplinen ohne zu große Schwierigkeiten realisierbar sein;

b) die Meteorologie schließt sich interuniversitär, d. h. überregional in ihrer Forschung zusammen. In dieser Richtung haben wir zwar einen löblichen Ansatz, doch erscheint dieser auf längere Sicht keineswegs ausreichend und sicher auch nicht umfassend genug. Angesichts der deprimierenden Situation haben sich nämlich vor einigen Jahren die theoretisch-meteorologischen

Institute zu einer Arbeitsgruppe SPAAZ (Simulationsprojekt Allgemeine Atmosphärische Zirkulation) in einem DFG-Projekt zusammengefunden, doch ist hierin die räumliche Zersplitterung der Forschungsgruppen sehr hinderlich, die finanzielle Zukunft des Projekts nicht langfristig gesichert. Auf dem hochaktuellen Gebiet der Erhaltung der Luftqualität (Luftreinhaltung) fehlt eine vergleichbare Aktivität völlig.

Es erscheint daher als sehr dringend, daß für die Bewältigung der Forschungs- und Entwicklungsaufgaben, die die Meteorologie für die Gesellschaft zu leisten hat, eine angemessene Organisationsform gefunden wird. Nicht nur die Forschung an den Universitäten, auch die meteorologischen Dienstleistungen der Behörden sind arg zersplittert: Der Deutsche Wetterdienst befindet sich im Verkehrsministerium, die meteorologisch abhängigen Flutwarn-, Fischereischutz- und Eisdienste vom Wetterdienst getrennt im Deutschen Hydrographischen Institut (BVM) bzw. im Ernährungsministerium; die Luftreinhaltung unterliegt der konkurrierenden Kompetenz und Obhut sowohl des Bundesgesundheitsministeriums als auch der elf Bundesländer sowie einiger mehr oder weniger privater Gruppen, wie z. B. dem VDI.

Ich habe den Eindruck, daß es sehr nötig ist, daß innerhalb der Meteorologie diese Strukturfragen stärker diskutiert werden und daß auf Abhilfe gesonnen wird. Dazu ist zweifellos notwendig, daß eine breitere wissenschaftliche und politische Öffentlichkeit mit den Aufgaben und den potentiellen Möglichkeiten der Meteorologie (insbesondere der Forschung) einerseits und mit den Hemmnissen, die einer angemessenen Realisierung im Wege stehen andererseits, vertraut gemacht wird.

Wege organisatorischer Lösungen wurden in den Vereinigten Staaten z. T. schon vor zehn Jahren vorgezeichnet: Auf dem Gebiet der atmosphärischen Forschung haben sich fast alle amerikanischen Universitäten zur Etablierung des inzwischen in der internationalen meteorologischen Forschung bedeutenden National Center for Atmospheric Research (NCAR) zusammengefunden. Vor kurzem sind auch die ozeanischen und meteorologischen Dienste der USA zur National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) zusammengefaßt worden — gewissermaßen eine Renaissance der Idee der im Kriege aufgelösten Deutschen Seewarte.

Es sollte vielleicht anläßlich dieser Tagung des Verbandes Deutscher Meteorologischer Gesellschaften eine Diskussion wenigstens über die Bildung eines interuniversitären deutschen Zentrums für Atmosphärenforschung beginnen, die es den Universitäten ermöglichen soll, Projekte interuniversitärer meteorologischer Großforschung, die gewisser, an den einzelnen Universitäten kaum realisierbarer technischer, finanzieller und personeller Mindestausstattung bedarf, zu betreiben. Die Form eines kooperativen Zusammenschlusses würde es den partizipierenden Wissenschaftlern ermöglichen, Mitglieder ihrer Universitäten zu bleiben, so daß diese wiederum bei der Einrichtung und beim Betrieb eines solchen, sicherlich attraktiven Forschungszentrums dann nicht ihres Lehrpersonals beraubt werden würden.

Wissenschaftliche Großprojekte wie die hier erwähnten bedürfen gezielter Forschungsplanung. Angesichts der in Deutschland vorhandenen begrenzten personellen und finanziellen Ressourcen ist diese um so dringlicher. Sie muß aber mindestens auf nationaler Ebene erfolgen und den Gesamtkomplex der atmosphärischen Forschung umfassen, einschließlich ihrer Vernetzungen mit der Ökologie, Ökonomie und Soziologie — ohne die beispielsweise die Fragen des Umweltschutzes nicht sinnvoll zu lösen sind.

Jüngste Ereignisse lassen es besonders vordringlich erscheinen, daß für die Meteorologie in der BRD eine institutionelle Basis für größere Forschungsprojekte

geschaffen wird, auf der langfristig effektiv gearbeitet werden kann, damit nicht das Schicksal renommierter Forschungsgruppen den Wechselfällen ministerieller Umdispositionen ausgeliefert bleibt.

5. Probleme der Synoptischen Meteorologie

Die Meteorologie befindet sich heute offensichtlich in der historischen Situation, daß in der Praxis der Wettervorhersage von der in den letzten hundert Jahren gepflegten und entwickelten empirisch-induktiven synoptischen Methode fortschreitend zu mathematisch-physikalischen Arbeitsmethoden übergegangen wird. Während dieses Prozesses müssen sich natürlich Berufsbild und Ausbildungsziel des „praktischen“ Meteorologen erheblich wandeln. Bislang gehörte die handgefertigte dreidimensionale Analyse der Druck-, Temperatur-, Wolken- und Strömungsfelder zum Hauptaufgabengebiet des Synoptikers. Das Herausarbeiten der wettergestaltenden Faktoren und Strukturen, insbesondere das Erkennen und Kenntlichmachen der wetterändernden Faktoren für eine fast ausnahmslos auf empirischen Regeln und Extrapolation beruhende Vorhersage ist eine bekanntlich schwer lehrbare, subjektiven Einflüssen und psychologischen Faktoren unterworfenene Kunst („Meteoromantie“!).

Mit der Einführung objektiver, d. h. computerisierter Analysenverfahren entfällt in zunehmendem Maße diese bisher wesentliche, zeitaufwendige Betätigung des im Wetterdienst arbeitenden Synoptikers. Er sieht sich infolgedessen aber der zunächst ungewohnten neuen Situation ausgesetzt, zur Vorhersage Wetteranalysen verwenden zu müssen, deren spezielles Zustandekommen, insbesondere deren Ausgangsdaten ihm vielleicht z. T. unbekannt bleiben. Die Abnahme der Handarbeit ist zweifellos eine willkommene Erleichterung. Die während der Handanalyse erworbene Detailkenntnis des niederen Scales, nämlich auf Grund der Einzelbeobachtungen, die ihm bei der Prognose zugute kam, geht damit aber verloren und muß durch entsprechende Zusatzinformationen möglichst ausgeglichen werden. Denn für die lokale Prognose ist die Rückinterpretation des subsynoptischen Scales aus den vorhergesagten großräumigen Feldern (Vorhersagekarten), d. h. die Umsetzung der großräumigen Feldverteilungen in lokales oder regionales Wetter, notwendig. Letzteres allein wird in der nächsten Zukunft vermutlich die wesentlichste Funktion des Synoptikers sein, der dann nicht mehr primär als Analysator, sondern vielmehr als Interpret großräumiger atmosphärischer Felder verstanden werden muß. Um auch hierbei Subjektivität und schwer erlernbare „Kunst“ weitgehend auszuschließen — vorerst wird wohl noch weitgehend auf die Empirie (trotz aller ihrer Schwächen) zurückgegriffen werden müssen —, sind objektive Vorhersagehilfen zu entwickeln, seien es eingeflochtene subskalige Rechenmodelle, statistische Hilfsmittel oder geeignete Beobachtungssysteme. Die Entwicklung dieser Hilfen dürfte eine drängende Aufgabe der Synoptik sein, doch liegt

das Feld der Forschung auf diesem Gebiet in der BRD noch völlig brach und bedarf gezielter Entwicklung.

6. Ausbildungs- und Nachwuchsproblem

In Abwandlung einer Feststellung der Physiker auf dieser Tagung möchte ich die These voranstellen:

„Die wissenschaftliche Zukunft der Meteorologie hängt davon ab, ob es gelingt, an den Schulen die besten Schüler für die Meteorologie zu begeistern.“

Ein für die Entwicklung unseres Faches in der Bundesrepublik ernstes Problem sehe ich deshalb in der einseitigen Arbeitsmarktstruktur. Obwohl die Meteorologie, und zwar als umweltbezogene Wissenschaft verstanden, durchaus als attraktiv für ein naturwissenschaftliches Studium angesehen wird, wird die Tatsache, daß wohl für mehr als 90 Prozent aller Hochschulabsolventen der Meteorologie, sofern sie innerhalb des Fachgebiets tätig werden wollen, lediglich die Wahl zwischen dem zivilen und dem militärischen Staatsdienst besteht, nach meinen Erfahrungen an der Hochschule als recht unglücklich empfunden. Darüber hinaus wird die weitere Tatsache, daß den Diplom-Meteorologen nach 13jähriger Schulzeit, 1½jährigem Wehrdienst und meist 5- bis 6-jährigem, bei Promotion noch längerem Studium im Zivildienst noch eine zweijährige Referendarzeit bevorsteht — eine Situation, der sich viele Studenten überhaupt erst im weiteren Verlauf des Studiums voll bewußt werden — als bedrückend und abschreckend, ja geradezu als diskriminierend empfunden; diskriminierend deshalb, weil die für das spezielle Fach ausgebildeten Meteorologen offenbar noch diese zeitaufwendige zusätzliche Belehrung benötigen, gleichzeitig aber Mathematiker und Physiker zur Einstellung ohne Referendarzeit angeworben werden — womit ich nun aber auf keinen Fall dafür plädieren möchte, denen auch noch eine Referendarzeit aufzubrummen. Es sollte doch zu ermöglichen sein, daß der Wetterdienst mit den Universitäten in nächster Zukunft Ausbildungspläne entwickelt, die bei gleichem Aufwand an Studienzeit auch den Anforderungen des Dienstes genügen — falls das nicht ohnehin schon weitgehend der Fall ist —, und daß der Staat für die wissenschaftlichen Dienste andere als an der Laufbahn der Juristen orientierte Laufbahn- bzw. Besoldungsregelungen entwirft.

Außerdem sollten dringend Überlegungen angestellt werden, wie diese Arbeitsmarktstruktur verändert werden kann, um die grundsätzlich an der Meteorologie interessierten Studenten durch das Angebot eines größeren beruflichen Bewegungsspielraums für unsere Wissenschaft gewinnen zu können. Hierzu könnte zum einen die weiter oben erwähnte Schaffung einer zentralen Forschungsinstitution beitragen, wie vielleicht zum anderen eine breitere Ausbildung im Hinblick auf die Anwendung meteorologischer Kenntnisse und Einsichten in benachbarten Wissenschafts- bzw. in den relevanten sonstigen Lebensbereichen. Dieses setzt allerdings wiederum eine rege, gezielte Öffentlichkeitsarbeit (z. B. zur „Image-Wandlung“) als Vorbereitung voraus.

Notwendigkeit systemanalytischer Betrachtungsweisen in der Meteorologie

Zusammenfassung

Es wird die Meteorologie als Problemkomplex der Wechselwirkungen zwischen menschlicher Zivilisation und atmosphärischer Umgebung gesehen. Sie ist darum mit anderen naturwissenschaftlichen, mit technischen und mit psychologisch, sozioökonomischen und gesellschaftspolitisch ausgerichteten Systemen verflochten. Dies zwingt auch innerhalb der Meteorologie hinsichtlich Forschungsplanung, Organisation, Ausbildung, Kommunikationswesen usw. zum ganzheitlichen Denken in Systemen. Für das Aufzeigen, Klären und Lösen derartig komplexer Probleme, für rationale Entscheidung und Zielsetzung stellt die Systemanalyse ein Hilfsmittel mit zunehmender Bedeutung dar.

Zum Verständnis der Systemanalyse werden einige grundlegende Begriffe, Gedanken und wesentliche Erkenntnisse aus der Systemtheorie erläutert und ihr wesentlicher Bezug zu meteorologischen Problemen angedeutet. Die Demonstration einiger systemanalytischer Ansätze soll die mögliche Effizienz dieser Betrachtungsweise und Methodik in der Meteorologie erhellend lassen und zu weiteren Aktivitäten stimulieren.

Abstract

Meteorology is considered a complex of problems originated from the interaction of human civilization and atmospheric environment. For that reason, meteorology is involved in other scientific and also in technical, psychological, socio-economical and socio-political complexes. This postulates within the meteorology an entire thinking in systems concerning research-planning, organization, training, communication etc. Systems analysis is considered an aid of growing significance for rational decisions and aims.

For rendering systems analysis intelligible, some of the basic conceptions, opinions and essential cognitions of systems theory are explained, and its substantial reference to meteorological questions is indicated. The demonstration of some systems analytical statements shall point out the potential efficiency of this method in meteorology and shall stimulate to further activities.

1. Das Denken in Systemen

Zahl und Umfang der wissenschaftlichen Probleme wachsen schneller als die zu ihrer Lösung verfügbaren Potenzen. Die Probleme werden zunehmend komplexer. Auch ihre Bewältigung mußte zunehmend mehr Bereiche berücksichtigen. Der Einbeziehung technischer Gegebenheiten folgte der Einschuß wirtschaftlicher Überlegungen. Endlich müssen auch psychologische und soziale Aspekte integriert werden, da Wissenschaft von Menschen und für Menschen betrieben wird. Indem man von vornherein vom prozessualen Zusammenwirken der objekt-problematischen, technischen, menschlichen und/oder organisatorischen Gegebenheiten ausgeht, denkt man in Systemen.

Das „Denken in Systemen“ richtet sich nach den handelndmüssenden und handelndwollenden Menschen aus. In Kenntnis oder doch Erwartung der vielfältigen Begrenzungen, Konfliktmöglichkeiten und Zieldifferenzen strebt diese Art Denken an, die komplexen Zusammenhänge zu durchschauen, Lösungs- und Handlungsalternativen auszuwählen und Ergebnisse und Konsequenzen zu prognostizieren. Seine wissenschaftstheoretische Ausprägung erfährt es in der Systemtheorie. Bei der Lösung der als so komplex angesehenen Probleme bieten sich

die Verfahren der Systemanalyse und Systemtechnik als Hilfen an.

„Meteorologie“ — weit umfassend als das gesamte Aktionsfeld der Meteorologen gesehen — (analog wie der Begriff „Gesundheitswesen“ über den Inhalt des Begriffes „Medizin“ weit hinausgeht) zwingt ebenfalls zum Denken in Systemen auf vielerlei Ebenen und aus mancherlei Notwendigkeit. Die Anwendung systemanalytischer Methoden könnte sich auch hier bewähren.

2. Meteorologie als System

Unser Thema setzt „zu wendende Nöte“ in der Meteorologie voraus. Man kann sich diese Nöte in zwei Arten unterteilt denken:

1. *Objektive Nöte*, erwachsen aus der Problembewältigung von Objekten der Meteorologie, also in ihr klar abgegrenzter, bekannter Teilsysteme (z. B. Vorhersage des Wetters, Beschreibung der Zirkulation, Erklärung der Gewitterentstehung).
2. *Subjektive Nöte*, die sich ergeben, wenn man der Meteorologie als Subjekt begegnet — oder sie selbst gesamtheitlich als Subjekt ansehen muß — als unklar abgegrenztes Gesamtsystem. Es sind sozusagen sy-

stemimmanente Nöte, z. T. ausgelöst durch Störungen oder Infragestellungen von innen oder von außen. Es betrifft das Selbstverständnis, das Zielsystem, die Ausbildung und Organisation, es betrifft etwa auch die Akzeptanz der Leistung von Meteorologie und Meteorologen.

Zur ersten Art (objektiver) Nöte bedarf es keiner Existenzbeweise. Sie sind das tägliche Brot der Meteorologen. Die zweite Art (subjektiver) Nöte sind demgegenüber, um das Gleichnis fortzuführen, nicht das tägliche Brot, sondern deren gelegentliches Vertrocknen oder Schimmeln – und die damit etwa auftauchende Grundsatfrage, ob dieses Brot überhaupt die stets rechte Ernährungsweise ist. Wer diese Art Nöte – noch – nicht akzeptiert, sei mit einer Reihe von Antithesen konfrontiert (Antithesen deswegen, weil sich von ihnen Skeptiker im allgemeinen mehr als von Thesen stimulieren lassen!).

Einige akzentuierte Feststellungen., die m. E. nicht zutreffen:

- + *Die Meteorologie findet genau die ideelle und materielle Anerkennung und Förderung, die der Effizienz ihrer Tätigkeit und Schwierigkeit ihrer Problematik zukommen sollte,*
 - ++ *dank ihres Nutzens,*
 - ++ *dank der Einhaltung ihrer Versprechungen,*
 - ++ *dank der Zuverlässigkeit und Reibungslosigkeit ihrer Betriebs- und Kommunikationssysteme.*
- + *Die Meteorologie leistet genau das, was Öffentlichkeit, Gesetzgeber und Nachbardisziplinen befriedigt, wie auch umgekehrt letztere genau das fordern, was die Meteorologie lösen kann und möchte.*
- + *Die Meteorologen-Ausbildung ist hinsichtlich*
 - ++ *Berufsorientierung und Bildungsorientierung,*
 - ++ *Erwartungen der betroffenen Person und die der Gemeinschaft,*
 - ++ *Anforderungen der Gegenwart und der Zukunft ausbalanciert und optimiert.*

Darum ist auch gerade der Meteorologe in unserer derzeitigen Gesellschaft ein stets gesuchtes, angesehenes, wohlhabendes und voll integriertes Glied. Gelegentliche Schwierigkeiten und eventuelle Reibungen beruhen auf sekundären Mißverständnissen. Sie sind normale Störungen, die es schließlich in allen Systemen gelegentlich gibt. Sie sind aber nicht etwa ein Ausdruck dafür, daß am Gesamtsystem Meteorologie und seiner Einordnung etwas nicht (mehr) stimmt, falsch erkannt ist, geändert werden mußte usw.

Wer als Meteorologe diese Feststellungen für zutreffend hält, ist zumindest sehr optimistisch. Wer diese Feststellungen zwar für unzutreffend hält, jedoch hinnimmt, ist wohl zumindest zufrieden – möglichenfalls durch selbstaufgelegte Beschränkung. Wen das seiner Meinung nach Unzutreffende dieser Feststellungen Unbehagen bereitet oder wen es sogar zutiefst stört, der muß entweder sich ändern – oder das System! Sich ändern könnte etwa heißen: sich umwerten, sich – nur beispielsweise – als Physiker empfinden und sich damit aus der Verantwortung für das Gesamtheitliche der Meteorologie dispensieren. Wer hingegen sein Selbstverständnis als Wissenschaftler an das Selbstverständnis der Meteorologie – freiwillig oder zwangsweise – gebunden sieht und auf diesem Wege seine Identität sucht, muß das System ändern. Das System ändern, heißt aber zunächst: es erkennen in seinem Zustand und Verhalten, seinen Zielen, Abhängigkeiten, Anfälligkeiten usw., kurz: es zu analysieren! Systemanalyse ist eigentlich weiter nichts, als – in einer gesamtheitlichen Betrachtung den vielfältigen Komplex in seiner Struktur transparent und damit letztlich manipulierbar zu ma-

chen. – Gerade die Wendung der zweiten (subjektiven) Art von Nöten in der Meteorologie kann nur mit der Systemanalyse beginnen.

Von der Gesamtheit der sich mit Meteorologie notwendigerweise Befassenden gesehen bildet Meteorologie – als Gegenstand der Forschung, Lehre, Organisation, Planung, Erkenntnis, Erwartung, Anerkennung usw. – keine a priori gegebene, hierarchisch geordnete, unabhängige Ganzheit, für die und in der alles ein für allemal schon entschieden ist. Derart umfassend gesehen, ist Meteorologie vielmehr als ein vielgliedriges System aus komplex verflochtenen Subsystemen anzusehen, das darüber hinaus mit extradisziplinären Systemen (auch gesellschaftspolitisch, sozioökonomisch und psychologisch ausgerichteten) durch zahlreiche Interdependenzen verbunden ist; das ferner dynamisch ist und somit laufend Konflikte erzeugt und nach Planungen und Entscheidungen verlangt. Die Systemanalyse stellt ein notwendiges (zumindest Kommunikations-) Hilfsmittel für die Problemlösung, die Zielwahl und Alternativenentscheidung und die Entwicklungsprognose bei Meteorologie- (also auch bei Meteorologen-) Problemen dar, das im einfachsten Falle der qualitativen Verdeutlichung dient und im fortgeschrittenen Falle zu einem computerisierten informativen Kalkülmodell führt.

So abstrakt die zuerst erwähnten Fakten auch aussehen und sich einer konkreten Systematik und einer quantifizierenden Wertung zu entziehen scheinen, so zeigen doch die neueren Entwicklungen auf Wissenschaftszweigen, die einer objektiven Systematisierbarkeit und Mathematisierung viel weniger zugänglich erscheinen (Soziologie, Ökologie, Psychologie, Politologie, Wirtschaft- und Erziehungswissenschaften usw.), die Erfolgsträchtigkeit systemtheoretischer Ansätze. All das hat sich letztlich in speziellen Begriffen und Techniken niedergeschlagen oder hat gar schon zu eigenen Disziplinen geführt, etwa wie: Operation Research, Kybernetik, Strategieforschung, Spieltheorie, Konfliktforschung, Systems Engineering, Futurologie, Marketing usw.

Die hier vorliegende Betrachtung soll und kann lediglich aufmerksam machen auf das inzwischen höchst zahlreiche Instrumentarium anderer Disziplinen, deren anwachsende Literatur, deren – oft ökonomisch meßbaren – Erfolge; sie soll anregen, sich mit deren neuen Denkweisen auseinanderzusetzen – z. T. zunächst durchaus erst spielerisch (was nie der schlechteste Ansatz zu einem schöpferischen Prozeß war!). Zur Förderung dieses Zweckes werden im weiteren, wenn auch lediglich beispielsweise und ohne damit Prioritäten zu setzen, einige meteorologische Systemebenen aufgezeigt werden, die m. E. einer systemanalytischen Betrachtungsweise besonders bedürfen, um neue Denkansätze zu ermöglichen.

Zuvor jedoch wäre zur Erläuterung einiges Grundsätzliches aus der Systemtheorie zu sagen, wobei sich aber auch schon meteorologische Aspekte aufdrängen.

3. Grundsätzliches aus der Systemtheorie

Der Ausdruck Systemtheorie soll nicht darüber hinwegtäuschen, daß wir es hier bisher weniger mit einer Theorie, sondern eher mit einer Reihe von Konzepten zu tun haben. Aber sie ist zumindest eine vergleichende Erfahrungswissenschaft.

Unter einem System versteht man eine sinnvoll geordnete Zusammenstellung von realen oder abstrakten Elementen, die aufgrund ihrer Eigenschaften miteinander in Beziehung stehen. Die Elemente könnten beispielsweise sein: Temperatur, Luftdruck, Information, Geld, Instrumente, Speicher, Gesetze, – also auch selber wieder Systeme, die man in diesem Zusammenhang als Subsysteme bezeichnen kann. Die Systemanalyse geht davon aus, daß die Prozeßbeziehungen in einer Hierarchie der Komplexität organisiert sind.

Den Begriff System kann man statisch oder dynamisch verstehen. Im ersten Falle ist ein System – im Sinne der Systematik – zwar lediglich eine sinnvolle Ordnung oder Zusammenstellung. Diese kann aber beispielsweise als sogenannte Entdeckungsmatrix äußerst erfolgreich angewendet werden. (Als eines der ersten erfolgreichen Beispiele sei an die (Er-)Findung des „Periodischen Systems der chemischen Elemente“ erinnert, welches bekanntlich zu erstaunlichen Prognosen führte). – Systeme im Sinne der Systemtheorie sind dynamische Systeme; d. h. ihre Elemente stehen in dynamischer Wechselwirkung miteinander (z. B. das Sonnensystem, technische Regelsysteme).

Eine der wesentlichsten Erkenntnisse ist nun die, daß dynamische Systeme Leistungen offenbaren können, die ihren einzelnen Elementen nicht zukommen, die sogenannten Systemeigenschaften. Eine solche Leistung ist neu – und ist nicht etwa die Summe der Leistungen der Einzelelemente (z. B. die Systemleistung eines Thermostaten, eines Musikinstrumentes, eines Uhrwerkes, eines Lebewesens). Die Systemerscheinung „Leben“ etwa ist das ganz bestimmte Zusammenwirken von an sich leblosen Komponenten! – Gerade an der Erscheinung „Leben“ mag andererseits deutlich werden, wie beherzigt die Umkehrung des Gedankenganges sein sollte. Es ist müßig, eine ureigentliche Systemeigenschaft (wenn auch nur latent) in einem Systemelement wiederfinden zu wollen! Der Wirbelsturm ist eine seltsam stabile Systemverhaltensweise, die in keinem der an ihm beteiligten Elemente wiederzufinden ist. Weder Kondensator noch Spule noch Batterie haben in sich die Fähigkeit, periodische Leistungen zu erbringen wie das System des Schwingkreises, zu dem sie sich verbinden lassen. Aus dieser Erkenntnis heraus verlangt auch die 26-monatige Windoszillation der tropischen Stratosphäre als Systemeigenschaft gesehen keinesfalls grundsätzlich eine Periodik in einem der mitbeteiligten Grundelemente oder eine externe periodische Triggerrung!

Auch ohne systemtheoretische Ausführungen ist klar, daß allein die Summierung der Eigenschaften und Handlungen eines experimentell, eines theoretisch, eines statistisch und eines synoptisch arbeitenden Meteorologen noch keine Leistungsmaximierung etwa in der Wettervorhersage ergibt. Man muß die Benannten erst zur Wechselwirkung miteinander fähig machen, d. h. für sie das geeignete System gestalten! Dieses Beispiel möge auf die Polarisierung der Zielrichtungen in der Systemanalyse verweisen: entweder ist das System gegeben und sein Verhalten gesucht, oder es ist der Zweck gegeben und demgemäß das System zu gestalten. –

Eine weitere uns wesentlich interessierende Systemdifferenzierung ist die Unterscheidung der dynamischen Systeme nach geschlossenen und offenen Systemen. Geschlossene Systeme zeigen ihre Systemerscheinungen, ohne mit ihrer Umwelt in Wechselwirkung zu stehen (z. B. der Schwingkreis). Offene Systeme (z. B. Lebewesen, Wirbelstürme, kybernetische Maschinen) haben hingegen einen Stoffwechsel mit ihrer Umgebung und sind daher auf diese angewiesen: es fließt etwa Energie, Materie, Information, Geld usw. Das heißt aber auch, daß offene Systeme solche sind, die Entropiezunahme (hier verstanden als dauernder und nicht umkehrbarer Verlust an Energie, Ordnung und Organisation!) nur durch die Aufnahme von Energie und Information aus der Umgebung vermeiden können. Dadurch sind sie dann aber auch gezwungenermaßen lernfähig und/oder selbstadaptiv bzw. regenerationsfähig. Das gilt ebenso für natürliche Systeme (Lebewesen, Zyklen usw.) wie für künstliche Systeme (Firmen, Gesellschaftsordnungen, Ideologien, Forscherteams, (Wetter-)Dienstleistungsbetriebe usw.). Ihre besondere Leistungsfähigkeit basiert auf dieser ihrer Anpassungsfähigkeit. – Es bedarf wohl keiner besonderen Betonung, daß die Meteorologie als Gesamtsystem gesehen nicht als ein natürliches, geschlossenes

System von quasi gottgegebener Ordnung, sondern vielmehr als offenes, künstliches System mit menschlichen, sozialen Motivationen begriffen werden muß.

Der Preis für die Offenheit eines Systems liegt in der Gefährdung seiner Stabilität. Offene Systeme sind in bezug auf Energieverlust und Strukturzerfall besonders anfällig. Um sich ihre Offenheit und Lebensfähigkeit zu erhalten, müssen sie ihre Umgebung laufend verändern (alloplastische Adaption). Reichen ihre Potenzen dazu nicht aus, so muß sich das System selbst, müssen sich also seine Struktur und/oder seine internen Funktionsabläufe ändern (autoplastische Adaption). Beide Veränderungen machen es im übrigen notwendig, daß das System mit der Umgebung in Kommunikation eintritt. Reichen nun die Anpassungsprozesse insgesamt nicht aus, dann verliert das System seine Offenheit. Die Folge ist, daß es entweder zerfällt (Absterben, Konkurs usw.) oder erstarrt (Leerlauf, Bürokratismus, Ritualisierung usw.). Dank staatlicher oder etwa auch religiöser Monopolstellung und sanktionierter Etatmittel oder auch Kodices leben (besser gesagt: vegetieren) derart erstarrte Systeme noch weiter (gewisse Verfahren, Dienststellen, Vereinigungen, Ehen usw.), sie erbringen aber kaum noch die gewünschte Systemleistung, sind als System innerhalb der Infrastruktur also doch tot. In dieser Weise künstlich stützbar Systeme unterliegen leicht der Versuchung, der Erhaltung der Stabilität wegen ihre Offenheit und damit ihre Selbstadaption und Lernfähigkeit – und allmählich somit auch ihre Systemleistungsfähigkeit aufzugeben! –

Diese oben lediglich skizzierte Auswahl an Einsichten, die sich aus dem Denken in Systemen ergeben, mögen nur ahnen lassen, daß sich hier eine spezielle wissenschaftliche Disziplin strukturiert, deren erkenntnistheoretisches und methodisches Potential auf ihren meteorologischen Nutzen hin zumindest untersucht werden sollte, d. h. zu Nutzen derer, die meteorologische Forschung planen, meteorologische Zielsetzungen entwickeln, kurz: Meteorologie organisieren sollen.

4. Zur Systemanalyse

Erkennt man ein Problem als in einem Systemzusammenhang stehend, dann führt der Zugriff zu seiner Lösung über die Systemanalyse. Ihr Zweck und die sie verkörpernde Technik sollen schlagwortartig kurz erörtert werden.

Die Systemanalyse strebt die Kenntnis des Zusammenwirkens der Systemelemente an. Das Verfahren ist im wesentlichen ein Iterationsprozeß. Was in einem System fließt, nämlich Materie, Energie, Information, Geld, Macht usw., dient zur Beschreibung des Systemverhaltens.

Zweck der Systemanalyse ist entweder die Vorhersage des Verhaltens eines gegebenen (meist natürlichen) Systems aus der Kenntnis des Verhaltens der einzelnen Objekte (Elemente) und der Art und Weise, in der diese Objekte zu dem System zusammengefügt sind; oder der Zweck ist, ein zielgerecht optimal wirksames (meist künstliches) System zu gestalten. Das Produkt der Analyse eines gegebenen Systems *abstrakter* Objekte ist die Vermittlung eines tieferen Einblicks in die Struktur von Problemen und Konsequenzen, die mit einzelnen Lösungsmöglichkeiten verbunden sind; das Produkt der Analyse eines gegebenen Systems *realer* Objekte ist die sichere Verhaltenskenntnis für alle denkbaren Zustände und Zeiten.

Systemanalyse ist ein wissenschaftliches Ziel; sie ist ein – in Form von vermaschten Regelkreisen aufzubauernder – Suchprozeß; sie soll neue Denkansätze ermöglichen; sie soll notwendig zu schließende Lücken aufzeigen; sie fordert und fördert, in methodischer Weise Prioritäten zu setzen; sie zielt auf eine objektive, nichtemotionale Konfliktlösung; sie bedeutet die Ent-

heroisierung des Entscheidungsprozesses; die simulativ arbeitende Systemanalyse bedeutet, daß — organisatorische — Maßnahmen vor ihrer Verwirklichung getestet werden können; kurz: die Systemanalyse scheint sich als effizientes Konzept für die Untersuchung und Gestaltung komplexer Systeme zu erweisen! — Sie ist dabei durchaus kein vollkommen neues Verfahren, sie stellt jedoch eine methodologische Erweiterung der Analyse dar, insbesondere auch anwendbar auf quantitativ wenig zu konkretisierende Bereiche menschlichen Handelns.

Die Systemtechnik stellt die Methoden, Verfahren und Hilfsmittel zur Analyse, Planung, Auswahl und/oder optimalen Gestaltung komplexer Systeme bereit. Sie liefert sozusagen die Rezepte. In Systemen mit abstrakten Objekten führt sie zur kritischen Summe dessen, was zwischen Alternativen entscheiden hilft, um letztlich bessere Entscheidungen schneller treffen zu können.

Die folgende Tabelle möge ein Weiteres zum Verständnis der Systemanalyse beitragen und vor allem einen Überblick über ihre Ablaufphasen geben. Eine der we-

5. Demonstration einiger systemanalytischer Modellansätze

Die folgenden Beispiele sollen zur systemanalytischen Betrachtungsweise auf einigen meteorologischen Systemebenen hinleiten, wo eine solche Betrachtung zwingend ist und fruchtbar wirkt oder zunächst nur reizvoll ist und unvermutet wirkt, allein indem sie bestehende Konflikte verdeutlicht und Lernprozesse in Gang setzt und so zur Konfliktlösung beiträgt.

Es werden der Kürze wegen Beispiele nur insoweit aufgegriffen und dargestellt, wie sie sich — bereits bzw. erst — durch Blockschaltbilder verdeutlichen lassen (Abb. 2-7). Es kennzeichnen diese aber wohl gemerkt nur eine, wenn auch eine recht demonstrative Phase der Analyse. Die systemanalytische Methodik im übrigen kommt größtenteils nur indirekt zum Ausdruck.

Das Schwergewicht liegt auf Ebenen mit vorwiegend „subjektiven Nöten“, gerade weil sie strukturell gesehen besonders amorph erscheinen. Der Bereich „objektiver Nöte“ wäre mit dem Komplex, den man heute

ZUR SYSTEMANALYSE

LOGISCHE ENTWICKLUNGSPHASEN:

System = gegeben Verhalten = gesucht	SYSTEMTECHNIK:	System = zu gestalten Zweck = gegeben	HILFEN:
A. Analyse der Zielsetzung	1. Erkennung und genaue Definition der Zielsetzungen bzw. des Problems	Systemstudien	Katalogisierung
B. Analyse der Elemente	2. Erkennung und Zusammenstellung aller Einflußgrößen		
C. Analyse der Beziehungen	3. Aufstellung des Modells		Blockschaltbilder Matrizen Graphentheorie Netzwerkanalyse
	4. Aufstellung der möglicherweise verfügbaren Hilfsmittel		
	5. Ableitung möglicher Lösungsalternativen	Systemsynthese	
	6. Festlegung der Auswahlkriterien, die zu einer Rangfolge der Alternativen führen sollen; — Prioritätensetzung —	Systembewertung	
D. Analyse des Systemverhaltens	7. Simulation der Alternativlösungen im Rahmen mathematischer Gedankenmodelle (mit Annäherung an die Randbedingungen)		Analogrechner Digitalrechner Regelungstheorie
	8. Kritik und Urteil; Rückkopplung		
	9. Ausarbeitung und Begründung von Empfehlungen und eines Aktionsprogrammes	Systementscheidung	
		Systembenutzung	

ANSPRUCHS-ENTWICKLUNGSPHASEN:

Systemverhalten :

qualitativ —> quantitativ
statisch —> dynamisch

Systemarten:

Subsystem —> Infrasystem
geschlossenes —> offenes System

sentlichen Phasen ist dabei auch die Aufstellung eines Modells. Im simpelsten Falle handelt es sich um eine bloße verbale Beschreibung des Komplexes, im fortgeschrittensten Falle um ein computerisiertes Kalkülmodell. Dazwischen nehmen Modelldarstellungen etwa in der Art von Blockschaltbildern die Rolle der komplexen Veranschaulichung wahr (Demonstrationsmodelle), die allerdings nicht nur der bloßen Beschreibung dienen, sondern meist auch eine wertvolle Hilfe bei der Komplettierung des eigentlichen Funktionsmodells sind. In diesem Sinne wird von dieser Darstellungsart im weiteren auch bevorzugter Gebrauch gemacht.

unter „numerischer Wettervorhersage“ begreift (mit seiner wissenschaftlichen, technischen und organisatorischen Bewältigung und praktischen, bereits routinemäßigen Anwendung und laufenden Anpassung), als Beispiel einer erfolgreich realisierten Analyse eines Systems konkreter Elemente eigentlich schon hinreichend demonstriert. Der Systemcharakter auch solcher Probleme und ihre adäquate Bewältigung sei hier lediglich im ersten Beispiel angesprochen, das die anthropogene Klimaänderung berührt. Der methodologische Kern der Simulationsphase, der evtl. auch für andere Beispiele und nicht-physikalische Systeme gilt, ist durch

das in Abb. 1 wiedergegebene Schema gekennzeichnet. Als Beispiel einer systemanalytischen Bewältigung im Bereich der Luftverunreinigungsmeteorologie wird auf das „Bremer Modell“ von FORTAK (2) verwiesen (siehe auch (3)).

5.1. Das Kohlendioxid im atmosphärischen Regelsystem (zu Abb. 2)

Der langfristige Anstieg des Kohlendioxidgehaltes in der Atmosphäre infolge anthropogener Verbrennungsprozesse hat die Frage nach der dadurch möglicherweise zu erwartenden Klimaänderung aufgeworfen. Die Basis dieser Erwartung ist der bekannte „Treibhauseffekt“ des Kohlendioxides aufgrund seines Absorptionsver-

Menge zudem noch meist vermischt sind. Das abgebildete Schema steckt in etwa den Elementbereich ab, über den sich das System erstrecken muß, von dem eine hinreichend stabile Aussage erwartet werden kann. Der Inhalt der Abbildung macht deutlich, daß das aussagenbestimmende System über das der Atmosphäre hinausgeht und das des Ozeans und das der Flora mit einbezieht. Er soll ferner darauf verweisen, daß bei Betrachtung des Verbrennungsprozesses noch andere Stoffe in das atmosphärische System eingehen und dieser selbst in Konkurrenz mit weiteren anthropogenen Prozessen steht! Einzelheiten mögen aus der Abbildung selber hervorgehen. Zur Erläuterung sei lediglich ergänzt, daß gestrichelte Pfeile „Nebenschlüsse“ darstellen

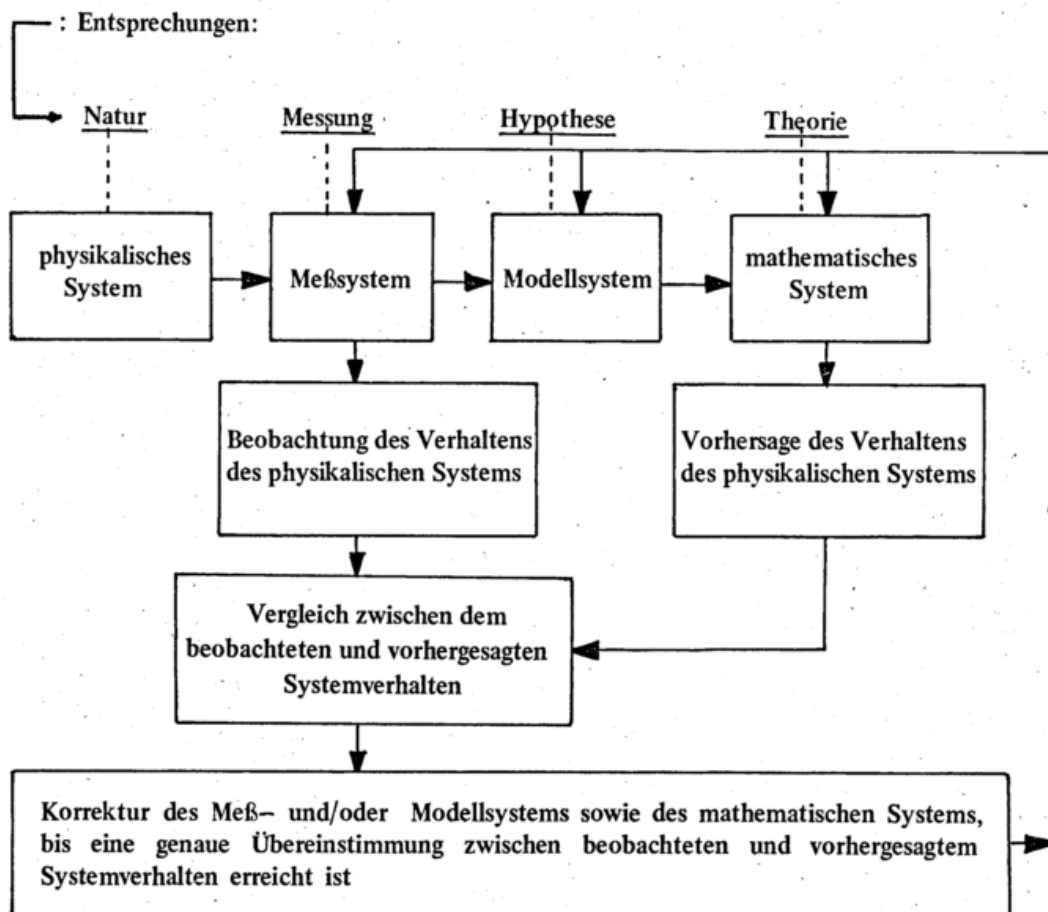


Abb. 1

Das Schema des Simulationssystems (aus (1)) demonstriert die Beziehungen der einzelnen Systeme untereinander. Die Pfeile zeigen die Reihenfolge, in der die einzelnen Systeme aufgebaut und modifiziert werden.

mögens im langwelligen Strahlungsbereich. Demgemäß ist mit zunehmender Verbrennung fossiler Brennstoffe auf eine Erwärmung der Atmosphäre zu schließen (siehe die in Abb. 2 durch die dick umrandeten Elemente hervorgerufene Schlußkette).

Diese Glied für Glied erarbeitete Schlußkette ist so lange hinreichend, wie das Interesse nur der rein qualitativen Ermittlung der sich ergebenden Tendenz gilt. Eine entscheidende Bedeutung hat jedoch erst eine quantitativ gefaßte Input-Output-Beziehung. Um diese zu gewinnen, muß die Schlußkette zwangsläufig um etliche Glieder erweitert werden. Dabei ist nun zu berücksichtigen, daß die Atmosphäre ein sehr komplexes System ist, in der die Änderung an einem Glied nicht nur Änderungen in einer Kette von Gliedern nach sich zieht – gleich einer Steuerung, sondern bremsende und fördernde Rückkopplungsprozesse ablaufen: Die Beziehungen erweitern sich zu Regelkreisen, die in ihrer

sollen: Die Wirkung wird vom anvisierten Element erzwungen und reduziert die Wirkung des Ausgangselementes. Geschlängelte Pfeilverbindungen stellen lediglich beispielsweise angenommene Relationen dar. Das hier gewählte System soll als Beispiel für den Verbund konkreter Elemente dienen; Zweck dieser Art – hier nur eingeleiteten – Systemanalyse ist die Aussagegewinnung eines Systemverhaltens! Die Ermittlung des Gleichgewichtszustandes des Gesamtsystems bei Vorgabe einer bestimmten Kohlendioxidzufuhr kann nur durch zeitschrittweise Simulation des Modells mittels einer großen elektronischen Rechanlage durchgeführt werden. Der Umfang des Modells zwingt zu dem Bestreben einer schrittweisen Bewältigung, d. h. solcher von Teilsystemen. Diese ist dort möglich, wo auch die Natur scheinbar schrittweise vorgeht und die Gleichgewichtszustände in verschiedenen Bereichen mit stark unterschiedlicher Geschwindigkeit ansteuert, also die

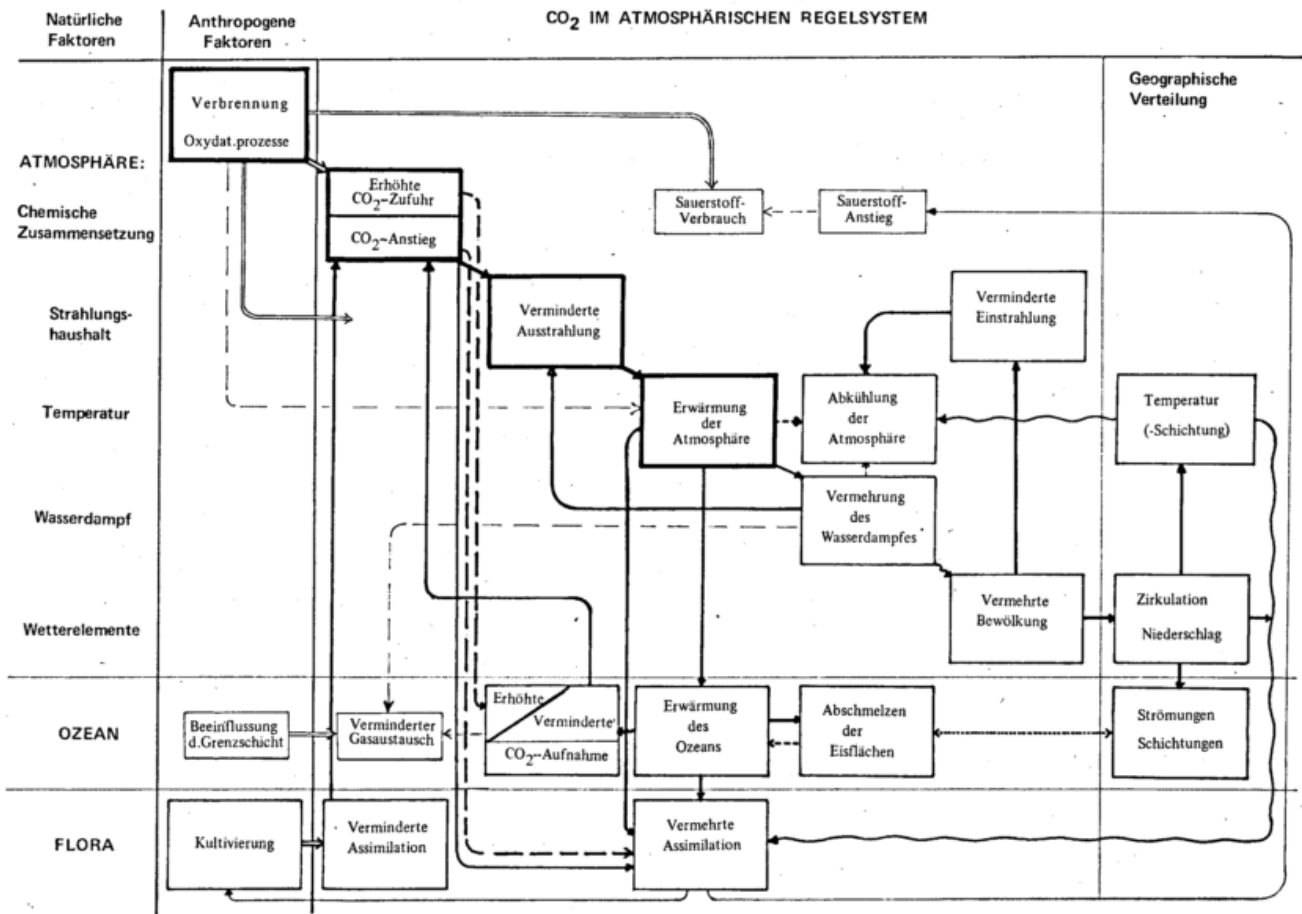


Abb. 2

Prozesse in den Regelkreisen in verschiedenen Zeitscales ablaufen (z. B. Strahlungs- und Konvektionsprozesse gegenüber der Dynamik der planetarischen Zirkulation oder atmosphärische gegenüber ozeanischen Prozessen). Eine Reihe von Relationen ist schon hinreichend bekannt. Auch manche Subsysteme beginnt man bereits quantitativ zu beherrschen. Insbesondere läßt sich das System im Bereich zwischen Kohlendioxidgehalt und Atmosphärentemperatur unter – bisher lediglich vorgegebener – Mitwirkung des Wasserdampfes und der Bewölkung für die statische Atmosphäre in ihrer vollen vertikalen Erstreckung plausibel beschreiben (Lit. siehe z. B. (4), (5)).

Für ein alle wesentlichen anthropogenen Faktoren umfassendes Gesamtsystem ist am Ende nur zu hoffen, daß in ihm auch das Verantwortungsbewußtsein der menschlichen Gesellschaft als intreges Systemobjekt genügend fest eingebaut ist und sich als hinreichend wirksames Regelglied erweist, daß also nicht nur die Sphären, sondern auch der Mensch selber anpassungsfähig ist, um der weiteren Entwicklung der Erdatmosphäre keinen für ihn selbst unheilvollen Verlauf zu gestatten!

5.2. Verhaltensmuster der Mitarbeiter (zu Abb. 3)

Bei der Analyse von Systemen ist oft zu bedenken, daß gewisse Elemente gleichzeitig verschiedenen Systemen angehören können. Ein Element, das für die Ausführung einer bestimmten Funktion steht, ist oft an Menschen gebunden, welche dieses Funktionieren entweder allein oder mitbestimmend bewirken. Der Mensch ist jedoch nun nicht nur „Funktionär“, er gehört in anderer Weise etwa auch den Systemen „Privatleben“, „Familie“ und „Gesellschaft“ als Individuum, Familienmitglied und Staatsbürger an. Sein auch dort optimales Funktionieren müssen bzw. -wollen muß man in dem System, wo der Mensch Funktionär ist, berücksichtigen bzw. sollte man nützen. Keinesfalls ist das System

„Mensch“ etwa durch Einfügung eines das Lohn-Leistungs-Verhältnis beschreibenden steuernden Elementes wirklichkeitsnah berücksichtigt. Die Zusammenhänge sind in jedem Falle komplex und zudem meist sehr dynamisch.

In diesem Zusammenhang soll das in Abb. 3 wiedergegebene – und lediglich als Skizze zu verstehende – „Verhaltensmuster der Mitarbeiter“ in einem Wissenschaftsbetrieb im Ansatz verdeutlichen, daß man und wie man auch abstrakte Elemente in eine Systemanalyse einbeziehen kann. Es gilt hier, anhand eines Ist-Zustandes und – möglicherweise unbefriedigenden – Ist-Ergebnisses das Ist-System zu erkunden, um erkennen zu können, wie es im Hinblick auf ein erwünschtes Soll-Ergebnis möglicherweise (qualitativ und/oder quantitativ) besser gestaltet werden könnte.

Dieses sicherlich unvollständige Schema möge im wesentlichen für sich selbst sprechen. Nur so viel sei zur Erläuterung ergänzt: Die Ergebnisbilanz soll möglichst positiv sein. Für die wissenschaftliche Institution wäre es das einfachste, wenn das menschliche Verhalten lediglich im Begriffskreis „Ideelles Interesse – Wissenschaftliches Interesse – Aktivität – Ideeller Erfolg – Ideelles Interesse“ rotierte. Da jedoch der Mensch – zumal wegen seiner Zugehörigkeit zu anderen Systemen – noch von anderen Interessen geleitet wird, erweitert, verzögert und verzweigt sich der Systemfluß und kann schlimmstenfalls in einem Begriffskreis „Zwang – Passivität; aktiver Widerstand – Zwang“ verharren, womit der Institution lediglich negative Leistung gezollt wird. In Kenntnis des Mitwirkens solcher Systemelemente wie „Soziale Unreife“, „Materielles Interesse“ usw. wird sich die Institution der Mittel des materiellen Erfolges oder Verlustes, der Befriedigung der Eitelkeit usw. in dem Maße bedienen, das trotz des Interessenkonfliktes mit anderen Systemen ein Optimum an ideell zu wertendem Erfolg gewährleistet.

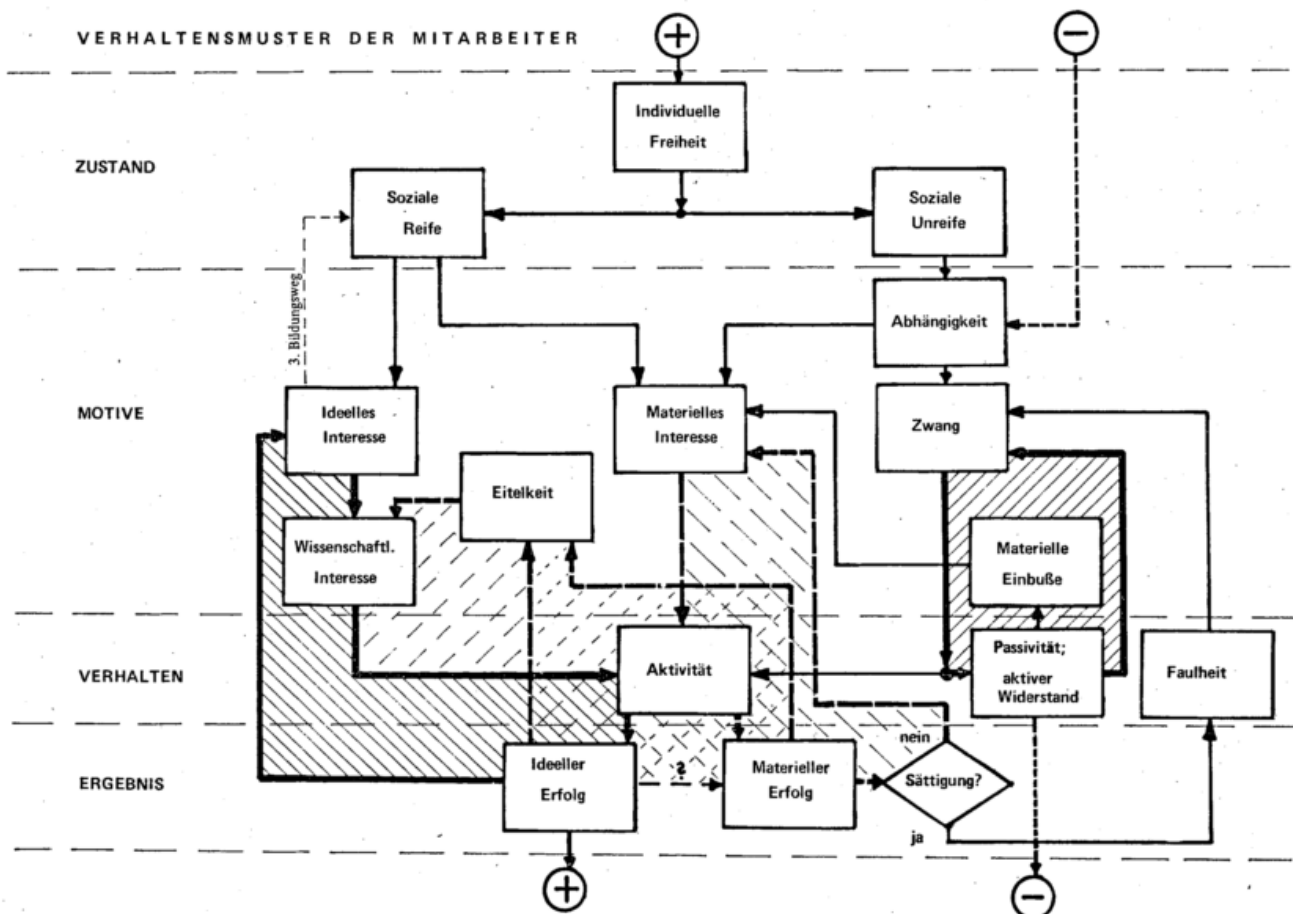


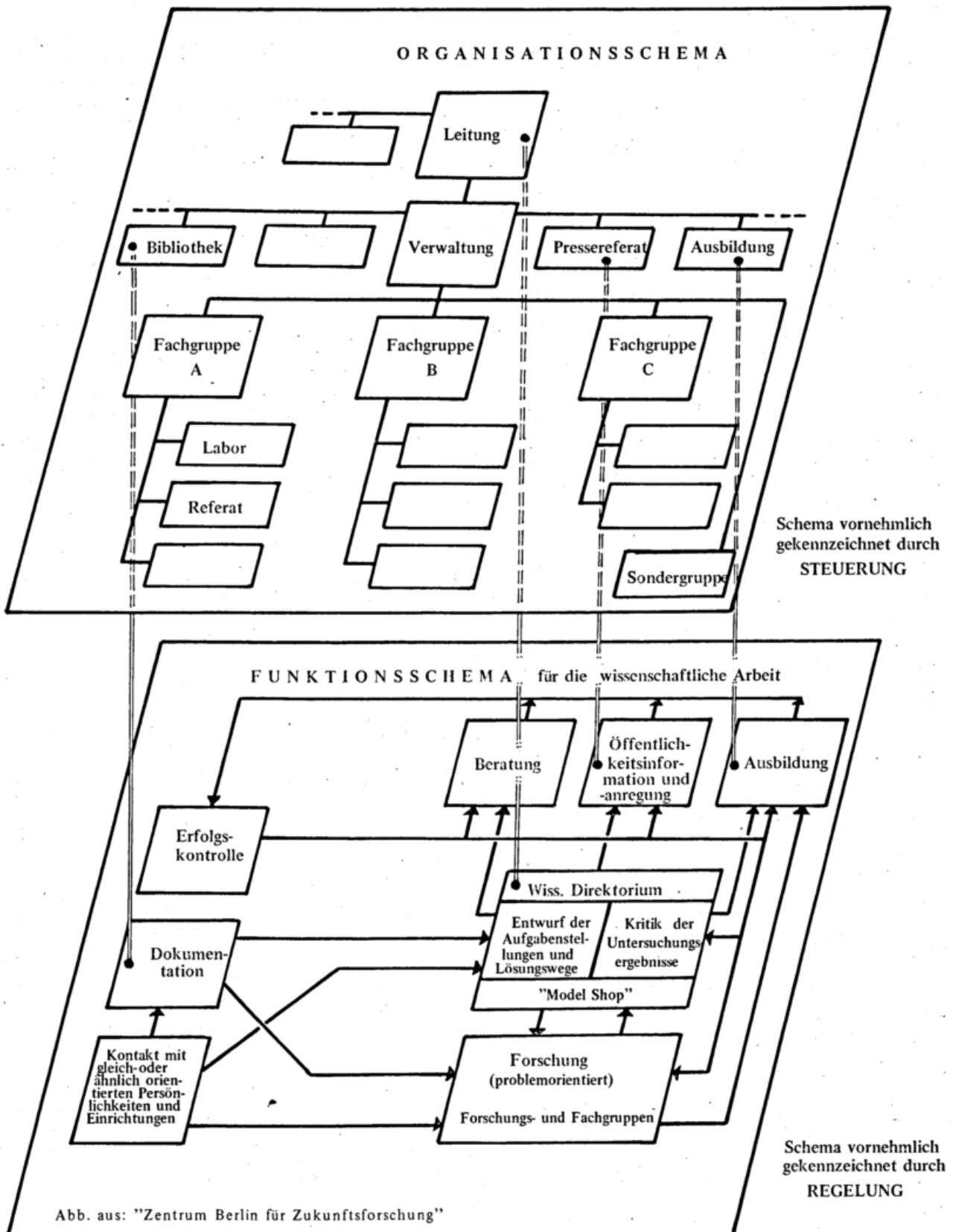
Abb. 3
(Nach einer Skizze von Dipl.-Phys. K. KAFFANKE und
Dr. rer. nat. F. NIETRUCH.)

Diese Modellvorstellung läßt sich soweit natürlich auch rein verbal beschreiben, wenn in ihrer Komplexität auch nicht so demonstrativ. Das weitergehende Ziel der Systemanalyse ist es jedoch, die quantitative Beherrschung des Systemverhaltens anzustreben. Das bedeutet in unserem Beispiel u. a., die Elemente zu quantifizieren, die Relationen zwischen den Elementen möglichst mathematisch zu beschreiben und die Verzweigungen mit Wahrscheinlichkeitswerten zu besetzen. Bei den Relationen wird es sich meist um nichtlineare und zeitabhängige Beziehungen handeln, die oft auch noch unstetig verlaufen mögen (Überwindung von Schwellenwerten!). Man wird daher das Modell praktischerweise auf einer elektronischen Rechenanlage simulieren und vor allem das Verhalten in seinem Zeitablauf studieren. Stabilisiert sich das Modellsystem – über die Gesamtheit der Mitarbeiter betrachtet – schließlich im real beobachteten Ergebnisbereich (hinsichtlich Niveau, Schwankungsbreite, Pendelungen usw.), so ist die Simulation gelungen, d. h. das System in seinen Elementen und Relationen gefunden und richtig eingeschätzt. Daraufhin ist es beispielsweise möglich, Ergebnisanfälligkeiten auf potentielle Systemänderungen hin zu erkunden oder – umgekehrt – systematisch jene Systemänderungen zu finden, die ein erstrebtes, vorgegebenes Ergebnisspektrum realisieren würden: etwa durch Änderung und Eliminierung bestehender oder durch Einführung neuer Elemente und Verknüpfungen.

Die so gewonnenen bzw. erhärteten Erkenntnisse und Informationen über das Mitarbeiterverhalten sollten bei Regelung und Gestaltung des Funktions- und Organisationssystems der Institution gebührend einbezogen werden.

5.3. Gegenüberstellung von üblichem ORGANISATIONSSchema und wünschbarem FUNKTIONSSchema (zu Abb. 4)

Eine wissenschaftliche Institution bedarf eines Koordinationsschemas für die Planung und Durchführung der wissenschaftlichen Aufgaben. Auch dieses sollte als ein dynamisches System begriffen werden. Das für das „Zentrum Berlin für Zukunftsforschung“ entworfene Funktionsschema für die wissenschaftliche Arbeit (6) sei dafür ein Beispiel. Es ist offenkundig, wie wenig sich ein solch vorwiegend durch *Regelung* gekennzeichnetes Funktionsschema mit dem meist vorgegebenem Organisationsschema deckt, das vornehmlich durch *Steuerung* gekennzeichnet ist. Solche hierarchisch geordnete Organisations-„Spinne“ leitet ihre Prägung schließlich überwiegend aus haushaltsrechtlichen, disziplinarischen usw. Bedürfnissen heraus ab. Sie wäre als wissenschaftliches Funktionsschema wegen ihrer Einwegigkeit überhaupt nicht dynamisch und dadurch (arbeits-, informations-)flußhemmend. Wenn sie dennoch auch wissenschaftlich funktioniert, so liegt das meist an der jeweiligen privaten Initiative der einzelnen Glieder, die die flußfördernden Querverbindungen und Abkürzungen von Fall zu Fall herstellen. Eine derart unsystematische Dynamisierung entspricht jedoch nicht einer optimalen Systemregelung und überläßt den inneren Leistungsfluß mehr oder weniger dem Zufall (Beziehungen, Kollegialität usw.). Die Selbstverständlichkeit, ja Akririe, mit der zumeist die „Organisationspläne“ aufgestellt und vervollständigt werden, sollte auch für die Entwicklung und Durchsetzung bestmöglicher „Funktionspläne“ gelten. Organisations- und Kompetenzstrukturen sollten sich an diesen Funktionsstrukturen möglichst sogar orientieren, zumindest aber ihnen nicht im Wege stehen.



Gegenüberstellung von üblichem ORGANISATIONSSchema und wünschbarem FUNKTIONSSchema

Abb. 4

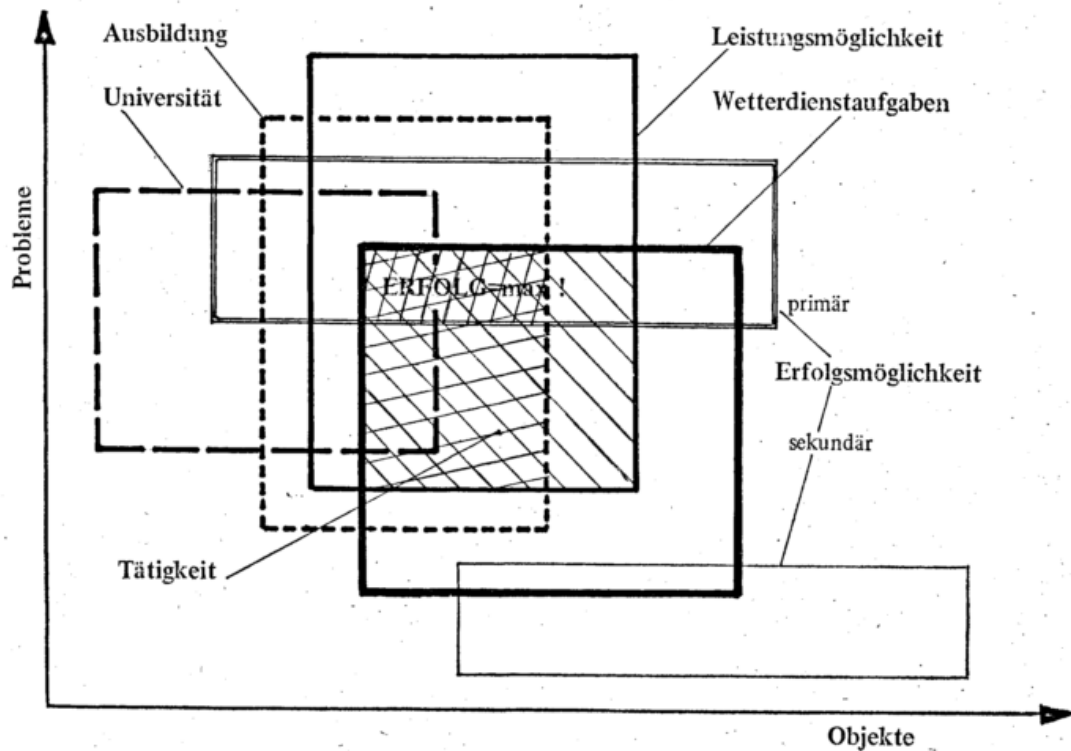
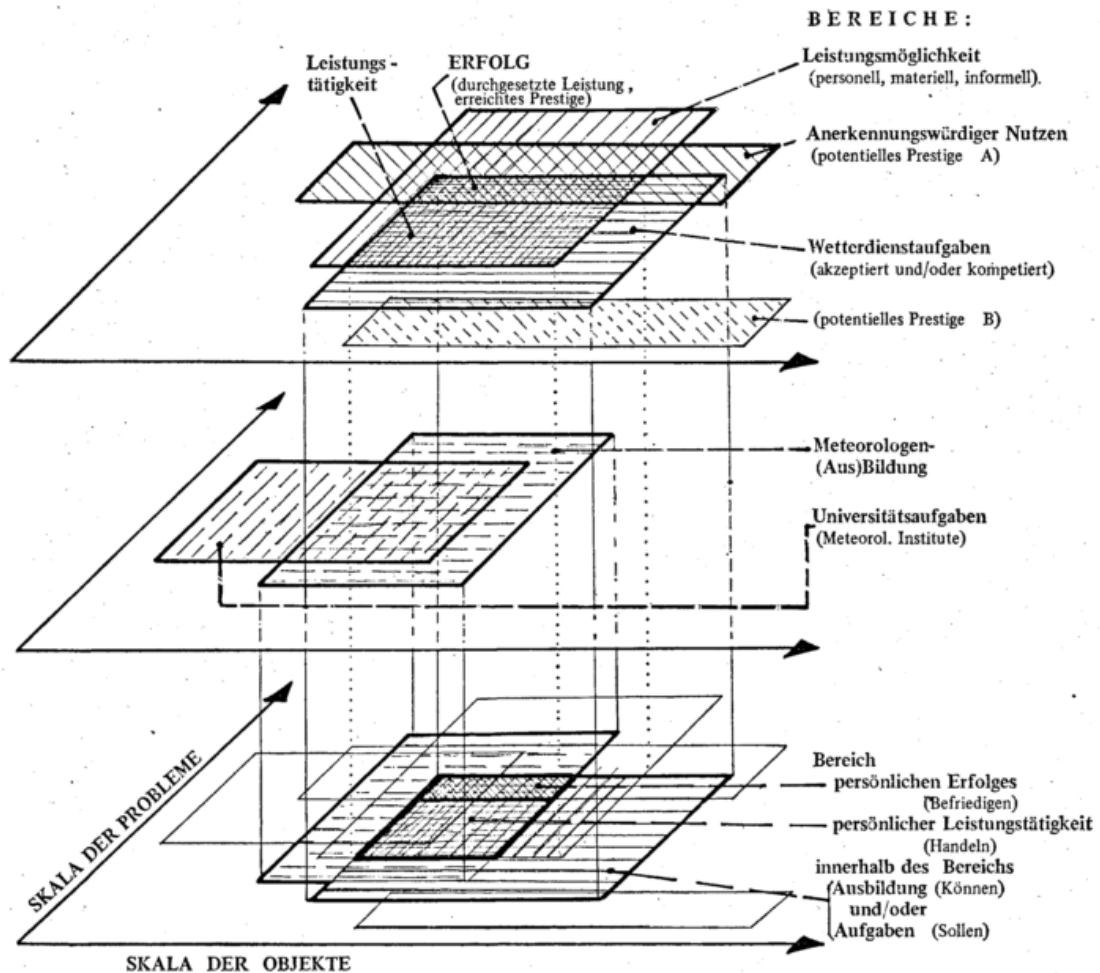


Abb. 5
Schema zum Aufgaben- und Bildungssystem der Meteorologie
(Bereichsverhältnisse lediglich schematisch; Ähnlichkeit mit
vermeintlich realen Verhältnissen rein zufällig)
Systemziel: Maximierung deckungsgleicher Bereiche durch
deren Transformation und/oder Translation

5.4. Schema zum Aufgaben- und Bildungssystem der Meteorologie (zu Abb. 5)

Ein besonderer Komplex in der Systemanalyse ist die Zielanalyse, also der Prozeß der Zielfindung und Zielbewertung. Einer Zielproblematik ist im besonderen Maße die Ausrichtung des Aufgaben- und Bildungssystems der Meteorologie ausgesetzt. Das abgebildete Schema soll die Möglichkeit demonstrieren, etwa durch geometrische Darstellung den Zusammenhangskomplex wesentlicher Systemelemente bewußt und transparent zu machen und bei der systematischen Erarbeitung von Zielvorstellungen und Zielsetzungen zu helfen.

Es werden die Bereiche der typischen systemrelevanten Größen in einem Feld – hier zunächst geometrisch – abgebildet, welches durch bestimmte Wertdimensionen definiert wird (hier lediglich beispielsweise durch die der „Probleme“ und „Objekte“). Dabei ist die Skalierung natürlich ein schweres Problem. Es sollte hier etwa in dem Sinne gelöst werden, daß gleiche Flächenelemente gleichen Kapazitäten entsprechen.

Bereichsüberschneidungen markieren logische Verknüpfungen, d. h. abgeleitete Komplexbegriffe. So stellt etwa der Bereich der Leistungstätigkeit eines Wetterdienstes lediglich den Teilbereich seiner Aufgaben dar, der sich mit seiner Leistungsmöglichkeit deckt. Von diesem nun ist auch nur der noch kleinere Teilbereich als Erfolg (im Sinne von durchgesetzter, also akzeptierter Leistung) zu werten, wo er sich mit dem Bereich anerkennungswürdigen Nutzens deckt. Möglicherweise könnte schon eine relativ kleine, aber gezielte Aufgabenverlagerung eine relativ große Erfolgssteigerung bewirken, trotz gleichbleibender Leistungsmöglichkeit. Projiziert man diese Bereichsstrukturen quasi durch das von der Meteorologen(aus)bildung her gegebene Filter, so bilden sich letztlich die Relationen beispielsweise zwischen befriedigendem Wirken, pflichtgemäßem Tun, erlerntem Können und angemessenem Sollen ab,

Elemente:

die entweder innerhalb oder außerhalb der betrachteten Institution günstiger sein können. Durch kapazitätskonstante (hier analog flächenkonstante) Bereichsveränderungen ließen sich diese Relationen zielgemäß variieren. Für unser Schema bedeutet das: Maximierung bestimmter deckungsgleicher Teilbereiche auf Kosten anderer Teilbereiche durch Transformation und Translation der beteiligten Bereiche.

Das eigentliche Hauptziel wird wahrscheinlich nicht in der Maximierung nur eines, sondern mehrerer Teilbereiche in abgewogener Relation liegen und mit der Minimierung bestimmter anderer Teilbereiche verbunden sein. Der Wirklichkeit entsprechend werden dabei noch Nebenbedingungen (etwa absolute Schranken) berücksichtigt werden müssen. Zunächst ist eine Bewertung und Gewichtung der Teilziele (Teilbereiche) nach dinglicher und zeitlicher Dringlichkeit zu erarbeiten (durch Meinungs-, Markt-, Zukunftsforschung usw.). Erst dann kann die Zielfunktion aufgestellt werden, die den zu optimierenden Zielwert beschreibt.

5.5. Das Ansehen des Meteorologen (zu Abb. 6)

Eine Zielanalyse der Meteorologie mag ergeben haben, das „Ansehen des Meteorologen“ sei infolge materieller und psychologischer Rückwirkung auf andere Systemelemente von wesentlichem Einfluß auf den Leistungsfluß des Gesamtsystems Meteorologie. Dann ist dieses Ansehen als Subsystem allein betrachtenswert. Die Abb. 6 soll in unkritischer Weise lediglich den notwendigen Prozeß der Katalogisierung potentieller Elemente, d. h. Fakten, Kriterien und Alternativen beleuchten. Es kommt in dieser Phase zunächst weniger auf Urteils- und Entscheidungsfähigkeit als auf Unvoreingenommenheit und Phantasie an. Die Phase der kritischen Restriktion setzt auch hier mit der Erkundung der Präferenzen- und Prioritätensetzung in den einzelnen Begriffsgruppen ein, um letztlich zu einer Gewichtung zu gelangen.

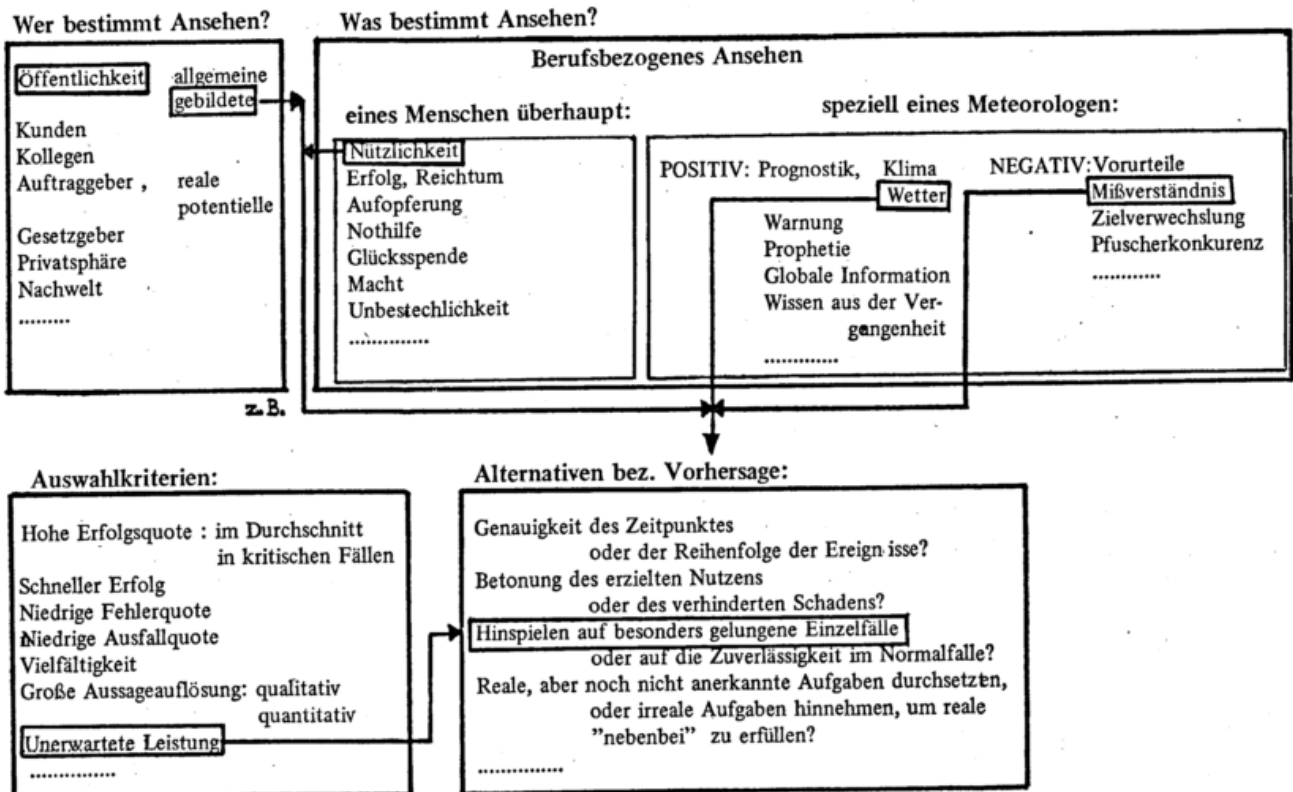


Abb. 6
Zur Systemanalyse: Das Ansehen des Meteorologen

Das Ansehen des Meteorologen kann wohl am wenigsten als ein geschlossenes System innerhalb der Meteorologie angesehen werden. Darum wird der meteorologeninternen und -externen Meinungsforschung ein erhebliches Gewicht bei der Ermittlung der Präferenz- und Prioritätsordnung zufallen. Es geht dabei um die systematische Objektivierung der subjektiven Einschätzungen von gegebenen, gewünschten und erwarteten Möglichkeiten und Notwendigkeiten meteorologischer „Leistungen“. Diese finden wiederum in einer Zielfunktion Ausdruck. Die Maximierung des Ansehens (als ihres Zielwertes) könnte dann beispielsweise ergeben, daß es die an eine gebildete Öffentlichkeit gerichtete Wetterprognose von unerwarteter Leistungsfähigkeit ist, die bei besonderer Vermeidung von Mißverständnissen den höchsten realisierbaren Stellenwert des Ansehens erwarten ließe und demgemäß die Auswahl der Alternativen ordnet.

5.6. Meteorologisches Marketingmodell (zu Abb. 7)

Marketing bedeutet im wesentlichen die Hinwendung von der Herstellerorientierung zur Verbraucherorientierung. Für einen Wirtschaftswetterdienst etwa heißt das, die meteorologischen Outputs den Inputs der Verbrauchersysteme anzupassen versuchen. Unter Verbraucher ist hier ganz allgemein der gegebene oder erst potentielle Kunde für meteorologische Informationen (Daten, Warnungen, Entscheidungshilfen usw.) zu verstehen. Das alles setzt auch die Kenntnis voraus, was der Verbraucher optimiert, optimieren könnte oder sollte (Wirtschaftlichkeit, Sicherheit, Gewißheit) und welche seiner Systemelemente von meteorologischer Information abhängen (siehe auch (7)).

Die besagte Hinwendung zur Verbraucherorientierung reicht von einer bloßen Änderung der meteorologischen Ausdrucksweise über die Transformation herkömmlich mitgeteilter statistischer Werte in verbraucherbezogene, evtl. ökonomisch relevante Kenngrößen bis zur Prognose neuer Komplexgrößen, deren derzeitiges Fehlen weniger Ausdruck einer Prognoseschwierigkeit als vielmehr der einer nicht bewußten Notwendigkeit und Wirksamkeit gewesen sein möge. Die Einsicht, daß Wissenschaft und Forschung heute unter sozioökonomischen Aspekten her planen, also wählen und entscheiden muß, bedeutet für eine etwa den Wirtschaftswetterdienst pflegende Institution die Einbeziehung auch der Erfolgskontrolle, Meinungsforschung, Marktforschung, Public Relations usw. und deren Zusammenschaltung zu einem Funktionssystem, welches Marketing-Entscheidungen auch im wissenschaftlichen Betrieb und in der Forschungsplanung ermöglicht.

Das dargestellte Beispiel bezieht sich auf die meteorologische Prognose, wobei auch an Klimaangaben im Sinne von statistischen Vorausschätzungen gedacht ist. Das Modell stellt mehr eine Aufzählung (mit unterschiedlich detaillierter Verdeutlichung von Elementinhalt und Elementverbindung) als ein System dar. Die Größe der einzelnen Blöcke spiegelt nicht etwa auch ihre Bedeutung wider. Das Modell möge im allgemeinen als Beispiel eines systemanalytischen Ansatzes zum Zwecke einer Systemgestaltung dienen; im speziellen möge es demonstrieren, in welcher Hinsicht das derzeitige System, das etwa durch den Regelkreis aus den Elementen „Prognose“, „Prognoseprüfung“ und „Prognoseforschung“ gebildet und noch durch das Element „Auftrag“ gesteuert wird, erweitert und darin auch organisatorisch institutionalisiert werden sollte, wenn die Meteorologie auf dem hier angesprochenen Sektor ihr Potential – nicht zuletzt zum eigenen Nutzen – ausschöpfen und dem Anspruch der Zukunft und der Umwelt gerecht werden will.

6. Schlußbemerkung

Der Versuch, in gedrängter Form für die Beachtung der wissenschaftstheoretischen und praktischen Erkenntnisse aus dem weiten Gebiet der Systemanalyse nunmehr auch im gesamten Problemfeld der Meteorologie zu plädieren, muß zwangsläufig manches lediglich als Formalismus und Banalität erscheinen lassen. Abgesehen davon, daß Formalisieren durchaus eine notwendige Phase darstellt, ist festzustellen, daß es hier in der Tat noch sehr der Exploration und der Elaboration bedarf. Eventuelle Banalisierung sollten zunächst nur dem Verständnis, der Dekodierung dienen, um die Akzeptanz der Botschaft zu sichern. Im übrigen kann man auch jedes Nichtbanale als ein System von Banalitäten ansehen. Auch seinerzeit die Physik, die Kybernetik, die theoretische Meteorologie usw. begannen zunächst mit der formalen Beschreibung und dem Verstehen der einfachsten, „banalen“ Erscheinungen durch die Analyse ihrer mathematischen Modelle.

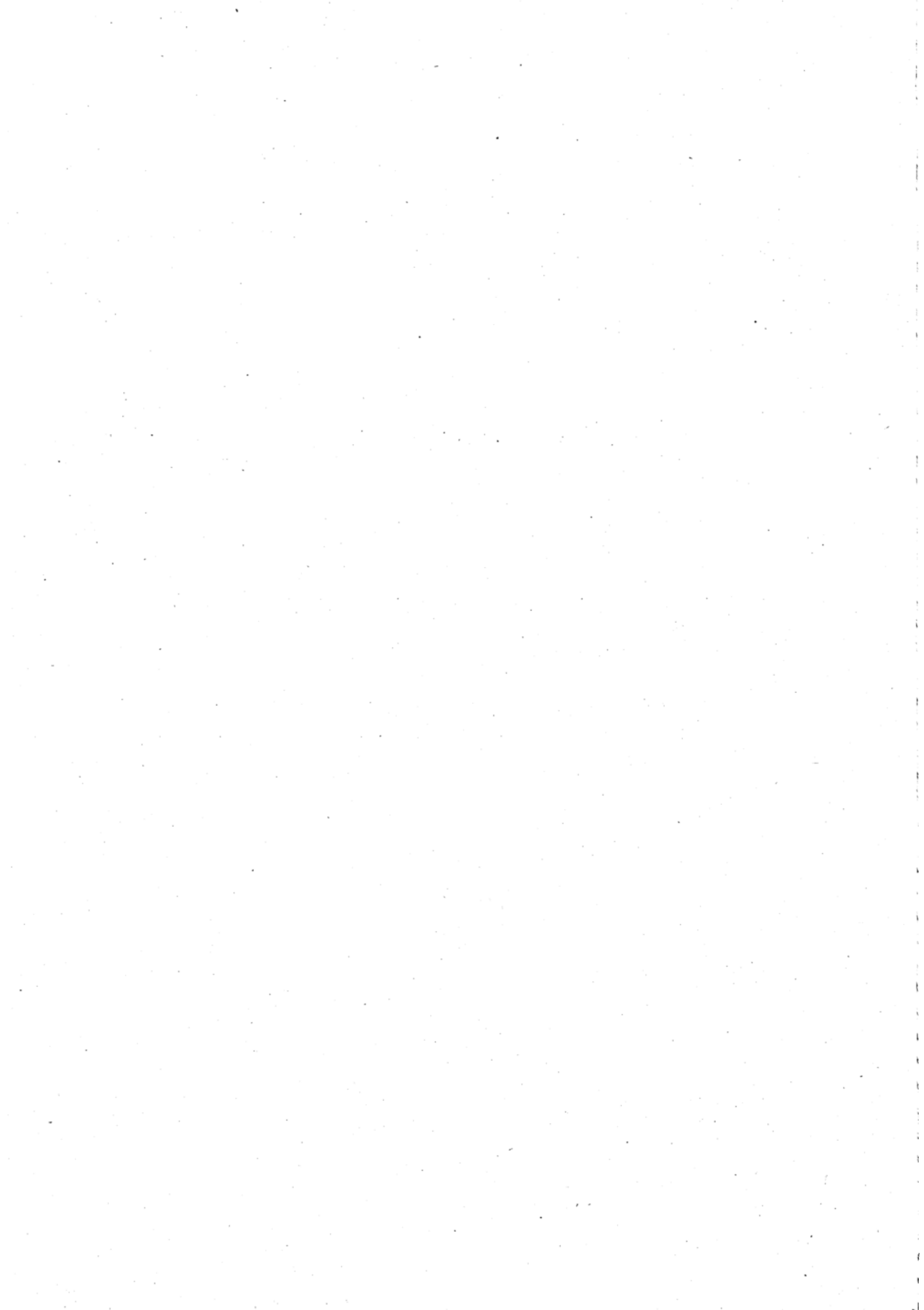
Mit dem Blick auf die – schließlich auftragsgebundene – meteorologische Institution stellt sich die Frage nach der Kapazität für ein systemanalytisches Angehen der dem Meteorologie-System immanenten Probleme und dem daraus abzuleitenden Handlungsspielraum. Diese Frage erinnert generell wieder an das allzu abgeschlossene und damit nicht mehr adaptionsfähige System, das zwar infolge künstlichen Energiezuflusses (Subvention und Sanktion) nicht zerfallen, jedoch erstarren und – da es am Fortschritt nicht teilnimmt – „austrocknen“ kann. Das würde spätestens an der Quantität und Qualität des Personalzulaufs deutlich werden. Auch wenn beispielsweise einem öffentlichen Wetterdienst keine derart konkurrierenden Systeme wie einem öffentlichen Eisenbahnunternehmen erwachsen werden, so bestände doch bei dem eventuellen Verlust seiner Systemoffenheit etwa die Gefahr, daß die durch die zivilisatorische Entwicklung sich ergebenden neuartigen Anliegen (hinsichtlich Wissensvermittlung, Dienstleistung, Forschung, Ausbildung usw.) zunehmend an andere Institutionen gerichtet würden, deren womögliche Fachfremdheit infolge der Offenheit ihrer Systeme zunächst übersehen, dann überwunden und schließlich abgebaut würde. Systemwirkungen und -erkenntnisse lassen sich eben nicht einfach außer Kraft setzen – auch nicht aus Zeit- und Geldmangel.

Wenn es schon nicht immer möglich ist, Vorgegebenes wunschgemäß zu ändern, dann sollte man wenigstens Zukünftiges unter Berücksichtigung der Systemtechnik planen (s. auch (7)). Die Meteorologenschaft muß ihr Metier in einem gesamtwirtschaftlichen und gesellschaftlichen Rahmen nicht nur des bereits Gegebenen, sondern auch des vom Menschen Gewollten und Gewünschten eingebettet sehen. Dazu kann ihr die Systemanalyse große Hilfe leisten!

Literatur

- (1) MacFARLANE, A. G. J.: Analyse technischer Systeme. Mannheim 1967, S. 11.
- (2) FORTAK, H.: Rechnerische Ermittlung der SO₂-Grundbelastung aus Emissionsdaten. Inst. Theor. Meteor. Freie Univ. Berlin 1966.
- (3) FETT, W.: Denkschrift über Zielsetzungen und Möglichkeiten der Meteorologie in der Lufthygiene (Grundlagen für eine Systemanalyse), WaBoLu-Bericht 4/70 des Inst. f. Wasser-, Boden- und Lufthygiene des Bundesgesundheitsamtes, Berlin 1970.
- (4) MANABE, S.: The dependence of atmospheric temperature on the concentration of carbon dioxide. In: SINGER, S. F. (Ed.): Global effects of environmental

- pollution. Dordrecht-Holland: D. Reidel Publ. Co. 1970, S. 25-29.
- (5) MÖLLER, F.: On the influence of changes in the CO₂-concentration in air on the radiation balance of the earth's surface and on the climate. J. Geophys. Res. 68 (1963) S. 3877-3886.
- (6) Informationsbroschüre über das Zentrum Berlin für Zukunftsforschung e. V., Berlin 1968.
- (7) MAUNDER, W. J.: The value of the weather. London 1970.
- (8) DEUTSCHE FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT: Kolloquium über Forschungsplanung, Wiesbaden 1971.



Prinzipielle Grenzen der deterministischen Vorhersagbarkeit atmosphärischer Prozesse

Zusammenfassung

Nach einer Diskussion der Begriffe deterministische sowie stochastische Vorhersage wird aufgezeigt, welche speziellen Bedingungen in der Atmosphäre eine deterministische Vorhersage prinzipiell als unmöglich ausweisen. Ein Überblick und eine kurze Erörterung über die Entwicklung der Behandlung des Problems der Vorhersagbarkeit in der Meteorologie leiten dann über zu einer Diskussion moderner Konzepte der stochastischen Vorhersage, deren Grundgleichungen für den allgemeinen Fall dreidimensionaler atmosphärischer Bewegungsvorgänge angegeben und diskutiert werden.

Abstract

Following a general discussion on deterministic and stochastic prediction it is demonstrated which special conditions in the atmosphere make a deterministic prediction principally impossible. A review on the treatment of predictability in the meteorological literature is given, and modern concepts of stochastic dynamic prediction are described. The basic system of stochastic equations are derived and discussed for three-dimensional atmospheric motions.

1. Das Spektrum atmosphärischer Prozesse

Ordnet man alle bekannten atmosphärischen Bewegungsformen und Prozesse nach „Scales“ bezüglich der zeitlichen Perioden und der räumlichen Wellenlängen, dann erhält man ein kontinuierliches Spektrum, sozusagen ein „Scale“-Chaos, welches eine klare Abgrenzung von „Scale“-Bereichen, und damit eine Klassifizierung der Prozesse oft sehr erschwert. Hieran sind vornehmlich die nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen den Prozessen verschiedener „Scales“ verantwortlich, die sehr starken räumlichen und zeitlichen Schwankungen unterworfen sind. Trotzdem läßt sich aus der Untersuchung von Windspektren und der systematischen Auswertung von Satellitenbildern in Hinblick auf räumliche Strukturen von Wolkensystemen eine schematische Anordnung der wichtigsten atmosphärischen Bewegungsformen und Prozesse in der Weise vornehmen, wie es das „Scale“-Diagramm der Abbildung 1 (7) erkennen läßt.

Der in der Abbildung verwendete Begriff eines charakteristischen „Scales“ bezieht sich auf die Größenordnung der räumlichen Strukturen bzw. der zeitlichen Abläufe der eingezeichneten Phänomene. Im großräumigen „Scale“ sind Wellenlänge und Periode planetarischer Wellen als charakteristische „Scales“ zu verwenden, im kleinräumigen „Scale“ die Dimensionen und Lebensdauern turbulenter Wirbel. Die Schraffierung deutet sehr schematisch an, in welchen „Scale“-Bereichen sich die spektrale kinetische Energie meteorologischer Prozesse vornehmlich befindet.

Darstellungen dieser Art, zurückgehend bis in die frühen fünfziger Jahre (12), (13), besitzen nicht nur hohen didaktischen Wert (25) in Hinblick auf das Verständnis dessen, was es in der Atmosphäre an „Scale“-

Wechselwirkungen geben kann, sondern beleuchten zugleich das Problem der Vorhersagbarkeit dieser im Diagramm eingezeichneten Phänomene.

2. Deterministische und stochastische Vorhersage

Angesichts der Breite des Spektrums atmosphärischer Prozesse ist es erforderlich, den Begriff einer Vorhersage weiter zu fassen, als es uns aus der Sicht der täglichen Wettervorhersage geläufig ist. Zeitlich überdeckt der Vorhersagezeitraum den Bereich von vielleicht einer

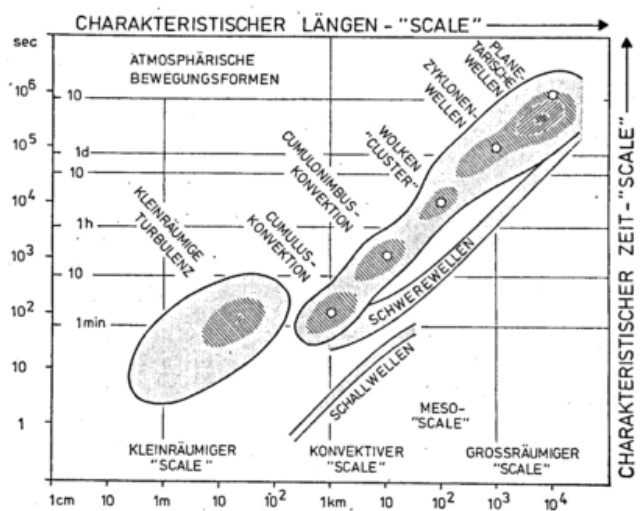


Abb. 1
Schematische Darstellung der charakteristischen Längen- und Zeit-Scales sowie der energetischen Besetzung für verschiedene besonders wichtige Bewegungsformen und Prozesse innerhalb der Atmosphäre. Die kleinen Kreise stellen jeweils die charakteristische Geschwindigkeit 10 m/sec. dar (7).

Stunde (bei der Flugberatung) bis zu vielen tausend Jahren (bei der Vorhersage von Klimaänderungen) und räumlich wird ein Bereich von weniger als einem Kilometer (Vorhersagen für den Weinbau) bis hin zur globalen Erstreckung der Atmosphäre überdeckt. Auch die Zahl der zu prognostizierenden Variablen ist größer als konventionell angenommen. Vorhersagen der Art und Konzentration des Aerosols, des natürlichen und künstlichen Staubes, der chemischen Luftverunreinigungen und deren chemischer und photochemischer Wechselwirkungen untereinander sowie mit den Bestandteilen der Luft und schließlich der spektralen sowie räumlichen Verteilung der Wolkenelemente stehen in Zusammenhang mit Vorhersagen der Strahlungswechselwirkung zwischen den verschiedenen Komponenten des Systems Sonne-Atmosphäre-Festländer-Wasserflächen-Eisflächen. Auch der Begriff der Genauigkeit einer Vorhersage ist nicht eindeutig definierbar, sondern hängt stark von der Sensibilität des Systems in dem betreffenden Bereich des Spektrums der Phänomene ab.

Der Wert synoptischer sowie statistisch-klimatologischer Vorhersagen für alle Bereiche des öffentlichen Lebens ist unbestritten. Die mathematisch-physikalische Vorhersage dagegen hat im Laufe dieses Jahrhunderts verschiedene grundlegende Wandlungen und Bewertungen erlebt. Der Optimismus in Hinblick auf eine mögliche deterministische Vorhersage (1) nach dem Schema: „exakter Anfangszustand“ plus „exakte mathematisch-physikalische Beschreibung des Gesamtsystems“ plus „exakte mathematische Lösungsverfahren“ gleich „exakte Vorhersage“ bestimmter Prozesse im „Scale“-Diagramm (oder aller gleichzeitig) wich mehr und mehr einem ausgeprägten Pessimismus, ausgelöst durch das verunglückte erste numerische Experiment (19) und verstärkt durch die Untersuchungen über die Unmöglichkeit exakter Vorhersagen für Teilgebiete der Erde (5). Mit Beginn der fünfziger Jahre wendete sich das Blatt wieder zugunsten der mathematisch-physikalischen Vorhersage, als die numerischen Kurzfristvorhersagen für großräumige atmosphärische Bewegungsformen immer erfolgreicher wurden. Schwierigkeiten traten jedoch sofort wieder auf, als versucht wurde, mittel- und langfristige Vorhersagen für den großräumigen „Scale“ in gleicher Weise zu erstellen. Die durch alle subsynoptischen Prozesse des „Scale“-Diagramms verursachten nichtadiabatischen, mit Wärmeumsatz verbundenen Effekte machen sich nach zwei bis drei Tagen dynamisch bemerkbar und führen so zu Wechselwirkungen mit dem synoptischen „Scale“.

Es ist somit ersichtlich, daß der Begriff eines „exakten Anfangszustandes“ weder definierbar noch meßbar ist. Jeder mit noch so aufwendigen Meßsystemen ermittelte Anfangszustand enthält Fehler in allen Bereichen des Spektrums der Phänomene, besonders aber im Bereich der subsynoptischen. Infolge unserer ungenügenden Kenntnis auf dem Gebiet der atmosphärischen Turbulenz aller „Scales“, der Physik und Dynamik der Wolken, der Wechselwirkungen zwischen den Prozessen verschiedener „Scales“ sowie auf dem Gebiet der Auflösung und nichtlinearen Wirksamkeit der Kaskade von Instabilitäten (Phaseninstabilität des Wassers, kollektive Instabilität in den Wolken, konvektive Instabilität, barotrope und barokline Instabilität im Wellenregime der planetarischen Zirkulation, Instabilität des Klimas) kann auch von einer „exakten mathematisch-physikalischen Beschreibung des Gesamtsystems“ nicht die Rede sein. Auch „exakte mathematische Lösungsver-

fahren“ sind infolge der Nichtlinearität aller Gleichungssysteme, auch der einfachsten Modellgleichungen, prinzipiell nicht vorhanden.

Man kann somit feststellen, daß das allgemeine meteorologische Vorhersageproblem weder exakt mathematisch-physikalisch formulierbar noch exakt mathematisch lösbar ist. Das System Atmosphäre-Festländer-Wasserflächen-Eisflächen ist für uns ein indeterministisches System, für welches deterministische Vorhersagen prinzipiell nicht erstellt werden können.

Die Praxis der mathematisch-physikalischen Vorhersage kann deshalb nur folgendermaßen aussehen: Will man die Phänomene eines bestimmten „Scale“-Bereiches prognostizieren, dann konstruiert man sich unter Zuhilfenahme der Methode der „Scale“-Analyse ein mathematisches Modell, welches deterministisch gemacht wird, indem man die Wechselwirkungen mit den benachbarten „Scales“ parameterisiert, d. h. durch geeignete Parameter in Abhängigkeit von den Variablen der „Scale“-Umgebung sowie des Modells darstellt. Hierdurch kommt das erste indeterministische Element in die Vorhersage. Bei der Modellentwicklung für die globale atmosphärische Zirkulation hat man z. B. die Wechselwirkungen mit dem gesamten Spektrum der subsynoptischen Prozesse zu parameterisieren; ein bis heute weitgehend ungelöstes Problem. Die numerischen Lösungsverfahren bringen nun zusätzlich schwer abschätzbare Modifikationen der Vorhersage zustande und führen im Verein mit mangelhaft bekannten Anfangsbedingungen zu einer weitgehend indeterministischen Vorhersage.

Die Frage, die sich nun erhebt, ist die folgende: Wie sensibel ist das deterministische Modell von der Parameterisierung der Nachbar-„Scales“, von der Unsicherheit der Anfangsbedingungen sowie von den besonderen Eigenschaften der numerischen Lösungsverfahren abhängig, d. h. wie lange kann sich während einer Vorhersage der deterministische Charakter der Modellgleichungen erhalten, ehe er von den indeterministischen Elementen überwuchert wird. Man kann sich denken, daß es auf jeden Fall Grenzen der deterministischen Vorhersagbarkeit geben muß. Diese müssen jedoch von Modell zu Modell verschieden und von der Parameterisierungstechnik sowie der numerischen Technik abhängig sein.

Derartige systematische Untersuchungen begannen bereits Ende der fünfziger Jahre (23) und wurden im Zusammenhang mit GARP seit 1966 immer aktueller (2), (20), (17) (Vorarbeiten (14), (15), (16)), (3), (22), (8), (6), (11). Besonders diejenigen Untersuchungen, die sich mit der Fehlerfortpflanzung in speziellen Modellen befaßten, brachten jedoch mehr Erkenntnisse über die Eigenschaften der Modelle selbst als über die Vorhersagbarkeit atmosphärischer Prozesse (20). Demgemäß waren die Grenzzeiten für eine deterministische Vorhersage auch von Modell zu Modell verschieden. Eine gemeinsame Aussage brachten jedoch alle diese Untersuchungen: Großräumige atmosphärische Prozesse lassen sich maximal einen Monat deterministisch vorhersagen, subsynoptische um so weniger je kleiner der „Scale“ derselben ist.

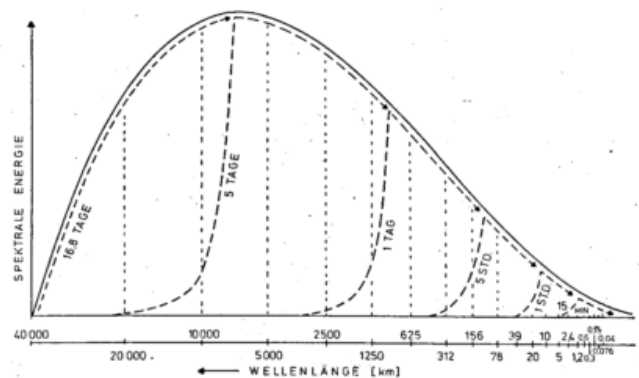
Ein sehr instruktives Beispiel für eine derartige Untersuchung gab LORENZ (17), der das Vorhersageproblem bei einem barotropen, divergenzfreien Modell der Atmosphäre untersuchte. Zugrunde lag die Vorticity-Gleichung für die Stromfunktion ψ ($v_h = k \times \nabla_h \psi$)

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\zeta + f) &= \frac{\partial \zeta}{\partial t} + v_h \cdot \nabla_h (\zeta + f) = \frac{\partial}{\partial t} (\nabla_h^2 \psi) + (k \times \nabla_h \psi) \cdot \nabla_h (\nabla_h^2 \psi + f) = \\ &= \frac{\partial}{\partial t} (\nabla_h^2 \psi) + J(\psi, \nabla_h^2 \psi + f) \approx \frac{\partial}{\partial t} (\nabla_h^2 \psi) + J(\psi, \nabla_h^2 \psi) = 0. \end{aligned} \quad [1]$$

Bei Kenntnis „exakter“ Anfangsbedingungen sollte sich mit Hilfe der deterministischen Gleichung [1] und bei Ignorierung mathematischer Fehlermöglichkeiten während der Lösung der Gleichung auch eine „exakte“ deterministische Prognose über beliebig lange Zeiträume ergeben. „Exakte“ Anfangsbedingungen gibt es jedoch in der Praxis nicht und so wird sich die Prognose auf der Basis von [1] unter Zugrundelegung fehlerhafter Anfangsbedingungen im Vergleich mit der Natur (sofern das Modell die Natur überhaupt ausreichend genau simuliert) mit wachsender Prognosezeit als mehr und mehr falsch erweisen. Ein Vergleich mit der Natur zwecks Prognoseprüfung ist im vorliegenden Falle jedoch nicht möglich. Man hilft sich nun folgendermaßen: Es werden zwei Prognosen durchgeführt. Prognose (1) geht von gegebenen Anfangsbedingungen aus, welche man als „exakt“ definiert. Die Prognose auf der Basis des Modells ist dann deterministisch und „exakt“, stellt somit die Modellnatur richtig dar. Prognose (2) geht von Anfangsbedingungen aus, welche sich mehr oder weniger durch „Fehler“ von denjenigen der Prognose (1) unterscheiden. Nach entsprechend langer Prognosezeit unterscheiden sich beide Prognosen so sehr, daß sie auch im größten „Scale“ keine Ähnlichkeit mehr miteinander besitzen. LORENZ zeigte, daß sich selbst bei „kaum“ erkennbaren Unterschieden in den Anfangsbedingungen (solchen im subsynoptischen „Scale“) nach weniger als drei Wochen Prognosezeit der Zustand einstellt, daß beide Prognosen nicht mehr miteinander vergleichbar sind, obgleich man zumindest im großräumigen „Scale“ vollkommene Identität der Anfangsbedingungen gehabt hatte. Man kann deshalb auch sagen, daß die Atmosphäre infolge der nichtlinearen Wechselwirkungen und der dadurch bewirkten Fehlerfortpflanzung bezüglich der Anfangsbedingungen nur ein relativ kurzes „Gedächtnis“ besitzt und diese spätestens nach vier Wochen einfach „vergessen“ hat. Diese Eigenschaft ist uns eigentlich seit vielen Jahren von den Modellexperimenten zur globalen atmosphärischen Zirkulation her bekannt. Dort beginnt die numerische Integration mit den einfachsten Anfangsbedingungen, die denkbar sind: Die Atmosphäre ruht und besitzt eine isotherme vertikale Temperaturschichtung. Unter dem Einfluß von Energiezufuhr und Reibung stellt sich meist nach weniger als einem Monat Integrationszeit eine realistische globale Zirkulation ein, so als ob es den höchst unrealen Anfangszustand nie gegeben hätte.

Der Zeitpunkt, in dem sich die beiden Prognosen (1) und (2) in nicht mehr erträglichem Maße voneinander unterscheiden (in einem vorgegebenen „Scale“), ist dann die praktische Grenze der deterministischen Vorhersagbarkeit. Wann dies der Fall ist, hängt von der Definition des erträglichen Maßes an Unterschieden ab und ist von der Verwendung der Prognose her gesehen eine Sache der Konvention. Die Untersuchungen von LORENZ (17) mündeten in dem folgenden anschaulichen Diagramm.

Die ausgezogene Kurve stellt die spektrale Energieverteilung dar, welche während der Prognose unveränderlich bleibt. Infolge fehlerhafter Anfangsbedingungen entsteht bei der Prognose (2) eine Fehlerkinetische Energie, welche zum Ausdruck bringt, daß sich beide prognostizierten Strömungen voneinander unterscheiden. Man entnimmt Abb. 2, daß sich nach 15 Minuten alle Prozesse mit „Scales“, die kleiner als 1 km sind, infolge von Unterschieden der Anfangsbedingungen im kleinsten „Scale“ nicht mehr deterministisch vorhersagen lassen. Diejenigen Prozesse, die „Scales“ zwischen 1 und 5 km besitzen, sind zunehmend sicherer vorhersagbar, alle größeren sind nach 15 Minuten noch voll deterministisch prognostizierbar. Mit größerer Prognosezeit überwuchert das Spektrum der Fehlerkinetischen Energie mehr und mehr das Energiespek-



scheinlichkeitsverteilung der Anfangsfelder, dann folgt aus diesem Kollektiv nach Integration der deterministischen Modellgleichungen für jedes Mitglied des Kollektivs ein entsprechendes Kollektiv von Lösungsfeldern. Charakterisiert man die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Variablen zum Anfangszeitpunkt durch die üblichen statistischen Maßzahlen (Erwartungswert, Streuung, Kovarianzen und höhere Momente), dann ist man in der Lage, aus dem Kollektiv der Lösungsfelder dieselben Maßzahlen zu berechnen und bezüglich Zeit und Raumpunkt mit denjenigen zum Anfangszeitpunkt in Beziehung zu setzen. Diese Vorhersage von statistischen Maßzahlen der Variablen ist Gegenstand der stochastisch-dynamischen Vorhersage. Als Nebenprodukt fällt dabei eine recht überzeugende Methode für die Lösung des Problems der prinzipiellen Grenze der Vorhersagbarkeit atmosphärischer Prozesse ab, welche z. B. schon im Falle des barotropen Modells gegenüber den Ergebnissen von LORENZ (17) ganz erhebliche Verlängerungen der Vorhersagbarkeit bringt. Verwendet man die LORENZschen Werte, die unter Gültigkeit des $(-7/3)$ -Gesetzes entstanden sind (Wellenlänge $L = 5000; 1250; 312; 20$ km; zugehörige Vorhersagbarkeitszeiten $T = 4,2; 2,3; 1,4; 0,45$ Tage) und setzt dazu im Vergleich die aus der stochastisch-dynamischen Vorhersagemethode gewonnenen für das gleiche Modell (6), nämlich $T = 5,0; 4,5; 3,5; 2,1$ Tage, dann erkennt man, daß die stochastisch-dynamisch berechneten Werte für die kleineren „Scales“ wesentlich größer sind. Der Grund für diesen Unterschied ist vielfältiger Natur und kann im Rahmen eines Vortrages nicht befriedigend beschrieben werden. Soviel kann aber gesagt werden: Die stochastisch-dynamischen Gleichungen, z. B. für den Erwartungswert, enthalten im Gegensatz zu den deterministischen Ausgangsgleichungen als Folge der eingeführten Statistik einen „Reibungsterm“ (nur so genannt, weil bei der Mittelbildung der NAVIER-STOKESSchen Gleichungen der turbulente Reibungsterm als statistisches Element erscheint und hilft, die Bewegungen der Atmosphäre in der planetarischen Grenzschicht besser zu beschreiben, als dies mit Hilfe der deterministischen Gleichungen für laminare Strömungen möglich ist), welcher offensichtlich dazu beiträgt, die Bewegungen der Atmosphäre im statistischen Sinne besser zu beschreiben, als dies mit den deterministischen Ausgangsgleichungen möglich ist.

$$\sum_{m=1}^N (\nabla_h^2 F_m) \frac{d\psi_m}{dt} = - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [(k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h (\nabla_h^2 F_n)] \psi_m \psi_n - \sum_{m=1}^N [(k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h f] \psi_m$$

$$\sum_{m=1}^N \left(- \left(\frac{a_m}{L} \right)^2 F_m \right) \dot{\psi}_m = - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left[- \left(\frac{a_n}{L} \right)^2 (k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h F_n \right] \psi_m \psi_n - \sum_{m=1}^N [(k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h f] \psi_m$$

Nach Multiplikation mit F_k und anschließender Integration über den ganzen Bereich erhält man weiter

$$- \left(\frac{a_k}{L} \right)^2 \dot{\psi}_k = - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left[- \left(\frac{a_n}{L} \right)^2 \overline{F_k (k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h F_n} \right] \psi_m \psi_n - \sum_{m=1}^N \overline{F_k (k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h f} \psi_m$$

was mit den vollständig als bekannt anzusehenden Koeffizienten

$$a_{kmn} = - \left(\frac{a_n}{a_k} \right)^2 \overline{F_k (k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h F_n};$$

$$b_{km} = - \left(\frac{L}{a_k} \right)^2 \overline{F_k (k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h f}$$

auf die Form [2] zurückführt.

Nun erkannte bereits LORENZ (14), daß sich alle in der Meteorologie verwendeten prognostischen Gleichungen (nach Übergang in die Spektraldarstellung) in der Form

$$\dot{X}_k = \frac{dX_k}{dt} = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N A_{kmn} X_m X_n - \sum_{m=1}^N B_{km} X_m + C_k$$

[3]

3. Das Prinzip der stochastisch-dynamischen Vorhersage

Geht man von der barotropen Vorticity-Gleichung [1], d. h. von

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla_h^2 \psi) = - (k \times \nabla_h \psi) \cdot \nabla_h (\nabla_h^2 \psi + f) \quad [1]$$

aus und wendet den inversen LAPLACESchen Operator ∇_h^{-2} an, dann folgt zunächst formal

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = - \nabla_h^{-2} [(k \times \nabla_h \psi) \cdot \nabla_h (\nabla_h^2 \psi + f)]$$

Geht man nun auf der rechten Seite zu endlichen Differenzen über, dann erhält man für jeden Gitterpunkt der x, y -Ebene eine gewöhnliche Differentialgleichung in der Zeit der Form

$$\dot{\psi}_k = \frac{d\psi_k}{dt} = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N a_{kmn} \psi_m \psi_n - \sum_{m=1}^N b_{km} \psi_m \quad [2]$$

wobei $\psi_k(t)$ die zeitlich abhängige Stromfunktion am Gitterpunkt „k“ ist. Der Index k durchläuft dabei alle Werte von 1 bis N , mit N als der Gesamtzahl der Gitterpunkte. Zusammen mit einer Anfangsbedingung $\psi_k(0)$ folgt aus [2] eine deterministische Vorhersage von ψ für alle Gitterpunkte.

Methodisch klarer und in vielen Fällen auch leichter überschaubar ist die Verwendung der Spektralmethode. Hier wird die Stromfunktion nach einem System von normierten Orthogonalfunktionen entwickelt. Dieses System $F_i = F_i(x, y)$ ($i = 1, 2, \dots, N$) genüge den folgenden Bedingungen:

$$\text{Orthogonalität} \quad \overline{F_i F_k} = \iint F_i F_k dx dy = \delta_{ik} = \begin{cases} 1 : i = k \\ 0 : i \neq k \end{cases}$$

$$\text{Normierung} \quad \overline{F_i} = \iint F_i dx dy = 1$$

$$\text{und} \quad \nabla_h^2 F_i = - \left(\frac{a_i}{L} \right)^2 F_i.$$

$$\text{Dann ist} \quad \psi = \sum_{m=1}^N \psi_m F_m; \quad \psi_i = \overline{F_i \psi}$$

Führt man dies in [1] ein, dann erhält man

$$\sum_{m=1}^N (\nabla_h^2 F_m) \frac{d\psi_m}{dt} = - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [(k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h (\nabla_h^2 F_n)] \psi_m \psi_n - \sum_{m=1}^N [(k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h f] \psi_m$$

$$\sum_{m=1}^N \left(- \left(\frac{a_m}{L} \right)^2 F_m \right) \dot{\psi}_m = - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left[- \left(\frac{a_n}{L} \right)^2 (k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h F_n \right] \psi_m \psi_n - \sum_{m=1}^N [(k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h f] \psi_m$$

Nach Multiplikation mit F_k und anschließender Integration über den ganzen Bereich erhält man weiter

$$- \left(\frac{a_k}{L} \right)^2 \dot{\psi}_k = - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left[- \left(\frac{a_n}{L} \right)^2 \overline{F_k (k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h F_n} \right] \psi_m \psi_n - \sum_{m=1}^N \overline{F_k (k \times \nabla_h F_m) \cdot \nabla_h f} \psi_m$$

schreiben lassen. Hierbei ist q die Zahl der unabhängigen Variablen und N wieder die Anzahl der verwendeten Entwicklungsterme.

In Hinblick auf die verschiedenartigen Gleichungssysteme für die Behandlung der verschiedenen „Scales“ ist es nicht uninteressant, Gleichung [3] für den Fall der allgemeinen dreidimensionalen Bewegungen zu verifizieren. Dazu ist es notwendig, eine Minimalzahl von abhängigen Variablen zu verwenden (wegen der Herabsetzung von Rechenzeit). Die Verwendung der

Exner-Funktion $\Pi = c_p (p/p_0)^{R/c_p}$ im vollständigen System von hydrodynamischen Gleichungen führt zu dem folgenden System für den Windvektor v , die Exner-

Funktion Π und die potentielle Temperatur Θ , insgesamt also für nur 5 unabhängige skalare Funktionen:

$$\begin{aligned}\frac{\partial v}{\partial t} &= -v \cdot \nabla v - \Theta \nabla \Pi - 2 \omega \times v + g + R \\ \frac{\partial \Pi}{\partial t} &= -v \cdot \nabla \Pi - \frac{R}{c_v} \Pi \nabla \cdot v + \frac{R}{c_v} \frac{q}{\Theta} \\ \frac{\partial \Theta}{\partial t} &= -v \cdot \nabla \Theta + \frac{q}{\Pi}\end{aligned}$$

Hier ist g der Vektor der Schwerebeschleunigung, R der Reibungsvektor und q die nichtadiabatische Wärmezufuhr bzw. -abfuhr.

Entwickelt man nun alle abhängigen Variablen nach einem dreidimensionalen orthonormierten System gemäß

$$v = \sum_{m=1}^N F_m v_m; \Pi = \sum_{m=1}^N F_m \Pi_m; \Theta = \sum_{m=1}^N F_m \Theta_m$$

wobei die $F_k = F_k(x, y, z)$ ein System von dreidimensionalen Orthogonalfunktionen bilden, welche analogen Beziehungen wie die zweidimensionalen genügen, dann erhält man zunächst

$$\begin{aligned}\sum_{m=1}^N F_m \dot{v}_m &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [F_m \nabla F_n] \cdot v_m v_n - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [F_m \nabla F_n] \Theta_m \Pi_n - \sum_{m=1}^N F_m 2 \omega \times v_m + g + \sum_{m=1}^N F_m R_m \\ \sum_{m=1}^N F_m \dot{\Pi}_m &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [F_m \nabla F_n] \cdot v_m \Pi_n - \frac{R}{c_v} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [F_m \nabla F_n] \cdot \Pi_m v_n + \frac{R}{c_v} \sum_{m=1}^N F_m \left(\frac{q}{\Theta} \right)_m \\ \sum_{m=1}^N F_m \dot{\Theta}_m &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [F_m \nabla F_n] \cdot v_m \Theta_n + \sum_{m=1}^N F_m \left(\frac{q}{\Pi} \right)_m\end{aligned}$$

und daraus nach Multiplikation mit F_k und Integration über den gesamten Raum unter Verwendung der Orthogonalitätseigenschaften von F_i

$$\begin{aligned}\dot{v}_k &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [\overline{F_k F_m \nabla F_n}] \cdot (v_m v_n + \Theta_m \Pi_n \mathbf{E}) - 2 \omega \times v_k + g + R_k \\ \dot{\Pi}_k &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [\overline{F_k F_m \nabla F_n}] \cdot (v_m \Pi_n + \frac{R}{c_v} \Pi_m v_n) + \frac{R}{c_v} \left(\frac{q}{\Theta} \right)_k \\ \dot{\Theta}_k &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N [\overline{F_k F_m \nabla F_n}] \cdot v_m \Theta_n + \left(\frac{q}{\Pi} \right)_k\end{aligned} \quad [4]$$

wobei $\mathbf{E}$ den Einheitstensor bedeutet.

Dieses System von Spektralgleichungen ist deshalb besonders einfach gebaut, weil als Koeffizienten A_{kmn} ausschließlich die Komponenten der Vektoren $\overline{F_k F_m \nabla F_n}$

auftreten. Die Koeffizienten B_{km} und C_k sind darüber hinaus ganz besonders einfach.

Geht man zur Komponentenschreibweise in einem kartesischen System über, in welchem der Windvektor die Komponenten u, v, w besitzt, dann erhält man ausführlich

$$\begin{aligned}\dot{u}_k &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left\{ [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial x}}] (u_m u_n + \Theta_m \Pi_n) + [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial y}}] v_m u_n + [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial z}}] w_m u_n \right\} + f v_k - l w_k + (R_x)_k \\ \dot{v}_k &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left\{ [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial x}}] u_m v_n + [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial y}}] (v_m v_n + \Theta_m \Pi_n) + [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial z}}] w_m v_n \right\} - f u_k + (R_y)_k \\ \dot{w}_k &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left\{ [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial x}}] u_m w_n + [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial y}}] v_m w_n + [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial z}}] (w_m w_n + \Theta_m \Pi_n) \right\} + l u_k - g + (R_z)_k \\ \dot{\Pi}_k &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left\{ [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial x}}] (u_m \Pi_n + \frac{R}{c_v} \Pi_m u_n) + [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial y}}] (v_m \Pi_n + \frac{R}{c_v} \Pi_m v_n) + [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial z}}] (w_m \Pi_n + \frac{R}{c_v} \Pi_m w_n) \right\} + \frac{R}{c_v} \left(\frac{q}{\Theta} \right)_k \\ \dot{\Theta}_k &= - \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left\{ [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial x}}] u_m \Theta_n + [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial y}}] v_m \Theta_n + [\overline{F_k F_m \frac{\partial F_n}{\partial z}}] w_m \Theta_n \right\} + \left(\frac{q}{\Pi} \right)_k\end{aligned}$$

Läßt man die Probleme, die mit der Spektraldarstellung von R und q zusammenhängen außer acht, dann kann man die 5·N Variablen $u_k, v_k, w_k, \Pi_k, \Theta_k$ zu dem Satz X_k zusammenfassen und man erkennt, daß für X_k die Form [3] entsteht. Die Koeffizienten in [3] lassen sich dann leicht aus dem vorstehenden Formelsatz herauslesen. Bei einer Auflösung der räumlichen Felder bis zur „Wellenzahl“ 20 ($N = 20$) hat man es dann mit einem nichtlinear gekoppelten System von 100 gewöhnlichen zeitabhängigen Differentialgleichungen zu tun, welches die Koeffizientenfunktionen X_k der Reihenentwicklungen deterministisch zu berechnen gestattet, falls exakte

Anfangsbedingungen für die Variablen vorliegen. Denkt man sich einen 5·N-dimensionalen Raum durch die Gesamtheit der Variablen X_k aufgespannt, dann wird der Zustand des Systems in diesem, auch „Phasenraum“ genannten Raum, zu einer bestimmten Zeit durch einen Punkt dargestellt. Zustandsänderungen stellen sich als Trajektorie in diesem Phasenraum dar.

Wenn man sagt, es ließen sich die Anfangsbedingungen nicht exakt feststellen, dann bedeutet dies, daß man nicht genau sagen kann, an welcher Stelle des Phasenraumes sich der Punkt befindet, der den Zustand des Systems zur Zeit $t=t_0$ repräsentiert. Sicher wird man

aber eine Wahrscheinlichkeitsdichte $P(X_1, X_2, \dots, X_{5N}; t_0)$ für die Lage angeben können. Für diese gilt $P \geq 0$ für alle X_k und alle t sowie

$$\int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} P(x_1, x_2, \dots, x_{5N}; t) dx_1 dx_2 \dots dx_{5N} = 1$$

für alle t . Außerdem gilt für die zeitliche Entwicklung der Wahrscheinlichkeit P die LIOUVILLESche Gleichung, für die eine kurze Ableitung gegeben werden soll.

Die Normierungsbedingung

$$\int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} P d\tau = 1$$

wird gemäß LAGRANGE nach der Zeit differenziert

$$\frac{d}{dt} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} P d\tau \right] = \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dP}{dt} d\tau + \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} P \left[\frac{1}{d\tau} \frac{d}{dt} (d\tau) \right] d\tau = 0.$$

Bedeutet x den „Ortsvektor“ und $\dot{x}$ den „Geschwindigkeitsvektor“ im Phasenraum, dann ist in vollkommener Analogie zur Hydrodynamik die relative kubische Ausdehnungsgeschwindigkeit durch

$$\frac{1}{d\tau} \frac{d}{dt} (d\tau) = \frac{\partial}{\partial x} \cdot \dot{x} = \sum_{m=1}^{5N} \frac{\partial \dot{x}_m}{\partial x_m}$$

ausdrückbar. Beachtet man weiter noch die ebenso leicht einzusehende Beziehung

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + \dot{x} \cdot \frac{\partial P}{\partial x}$$

dann erhält man aus

$$\frac{d}{dt} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} P d\tau \right] = \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{dP}{dt} + P \frac{\partial}{\partial x} \cdot \dot{x} \right\} d\tau = 0.$$

die Beziehung

$$\int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \cdot (P \dot{x}) \right\} d\tau = 0$$

welche direkt auf die LIOUVILLESche Gleichung

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \cdot (P \dot{x}) = \frac{\partial P}{\partial t} + \sum_{m=1}^{5N} \frac{\partial}{\partial x_m} (P \dot{x}_m) = 0 \quad [5]$$

führt.

$$X_k X_1 = (\mu_k + X'_k) (\mu_1 + X'_1) = \mu_k \mu_1 + X'_k \mu_1 + \mu_k X'_1 + X'_k X'_1$$

$$X_k X_1 X_m = \mu_k \mu_1 \mu_m + X'_k \mu_1 \mu_m + \mu_k X'_1 \mu_m + \mu_k \mu_1 X'_m + X'_k X'_1 \mu_m + X'_k \mu_1 X'_m + \mu_k X'_1 X'_m + X'_k X'_1 X'_m$$

$$X_k X_1 X_m X_n = \mu_k \mu_1 \mu_m \mu_n + X'_k \mu_1 \mu_m \mu_n + \mu_k X'_1 \mu_m \mu_n + \mu_k \mu_1 X'_m \mu_n + \mu_k \mu_1 \mu_m X'_n + X'_k X'_1 \mu_m \mu_n +$$

$$+ X'_k \mu_1 X'_m \mu_n + X'_k \mu_1 \mu_m X'_n + \mu_k X'_1 \mu_m X'_n + \mu_k X'_1 X'_m \mu_n + \mu_k \mu_1 X'_m X'_n + X'_k X'_1 X'_m \mu_n +$$

$$+ X'_k X'_1 \mu_m X'_n + X'_k \mu_1 X'_m X'_n + \mu_k X'_1 X'_m X'_n + X'_k X'_1 X'_m X'_n$$

unter Verwendung der Abkürzungen

$$E[X'_k X'_1] = \sigma_{kl} \quad : \text{Kovarianztensor (k} \neq 1), \\ \text{Varianztensor (k=1)}$$

$$E[X'_k X'_1 X'_m] = \tau_{klm} \quad : \text{Drittes Moment in Bezug auf die } \mu$$

$$E[X'_k X'_1 X'_m X'_n] = \lambda_{klmn} \quad : \text{Viertes Moment in Bezug auf die } \mu$$

Nach Gleichung [3] ist nun $\dot{X}_k$ durch

$$\sum \sum A_{kmn} X_m X_n - \sum B_{km} X_m + C_k$$

ausdrückbar, so daß die Gleichung

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \sum_{m=1}^{5N} \frac{\partial}{\partial X_m} \left\{ P \left(\sum_{r=1}^{5N} \sum_{s=1}^{5N} A_{mrs} X_r X_s - \sum_{r=1}^{5N} B_{mr} X_r + C_m \right) \right\} = 0 \quad [6]$$

die zeitliche Entwicklung der Wahrscheinlichkeitsdichte P für das spezielle meteorologische Problem (Modell) zu berechnen gestattet, wenn sie zur Zeit $t=t_0$ bekannt war und wenn Randbedingungen für P (Verschwinden im Unendlichen) befriedigt werden. Gleichung [6] und die vorstehende Interpretation des Verfahrens finden sich bei TATARSKY (22) und EPSTEIN (3). Dort wird auch schon darauf hingewiesen, daß eine numerische Integration von [6] im Prinzip zwar leicht möglich, in der Praxis jedoch infolge astronomisch hoher Rechenzeiten so gut wie nicht durchführbar ist. Beide Autoren betonen, daß die Kenntnis von P viel überflüssige Information mit sich bringt, daß man sich stattdessen mit den statistischen Maßzahlen der Wahrscheinlichkeitsdichte gut begnügen kann. So leitet TATARSKY schon Gleichungen für den Erwartungswert und den Kovarianztensor her, vernachlässigt höhere Momente und erhält so ein geschlossenes System ohne jede Kenntnis der Wahrscheinlichkeitsdichte (die sich jedoch als Folge der Approximationen als Gauß-Verteilung herausstellt).

Wir wollen abschließend noch kurz auf die Herleitung dieser für die stochastisch-dynamische Vorhersage so wichtigen Gleichungen eingehen. Die Fundamentalgröße statistischer Art ist der Erwartungswert für einen der X_k -Werte bzw. für eine Funktion von gewissen $X_{k1}, X_{k2}, \dots$:

$$E[X_k] = \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} x_k P(x_1, x_2, \dots, x_{5N}; t) d\tau = \mu_k;$$

$$E[f(X_{k1}, X_{k2}, \dots)] =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} f(x_{k1}, x_{k2}, \dots) P(x_1, x_2, \dots, x_{5N}; t) d\tau$$

Die Abweichung vom Erwartungswert μ_k erfüllt die Bedingung $E[X'_k] = 0$, denn es gilt definitionsgemäß (ähnlich wie in der Theorie der Turbulenz) die Beziehung $X_k = \mu_k + X'_k$. Bildet man nun die Erwartungswerte von Produkten, dann erhält man aus

$$\begin{aligned}
 E[X_k X_l] &= \mu_k \mu_l + \sigma_{kl} \\
 E[X_k X_l X_m] &= \mu_k \mu_l \mu_m + \mu_k \sigma_{lm} + \mu_l \sigma_{km} + \mu_m \sigma_{kl} + \tau_{klm} \\
 E[X_k X_l X_m X_n] &= \mu_k \mu_l \mu_m \mu_n + \mu_k \mu_l \sigma_{mn} + \mu_k \mu_n \sigma_{lm} + \mu_k \mu_m \sigma_{ln} + \\
 &\quad + \mu_l \mu_m \sigma_{kn} + \mu_l \mu_n \sigma_{km} + \mu_m \mu_n \sigma_{kl} + \\
 &\quad + \mu_k \tau_{lmn} + \mu_l \tau_{kmn} + \mu_m \tau_{kln} + \mu_n \tau_{klm}
 \end{aligned}$$

Es ist möglich, nach Definition höherer Momente einen Algorithmus für die Berechnung der Erwartungswerte höherer Produkte zu entwickeln und somit sämtliche statistischen Eigenschaften der Wahrscheinlichkeitsverteilung ins Spiel zu bringen.

Bildet man den Erwartungswert der grundlegenden Spektralgleichung [3] (in Analogie zur Mittelbildung der ursprünglichen Gleichungen von v , Π und Θ in der Turbulenztheorie), dann erhält man zunächst

$$\begin{aligned}
 E\left[\frac{dX_k}{dt}\right] &= \sum_{m=1}^{5 \cdot N} \sum_{n=1}^{5 \cdot N} A_{kmn} E[X_m X_n] - \sum_{m=1}^{5 \cdot N} B_{km} E[X_m] + C_k E[1] \\
 &= \sum_{m=1}^{5 \cdot N} \sum_{n=1}^{5 \cdot N} A_{kmn} \mu_m \mu_n - \sum_{m=1}^{5 \cdot N} B_{km} \mu_m + C_k + \sum_{m=1}^{5 \cdot N} \sum_{n=1}^{5 \cdot N} A_{kmn} \sigma_{mn}
 \end{aligned} \quad [7]$$

Es bleibt noch zu zeigen, daß der Erwartungswert der Zeitableitung gleich der Zeitableitung des Erwartungs-

wertes ist. Ist $f = f(X_{k1}, X_{k2}, \dots)$ wieder irgendeine Funktion der X_k , dann folgt aus

$$E[f(X_{k1}, X_{k2}, \dots)] = \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int f(x_{k1}, x_{k2}, \dots) P(x_1, x_2, \dots, x_{5N}; t) d\tau$$

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} E[f] &= \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int \left\{ \frac{df}{dt} + fP \left(\frac{1}{d\tau} \frac{d}{dt} d\tau \right) \right\} d\tau \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int \left\{ \frac{df}{dt} + fP \frac{\partial}{\partial x} \cdot \dot{x} \right\} d\tau \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int \left\{ P \frac{df}{dt} + f \left[\frac{dP}{dt} + P \frac{\partial}{\partial x} \cdot \dot{x} \right] \right\} d\tau \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int \frac{df}{dt} P d\tau
 \end{aligned}$$

$$\boxed{\frac{d}{dt} E[f] = E\left[\frac{df}{dt}\right]}$$

unter Verwendung der LIOUVILLESchen Gleichung. Für f kann X_k oder eines der höheren Produkte stehen.

Man erhält so aus [7], in Gegenüberstellung mit der deterministischen Ausgangsgleichung, die Gleichung für den Erwartungswert von X_k

$$\dot{X}_k = \frac{dX_k}{dt} = \sum_{m=1}^{5 \cdot N} \sum_{n=1}^{5 \cdot N} A_{kmn} X_m X_n - \sum_{m=1}^{5 \cdot N} B_{km} X_m + C_k \quad [3]$$

$$\dot{\mu}_k = \frac{d\mu_k}{dt} = \sum_{m=1}^{5 \cdot N} \sum_{n=1}^{5 \cdot N} A_{kmn} \mu_m \mu_n - \sum_{m=1}^{5 \cdot N} B_{km} \mu_m + C_k + \sum_{m=1}^{5 \cdot N} \sum_{n=1}^{5 \cdot N} A_{kmn} \sigma_{mn} \quad [8]$$

Die „gemittelten“ Spektralgleichungen unterscheiden sich von den ungemittelten nur durch das zusätzliche Auftreten eines Terms, der seine Analogie im REYNOLDSschen Spannungstensor, sowie in den turbulenten Transportvektoren der gemittelten Gleichungen der Turbulenztheorie findet. Hier wie dort kann im Rahmen der Theorie so gut wie nichts über die Form dieser bei der Mittelbildung erzeugten Terme gesagt werden, es sei denn, daß man neue Gleichungen aus den vorhandenen ableitet, wie z. B. in (21). Dies ist im Falle der Spektralgleichungen besonders einfach und übersicht-

lich; ganz im Gegensatz zu den Verhältnissen in der Turbulenztheorie.

Sucht man eine Gleichung für σ_{kl} , dann braucht man nur von

$$\sigma_{kl} = E[X_k X_l] - \mu_k \mu_l$$

auszugehen, diese Gleichung zu differenzieren

$$\dot{\sigma}_{kl} = E[\dot{X}_k X_l] + E[X_k \dot{X}_l] - \dot{\mu}_k \mu_l - \mu_k \dot{\mu}_l$$

und dann die $\dot{X}_k$ mit Hilfe von [3] und die $\dot{\mu}_k$ mit Hilfe von [8] zu eliminieren. Man erhält so

$$\begin{aligned}
 \dot{\sigma}_{kl} &= \sum \sum \left\{ A_{kmn} E[X_m X_n X_l] + A_{lmn} E[X_m X_n X_k] \right\} - \\
 &\quad - \sum \left\{ B_{km} E[X_m X_l] + B_{lm} E[X_m X_k] \right\} + C_k \mu_l + C_l \mu_k - \\
 &\quad - \sum \sum \left\{ A_{kmn} \mu_m \mu_n \mu_l + A_{lmn} \mu_m \mu_n \mu_k \right\} + \\
 &\quad + \sum \left\{ B_{km} \mu_m \mu_l + B_{lm} \mu_m \mu_k \right\} - C_k \mu_l - C_l \mu_k - \\
 &\quad - \sum \sum \left\{ A_{kmn} \sigma_{mn} \mu_l + A_{lmn} \sigma_{mn} \mu_k \right\}
 \end{aligned}$$

$$\sigma_{kl} = \sum_{m=1}^{5 \cdot N} \sum_{n=1}^{5 \cdot N} \left\{ A_{kmn} (\mu_m \sigma_{nl} + \mu_n \sigma_{ml} + \tau_{mnl}) + A_{lmn} (\mu_m \sigma_{nk} + \mu_n \sigma_{mk} + \tau_{mnk}) \right\} - \sum_{m=1}^{5 \cdot N} \left\{ B_{km} \sigma_{ml} + B_{lm} \sigma_{mk} \right\} \quad [9]$$

In dieser Gleichung erscheinen als neue Unbekannte die dritten Momente τ_{klm} , für welche sich auf ganz analogem Wege wieder eine extra Gleichung ableiten läßt (6). Auch läßt sich weiterhin ein Algorithmus für die Gleichungen noch höherer Momente finden.

Wie in der Turbulenztheorie tritt nun das Schließungsproblem in den Vordergrund, denn die Berechnung der höheren Momente läßt die erforderliche Rechenzeit unverhältnismäßig ansteigen. Bereits EPSTEIN (3) schloß das System durch die Vernachlässigung der dritten Momente

$$\sum \sum (A_{kmn} \tau_{mnl} + A_{lmn} \tau_{mnk}) = 0$$

und FLEMING (6) diskutierte dieses Problem ausführlich, weshalb darauf verwiesen werden kann.

Besondere Bedeutung besitzt die stochastisch-dynamische Methode bei der Untersuchung der Energetik der Atmosphäre. Man ist nicht nur in der Lage, die fehlerhafte Energetik als Folge fehlerhafter Anfangsbedingungen zu untersuchen, sondern man hat darüber hinaus die Möglichkeit, auch die Unsicherheiten der Parameterisierung benachbarter „Scales“ bei der Untersuchung bestimmter Phänomene systematisch zu erfassen. Die folgende Abb. 3 zeigt sehr anschaulich die Unsicherheiten bei der Vorhersage des Windfeldes einer planetarischen Welle (4) als eines der ersten Beispiele der stochastisch-dynamischen Vorhersage.

Abb. 4 gibt ein Beispiel für die Modifikation der bekannten Energieflußdiagramme in der Darstellung von FLEMING (6). Während sonst in derartigen Diagrammen nur der Energieübergang zwischen der verfügbaren potentiellen Energie (A_Z : zonales Mittel, A_E : Anteil der Eddies) und der kinetischen Energie (K_Z und K_E) eine Rolle spielt, macht sich nun infolge der Unsicherheit der Anfangsbedingungen auch eine Unsicherheit in der Bestimmung der einzelnen Energieanteile bemerkbar, die man jedoch bei der stochastisch-dynamischen Methode gut in der Hand hat. Es ist auf der Basis der entsprechend formulierten stochastisch-dynamischen Energiegleichungen möglich, diese „uncer-

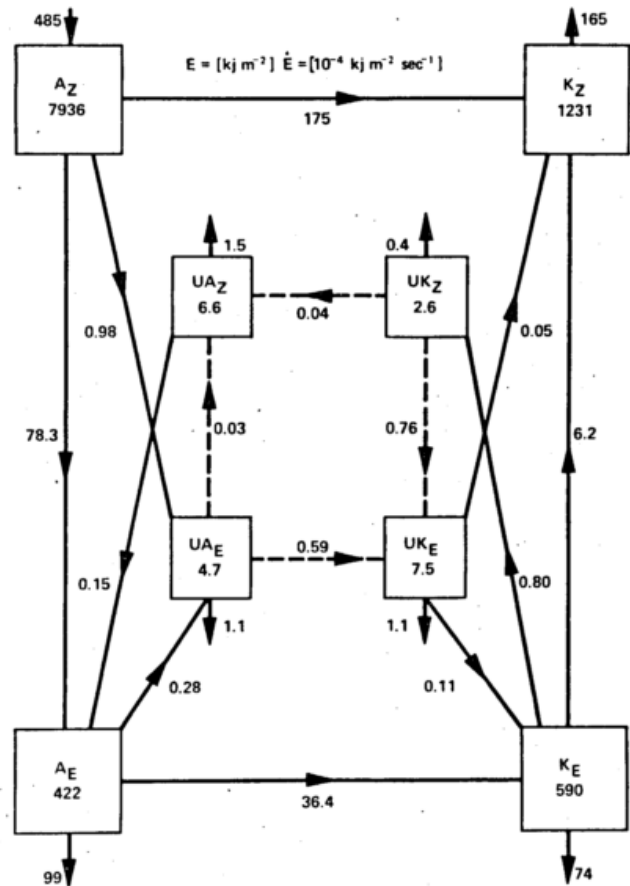


Abb. 4

Energieflußdiagramm eines baroklinen Systems, in welchem infolge der Unsicherheit der Anfangsbedingungen „unsichere“ Energien auftreten, die in Wechselwirkung mit den „sicheren“ Energiebeträgen bestehen. A ist die verfügbare potentielle Energie, K ist die kinetische Energie, der Index Z bezieht sich auf das zonale Mittel, der Index E auf die Wirbel. Der Vorbuchstabe U bedeutet „uncertain“ (6).

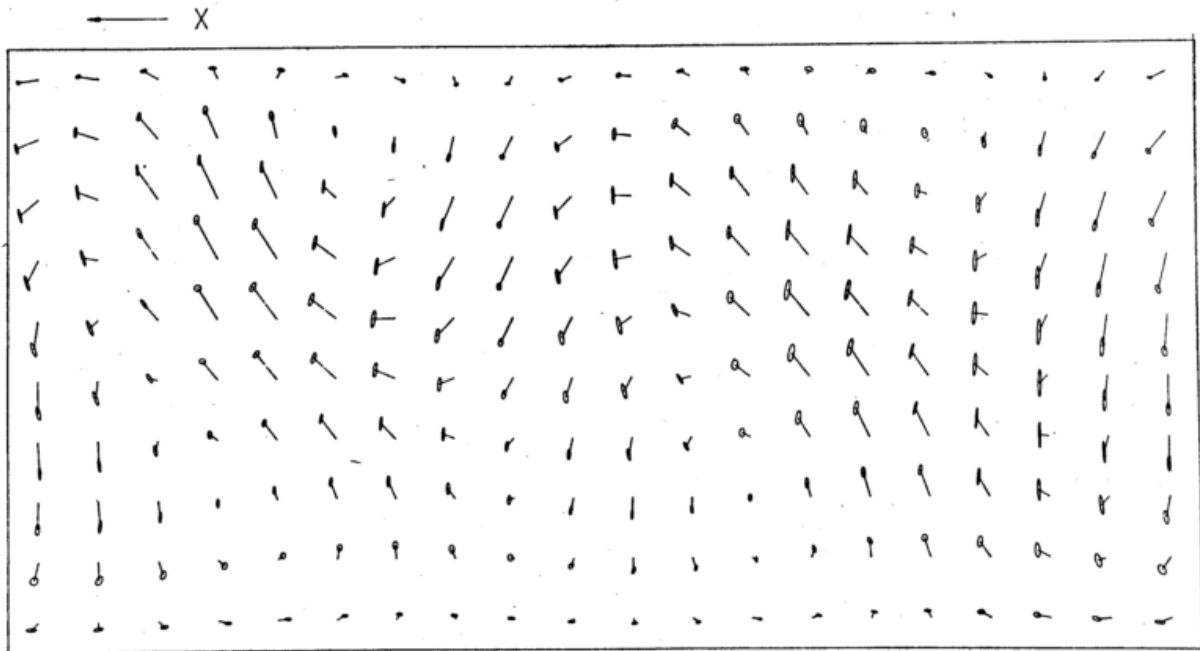


Abb. 3

Vorhergesagtes Windfeld, und zwar sowohl Erwartungswert als auch Kennzeichnung der Unsicherheit. Es besteht eine 50%ige Wahrscheinlichkeit, daß die Endpunkte des wahren Windvektors auf den Ellipsen liegen, die um die Endpunkte der erwarteten Windvektoren herum gezeichnet sind (4).

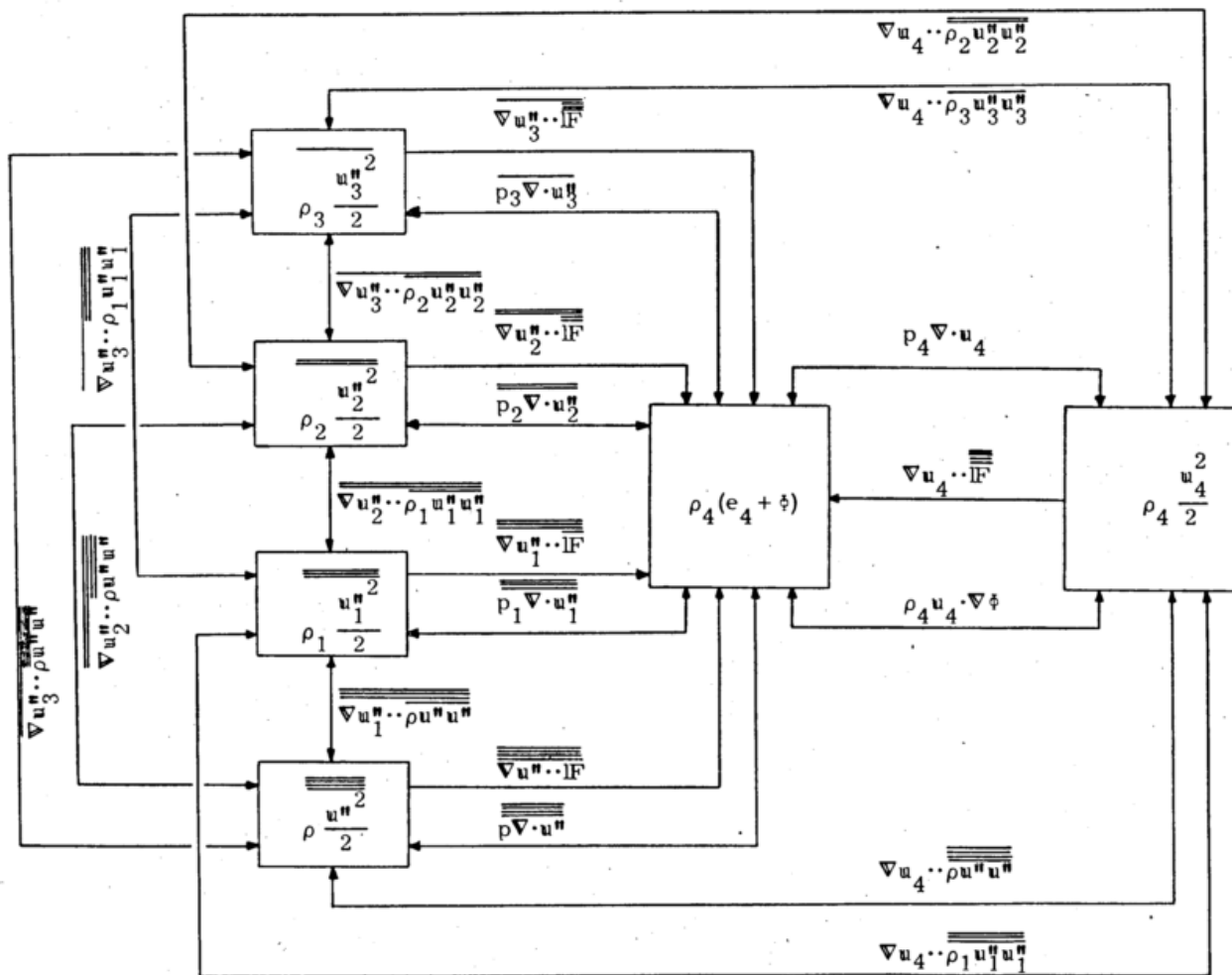


Abb. 5

Energieflußdiagramm der Atmosphäre bei Aufteilung des Spektrums der Phänomene in 4 voneinander unterscheidbare Spektralbänder. Der Index 4 bezieht sich auf den großräumigen „Scale“, alle anderen auf die subsynoptischen „Scales“. Dargestellt sind die internen Energieflüsse zwischen der kinetischen und totalen potentiellen Energie sowie zwischen den verschiedenen turbulenten kinetischen Energien untereinander bzw. mit den Energien des großräumigen „Scales“ (26).

tain“ genannten Energien explizit zu berechnen und sogar anzugeben, wie Energie aus den unsicheren Reservoiren zurück in die sicheren Reservoire fließt. Dieser Energieaustausch ist letzten Endes dafür verantwortlich, daß die Vorhersagbarkeit atmosphärischer Phänomene nach der stochastisch-dynamischen Methode über längere Zeiträume erstreckt werden kann, als dies mit Hilfe rein deterministischer Methoden möglich ist.

Von großer Bedeutung für die Zukunft der Forschung auf dem Gebiet der Vorhersagbarkeit wird zweifelsohne die Untersuchung des „kanalisierenden“ Einflusses erzwingender äußerer Effekte (nichtadiabatische Energiezufuhr z. B.) sein, sowie die Untersuchung der Unsicherheit der Vorhersage, die durch mangelhafte Parameterisierungsverfahren zustandekommen. Die folgende Abb. 5 stellt z. B. das Energieflußdiagramm für den Fall dar, daß das Spektrum atmosphärischer Prozesse in vier voneinander unterscheidbare Spektralbänder aufteilbar ist (26).

Neben der kinetischen und der totalen potentiellen Energie des großräumigen „Scale“ (Index 4) treten „turbulente“ kinetische Energien von subsynoptischen „Scales“ auf, die untereinander und mit dem großräumigen „Scale“ in Wechselwirkung stehen. Alle auftretenden, z. T. mehrmals gemittelten Korrelationsprodukte müssen parameterisiert werden, d. h. durch Variable des großräumigen „Scale“ ausgedrückt werden. Dadurch

entstehen bei Verwendung der stochastisch-dynamischen Methode zusätzliche Energieboxen, die „uncertain“-Energien enthalten, und man hat zu untersuchen, wie der Energiefluß nicht nur im Spektrum der vier Grund-„Scales“ abläuft, sondern auch noch welche Energieanteile als Folge mangelhafter Parameterisierung in Wechselwirkung mit den „uncertain“-Boxen geraten. Bisher liegen in dieser Richtung jedoch noch keine Ansätze vor.

Literatur

- (1) BJERKNES, V.: Das Problem der Wettervorhersage, betrachtet vom Standpunkte der Mechanik und der Physik. Meteor. Z. 21 (1904) S. 1-7.
- (2) CHARNEY, J. G.: The feasibility of a global observation and analysis system. Bull. Amer. Meteor. Soc. 47 (1966) S. 200-220.
- (3) EPSTEIN, E. S.: Stochastic dynamic prediction. Tellus 21 (1969) S. 737-757.
- (4) EPSTEIN, E. S.; FLEMING, R. J.: Depicting stochastic dynamic forecasts. Report 03743-1-T, Department of Meteorology and Oceanography, The University of Michigan (1970).
- (5) ERTEL, H.: Die Unmöglichkeit einer exakten Wetterprognose auf Grund synoptischer Luftdruckkar-

- ten von Teilgebieten der Erde. Meteor. Z. 58 (1941) S. 309—313.
- (6) FLEMING, R. J.: Concepts and implications of stochastic dynamic prediction. NCAR Cooperative Thesis No. 22 (1970).
- (7) FORTAK, H.: Meteorologie. Berlin und Darmstadt: Carl Habel 1971.
- (8) JASTROW, R.; HALEM, M.: Simulation studies related to GARP. Bull. Amer. Meteor. Soc. 51 (1970) S. 490—513.
- (9) JULIAN, P.; WASHINGTON, W.; HEMBREE, L.; RIDLEY, C.: On the spectral distribution of large-scale atmospheric kinetic energy. J. Atmosph. Sci. 27 (1970) S. 376—387.
- (10) LEITH, C. E.: Diffusion approximation for two-dimensional turbulence. Phys. Fluids 11 (1968) S. 671—672.
- (11) LEITH, C. E.: Atmospheric predictability and two-dimensional turbulence. J. Atmosph. Sci. 28 (1971) S. 145—161.
- (12) LETTAU, H.: Diffusion in the upper atmosphere. Compendium of Meteorology. Boston, Mass. 1951.
- (13) LETTAU, K.: Austausch. In: LANDOLT-BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen, 3. Bd. Astronomie und Geophysik. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1952.
- (14) LORENZ, E. N.: Deterministic non-periodic flow. J. Atmosph. Sci. 20 (1963) S. 130—141.
- (15) LORENZ, E. N.: The mechanics of Vacillation. J. Atmosph. Sci. 20 (1963) S. 448—464.
- (16) LORENZ, E. N.: A study of the predictability of a 28-variable atmospheric model. Tellus 17 (1965) S. 321—333.
- (17) LORENZ, E. N.: The predictability of a flow which possesses many scales of motion. Tellus 21 (1969) S. 289—307.
- (18) OBUCHOW, A. M.: Weather and turbulence. IAMAP Presidential Adress, Fourteenth General Assembly of IUGG, Lucerne 1967.
- (19) RICHARDSON, L. F.: Weather prediction by numerical process. Cambridge: Univ. Press 1922.
- (20) ROBINSON, G. D.: Some current projects for global meteorological observation and experiment. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 93 (1967) S. 409—418.
- (21) SCHERZ, U.: Über die hydro-thermodynamischen Gleichungen im Falle nichthomogener Turbulenz und das Lärmproblem. Beitr. Phys. Atmosph. (1966) S. 69—98.
- (22) TATARSKY, V. I.: The use of dynamic equations in the probability prediction of the pressure field. Izv. Acad. Sci. USSR. Atmosph. oceanic Phys., Washington, D. C. 5 (1969) S. 162—164.
- (23) THOMPSON, P. D.: Uncertainty of initial state as a factor in the predictability of large-scale atmospheric flow patterns. Tellus 9 (1957) S. 275—295.
- (24) WIIN-NIELSEN, A.: On the annual variation and spectral distribution of atmospheric energy. Tellus 19 (1967) S. 540—559.
- (25) WIPPERMANN, F.: Die „Scales“ als ein erstes Ordnungsprinzip für alle Turbulenzvorgänge der Atmosphäre. Promet, Offenbach, 1/2 (1971) S. 16—20.
- (26) FORTAK, H.: Die Methode der Filteranalyse in der atmosphärischen Energetik. Veröff. Inst. Theoret. Meteor. Freie Univ. Berlin 1968.

Das Wetterradar als wichtiges und preiswertes meteorologisches Meßgerät und als Baustein eines Niederschlags-Meßnetzes der Zukunft

Zusammenfassung

Es werden die qualitativen und quantitativen Meßmöglichkeiten von Niederschlag mit Mikrowellenpulsen aufgezeigt. Dabei ist das herkömmliche Wetterradar weitgehend als historische Entwicklungsstufe zu einer neuen Generation von meteorologischen Mikrowellenmeßgeräten zu betrachten. Die Abkehr vom bisher üblichen Mehrzweckgerät hin zu einer speziell der Meßaufgabe angepaßten modernen elektronischen Konzeption würde u. a. auch in finanzieller Hinsicht die Lösung vieler Probleme ermöglichen.

Es wird ein Vorschlag für ein Regenprognose- und -meßnetz mit Hilfe preiswerter Serienbausteine der Digital- und Computertechnik gemacht, in dessen Rahmen die Einzel-Netzstation bei Benutzung von einmal zu erstellender Software vollautomatisch bzw. mit Technikern ohne Spezialausbildung betrieben werden könnte. Es ließen sich im on-line-Betrieb sowohl von einer Zentralstation aus als auch bei der jeweiligen Netzstation der gesamte im Meßbereich fallende und zu erwartende Niederschlag sowie Zugrichtung und -geschwindigkeit der Regengebiete ermitteln, dokumentieren und für weitere klimatologische und wirtschaftliche Auswertungen speichern. Die gerätetechnischen und meteorologischen Grenzbedingungen werden ausführlich diskutiert.

Abstract

Qualitative and quantitative possibilities of precipitation measurement by microwaves are shown. The generally available weather radar has to be considered a historical stage of development in relation to a modern generation of meteorological microwave sensors. A specially developed electronic device appears to be less expensive than the common multi-purpose equipment.

A network for forecasting and measuring rainfall is proposed using economical modules of computer manufacturers and an appropriate software. Then each single station of this network can be operated either by an untrained technician or automatically by remote control from a central station. In such a network the real and expected precipitation and the displacement of rainfall areas can be documented and stored for climatological and commercial utilization. The limitations of the technical practicability according to the meteorological requirements are discussed.

Niederschlag, als der wesentlichste Energieumsetzer und -transporteur in der Atmosphäre, ist einer der am schlechtesten meßbaren und daher in allen Skalen weitestgehend unsicheren meteorologischen Parameter. Die hergebrachte Methode, einzelne Töpfe aufzustellen und den Regen zu bitteln, möglichst repräsentativ dort hineinzufallen, ist selbst bei einer völlig unrealistischen, lückenlosen Bestückung der gesamten Erdoberfläche mit Meßgeräten nur über ca. $\frac{1}{5}$ der Erdoberfläche, also den zugänglichen Landgebieten, durchführbar. Die seit dem zweiten Weltkrieg bekanntgewordene Methode, Niederschlag großflächig mit Mikrowellenpulsen zu orten, wurde deshalb von allen Niederschlagsforschern begeistert begrüßt, und man begann, mit Hilfe ausgemusterter militärischer Radargeräte teilweise großangelegte Untersuchungen vorzunehmen. Kräftige Rückschläge blieben jedoch nicht aus, und es ist heute eine allgemeine Resignation verbreitet, mit diesem Radarverfahren jemals quantitative Niederschlagsmessungen durchführen zu können, zumal die z. Z. von der Industrie angebotenen sog. Wetterradargeräte im Verhältnis zum er-

brachten Nutzen im landläufigen Gebrauch viel zu teuer sind. Nur die Amerikaner haben ein sehr kostspieliges Netz von großen WSR 57-Stationen aufgebaut, die sich in der Hurricane- und Niederschlagsverfolgung sehr bewährt haben, zur routinemäßigen quantitativen Niederschlagserfassung aber trotz ihres stolzen Preises und der erheblichen Wartungskosten nur sehr beschränkt verwendbar sind.

Um dem Grundübel auf die Spur zu kommen, soll nachstehend die Konstruktion der herkömmlichen Geräte anhand der Abb. 1 kurz diskutiert werden. Ein solches Gerät besteht aus bewegten und bewegenden Teilen mit zugehörigen Synchronisationseinheiten, die teuer und reparaturanfällig sind, und aus statischen Teilen, welche heute mit Halbleiterbausteinen billig erstellbar sind und kaum Wartung erfordern. Ein solches Gerät ist geeignet für die Verfolgung von Targets (Flugzeuge und Wetterballons) und mit entsprechenden Zusatzgeräten für meteorologische Forschungszwecke (Höhenstrukturen und Verteilung von Schauern, Niederschlagsvergleichs-

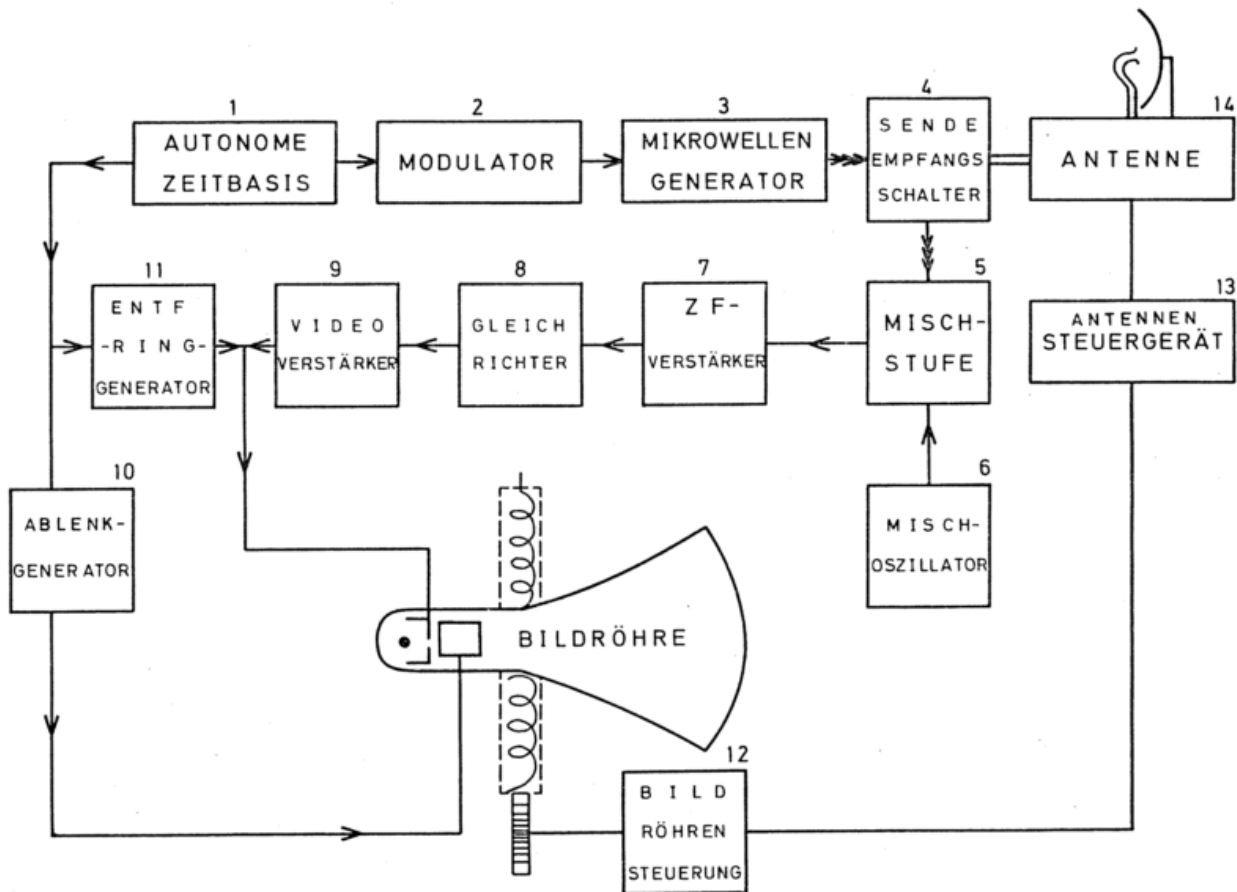


Abb. 1

Blockschaltbild eines herkömmlichen Wetter-Radargerätes mit Videoteil. Die Einheiten 9—12 sind teuer und für automatische quantitative Niederschlagsmessung unbrauchbar.

messungen über Bodenmeßplätzen etc.). Es ist völlig ungeeignet für eine routinemäßige und großflächige Niederschlagsermittlung. Zusammenfassend kann man sagen: Alles, was diesen Gerätetyp wartungsbedürftig und teuer macht, ist gerade das, was man für die Niederschlagsmessung gar nicht braucht. Teuer sind schnell bewegte, in mehreren Ebenen hin und her schwenkbare Teile und die dazu erforderlichen Servoeinheiten. Teuer ist die zugehörige winkelgetreue Synchronübertragung. Sehr teuer ist die für eine quantitative Auswertung völlig wertlose Video- und Scopeausstattung. Teuer sind umschaltbare Sender und Empfänger für verschiedene Pulsdauer und -folgefrequenzen, wobei dann der Empfänger unter Umständen noch parametrisch ausgerüstet ist. Alles das braucht man nicht für die quantitative Niederschlagsaufnahme, ja es stört sogar erheblich.

Nachfolgend soll der Prototyp einer Station entwickelt werden, die billig, modern und speziell für quantitative Niederschlagsmessung zugeschnitten ist. Diese Station müßte außerdem als Baustein für ein geschlossenes Meßnetz verwendbar sein, das die gesamte Bundesrepublik bzw. weiterhin sogar größere Erdteile überdecken soll.

Beginnen wir mit dem umstrittenen sogenannten Video-Teil. Im hergebrachten Sinne ist das der wichtigste Bestandteil einer Radaranlage, denn dort wird ja die Information sichtbar und damit meßbar gemacht. Solange es sich um manuelles Arbeiten und aktuelles persönliches Beobachten am Video-Gerät handelt, mag diese Auffassung beschränkt zutreffen. Sobald jedoch Dokumentation und automatische Analyse stattfinden sollen, ist das auf dem Umweg über einen Video-Teil nur mit Hilfe irgendeiner Fototechnik möglich, und damit beginnen unlösbare Probleme. Die mit Mikrowellenpulsen gemessene Niederschlagsdynamik umfaßt einen

Bereich von etwa 60 db. Der Video-Teil kann davon aber nur etwa 9—10 db verarbeiten und als Lichtintensität auf dem Bildschirm darstellen. Jeder, der sich einmal mit Grauskalen und optischer Filmdokumentation befaßt hat, weiß, wie schwierig es ist, diesen bereits mit logarithmischer Technik und Begrenzerschaltungen vorkomprimierten Dynamikbereich der Bildröhre nochmals weiter zusammenzudrücken, um eine auswertbare Grauskala auf dem maximal nur 2—3 db erfassenden Fotofilm zu produzieren. Drei bis sechs Intensitätsstufen sind unter Anwendung teilweise sehr kostspieliger Tricks das äußerst mögliche, was an Registrierkapazität zu erreichen ist. Nun kann man mit sehr teuren schnellen Geräten natürlich eine Vielzahl von aufeinanderfolgenden Abschwächungsstufen in separaten Bildern produzieren. Aber da ist sehr bald eine natürliche Grenze gesetzt durch die starke Szintillation der Niederschlagsziele.

Die komplexen Vorgänge bei der Wellenausbreitung und -rückstreuung, Sender- und Empfängerinstabilitäten, Polarisierungseffekte und sonstige nur statistisch unwirksame Phänomene verlangen eine sehr große Zahl von gemittelten Empfangspulsen des gleichen Zielgebietes. Die Meßkurve in Abb. 2. wurde bei kontinuierlicher Erfassung eines Volumenanteils eines typischen statistisch stabilen bzw. nur leicht variablen Regenzieles gewonnen. Jeder einzelne Punkt der Darstellung ist bereits das elektronisch summierte sekundliche Mittel über 24 Pulse, und es ist unschwer zu erkennen, daß mehrere Sekundenmittel zusammengefaßt werden müssen, um die mittlere Intensität am jeweiligen Meßort mit der erforderlichen Genauigkeit darstellen zu können. (Man beachte, daß Schwankungen von ± 3 db um den vermutlichen Mittelwert auftreten.)

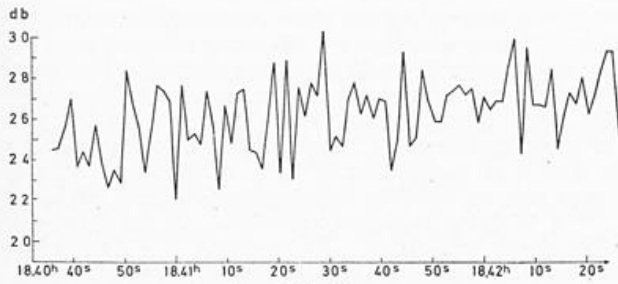


Abb. 2

Zeitliche Schwankungen (Szintillation) der Empfangsfeldstärke eines Niederschlagsvolumens in 12 km Entfernung. Es sind jeweils 50 Meßwerte pro Minute registriert, wobei jeder Meßwert zuvor bereits über 24 Pulse elektronisch gemittelt wurde.

Die Berücksichtigung der zuletzt dargestellten Erkenntnisse würde in Bezug auf die Rotationsgeschwindigkeit der Antenne eine sehr langsame Umlaufzeit zur Folge haben. Hier taucht die Frage auf, ob man sich das im Hinblick auf die zeitliche Variabilität des meteorolo-

gischen Geschehens leisten kann. Die beigefügte Abb. 3 ist einer vom Verfasser mit der erweiterten Bonner Radarempfangsanlage (3) erstellten mehrjährigen Filmdokumentation von dreidimensionalen Echostrukturen entnommen und zeigt die zeitliche Variabilität einer typischen Schauerfront. Die Schirmbilder sind, wie die eingeblendete Uhr zeigt, im Abstand von jeweils 4 Minuten aufgenommen; die Entfernung der Distanzringe beträgt 20 km. Es zeigt sich augenfällig, daß bei dem hier aufgeführten Modellfall ein zeitlicher Abstand von 4 Minuten pro Antennenumlauf ausreichend ist, um das Niederschlagsgeschehen qualitativ und quantitativ sicher zu beschreiben.

Als Fazit der bisherigen Überlegungen läßt sich also sagen: Die Fotomethode in allen Varianten scheidet für eine preiswerte und genaue quantitative Niederschlags-erfassung aus, womit das herkömmliche Video-Gerät sinnlos geworden ist und entfallen kann. Aus meßtechnischen Gründen sind langsam drehende Antennen erforderlich.

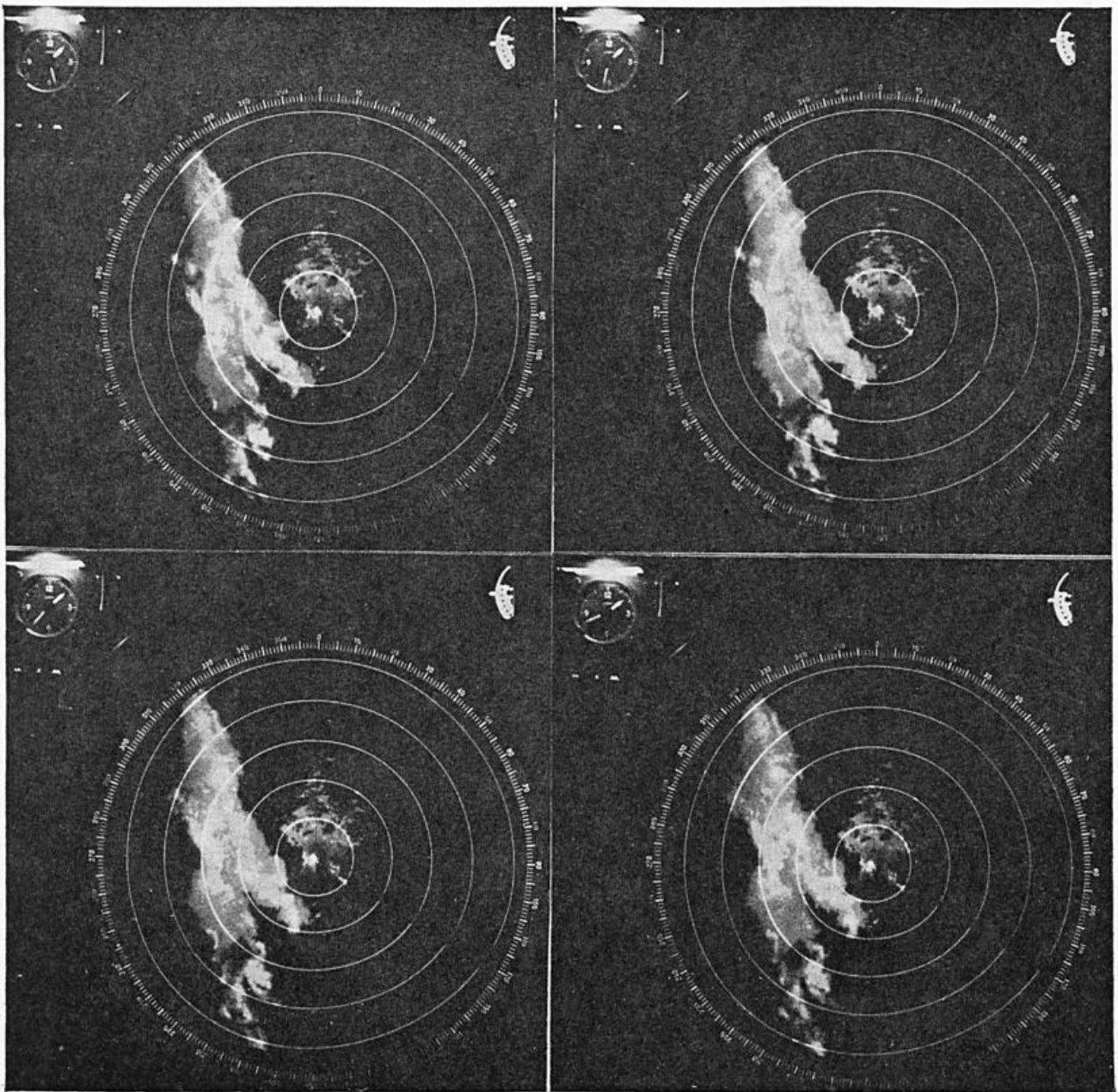


Abb. 3

Viertelstündige Verlagerung einer repräsentativen Schauerfront im Anzug auf Bonn. Die Einzelbilder sind in vierminütlichem Abstand aufgenommen, die Entfernungsringe haben je 20 km Distanz.

Wenn wir uns darauf geeinigt haben, daß langsame Geräte besser sind als schnelle, können wir uns auch mit Gelassenheit dem im wahrsten Sinne des Wortes schwergewichtigsten Problem der ganzen Angelegenheit zuwenden, nämlich der Antennenfrage. Die Antenne, die wir fordern müssen, dürfte das teuerste Einzelteil der Apparatur werden, aber trotzdem viel billiger sein als

eine gleichdimensionierte schnellbewegte Antenne alter Bauart. Vielfaches Streitobjekt und Kernproblem für die Antennengröße ist die zu verwendende Wellenlänge. Der in der Radarentwicklungszeit allgemein begangene Weg, durch Verminderung der Wellenlänge zu energiereicherer Rückstrahlung, besserer Bündelung und damit zu kleineren und billigeren Radargeräten zu kommen, erwies sich für die Niederschlags erfassung als ein böser Irrweg. Während die längere Welle (≥ 10 cm) durch den rückstreuenden Niederschlag meßtechnisch nur unwesentlich gedämpft wird, werden kürzere Wellen, — besonders die wegen der relativen Billigkeit der entsprechenden Geräte häufig benutzte 3-cm-Welle — ganz erheblich gestört.

Bereits im Jahre 1951 untersuchten ATLAS und BANKS (1) in einer ausführlichen Studie die durch Dämpfungseinflüsse bei den verschiedenen Wellenlängen auftretenden Meßverzerrungen. Einige der eindrucksvollsten Darstellungen sollen in Abb. 4 noch einmal gezeigt werden. Es handelt sich um Modelle von zylindrisch aufgebauten Schauerzellen mit kreisrundem bzw. elliptischem Grundriß, deren Zentren jeweils in 10 miles Entfernung vom Radargerät liegen. Der Kreisdurchmesser beträgt 5 mi, die Ellipsenachsen 10 und 6,7 mi. Der so beschriebene Modellschauer soll jeweils von 40 mm/h Rand-

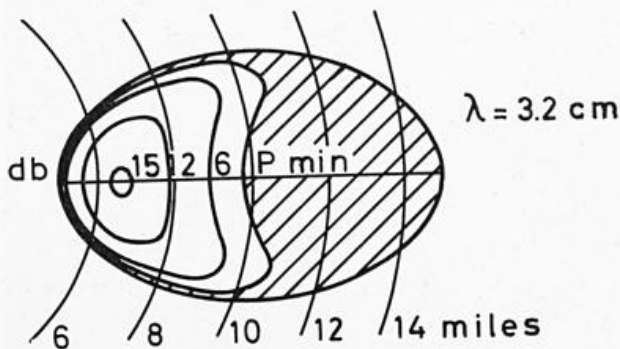
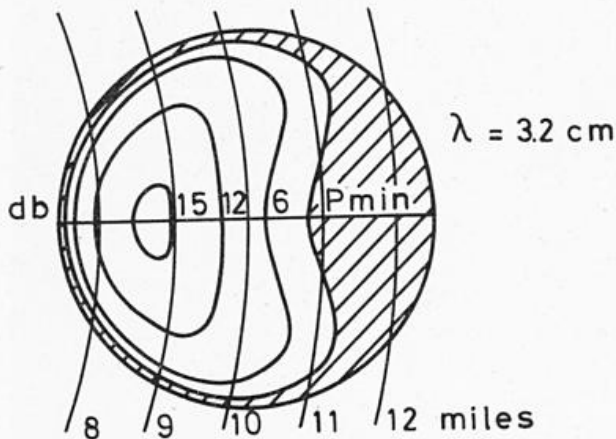
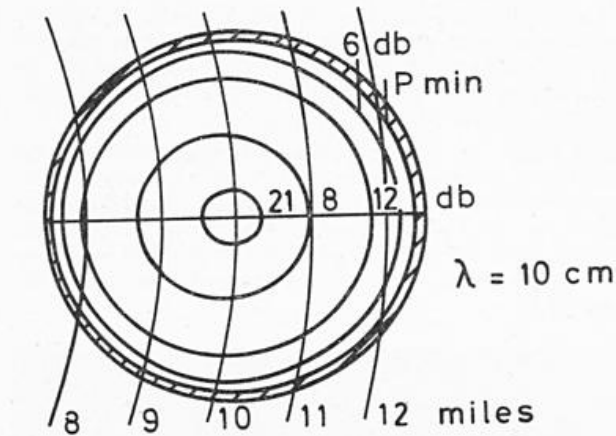


Abb. 4

Linien gleicher Empfangsleistung (db) von zylindrischen Modellschauern mit kreis- bzw. ellipsenförmigem Grundriß (maximale Niederschlagsrate im Zentrum 100 mm/h) bei Wetterradars mit 10 bzw. 3,2 cm Wellenlänge. Die schraffierten Gebiete können nicht wahrgenommen werden. Die Deformation der ursprünglich symmetrischen Gebilde durch die 3,2 cm Welle ist unübersehbar. Nach (1)

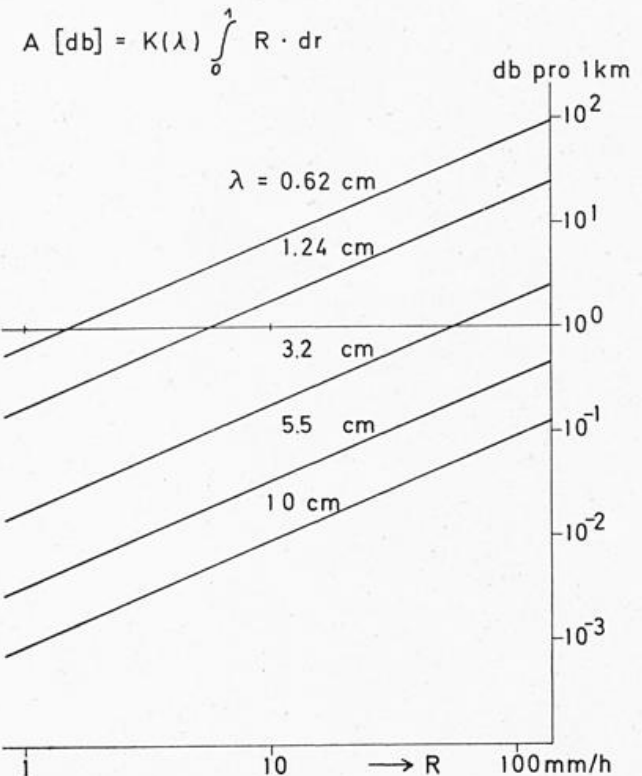


Abb. 5

Einwegdämpfung (in db pro Kilometer) durch Niederschlagsdichten von 1—100 mm/h bei verschiedenen Wellenlängen von Wetterradars.

intensität gleichmäßig bis auf 100 mm/h Regenintensität im Zentrum anwachsen. Die eingezeichneten Linien gleicher Radarreflektivität stellen die im Gegensatz zum symmetrischen Modellaufbau wirklich meßbaren Werte dar. Die schraffiert eingezeichneten Gebiete werden durch die jeweilige Vordämpfung bereits soweit abgeschattet, daß sie vom Radargerät nicht mehr wahrgenommen werden können. Die drei Darstellungen zeigen deutlich, daß im Gegensatz zur weitgehend formtreuen 10-cm-Welle das 3-cm-Radargerät nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ völlig irreführende und unkorrigierbare Ergebnisse liefert. Jedes noch so ausgefeilte Korrekturmodell ist dort nicht mehr einsetzbar, wo kein Echo zurückkommt. Es ist merkwürdig, daß trotz Er-

scheinens dieser Arbeit im Jahre 1951 bis heute immer wieder Wissenschaftler den Versuch unternahmen, mit 3-cm-Radargeräten großflächige PPI-Niederschlagsmessungen durchzuführen.

Die dämpfungsbedingten Grenzen der Meßmöglichkeiten mit Radargeräten sind aus dem in Abb. 5 beige-fügten Diagramm berechenbar. Hier ist die Einwegdämpfung pro Entfernungskilometer für die verschiedenen Wellenlängen in Abhängigkeit von der Niederschlagsintensität dargestellt. Die K-Werte sind den Tabellen von BOROVIKOV et al. (2) entnommen.

Wegen der Wichtigkeit der Angelegenheit soll nachfolgend noch eine dritte Darstellung der Dämpfungsfehler, welche auf recht simple Art das Problem aufzeigt, hinzugefügt werden. (Abb. 6 nach WMO-Report (7)). Hier ist eine Modell-Schauerfront von 20 km Durchmesser als Dreieck mit einer Spitzen-Niederschlagsintensität in der Mitte von 100 mm/h dargestellt, so wie sie von den ver-

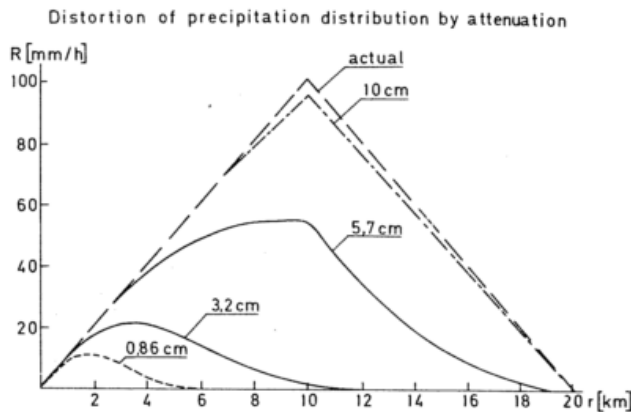


Abb. 6

Veränderung der Radarmeßergebnisse von Niederschlagsintensitäten in einem dreieckförmigen Modellschauer („actual“) mit Spitzenintensität in der Mitte von 100 mm/h bei Veränderung der Radarwellenlänge (10 cm, 5,7 cm, 3,2 cm und 0,86 cm). Nach WMO-Report 1971 (7)

schiedenen Wellenlängen erfaßt wird. Man sieht, daß das ursprüngliche gleichschenklige Intensitäts-Dreieck nur von der 10-cm-Welle richtig beschrieben wird, während es mit dem 3-cm-Gerät unmöglich ist, auch nur eine qualitative Aussage zu machen.

Mit Rücksicht auf die Dämpfung muß also die Wellenlänge unseres neu zu konzipierenden Gerätes mindestens 10 cm betragen. Das verlangt eine große Antenne. Wie groß die Antenne sein muß und welche Maximalentfernung man für eine exakte quantitative Erfassung von Niederschlägen gestatten darf — d. h. also wie groß der flächenmäßige Arbeitsbereich des Einzelbausteins unseres Niederschlagsnetzes maximal sein kann —, sollen die nächsten Überlegungen klären.

Wir haben in Bonn mit einem sehr kleinskaligen automatischen Höhenprogramm unserer Radarantenne Korrelationsuntersuchungen über die repräsentativste Meßhöhe für Bodenniederschlag angestellt. Die Abb. 7 zeigt den typischen Fall einer Messung auf sehr stark durch Bodenechos (Groundclutter) verseuchtem Gelände. Die beste Korrelation zwischen Boden und Höhe ergibt sich im Bereich zwischen 200 m und maximal 2 km Höhe, also unterhalb der 0-Grad-Grenze. Die letztere ist, wann immer vorhanden — speziell natürlich bei Aufgleitniederschlägen —, ein unvermeidbarer Stop für jede quantitative Radarmessung. Jeder Fachmann kennt dieses sogenannte Brightband auf dem RHI-Schirm, und es prägt sich auch bei unseren Korrelationsuntersuchungen sehr deutlich aus.

Das einzige z. Z. unlösbar erscheinende Problem für exakte Niederschlagsmessungen mit dem geplanten Radarnetz liegt in diesem Höhenbereich des Übergangs der

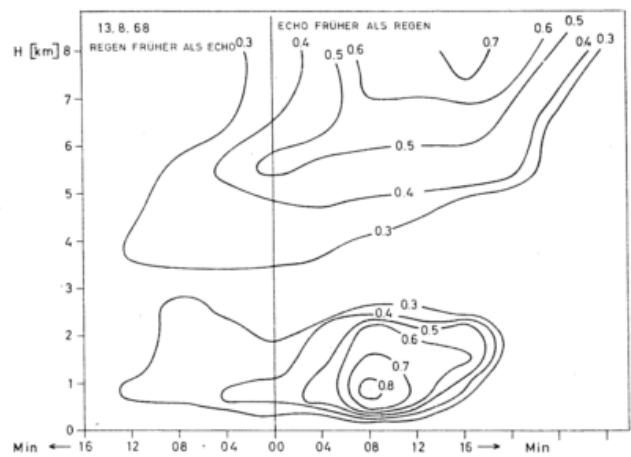


Abb. 7

Korrelationskoeffizienten zwischen der Radar-Echointensität in verschiedenen Meßhöhen H und der Niederschlagsrate am Boden bei kleintropfigem Aufgleitniederschlag. Die schlechteste Meßmöglichkeit ergibt sich für die Übergangszone der Eisteilchen in Wassertropfen (bright band) in ca. 3 km Höhe. Die relativ große Zeitverschiebung ist bedingt durch die langsame Fallgeschwindigkeit der kleinen Tropfen.

Eispartikel zu Wassertropfen. Zwar dürfte die zunehmende Erfahrung beim kontinuierlichen Betrieb des Gesamtnetzes auch in solchen Fällen zu Näherungslösungen und damit zu bedingt brauchbarer Software führen, dennoch ist hier Vorsicht geboten. Betroffen sind vor allem Bergstationen, die auch z. Z. der hydrologisch besonders interessanten Sommerniederschläge durch ein tief liegendes Brightband gestört werden können. Oberhalb der Null-Grad-Grenze, also im Schneegebiet, sind die Verhältnisse wieder wesentlich günstiger, so daß der Winterbetrieb lediglich in den Übergangszeiten stark gestört wäre. Um möglichst lange vom Brightband unbehindert messen zu können, sollte man also im Flachland und Mittelgebirge die maximale Meßhöhe auf 2 000 m begrenzen.

Welche Bedeutung die Begrenzung der Meßhöhe für die Antennendimension und die maximale Reichweite hat, zeigt die Abb. 8. Hier ist unter der Annahme von Standard-Refraktionsbedingungen die Strahlausleuchtung für verschiedene Keulenbreiten und Erhebungswinkel von parabolischen Radarantennen dargestellt. Wir können daraus entnehmen, daß bei einer Strahlbreite von 1 Grad, einem mittleren Antennenanstellwin-

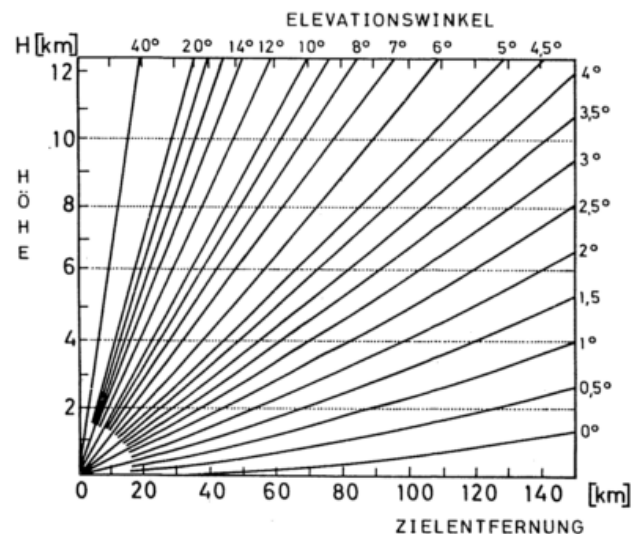


Abb. 8

Radarstrahl-Ausbreitung unter Standard-Refraktionsbedingungen. Das Diagramm gestattet die Bestimmung der bei verschiedenen Halbwertsbreiten (Strahlbreiten) und Anstellwinkeln der Radarantenne (in Winkelgraden) mit wachsender Entfernung erreichten Höhengrenzwerte und -durchmesser der Antennenkeule (pencil beam).

kel von 0,5 Grad und einer Maximalentfernung von ca. 85 km die oberste Meßhöhe bereits erreicht ist. Es zeigt sich ferner, daß man die Antenne auf einen festen Höhenwinkel einstellen kann, der normal etwa 0,5 Grad beträgt, bei herausragenden Bergstationen natürlich niedriger sein sollte, was die Reichweite etwas erhöht. Andererseits könnte man bei hochgelegenen Antennen eine größere Strahlbreite und damit kleinere Dimensionen zulassen, weil man flacher abstrahlen kann.

Unter Berücksichtigung dieser Bedingungen ergibt sich für den zu verwendenden optimalen Antennenparabolspiegel ein Durchmesser von 4 bzw. 7 m. Zur besseren Übersicht soll die kleine Tabelle 1 aus dem o. a. WMO-

Tab. 1

Die für die benötigten Strahlbreiten von 1 und 2 Grad bei verschiedenen Wellenlängen erforderlichen Antennendurchmesser

λ	3 cm	5 cm	10 cm	
Strahl-	1°	2 m	3,5 m	7,0 m ϕ
breite	2°	1 m	1,8 m	3,5 m ϕ

Report (7) dienen. Wen die Vorstellung einer Antennen-größe von 7 m erschreckt, möge bitte bedenken, daß so eine Antenne aus grobem Gitternetzwerk bestehen, also billig und windsicher aufgebaut werden kann. Eine weitere bedeutende Verbilligung bedeutet die verlangte geringe Rotationsgeschwindigkeit. Sie braucht sich lediglich in 3–4 Minuten einmal gleichsinnig um die Vertikalachse zu drehen und dürfte damit, insgesamt gesehen, sicher nicht teurer sein als eine in zwei Ebenen schnell bewegbare Kleinantenne herkömmlicher Bauart, wie sie bei den derzeit preiswertesten 3-cm-Wetterradars verwendet wird. Und dabei sind die Leistungen einer solchen Antenne so hervorragend, daß man für Sender und Empfänger nur sehr bescheidenen Aufwand zu treiben braucht. Eine Aufstellung der erforderlichen Leistungen gibt die Tab. 2. Hier sieht man, daß bei der größten An-

schläge den Sender mindestens mit der mittleren Leistung von 216 Watt ausstatten. Falls man aus räumlichen Gründen die Antenne verkleinern müßte, und falls man

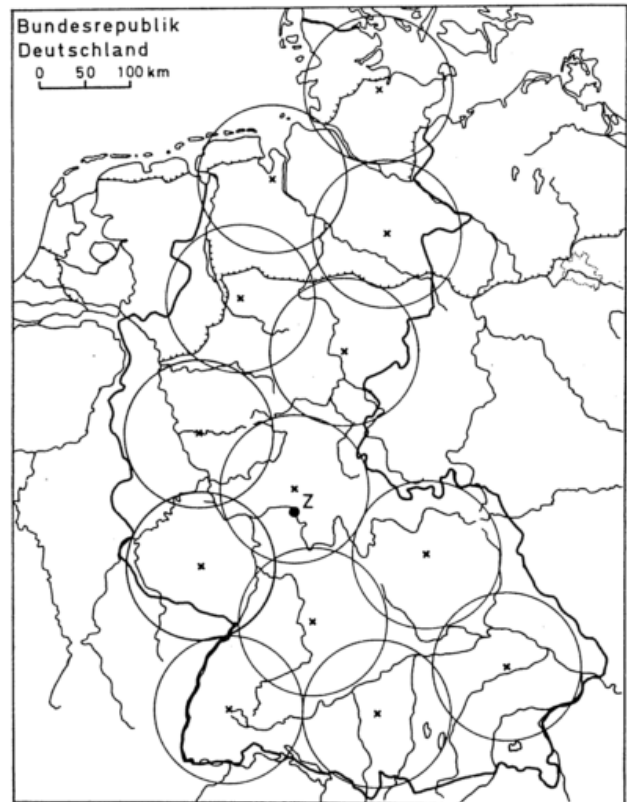


Abb. 9

Verteilung und mögliche Standorte der Stationen in einem Niederschlagsmeßnetz für die Bundesrepublik Deutschland. Jeder Kreis entspricht einem Radar-Meßradius von 75 km.

Tab. 2

Empfangsleistung P_r von Schwachregen für verschiedene Transmitter- und Antennenkonzeptionen bei 10-cm-Radars und einer Maximalentfernung von 75 km

Sendeleistung P			72 Watt	216 Watt	720 Watt
Pulsleistung P _t			100 kW	300 kW	1 MW
Empfangsleistung bei 1°-Antenne (7 m ϕ)	P _r	R ₁	1,3 · 10 ⁻¹¹	3,8 · 10 ⁻¹¹	1,3 · 10 ⁻¹⁰
		R ₂	3,9 · 10 ⁻¹³	1,2 · 10 ⁻¹²	3,9 · 10 ⁻¹²
Empfangsleistung bei 2°-Antenne (3,5 m ϕ)	P _r	R ₁	3,2 · 10 ⁻¹²	9,5 · 10 ⁻¹²	3,2 · 10 ⁻¹¹
		R ₂	1,0 · 10 ⁻¹³	3,0 · 10 ⁻¹³	1,0 · 10 ⁻¹²

$R_1 = 0,1$ mm/h Regenintensität

$R_2 = 0,01$ mm/h Regenintensität

Pulslänge $\tau = 3 \cdot 10^{-6}$ sec, Pulsfolgefrequenz 240 pps

Breite der Antennenkeule in 75 km Entfernung bei 7,0 m – Antenne: 1,31 km

Maximales Pulsvolumen in 75 km Entfernung bei 7,0 m – Antenne: 0,6 km³

Breite der Antennenkeule in 75 km Entfernung bei 3,5 m – Antenne: 2,62 km

Maximales Pulsvolumen in 75 km Entfernung bei 3,5 m – Antenne: 2,43 km³

tenne bereits die geringe Sendeleistung von 72 Watt, – also etwa die Leistung der Glühbirne einer Schreibtischlampe, – ausreichen würde, um in einer maximalen Meßentfernung von 75 km noch Niederschläge mit 1/100 mm/h Intensität quantitativ erfassen zu können. Die dazu erforderliche minimale Empfangsleistung von 10^{-13} Watt kann jeder einfache Dioden-Mixer-Empfänger erbringen. Man sollte jedoch zur Ausschaltung von möglichen Dämpfungseinflüssen durch Starknieder-

in Grenzgebieten größere Reichweiten als im Netz vorgesehen erzielen möchte, wäre allerdings die Steigerung der Sendeleistung auf 720 Watt günstig. Dabei muß man sich aber stets bewußt sein, daß die Genauigkeit der Messung in diesem zusätzlich gewonnenen Außenbereich wegen der zunehmenden Meßhöhe und zunehmendem Pulsvolumen bei Wetterlagen mit tiefliegender Null-Grad-Fläche und Aufgleitniederschlag oder auch bei kleinzelliger Struktur immer geringer wird.

Zusammenfassend kann man sagen, daß das ganze Geheimnis, wie man zu einem preiswerten Niederschlagsmeßnetz gelangen kann, darin besteht, sich beim angestrebten Einzelmeßbereich auf den maximalen Durchmesser von 150–160 km zu beschränken. Nur so ist die Messung meteorologisch sinnvoll und gleichzeitig die elektronische Apparatur billig zu gestalten.

Wie ein solches Meßnetz für die Bundesrepublik aussehen könnte, zeigt Abb. 9. Unter der Voraussetzung, daß man für begrenzte Zwischenfelder die praktisch wesentlich größere Reichweite der Einzelstationen ausnutzt, — zumal man ja Doppel- bis Vierfach-Anschnitte für diese Gebiete zur Verfügung hat. — wären für den Bereich der BRD nur 13 Stationen nötig, um dem Zentralamt die komplette Niederschlagssituation für das ganze Land jeweils dreiminütlich aktuell zu übermitteln.

Doch nun zum Aufbau des Einzelbausteines für ein solches Netz. Ein Blockschaltbild ist in Abb. 10 aufgezeichnet. Mit Ausnahme der Antenne, ihrer sehr bescheidenen Bewegungsapparaturen und der Senderöhre sind alle anderen Teile Halbleiter- und Computer-Bausteine, die als Serienmodules weitgehend wartungsfrei und wegen des starken Konkurrenzdrucks auf dem Halbleitermarkt billig sind. Die hier aufgezeichnete Radareinheit kann man sowohl als selbständige lokale

Analyse- und Prognosestation mit gleichzeitigem Anschluß an das Zentralnetz, wie auch — noch billiger — unter Fortfall der in der Abbildung jeweils doppelt umrandeten dargestellten Prognose- und Storage-Bausteine als reinen Meßfühler für das Gesamterfassungssystem aufbauen. Die Übertragung der Meßwerte an die Zentrale kann wegen des geringen zeitlichen Datenanfalls durch die langsame Umlaufgeschwindigkeit der Antenne auf normalen Fernmeldeleitungen des Postnetzes erfolgen. Aus dem gleichen Grunde ist auch der elektronische Aufwand bei Einsatz von billigen „low-speed“-Einheiten gering.

Für die vollautomatische quantitative Überwachung aller driftenden Bauelemente sorgt eine zentrale Kalibrierungseinheit, die auch selbständig die Nachjustierung übernimmt. Meteorologisches Fachpersonal für die Dauerbesetzung der Meßstation ist nicht erforderlich. Es genügt die Routineüberwachung ganzer Gruppen von Stationen durch reisende Techniker.

Die Abb. 11 zeigt die Präsentation der aktuellen Niederschlagswerte, wie sie in dreiminütigem Abstand vom Storage-Display der lokalen Meßstation bzw. am Zentralamt angezeigt und, je nach Wunsch, als elektronischer Print ausgeworfen wird. Eine solche Einheit ist wesentlich preiswerter als die billigste Video-Präsen-

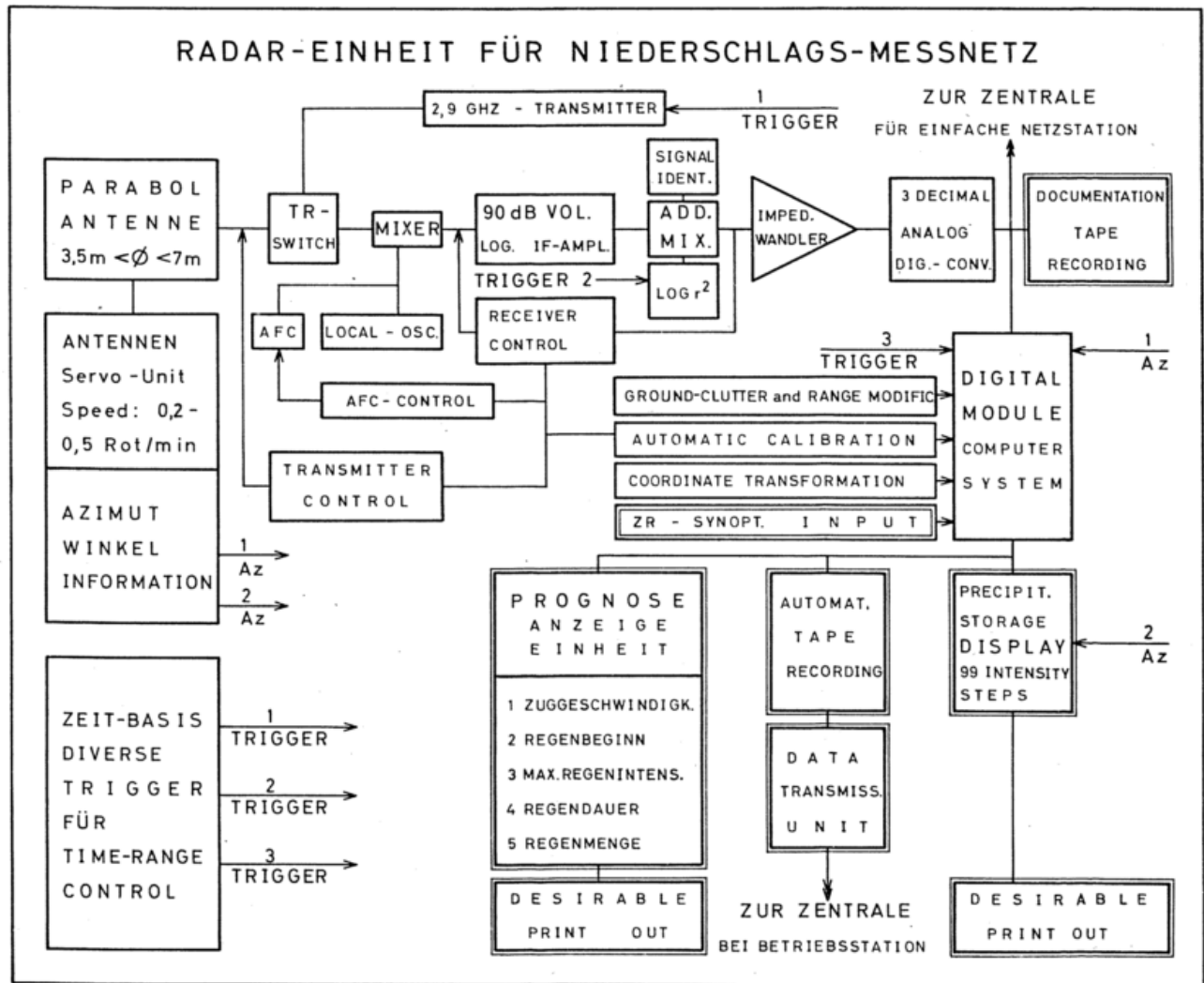


Abb. 10
Blockschaltbild des Einzelbausteins (Netzstation) für das geplante Niederschlagsmeßnetz. Die doppelt umrandeten Einheiten sind nur für die Zentralstation erforderlich; sie können aber auch zusätzlich bei der Netzstation miteingebaut werden, wenn diese als personell besetzte lokale Betriebsstation eigene Forschungs- bzw. Niederschlagsprognose- und Überwachungsaufgaben zu erfüllen hat.

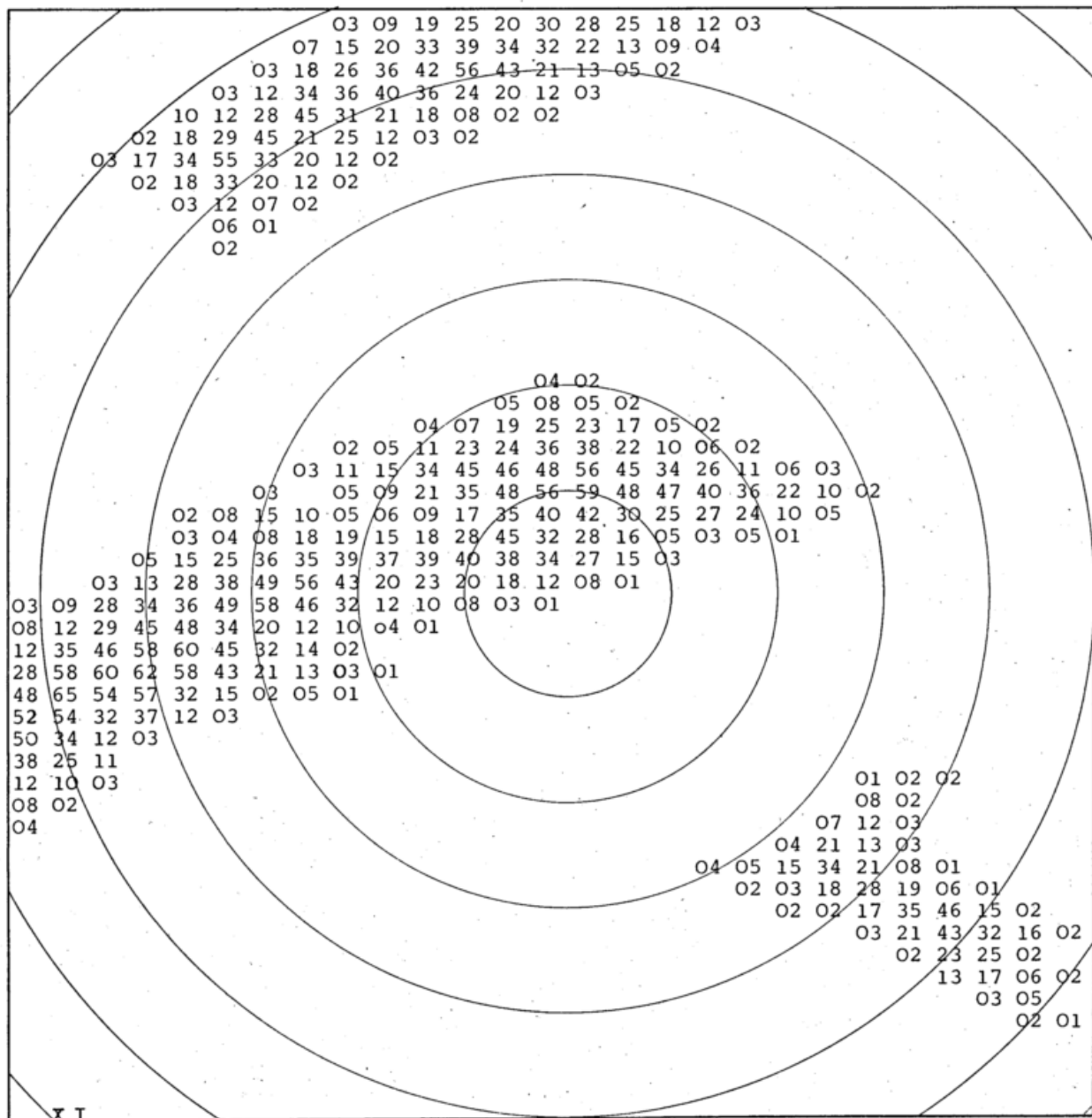


Abb. 11

Darstellung des Niederschlagsgeschehens in drei- bis vierminütlichen Intervallen auf dem Bildschirm und, falls gewünscht, als elektronisches Druckblatt. Die Aufzeichnung erfolgt in zweistelligen Ziffern entsprechend 99 Intensitätsstufen, wobei jede Stufe — je nach Einstellung — der einfachen bis dreifachen Regenintensität (mm/h) entspricht, so daß 1–300 mm/h Niederschlagsintensität zweistellig erfaßt werden können.

tation herkömmlicher Art. Außerdem ist diese Art der Darstellung übersichtlicher und informativer als das flüchtige und verzerrte Leuchtbild des PPI-Scopes alter Bauweise.

Alle als sogenannte Software in das Computer-System einzugebenden Informationen sind stationsspezifisch, also einmalig, mit Ausnahme des im obigen Schaubild (Abb. 10) als „ZR-Synoptik-Input“ bezeichneten Anteils. Dieser Input, der sowohl bei Besetzung der Station lokal als auch bei vollautomatischem Betrieb über Fernleitung durch das Zentralamt eingegeben werden kann, ist natürlich entscheidend für die Genauigkeit der aktuellen quantitativen Messung. Für die gleichzeitig erfolgende dokumentarische Echo-Aufzeichnung, die zur späteren genaueren Nachanalyse in der Klimaabteilung des Zentralamtes direkt vom Empfänger-Ausgang auf Magnetband übertragen wird, ist er zunächst ohne Bedeutung. Dennoch, die Zusammenhänge zwischen ZR-Beziehung

und synoptischer Wetterlage sind ein Kernproblem. Im vorliegenden Band werden in zwei Beiträgen der Bonner Radargruppe (3) und (6) diese Zusammenhänge und Methoden zu ihrer Erforschung diskutiert. Hier kann lediglich zusammenfassend gesagt werden, daß bei integrierender Betrachtung von ganzen Niederschlagsperioden und Mittelung über größere Zeiträume sich schon jetzt eine brauchbare mittlere ZR-Beziehung ergibt. Wenn man diese zugrundelegt, stimmen der gesamte mit Radar gemessene und der gesamte mit Pluviographen an einem speziellen Meßplatz ermittelte Niederschlag auch in Teilabschnitten recht gut überein. Die Aussichten sind günstig, durch spezielle Anpassung der Apparaturen an das „Bodenpunkt gegen Höhen-volumen“-Meßproblem, — wobei der Einsatz moderner elektronischer Tropfenspektrographen (4) eine große Hilfe ist, — und durch eine bessere mathematische Auf-

gliederung der Grund-ZR-Gleichung auch zu einer Beherrschung der kleinskaligen synoptischen Variationen zu gelangen.

Falls genügend finanzielle Mittel für den Netzausbau zur Verfügung stehen, könnte man eine oder auch mehrere Leitstationen des Netzes mit einem kleinen Zweitband-Zusatzsystem ausrüsten, wie es KOSTAREV und CHERNIKOV (5) vorschlagen, wodurch man ebenfalls vollautomatisch eine weitere Information über die den aktuellen Tropfenspektren der Niederschlagsziele speziell zuzuordnende Software erhalten könnte. Der kleine 1-m-Parabol für die Vergleichswellenlänge ($\lambda = 0,86$ cm) würde als Mitläufer am Rand des Hauptspiegels ohne besonderen Aufwand anzubringen sein.

Einen wesentlichen Beitrag zur Lösung dieses ZR-Problems dürfte aber das vorgeschlagene Meßnetz selbst liefern. Aus der Fülle des anfallenden Beobachtungsmaterials und der Vergleichsmöglichkeiten zwischen den Einzelstationen in Verbindung mit dem vorerst noch weiter unterhaltenen herkömmlichen Bodenmeßnetz der Wetter- und hydrologischen Dienste wird sich das Radarnetz seine Software selbst erstellen und kontinuierlich weiter verbessern.

Literatur

- (1) ATLAS, D.; BANKS, H. C.: The interpretation of microwave reflections from rainfall. *J. Meteor.* 8 (1951) S. 271–282.
- (2) BOROVNIKOV, A. M.; KOSTAREV, V. V.; MAZIN, I. P.; SMIRNOV, V. I. CHERNIKOV, A. A.: Radar measurement of precipitation rate. Jerusalem: Israel Program Sci. Transl. 1970 (Leningrad 1967).
- (3) BREUER, L.; SCHEIDTMANN, E.; RUPRECHT, E.: Messung der Beziehung zwischen Radarreflektivität und Niederschlagsrate mit einem speziell entwickelten Radarsystem in Bonn. *Ann. Meteor. N. F.* Nr. 6 (1972).
- (4) JOSS, J.; WALDVOGEL, A.: Ein Spektrograph für Niederschlagstropfen mit automatischer Auswertung. *Geofis. pura e appl.* 68 (1967) Nr. 3, S. 240–246.
- (5) KOSTAREV, V. V.; CHERNIKOV, A. A.: Zur Erhöhung der Genauigkeit der Niederschlagsmessung mittels Radar. *Z. Meteor.* 22 (1971) Nr. 1/5, S. 73–76.
- (6) RUPRECHT, E.; BREUER, L.; SCHEIDTMANN, E.: Vergleichende Untersuchung der in Bonn gemessenen Radar-Reflektivitäten, Regen-Intensitäten und Tropfenspektren. *Ann. Meteor. N. F.* Nr. 6 (1972).
- (7) WMO: Report of the informal planning meeting on the use of ship radar during Gate. Genève 1971.

Ökonomische Meßzeitverteilung meteorologisch abhängiger Größen

(Ein informationstheoretisches Modell)

Zusammenfassung

Viele wissenschaftliche Messungen im Freilandversuch sind wetterabhängig. Eine erstrebenswerte Allgemeingültigkeit der Resultate erfordert dann Messungen möglichst unter Beteiligung verschiedenster Wettersituationen, d. h. eine möglichst weite Streuung der Messungen über den zur Verfügung stehenden Zeitraum. Dem stehen jedoch in der Praxis ökonomische und organisatorische Forderungen oft gerade entgegen.

Es wird ein einfaches informationstheoretisches Modell vorgeführt, in welchem meßzeit-technische Größen (Anzahl, Andauer und Abstand der Meßperioden), ökonomische Größen (verfügbare Einsatzzeit und/oder Einsatzkosten, Verlust an Meßzeit durch Reisezeit und/oder Reisekosten) und meteorologische Größen (die durch zeitliche Autokorrelation relevanter atmosphärischer Parameter im Mittel bedingte Redundanz) miteinander verknüpft sind. Die meteorologische Optimierung der wahrscheinlichen Informationsmenge führt zu Lösungen, die eine Entscheidungshilfe bei der praxisnahen Meßzeitplanung und objektiven Informationsgehaltsabschätzung darstellen. — Die dazu notwendigen Unterlagen sollten von der Meteorologie bereitgestellt werden.

Die Anwendung des Modells wird am Beispiel einer Luftverunreinigungsmeßplanung demonstriert.

Abstract

Generally, scientific measurements in open-air trials are dependent on the meteorologic conditions. The desirable general validity of the results then necessitates measurements comprising the utmost different weather conditions, that means scattering as wide as possible over the period given. In praxis, however, economic demands as well as those of organization often are contradictory.

A simple model of information theory is presented in which variables, related to the measuring time (number, duration and distances of measuring periods), economic variables (disposable application time and/or application costs, loss of measuring time by travelling time and/or travelling costs) and meteorological variables (i. e. mean redundancy, conditioned by the auto-correlation by time of relevant atmospheric parameters) are connected. The meteorological optimization of the probable sum of information leads to solutions which serve as a decision aid when practically planning the measuring time and when objectively estimating the capacity of information. — The bases necessary should be placed at disposal by the meteorology.

The application of this model will be demonstrated, taking a project of measuring air pollution as an example.

1. Problemstellung

Es gibt zahlreiche Disziplinen, die diskontinuierliche Freilanduntersuchungen unternehmen müssen, deren Ergebnisse vom Wetter beeinflußt sind. Dabei steht meistens nicht die Erkundung des Wettereinflusses, sondern lediglich das Bestreben im Vordergrund, die in Frage kommenden meteorologischen Faktoren in möglichst langfristig gültiger Repräsentation mitwirken zu lassen. Ist die Menge der Messungen recht begrenzt, so kann diesem Bestreben wegen der den Wetterereignissen innewohnenden Erhaltungseigenschaft nur durch eine größtmögliche zeitliche Aufgliederung der Meßserie entsprochen werden. Je größer der Zeitabstand zwischen den Messungen ist, desto größer ist auch die Erwartung, von Messung zu Messung unterschiedliche meteorologi-

sche Situationen bzw. Werte anzutreffen. Den einzelnen Messungen wird ein entsprechend höherer meteorologischer Informationsgehalt zugesprochen.

Die Begrenzung des Meßumfangs wird in der Praxis durch die zur Verfügung stehenden Einsatzzeiten und/oder -kosten für Personal, Gerät, Transportmittel u. ä. bestimmt. Spielen Zeit oder Kosten von An- und Abreise zum Meßort oder von Auf- und Abbau der Meßgeräte, der Vorbereitung der Messung usw. eine wesentliche Rolle, wie es bei Feldversuchen oft der Fall ist, so wird man aus ökonomischen Gründen bestrebt sein, die Meßserie möglichst wenig aufzugliedern, um so wenig wie möglich Zeit und Mittel für Reise und Vorbereitungen abzweigen zu müssen (siehe Abb. 1).

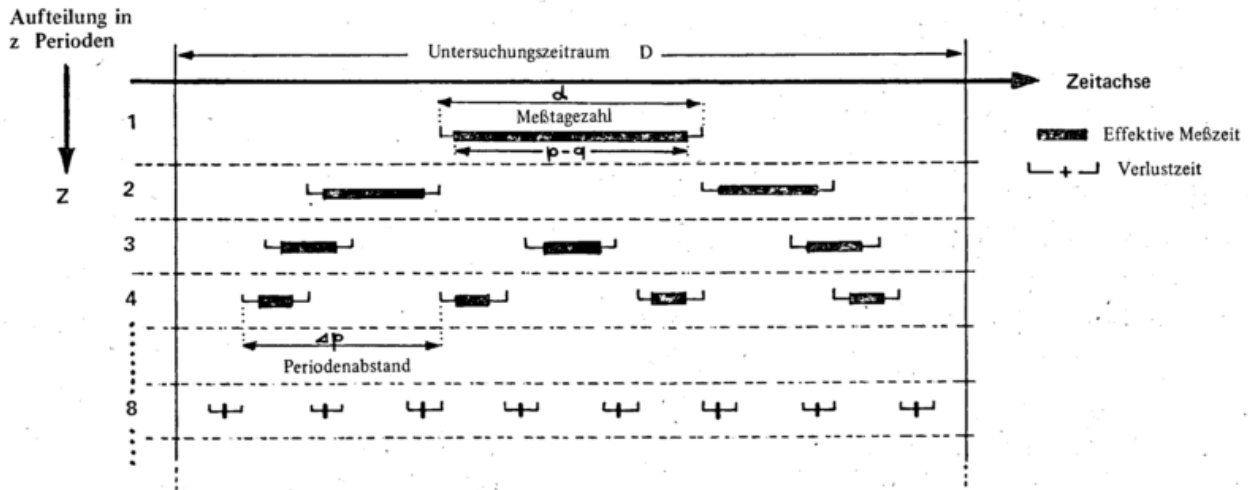


Abb. 1

Schema zur Verdeutlichung der Abnahme der effektiven Meßzeit mit zunehmender Aufteilung der Meßtagezahl.

Bei vorgegebenem Zeitraum, innerhalb dessen die Untersuchung durchgeführt werden soll, und vorgegebenem Umfang an Einsatzzeit und/oder Einsatzkosten ist der Interessenkonflikt also dadurch gegeben, daß mit der Aufteilung der Meßserie in eine zunehmende Zahl kürzer werdender Perioden der meteorologische Informationsgehalt je Messung zunimmt, die effektiv zur Verfügung stehende Meßzeit jedoch abnimmt. Eine allgemeine Empfehlung über die informationsträchtigste Aufgliederung allein anhand qualitativer Erkenntnisse kann nicht gegeben werden. Da eine Entscheidung immer mit der Optimierung von Werten verbunden ist, muß als erstes das, was für das hier anstehende Problem von Wert ist, in quantitativ zu verwertender Form definiert werden.

Es stellt sich dann die Aufgabe, für die definierte Zielvariable die sie bestimmende Zielfunktion aufzustellen, die es bei Vorgabe der meßökonomischen und meteorologischen Informationsgrößen erlaubt, etwa folgende Fragen zu beantworten:

- Wie groß ist die meteorologisch gewogene Informationserwartung einer Meßserie vorgegebenen Umfangs und vorgegebener Aufteilung?
- Wie ist eine Meßserie zu dimensionieren und aufzuteilen, um eine vorgegebene Informationserwartung bei minimalem Aufwand zu erzielen?
- Wie ist eine Meßserie vorgegebenen Umfangs aufzuteilen, um die meteorologisch gewogene Informationserwartung zu maximieren?

Die Frage a) ist für die Bewertung eines Vergleichs verschiedener Meßserien und für die Anwendung statistischer Tests von Bedeutung. Die Frage b) — als Umkehrung der Frage a) — ist für die Versuchsplanung wichtig. Die Beantwortung der Frage c) ermöglicht schließlich die informative Ausnützung eines veranschlagten Aufwandes.

Die Bedeutung dieser dritten Fragestellung möge an dem folgenden Beispiel aus der Praxis der Luftverunreinigungsmessung veranschaulicht werden. Es sei nach der tagsüber repräsentativ gültigen Immissionsbelastung der Luft in der näheren Umgebung einer ferngelegenen chemischen Anlage gefragt. Die interessierende chemische Substanz erlaube ein lediglich diskontinuierliches Probennahmeverfahren, welches einen — zu diesem Zwecke erst anreisenmüssenden — Techniker erfordert. Dieser Umstand einschließlich den einer evtl. aufwendigen Laboranalytik erlaube lediglich eine eng begrenzte Anzahl von Meßtagen. Die Beurteilung sei

wegen der möglichen Konsequenzen eilig, so daß nur ein Untersuchungszeitraum von einem halben Jahr zur Verfügung stehe. Um mögliche Jahreszeiteffekte zu berücksichtigen, wird man die vom Mittwinter bis Mittsommer oder umgekehrt reichende Zeitspanne wählen. Aus demselben Grunde würde man auch die von der Personalkapazität bzw. Auftragspauschale her vorbestimmte, begrenzte Einsatzzeit, wenn auch nur grob, über das Halbjahr verteilen. Entspreche die Zahl der anzusetzenden Einsatztage beispielsweise der Zahl der in die Untersuchungsspanne fallenden Wochen, so wäre die entscheidende Frage etwa: Ist zu erwarten, daß die Unterschiedlichkeit der wesentlichen meteorologischen Einflußfaktoren auf die Immissionswerte bereits durch eine Aufteilung in monatliche Viertagesperioden hinreichend erfaßt wird? Oder ist die Erhaltungs- bzw. Wiederholungsneigung in den Faktoren so groß, daß die Erwartung, bei Aufteilung in wöchentliche Eintagsperioden weitaus häufiger neue Wettersituationen anzutreffen, den durch erhöhte Reisezeit und -kosten bedingten Verlust an effektiver Meßzeit mehr als wettmacht? Oder liegt der informationsträchtigste Fall dazwischen?

Voraussetzung bei dieser Betrachtung ist natürlich, daß die wetterbedingte Variation mindestens so bedeutsam ist wie etwa die durch Meßungenauigkeit bedingte. Im vorliegenden Beispiel wird der Meßwert an einer Meßstelle überwiegend vom Herantransport der Abgase, also von der Windrichtung und dem Windgeschwindigkeitsprofil geprägt. — Es mag deutlich werden, daß in dergleichen Fällen nur eine nach quantitativen Kriterien getroffene objektive Entscheidung befriedigen kann.

2. Informationstheoretisches Modell

Es sei eine Zahl an Meßtagen d vorgegeben, die in verschiedener Weise über einen Untersuchungszeitraum D verteilt werden kann. Die Verteilungsmöglichkeit soll durch die Forderung eingeschränkt sein, daß nur die Aufgliederung in eine Folge äquidistanter, gleichlanger Perioden erlaubt sei (siehe auch Abb. 1).

Es soll eine Zielfunktion aufgestellt werden, als deren „Wert“, d. h. Zielvariable, die Informationserwartung (Informationsentropie) I der vorgesehenen Meßserie zu bestimmen ist. Diese sei definiert als Anzahl der effektiv nutzbaren Meßtage A , reduziert durch die Division mit einem Faktor $\varepsilon(A)$, der die Wiederholungsneigung der maßgebenden meteorologischen Einflußgröße, also die meteorologische Redundanz des Kollektivs, beinhal-

tet. Dann stellt die Informationserwartung I die äquivalente Anzahl Meßtage dar, die man als effektiv voneinander unabhängig betrachten kann und etwa den teststatistisch wichtigen Bedeutungsgehalt von „meteorologisch effektiven Freiheitsgraden“ hat.

Die Berechnung der effektiv nutzbaren, d. h. die durch Reise und/oder Vorbereitungen evtl. reduzierte Meßzeit

bietet keine prinzipiellen Schwierigkeiten. Eine gewisse Komplikation erfährt das Modell durch die Fälle, in denen nur der ganzzahlige Anteil („Integer-Anteil“) der bei dem möglichen Aufteilungen sich errechnenden Periodendauer p und Periodenzahl z genutzt wird. Zumindest die Nutzung lediglich der vollen Einsatztage dürfte der Praxis entsprechen. In diesen Fällen errechnet sich

$$\text{die (ganzzahlige) nutzbare Periodendauer zu } p' = \text{int}\left(\frac{d}{z} - R\right)$$

und

$$\text{die (ganzzahlige) nutzbare Periodenzahl zu } z' = \text{int}\left(\frac{d}{p + R}\right).$$

Es ist also der Fall eingeschlossen, daß ein Teil der zur Verfügung stehenden Einsatztage ungenutzt bleibt. —

Um auch die Fälle, bei denen finanzielle Erwägungen in die Entscheidung eingehen ($R \neq 0$), in die zunächst nur auf Zeitwerte ausgerichtete Betrachtung einbeziehen zu können, ist als Maßeinheit dann der Kostenbetrag je Meßtag zu setzen (z. B. Abwesenheits- plus Aufwands- pauschale der beteiligten Techniker als Einheit gesetzt). Die Reisekosten R je Meßperiode sind in Teilen dieser Einheit einzusetzen.

Zur Ermittlung der Erhaltungsneigung der meteorologischen Einflußgröße wird auf einen Ansatz von BARTELS (1) zurückgegriffen, der von ihm unter dem Namen „äquivalente Erhaltungszahl“ verwendeten Größe

$$\varepsilon(A) = 1 + 2 \sum_{i=1}^{A-1} \frac{A-i}{A} \cdot r_i$$

einer Reihe aus A äquidistanten Messungen (r_i = Autokorrelationskoeffizient für die Verschiebung um i Distanzeinheiten).

Die Größe ε ist ein Maß für die Redundanz. Man kann sie anschaulich deuten als Anzahl, mit der aufeinanderfolgende meteorologische Ereignisse identisch bleiben, ehe sich ein von diesem Ereignis völlig unabhängiges neues Ereignis (Beobachtungswert) einstellt. Für die Größe

$$A_{\text{eff}} = A \cdot \frac{1}{\varepsilon(A)}, \text{ die man als die Anzahl effektiv von-}$$

einander unabhängiger Meßtage einer Stichprobe von A Meßtagen aus einem stationären Gaußschen Prozeß deuten kann, hat BARTELS (1) die Bezeichnung „effektive Anzahl unabhängiger Ordinaten“ eingeführt. Da die hier betrachtete Meßserie in periodenweiser Gruppierung vorliegt, wird praktischerweise eine getrennte Berücksichtigung der Erhaltungsneigung innerhalb und zwischen den Perioden eingeführt.

Im Hinblick auf die praktische Anwendung wird zur Vereinfachung als kleinste Bezugsbasis der meteorologischen Faktoren der Tag eingeführt. Zum einen liegt oft genug nur eine (evtl. auch summarische) meteorolo-

gische Information je Tag vor, zum anderen weisen viele Faktoren einen nicht einfach zu berücksichtigenden Tagesgang auf. Für das Modell bedeutet dies, daß sich eine eventuelle Wiederholungsneigung innerhalb eines Tages rechnerisch nicht auswirkt. Das ist zumindest stets dann gerechtfertigt, wenn die tagesgangbedingte Variation groß ist gegen die interdiurne Veränderlichkeit. Diese Vereinfachung der Negierung einer möglichen Redundanz innerhalb des Tages bedeutet auch für all die Fälle keine Einschränkung, bei denen sich in der effektiven Meßdauer je Tag die qualitative Vermehrung des Meßgutes oder etwa die Menge der vermessenen Meßorte usw. ausdrückt.

Infolge Reise- und Vorbereitungszeitverlust braucht die zur Messung effektiv verwertbare Periodenlänge keine ganze Zahl zu sein. Diese Möglichkeit wird in der Summenformel für die Berechnung der äquivalenten Erhaltungszahl ε in einer Näherung berücksichtigt, die dem Modellanspruch hinreichend genügt.

Es gelten die folgenden Bezeichnungen:

p = Periodenlänge

z = Periodenzahl

Δp = Periodenbeginn-Abstand

q = Zeitverlust je Periode

R = Reisekosten je Periode

D = Untersuchungszeitraum

d = Meßtage(-Kosten)-Anzahl

ε = äquivalente Erhaltungszahl (nach BARTELS)

$r(p; \Delta p)$ = Autokorrelationskoeffizient der meteorologischen Einflußgröße, berechnet aus den Mittelwerten je zweier p Tage umfassenden Perioden mit Δp Tagen Abstand ihres Beginns

Die Größen z , ε und r sind dimensionslos; Δp und D rechnen nach Kalendertagen, p , q , R , d und I nach Tageseinheiten der Messung der Meßkosten. Die Zielfunktion — als analytisch gefaßte Modellvorstellung — lautet damit:

$$I = A \cdot B \cdot C$$

$$\text{Darin ist: } A_0 = (p - q) \cdot z$$

$$A_1 = (p - q) \cdot z' \text{ mit } z' = \text{int}\left(\frac{d}{p + R}\right)$$

$$A_2 = (p' - q) \cdot z \text{ mit } p' = \text{int}\left(\frac{d}{z} - R\right)$$

$$B = \frac{1}{\varepsilon(p - q)} \text{ mit } \varepsilon(p - q) = 1 + 2 \cdot \sum_{j=1}^{p-q} \frac{(p - q) - j}{(p - q)} \cdot r(1; j)$$

$$C = \frac{1}{\varepsilon(z)} \text{ mit } \varepsilon(z) = 1 + 2 \cdot \sum_{k=1}^{z-1} \frac{z - k}{z} \cdot r(p - q; k \cdot \Delta p) \text{ mit } \Delta p = \frac{D}{z}$$

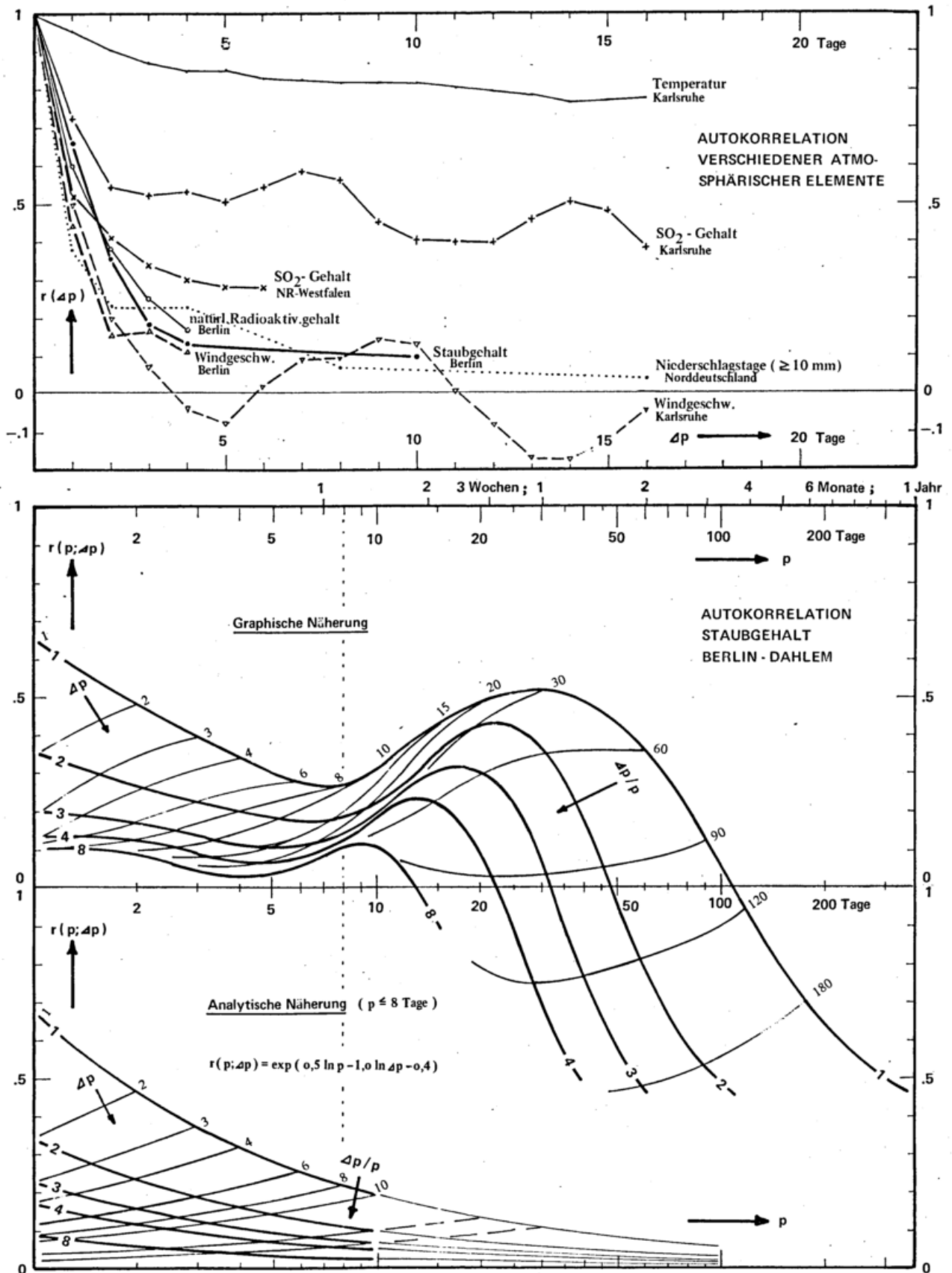


Abb. 2
Autokorrelationsfunktionen verschiedener atmosphärischer Größen in Abhängigkeit von ihrer Periodenlänge p und ihrem Periodenabstand Δp . Im oberen Diagramm beträgt die Periodenlänge beim SO₂-Gehalt in Nordrhein-Westfalen 1 Stunde, im übrigen 1 Tag.

Zur Erläuterung:

- I = meteorologisch relevante Informationserwartung (Entropie); das ist die äquivalente Anzahl unabhängiger Meßtage in bezug auf die meteorologische Einflußgröße
- A = effektiv zu nutzende Meßzeit, und zwar im praktischen Falle A_1 , wenn p ganzzahlig, bzw. A_2 , wenn z ganzzahlig vorgesehen ist (wobei ein vorgegebenes d evtl. nicht voll ausgeschöpft wird)
- B = effektiv unabhängiger Meßtageanteil je Meßperiode (berücksichtigt die Redundanz innerhalb einer Meßperiode)
- C = effektiv unabhängiger Periodenzahlanteil je Untersuchungszeitraum (berücksichtigt die Redundanz zwischen den Meßperioden)

Bei verschwindender Autokorrelation in der Wertefolge der meteorologischen Einflußgröße (höchstens bei einer weitdistanzierten Folge von Tageswerten einiger Elemente möglich) nähern sich die äquivalenten Erhaltungszahlen und damit auch die Glieder B und C erwartungsgemäß dem Wert 1, und die effektiv genutzte Meßtagezahl wird ein direkter Ausdruck der Informationserwartung. Im normalen Falle ist I hingegen kleiner als A .

3. Meteorologische Parameter

Der Einfluß der Atmosphäre kommt im Modell über die Autokorrelationsfunktionen $r(p; \Delta p)$ zum Ausdruck. Welche meteorologische Größe am besten zugrunde gelegt werden sollte, kann nicht allein von der Meteorologie her entschieden werden, sondern hängt sehr vom speziellen Untersuchungsobjekt ab. Ist das betrachtete Objekt selber eine Lufteigenschaft, und existieren von dieser oder von ähnlichen Eigenschaften bereits längere Meßreihen, so liegt die Berechnung und Verwendung ihrer Autokorrelationsfunktionen auf der Hand (z. B. Gehalt an Staub, Radon-Folgeprodukten oder an Schwefeldioxyd, wenn es sich um Fremdstoffgehalte der Luft handelt).

In Abb. 2 (oben) sind Autokorrelationsverläufe einiger atmosphärischer Elemente wiedergegeben. Die Ausgangswerte sind zumeist Mittelwerte über $p = 1$ Tag. (Die Werte für Karlsruhe sind einer Arbeit von HÖSCHELE (2) entnommen, die Werte aus Nordrhein-Westfalen stammen von PRINZ (3), die übrigen Folgen sind eigene Berechnungen.) Man erkennt, daß das Abklingen der Funktion sehr verschieden sein kann. Falls die Funktion nur langsam abklingt, ist das oft nur Ausdruck eines sehr ausgeprägten Jahresganges (Temperatur!). Würde man vor der Autokorrelationsberechnung diesen langzeitigen Gang eliminieren, so käme es zu einem deutlich schnelleren Abfall dieser Verläufe und einer Annäherung der Kurven untereinander. Hierzu sind noch klärende Untersuchungen nötig.

Autokorrelationsfunktionen in der Art, wie sie in Abb. 2 (oben) wiedergegeben wurden, sind für die Berechnung der Zielfunktion ohnehin nicht ausreichend. Dafür muß modellgemäß die Autokorrelation in zweidimensionaler Abhängigkeit vorliegen, etwa wie sie für den Staubgehalt in Berlin-Dahlem aus jahrelangen Beobachtungen errechnet wurde und in Abb. 2 (Mitte) graphisch wiedergegeben ist. (Während das sekundäre Maximum Ausdruck einer periodisch wiederkehrenden Wiederholungsneigung der Witterung ist, spiegeln die bei großen Periodenabständen auftretenden negativen Korrelationswerte den Jahresgang des Staubgehalts wider.) Für die praktische Auswertung der Zielfunktion wäre eine analytische Fassung der Korrelationsmatrix wesentlich handlicher. In Abb. 2 (unten) ist der Versuch einer solchen analytischen Näherung für den Bereich einer Periodendauer bis zu ca. $p = 8$ Tage dargestellt.

Angesichts der Tatsache, daß zum einen in überwiegender Maße die lediglich kürzeren Perioden in der Praxis interessant sind, zum anderen allein die Wahl und Zuordnung der zu wählenden passendsten atmosphärischen Einflußgröße eine gewisse Willkür bedeutet, dürfte die Verwendung dieser analytischen Näherung hinsichtlich Anwendungsbreite und Genauigkeit hier als statthaft angesehen werden können. Die Verwendung analytisch gefaßter Korrelationsmatrizen erlaubt die automatische Auswertung der Zielfunktion auch schon mittels Tischcomputer. Die Beispiele der folgenden Abschnitte sind auf diese Weise berechnet worden.

4. Auswertung

Abb. 3 zeigt einige Auswertungen der Zielfunktion unter Verwendung der sich auf den Staubgehalt in Berlin beziehenden Autokorrelationsfunktion. Die Beispiele sollen den Einfluß von Reisezeit und Reisekosten auf den p -abhängigen Verlauf der Zielvariablen I verdeutlichen. Der Untersuchungszeitraum erstreckt sich stets über ein halbes Jahr; Meß- und Reisekosten dürfen den Betrag, der allein die Kosten für $d = 26$ Meßtage decken könnte, nicht überschreiten, sollen ihn aber weitestgehend ausschöpfen.

Es sollen nur Periodenlängen mit einer ganzen Zahl an Tagen interessieren, d. h. in der Zielfunktion wird für das Glied A die Beziehung A_1 verwendet. Das Limit d an vorgegebenen Meßtage(-Kosten) wird also nur dann ausgeschöpft, wenn es ein ganzzahliges Vielfaches von $(p+R)$ ist. Da dies nur für einige Periodenlängen zu erwarten ist, ergibt sich keine monoton verlaufende $I(p)$ -Folge, sondern eine Folge mit einer Reihe von Spitzenwerten. Diese markieren diejenigen Aufteilungen, die das Limit besonders gut ausnützen und meist von ausschließlichem Interesse sind.

Die Abb. 3 (oben) demonstriert den Einfluß der Reisekosten R — bei Vernachlässigung der Reisezeit q — auf den Verlauf der Informationserwartung. Mit zunehmendem Reisekostenanteil R wird die Informationserwartung natürlich meistens bedeutend eingeschränkt. Der Einfluß von R auf die Entscheidung, welches die günstigste Periodenlänge ist, bleibt jedoch bemerkenswert gering. Die Wirkung der Autokorrelation ist so durchgreifend, daß eine Periodenlänge von einem Meßtage selbst dann noch den größten Informationsgehalt erwarten läßt, wenn die Reisekosten je Periode den Kosten von zwei Meßtagen entspräche. Erst bei einem Reisekostenanteil von vier Meßtagekosten je Periode scheint ein Abgehen von der größtmöglichen Aufteilung der Meßtage, und zwar dann gleich ein Übergang zu zwei neuntägigen Perioden, empfehlenswert.

Zu ganz anderen Entscheidungen zwingt der Einfluß von Zeitverlusten durch Reise und/oder Meßvorbereitungen. Abb. 3 (Mitte) demonstriert diesen Einfluß, wobei diesmal die Reisekosten als bedeutungslos angesehen werden sollen. Es ist zunächst selbstverständlich, daß die Periodenlänge die Verlustzeit je Periode überschreiten muß, wenn es überhaupt zu effektiven Meßzeiten kommen soll. Daher beginnen die $I(p)$ -Verläufe zwangsläufig erst mit dem ersten q überschreitenden ganzzahligen p . Von eigentlichem Interesse ist jedoch, daß im vorliegenden Falle bereits ein Zeitverlust von etwa einem Drittel Meßtage je Periode den Übergang von ein- zu zweitägigen Perioden für die Erlangung maximaler Information empfiehlt. Beträgt die Verlustzeit gar vier Tage, so scheint der Übergang zu langen Meßperioden (zwei Perioden zu je 13 Tagen anstatt fünf Perioden zu je fünf Tagen) günstig, — sofern die hier verwendete Autokorrelationsfunktion die für das Untersuchungsobjekt wesentliche Erhaltungs- und Wiederholungsneigung auch im Bereich langer Perioden hinreichend wiedergibt.

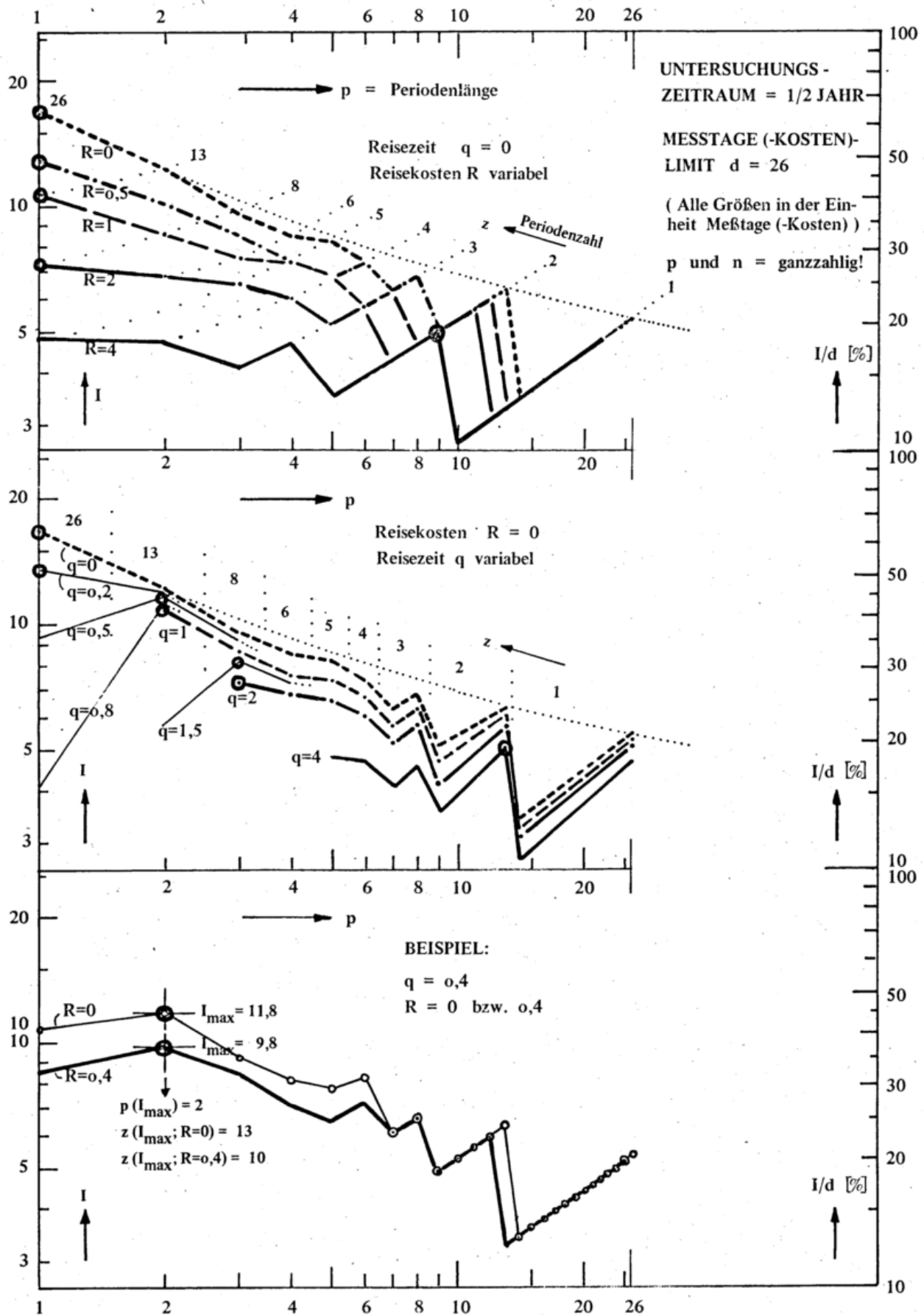


Abb. 3

Informationserwartung I in Abhängigkeit von ganzzahliger Periodenlänge p und ganzzahliger Periodenzahl z für verschiedene Kombinationen von Reisezeit q und Reisekosten R . Die durch einen großen Kreis markierten Punkte kennzeichnen in einem $I(p)$ -Verlauf das $I_{\max}$ in Abhängigkeit von q bzw. R .

Die Abb. 3 (unten) stellt die Auswertung der Zielfunktion für das im ersten Abschnitt angeführte Beispiel einer Luftverunreinigungsmeßplanung dar. An Kosten sollten nur die personalbedingten in Betracht kommen. Die Meßtagekosten setzen sich aus dem Tagelohn, dem Übernachtungsgeld und der Abwesenheitsgebühr des Personals zusammen. Da die Anreise für den Morgen, die Messung für den Tag und die Abreise für den späten Nachmittag vorgesehen war, gehen als Reisekosten R hier der Betrag für Hin- und Rückfahrt abzüglich der für den Rückreisetag nicht benötigten Übernachtungskosten in die Rechnung ein; sie betragen etwa 40% einer Meßtagskosteneinheit ($R = 0,4$). Die durch An- und Abreise bedingte Einbuße an reiner Meßzeit ließ sich zu – ebenfalls gerade – 40 % der für einen ungestörten Meßtag veranschlagten Meßzeit abschätzen ($q = 0,4$). Das Kostenlimit soll 26 Meßtagekosten entsprechen, und die Untersuchung darf sich bis über den Zeitraum eines halben Jahres erstrecken. Es wird angenommen, daß die meteorologisch bedingte Variation, Erhaltung- und Wiederholungsneigung der zu beurteilenden Luftverunreinigung derjenigen des Staubgehalts in Berlin statistisch gesehen hinreichend ähnlich und damit die Verwendung der Autokorrelationsfunktion (Abb. 2 unten) angenähert gültig ist. Mit diesen Werten ergibt unser Modell die folgenden Erwartungen: Bei Aufgliederung aller Meßtage in 10 Meßperioden zu je 2 Meßtagen mit jeweils 18 Tagen Abstand des Periodebeginns ist die Information maximal; sie entspricht knapp 10 meteorologisch voneinander unabhängigen Meßtagen. Auch wenn nicht die Kosten, sondern nur die Zeit eine Rolle zu spielen hätte ($R = 0$), wäre die Aufgliederung in 2-Tage-Perioden die informationsträchtigste; es wären 13 Meßreihen in jeweils zweiwöchigem Abstand möglich, die eine Informationserwartung von knapp 12 Tagen erbrächten. Bei aller Unsicherheit der eingebrachten Größen scheint diese Informationserwartung doch höher als bei etwa wöchentlich durchgeführten Eintagsreisen zu sein; deshalb wurde auch in dem Falle, der den Anlaß zu diesem Anwendungsbeispiel gab, die Entscheidung – und damit auch die Planung und Organisation der Untersuchung – zu Gunsten der 2-Tage-Periode getroffen!

Die maximale Information beträgt lediglich 38 % bzw. 45 % der veranschlagten Meßtag(kosten)menge. Aber auch, wenn keine Zeit und Kosten durch Reisen verlorengingen ($q = R = 0$), betrüge, die maximal zu erwartende Information nur etwa 17 Tage bzw. 65 %, wie Abb. 3 (oben und Mitte) zu entnehmen ist: So stark reduziert allein die zwischen den Tagen wirkende atmosphärische Erhaltungs- und Wiederholungsneigung die Zahl der „meteorologischen Freiheitsgrade“ der Meßserie!

5. Generelles Verfahrensschema

Ist die passende Autokorrelationsmatrix einmal bekannt, so läßt sich die im ersten Abschnitt gestellte Frage a) nach der Informationserwartung einer bereits festgelegten Meßserie durch Auswertung der Zielfunktion für lediglich diese eine Faktorenkombination ohne weiteres beantworten. Die — die Informationsmaximierung zum Ziele habende — Frage c) kann möglicherweise erst beantwortet werden, nachdem die Zielfunktion für *alle* in Frage kommenden Periodenlängen ausgewertet wurde, also der $I(p)$ -Verlauf vorliegt (z. B. Abb. 3 unten). Eine unangemessene Vielzahl an Auswertungen wäre hingegen jedesmal nötig, wollte man in ähnlicher Weise die Antwort auf die Frage b) — wortwörtlich — suchen, bei der es um die ökonomischste Meßplanung zur Erreichung eines bestimmten Informationswertes geht. Eine allgemeine Anwendung des informationstheoretischen Modells auf Fragen der Meßplanungsstrategie verlangt nach einem auch allgemein

zu handhabenden Ermittlungs- und Beurteilungsverfahren. — Die Richtungsumkehr in der Fragestellung (Frage b) gegenüber Frage a)) legt eine ebensolche in dem Lösungsverfahren nahe. Der Weg bestünde darin, die Informationserwartung *I* für die Gesamtheit der vor allem in Frage kommenden Faktoren- und Variablenkombinationen im voraus zu berechnen, quasi Felder potentieller *I*-Ergebnisse generell bereitzustellen. Von Fall zu Fall wären dann lediglich noch die mit den ökonomischen Größen verträglichen Kombinationen der meßzeittechnischen Größen zu errechnen und innerhalb des Informationswertfeldes kritisch zu vergleichen.

Für ein und denselben atmosphärischen Parameter, d. h. für jede vorgegebene Autokorrelationsmatrix, läßt sich, wie an der Zielfunktion leicht zu erkennen ist, die Zielvariable I allein durch die drei Variablen Periodenzahl z , Untersuchungszeitraum D und effektive Periodendauer $p_{\text{eff}} = (p - q)$ beschreiben. (Der Reisekostenfaktor R kann bei der Bestimmung von p_{eff} — analog wie bei der von p' — wirksam werden.) Da hinsichtlich des Untersuchungszeitraumes meist nur wenige, diskrete Werte interessant sind (etwa der Monats-, Halbjahrs- und Jahreszeitraum), läßt sich die gesamte interessierende Informationserwartung bereits durch die zweidimensionalen Felder $I(p_{\text{eff}}, z)_D$ (etwa $D = 30, 91, 128$ Tage) beschreiben. Als Form der Bereitstellung empfiehlt sich die graphische Darstellung durch je eine Schar Isolinien der Informationserwartung.

Als Beispiel eines solchen Informationsdiagramms mag die (wenn auch unvollständige) *I*-Linienschar in Abb. 4 gelten. Die Anwendung im allgemeinen geht aus der Abbildung unmittelbar hervor. Für jede beliebige Anzahl-Andauer-Kombination an gleichbleibenden Meßperioden ließe sich die Informationserwartung ohne weitere Umstände interpolieren. Es liegt nahe, das direkte Aussagevermögen der Diagramme noch dadurch zu erhöhen, daß von vornherein auch eine Isolinienschar des Gesamtaufwandes d an Meßtagen in die Darstellung mit aufgenommen wird (in einer $\log p_{eff} - \log z$ -

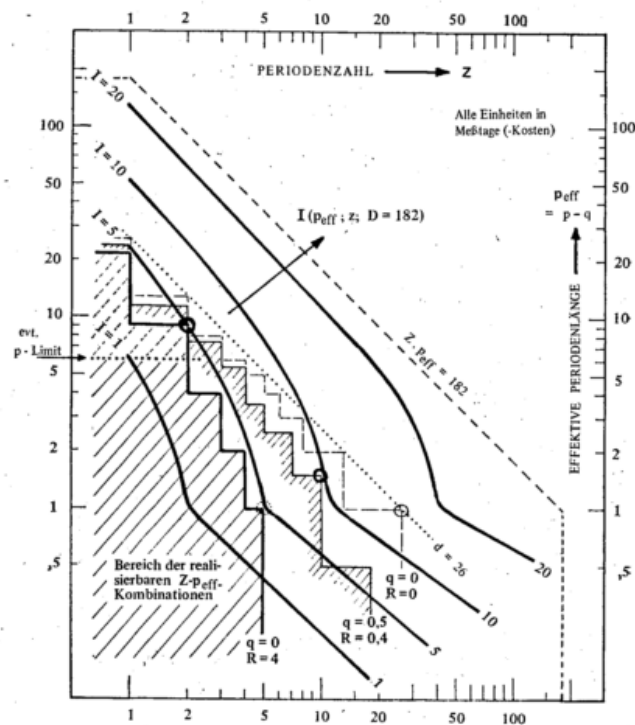


Abb. 4
Schema zum generellen Anwendungsverfahren. Lösungsbeispiele zur Ermittlung der Periodenzahl-Periodendauer-Kombination mit maximaler Informationserwartung. Bezugsgröße: Tagesmittel des Staubgehalts der Luft in Berlin-Dahlem.

Darstellung wären die $d = \text{const}$ eine parallele Geraden-schar); damit ließen sich etwa die ein vorgegebenes I realisierenden d, p_{eff} - oder d, z -Kombinationen unmittelbar ablesen.

Die Aufgabe, für eine vorgegebene Kombination der ökonomischen Größen d , q und R im D -Bereich jene Kombination der meßtechnischen Größen p und z mit maximaler meteorologischer Informationserwartung zu finden (Frage c), reduziert sich im wesentlichen auf die Ermittlung des zulässigen, d. h. realisierbaren p_{eff} - z -Bereichs. Er wird bei der — wohl praxisnahen — Ganz-zahlighkeitsforderung für p und/oder z durch einen treppentartigen Verlauf abgegrenzt, der festgelegt ist durch die Bestimmung der

$$p_{\text{eff}}(z) = \text{int} \left(\frac{d}{\text{int } z} - R \right) - q$$

für alle z im Bereich

$$1 \leq z_{\min} \leq z \leq z_{\max} \leq \text{int} \left(\frac{d}{1+R} \right)$$

und mit der eventuell zusätzlichen Restriktion

$$0 < (p_{\min} - q) \leq p_{\text{eff}} \leq (p_{\max} - q)$$

(Beispiele siehe ebenfalls Abb. 4). $z_{\min}$, $z_{\max}$, $p_{\min}$ und $p_{\max}$ stellen gegebenenfalls zu beachtende arbeitstechnische oder organisatorisch bedingte Limits dar.

Bei linearer Programmierung ist (etwa nach einer Regel der Spieltheorie) für eine Lösung (spieltheoretisch die Wahl einer optimalen Strategie) die Ermittlung und Eintragung lediglich der „konvexen“ Eckpunkte $z_{\max}(p_{\text{eff}})$ des $p_{\text{eff}}(z)$ -Verlaufs nötig. Derjenige Eckpunkt mit maximalem I , also die informationsträchtigste p_{eff}, z -Kombination, ist nach den Eintragungen im I -Feld sofort abzulesen (siehe Lösungsbeispiele in Abb. 4). — Zwar läßt sich unser Problem wegen der Nichtlinearität der Zielfunktion nicht mit den Methoden der linearen Programmierung lösen, doch liegen die Verhältnisse noch so, daß nach der oben erwähnten Regel verfahren werden kann.

Das schwierigere Planungsproblem, eine bestimmte Ergebnissicherung bei gleichzeitiger Aufwandsminimierung anzustreben (Frage b)), ist dadurch beschrieben, daß für eine vorgegebene I' , q, R -Kombination jene p, z -Kombination mit minimalem d gefunden werden muß. Bei Vorlage der I_D -Diagramme ergibt sich nunmehr lediglich die Notwendigkeit, für eine gewisse Anzahl von d -Werten die jeweilige Folge der $z_{\max}(p_{\text{eff}})$ -Eckpunkte auszurechnen, in das Diagramm einzutragen und die jeweiligen Eckpunkte mit dem maximalen I jeder Folge zu markieren. Derjenige von ihnen (evtl. inter-

polatorisch ergänzte), dessen I gleich dem vorgegebenen I' ist, liefert mit seiner ihn kennzeichnenden d, p, z -Kombination die optimale Strategie, d. h. für uns hier die ökonomischste aller Versuchsplanungen, die gleichzeitig einen vorbestimmten Informationswert erwarten läßt.

6. Schlußbemerkung

Liegen für die wesentlichsten atmosphärischen Parameter erst einmal Informationserwartungsdiagramme $I(p_{\text{eff}}, z)_D$ etwa in der Art vor, wie in Abb. 4 skizziert, so ist der bei der Anwendung noch zu bewältigende Aufwand gering. Anwendung heißt nunmehr: zum einen *quantitatives Bewerten* eines Versuchsplanes hinsichtlich des zu erwartenden meteorologischen Einflusses bei der Objektmessung (Anzahlbestimmung der „meteorologischen Freiheitsgrade“), zum anderen *objektives Entscheiden* zwischen Planungsalternativen oder gar *Wählen der optimalen Planungsstrategie* auch nach meteorologischen Kriterien.

Angesichts solcher direkten praktischen Anwendungsmöglichkeiten sollte die Bereitstellung der Informationsdiagramme zum künftigen Angebot der *Technischen Meteorologie* gehören. Schließlich handelt es sich um nichts anderes als die spezielle, interessengerechte Art klimastatistischer Darstellung eines langjährigen meteorologischen Beobachtungsmaterials, das zudem auch fast ausschließlich in den Händen der Meteorologen liegt. Die Erarbeitung besteht in einer zwar umfangreichen, aber doch nur formalen, mehr oder weniger mechanischen Datentransformation. Dagegen blieben als Gegenstand einer weiteren, fachlichen Untersuchung beispielsweise noch die eventuellen klimageographischen Unterschiede, die jahreszeitlichen Abhängigkeiten und die Auswirkungen bei tageszeitlich gebundener Messung.

*

Die Untersuchung wurde aus Mitteln eines Sonderauftrages des Bundesgesundheitsamtes gefördert.

Literatur

- (1) BARTELS, J.: Zur Morphologie geophysikalischer Zeitfunktionen. Sitz.-Ber. Preuß. Akad. Wiss. 30 (1935) S. 504–522.
- (2) HÖSCHELE, K.: Zeitliche und räumliche Korrelationen bei Immissionsmessungen. Ann. Meteor. N. F. Nr. 4 (1969) S. 140–142.
- (3) PRINZ, B.: Untersuchung zeitlicher Immissionsverläufe mit Hilfe spektralanalytischer Methoden. Staub 32 (1972) S. 26–29.

Zirkulation der Planetenatmosphären

Zusammenfassung

Anhand neuerer theoretischer Erkenntnisse und jüngeren Beobachtungsmaterials werden Probleme der atmosphärischen Zirkulation der Planeten Venus, Mars und Jupiter diskutiert.

Für den Mars ist die Abhängigkeit des atmosphärischen Verhaltens von physikalischen Parametern relativ gut definiert. Dagegen fehlen für die Venusatmosphäre detaillierte quantitative Informationen, so daß von der Theorie her zahlreiche Ergänzungen zu suchen sind. Für Jupiter stehen viele Beobachtungsdaten über seine atmosphärischen Bewegungen zur Verfügung. Jedoch herrscht Unklarheit über die Ursachen dieser Bewegungen. Es wird auf eine gewisse Ähnlichkeit der Zirkulation in den Planetatmosphären hingewiesen.

Abstract

New observational and theoretical data on atmospheric circulation of Mars, Venus and Jupiter are discussed. For Mars, the dependence of atmospheric behaviour on the physical parameters is relatively well understood. Lack of detailed quantitative information about Venus atmosphere is supplemented by theoretical considerations of hydrodynamical processes. There is a good deal of information about motions in Jupiter's atmosphere but their energetics are not yet known. The similarity of large-scale motions in planetary atmospheres is emphasized.

1. Einleitung

In den letzten vier Jahren ist das wissenschaftliche Interesse an den dynamischen Phänomenen in den Planetenatmosphären offensichtlich gewachsen. Untersuchungen der globalen und lokalen Zirkulationsprozesse in der Mars-, Venus- und Jupiteratmosphäre sind auch für andere Aspekte des Studiums der Atmosphären von großer Bedeutung.

Die globale Zirkulation der Planetenatmosphären liefert eine Bilanz zwischen der Erzeugung potentieller Energie durch die Sonnenstrahlung und der Dissipation kinetischer Energie. Im allgemeinen wird die Wärme durch die Sonnenstrahlung in einer Hemisphäre der Planeten zugeführt und die Abgabe erfolgt dann in beiden Hemisphären. Die Amplitude der großräumigen Zirkulation kann deshalb als proportional zu der zugeführten Sonneneinstrahlung angesehen werden. GIERASCH et al. (1) untersuchten die Einflüsse der dynamischen Vorgänge auf die Struktur der unteren Atmosphäre der Planeten und zeigten, daß, mit möglicher Ausnahme der dünnen Marsatmosphäre, horizontaler und vertikaler konvektiver Wärmetransport in der Jupiter-, Venus- sowie der Erdatmosphäre die lokale Energiebilanz bestimmt. Dynamik und Strahlungsaustausch in den Planetenatmosphären beeinflussen sich gegenseitig und bilden hiermit den Gegenstand dieses Beitrags.

Sein Zweck ist es, den heutigen Stand der Erkenntnisse über die Zirkulation der Planetenatmosphären darzulegen. Eine Übersicht dieser Art ist natürlich von der subjektiven Auswahl betroffen und reflektiert des Verfassers eigene Ansichten und Stellungnahmen. Für das Studium der Details sei der Leser jeweils auf die

Original-Literatur hingewiesen. Eine ausgezeichnete Übersicht über das Thema gibt GOODY (2). Die hier diskutierten Arbeiten sind jedoch größtenteils neueren Datums.

2. Zirkulation der Mars-Atmosphäre

Die Ähnlichkeit der Rotationsperioden und Äquatorneigungen gegen die Bahnebenen (Tab. 1) sowie das Absorptionsmaß der solaren Energie auf der Erde und dem Mars lassen ähnliche Zirkulationssysteme erwarten. Jedoch gibt es wichtige Unterschiede zwischen den beiden Planeten, z. B. im Oberflächendruck und der damit zusammenhängenden Dichte und Oberflächentemperatur. Die Oberflächentemperatur auf dem Mars zeigt eine starke jahreszeitliche Abhängigkeit. Auf der Erde sind es die Ozeane, die dafür verantwortlich sind, daß die Oberflächentemperatur in den einzelnen Breiten um ihren jahresdurchschnittlichen Wert nur gering schwankt. Dagegen sind auf dem Mars die Wärmekapazität und die thermische Trägheit der Oberfläche sehr klein; folglich unterliegt die Oberflächentemperatur starken Schwankungen. Diskontinuitäten der Oberflächentemperatur bis zu 70° sind beobachtet worden. Die Marstroposphäre ist stark tageszeitenabhängig. Sie erreicht eine Höhe von 15 km während des Tages und ist nachts fast nicht mehr vorhanden, d. h. in der Marsnacht tritt praktisch keine Konvektion auf (2).

In den Planetenatmosphären werden die atmosphärischen Windsysteme durch zeitlich und räumlich uneinheitliche Sonneneinstrahlung angetrieben. Hier spielt der Rotationsgrad des Planeten in Bezug auf seine Umlaufzeit eine wesentliche Rolle. Auf der Erde werden in mittleren Breiten die zonalen Winde hauptsächlich durch den mittleren meridionalen Temperaturunter-

schied verursacht. Ebenso sind es die Hoch- und Tiefdrucksysteme, die die Wärme zum Pol hin transportieren. Solche Systeme sind auch auf dem Mars zu erwarten. Da aber die Temperaturunterschiede zwischen den einzelnen Breiten auf dem Mars größer sind als auf der Erde, wird mit hohen Windgeschwindigkeiten gerechnet.

LEOVY und MINTZ (3) haben eine numerische Simulation der Zirkulation der Marsatmosphäre durchgeführt. Ihre Berechnungen sind bisher die ausführlichste Antwort zu der Frage nach der Abhängigkeit des atmosphärischen Verhaltens von physikalischen Parametern. Sie benutzten ein Zwei-Schichten-Modell mit Gitterpunkt Abstand von je 15° Länge und 7° Breite. Es wurden zwei Niveaus von ca. 3 und 13 km Höhe betrachtet. Die Resultate ihrer Berechnungen sind die sog. Wetterkarten vom Mars für zwei Jahresperioden: Winter-Solstitium der Nordhemisphäre und Herbst-Äquinoktium der Südhemisphäre. Abb. 1 zeigt die gemittelten zonalen und meridionalen Windsysteme für die erwähnten Jahreszeiten. Das Solstitium-Experiment zeigt starke zonale Westwinde in mittleren und hohen nördlichen Breiten in beiden Höhen, ferner ein recht starkes Ostwindmaximum in Äquatornähe und schwache Ostwinde in mittleren und hohen Breiten der Südsummer-Hemisphäre. Die Ursache dieses unruhigen Wetterverhaltens ist der wechselnde CO₂-Vorrat der Polarkappen, der durch Kondensation gebildet wird. Es findet sozusagen eine Entleerung der Atmosphäre statt (1 mb der Atmosphäre wird in den Polarkappen vermutet). Es gibt begründete Vermutungen, wonach die CO₂-Kondensation am Pol Schwankungen der Oberflächentemperatur bis zu ± 20 % hervorrufen kann (4). Die meridionale Zirkulation zeigt den Aufstieg der Luftmassen in den Subtropen der Sommerhemisphäre und das Absinken der Luft in den Wintersubtropen.

Das Äquinoktium-Experiment von LEOVY und MINTZ (3) zeigt wesentlich schwächere zonale sowie meridionale Zirkulation. In beiden Hemisphären wehen Westwinde mit zwei Maxima in ca. 13 km Höhe. In der Nähe des Äquators ist ein schwacher Ostwindgürtel sichtbar. Die meridionale Zelle ist ebenfalls schwach und zeigt aufsteigende Luftmassen in der Südhemisphäre und Absinken in Äquatornähe.

Diese Simulationsexperimente lassen erkennen, daß auf dem Mars in allen Jahreszeiten, außer im Sommer, großräumige zyklonale Störungen und beträchtliche tägliche und halbtägliche Windschwankungen existieren. Kürzlich hat LINDZEN (5) diese sog. „thermischen Gezeiten“, die voraussichtlich durch tägliche Schwankungen in der Sonneneinstrahlung verursacht werden, untersucht.

Obleich die Berechnungen von LEOVY und MINTZ das bisher ausführlichste Zirkulationsmodell der Marsatmosphäre darstellen, sind sie mit Unsicherheiten behaftet, die merkliche Einflüsse auf die Details haben könnten. BELTON und HUNTEN (6) und PETTENGILL et al. (7) haben jeweils durch spektrographische und Radarmessungen topographische Karten vom Mars aufgestellt. Interessant sind die topographischen Messungen vom Mars durch ein Ultrarotspektrometer auf den Marssonden Mariner 6 und 7 (8). Diese Analysen deuten darauf hin, daß die Orographie einen beträchtlichen Einfluß auf die Zirkulation haben kann. Höhenunterschiede bis zu einer Skalenhöhe (ca. 9 km) sind beobachtet worden. Abb. 2 zeigt die Topographie der Marsoberfläche in dem Gebiet von Hellas. Dieses nahezu kreisrunde Gebiet ist ein tiefes Becken von ca. 1700 km Durchmesser. Die einzelnen Stäbe repräsentieren die Meßpunkte, die im Mittel im Abstand von ca. 80 km aufeinander folgen. Die Höhe der Stäbe ist repräsentativ für die topographische Struktur. Das Hellas-Gebiet fällt von Westen her vom Hochland von Noachis aus einer Höhe von + 2,5 km (mittlere Höhenlage 1,3 km) über

Tab. 1
Physikalische Daten der Planeten

Planet	Solar- konstante (erg cm ⁻² sec ⁻¹) S _p	Albedo A	Äquator- neigung gegen die Bahnebene	Umlaufzeit (Tage)	Rotations- periode	Hauptbestand- teil der Atmosphäre (%)	Effektive Temperatur $T_e = \sqrt[4]{\frac{S_p(1-A)}{4\sigma}}$	Druck- Skalenhöhe (km)	Adiab. Temp.- gradient (°K km ⁻¹)	Oberflächen- druck (atm)
Jupiter	5,14 · 10 ⁴	0,45	3°4'	4332,6	9h55,5m	H ₂ (~60)	105 (140?)	17,2	1,9	5 ?
Mars	6,00 · 10 ⁵	0,15	25°12'	687	24h37m	CO ₂ (90)	218	10,9	4,5	≤ 0,01
Venus	2,66 · 10 ⁶	0,77	~ 0°	224,7	244d	CO ₂ (97)	228	3,1	10,1	90
Erde	1,39 · 10 ⁷	0,35	23°27'	365,3	23h56m	N ₂ (77)	251	7,6	9,7	1

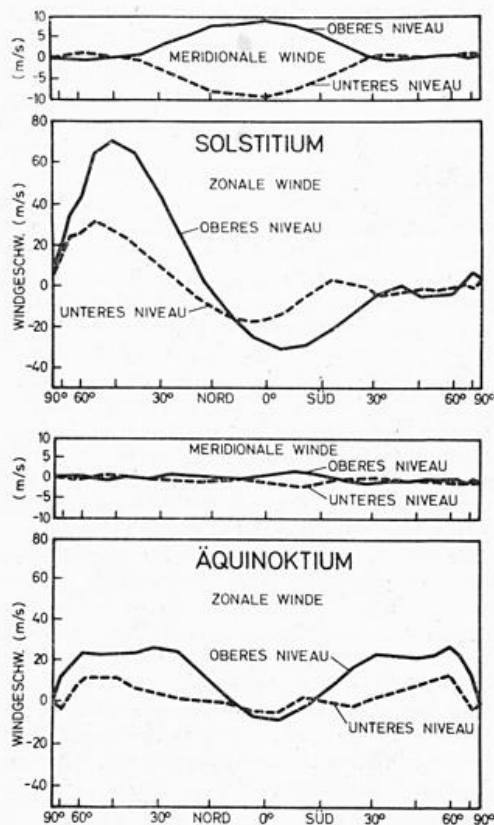


Abb. 1
Gemittelte zonale und meridionale Windsysteme in zwei Niveaus der Marsatmosphäre (ca. 3 und 13 km Höhe). Westwind (zonal) und Südwind (meridional) werden positiv gerechnet. Nach (3).

den Hellespontus bis zu einer Tiefe von $-3,1$ km ab und steigt nach Osten hin wieder auf $+2,2$ km. Wie weit diese Beobachtungsergebnisse die Resultate von LEOVY und MINTZ beeinflussen, ist noch nicht zu übersehen.

Im allgemeinen ist die Marsatmosphäre nicht mit Wolken besetzt. Es gibt aber Hinweise auf gelegentlich vorkommende „gelbe Staubwolken“. RYAN und CAROLL (9) deuten sie als „dust devils“ auf dem Mars.

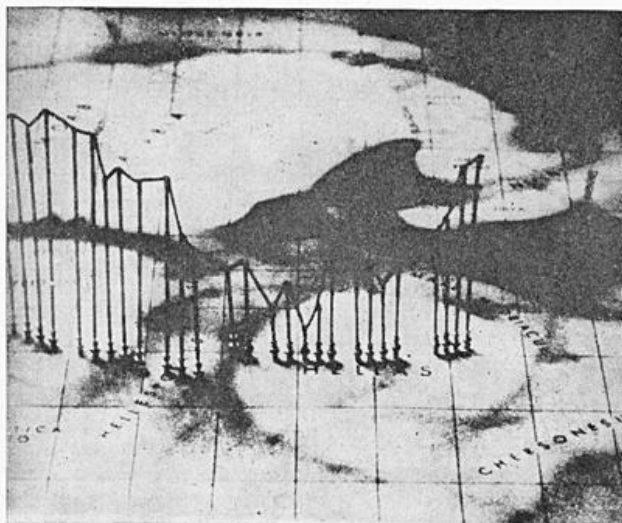


Abb. 2
Topographie der Marsoberfläche im Gebiet von Hellas nach Messungen der Ultraspektrometer von Mariner VI und VII. Die einzelnen Stäbe repräsentieren Meßpunkte, die in einem Abstand von ca. 80 km aufeinanderfolgen. Norden ist oben. Nach (8).

3. Zirkulation der Venusatmosphäre

Die sichtbare Wolkendecke auf der Venus ist dafür verantwortlich, daß wir weniger über diesen Planeten wissen als über den Mars. Jedoch bestätigt die vorläufige Analyse der Resultate der russischen Sonde Venera 7 (10), die am 15. Dezember 1970 auf dem Planeten landete, die früheren Messungen, die von Venera 4, 5 und 6 sowie von Mariner 5 aufgezeichnet wurden. Vertikale Temperatur- und Druckprofile in der Venusatmosphäre sind damit direkt gemessen worden. Die Messungen von Venera 7 deuten auf einen adiabatischen Temperaturgradienten ab 55 km Höhe bis zur Oberfläche des Planeten hin, und somit stimmen sie mit den Ergebnissen von Mariner 5 überein. Dies spricht für die Hypothese von einer starken Konvektion in der Venusatmosphäre und vermindert die Wahrscheinlichkeit für die Wirksamkeit des Treibhausmechanismus, der sehr oft für die hohe Oberflächentemperatur (747°K) verantwortlich gemacht worden ist (11), (12), (13).

In einer adiabatischen Troposphäre wird die Oberflächentemperatur durch starke Konvektion unter ihrem Gleichgewichtswert reduziert. Eine andere Schwierigkeit für die Hypothese vom Treibhauseffekt auf der Venus ist die große optische Dicke der Atmosphäre (≈ 200), die nötig wäre, um sie einerseits für die thermische Strahlung größer als $2\text{ }\mu\text{m}$ undurchlässig zu machen und andererseits eine angemessene Durchlässigkeit für die Sonnenstrahlung zu haben. Die hohe Ober-

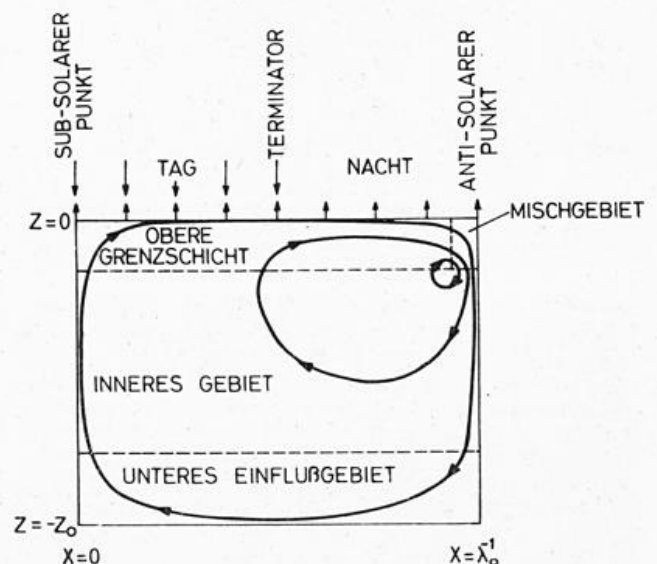


Abb. 3
Schematische Darstellung der Zirkulation der tiefen Venusatmosphäre. Die Pfeile oben deuten die solaren und terrestrischen Strahlungsflüsse an. Nach (14).

flächentemperatur ist deshalb als ein Resultat großräumiger Zirkulation anzusehen. Mit der Annahme adiabatischer Temperaturverteilung in der unteren Atmosphäre haben GOODY und ROBINSON (14) und HESS (15) Zirkulationsmodelle der Venusatmosphäre entwickelt.

Das Hauptmerkmal dieser Modelle ist, daß die Sonnenenergie in einem Wolkenniveau voll absorbiert wird und die Zirkulation aus einer einzigen symmetrischen Zelle zwischen dem subsolaren und antisolaren Punkt besteht. Dies würde eine Art Hadley-Zirkulation bedeuten mit aufsteigender Strömung um den subsolaren Punkt und absinkender Strömung um den antisolaren Punkt (Abb. 3). Die Zirkulation reicht bis zu den untersten Schichten mit einem Mischgebiet beim antisolaren Punkt sowie starker vertikaler Turbulenz in den unteren Schichten. Dieser reversible thermodynamische Prozeß erklärt die hohe Oberflächentemperatur und auch

die geringen Temperaturvariationen in der sichtbaren Wolkendecke der Venus. Abb. 4 zeigt die Strahlungstemperatur der Venus in $8-14 \mu\text{m}$ (16). Es ist deutlich zu sehen, daß die Wolkendecke über den Planeten uniform ist; wenn es nicht so wäre, gäbe es heiße Flecken oder Bereiche mit erhöhten Temperaturen. Die Randverdunkelung ist ebenfalls zu erkennen und deutet auf die Temperaturzunahme mit der Tiefe oder einen äquivalenten Streueffekt hin.

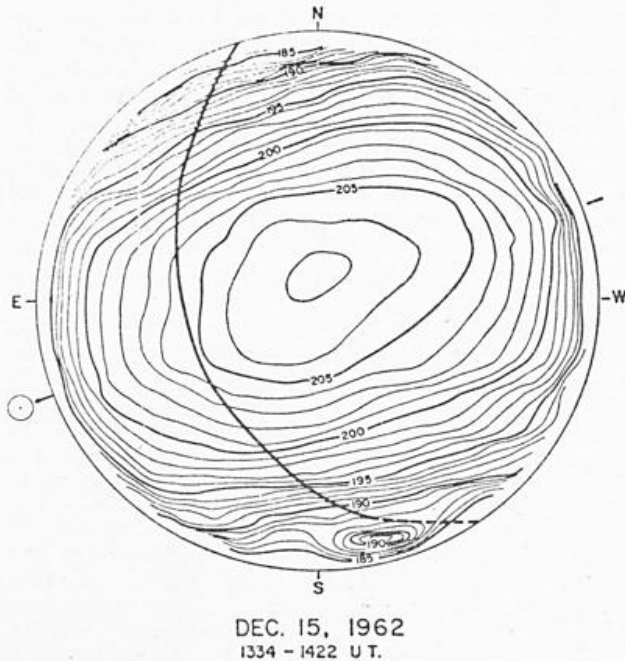


Abb. 4

Die Strahlungstemperaturkarte der Venus ($8-14 \mu\text{m}$). Der Terminator sowie die Richtung zur Sonne sind angezeigt. Die Strahlungstemperaturen [°K] sind angesichts der Unsicherheiten bei Fernrohrtransmission systematisch zu niedrig. Nach (16).

Ein anderes interessantes Ergebnis ist der Hinweis aus den UV-Aufnahmen der Venus ($3500 \text{ \AA} - 4000 \text{ \AA}$), daß in der Nähe der oberen Wolkengrenze die Atmosphäre der Planeten mit einer Periode von vier Tagen rückläufig rotiert. Abb. 5 zeigt eine Serie von UV-Aufnahmen der Venus in einem Abstand von einigen Stunden (17). Man kann die rückläufige Verschiebung (von rechts nach links) an der keilförmigen dunklen Wolke erkennen. Rückläufig ist auch die Rotation des Planeten (entgegengesetzt zu der Umlaufrichtung). Die 4 Tage Rotation der Wolken entspricht einer Windgeschwindigkeit von 100 m/s auf der Venus. INGERSOLL (18) hat kürzlich die Möglichkeit angedeutet, daß die durch die erwähnte Wolkenerscheinung bedingte stratosphärische Abplattung auf der Venus mit Radiookkultationsmessungen identifiziert werden könnte. Gleichwohl ist es noch nicht geklärt, ob die 4-Tage-Rotation von Wolken herrührt

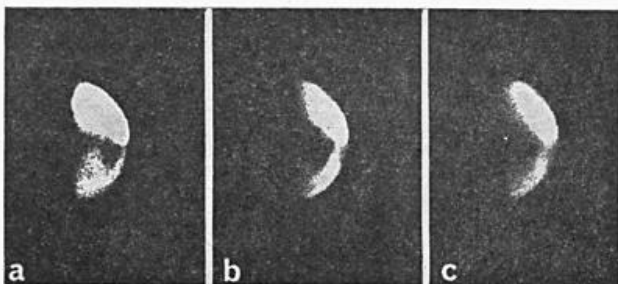


Abb. 5

Ultraviolett-Aufnahmen der Venus von a) 22.30 UT, 7. Juni 1967, b) 02.06 UT, 8. Juni 1967, c) 03.11 UT, 8. Juni 1967. Norden ist oben. Siehe die rückläufige Verschiebung (von rechts nach links) der keilförmigen dunklen Wolke während 4,7 Stunden. Nach (17).

(zonale Winde), oder auf eine Art atmosphärische Welle, verursacht durch Kondensation, zurückzuführen ist (19).

SCHUBERT und WHITEHEAD (20) zeigten durch Laborversuche beim sog. "Moving Flame Experiment", daß die periodische Erwärmung der Venusatmosphäre durch die Sonne solch eine rasche Zirkulation hervorrufen kann. In dem erwähnten Experiment wird eine Flamme, die die Sonne darstellt, langsam unter einem Annulus d. h. ringförmigen Gefäß bewegt, das mit Quecksilber gefüllt ist und symbolisch die Venusatmosphäre ersetzt. Die periodische Erwärmung durch die bewegende Flamme induziert eine Strömung, die rückläufig und viertel schneller ist als die Flammenbewegung. SCHUBERT und YOUNG (21), THOMSON (22) und MALKUS (23) haben durch theoretische und experimentelle Untersuchungen die Theorie von SCHUBERT und WHITEHEAD bestätigt. Diese sog. Halley-Zirkulation ist vor kurzem von GIERASCH (24) in einer vereinfachten aber realistischen Weise behandelt worden. Er diskutiert den Wärmetransport in der Venusatmosphäre durch Strahlungsaustausch mit der Annahme, daß die Reibung und Wärmeleitung vernachlässigbar sind. Bewegungsgleichungen werden für eine tiefe und kompressible Venusatmosphäre angewandt. Die Sonnenenergie soll in einem bestimmten Wolkenniveau mit starrer unterer Grenze (Druckniveau der sichtbaren Wolkengrenze) absorbiert werden. Die untere Atmosphäre rotiert mit dem Planeten (244 Tage), so daß die Stratosphäre über dem energieabsorbierenden Wolkenniveau durch die Wärmestrahlung von unten erwärmt wird, deren Intensität wiederum von der Geschwindigkeit des subsolaren Punktes (4 m/s) abhängt (Erde 450 m/s). Mit anderen Worten: Die Zirkulation wird durch eine Temperaturwelle verursacht, die der Bewegung der Sonne folgt. Damit keine Phasenverschiebung der thermischen Welle zustande kommt, wird sie durch Advektion modifiziert, wobei die REYNOLDSsche Spannung ($\rho \overline{u'v'}$) den Nullwert erreicht. Die Strahlungseinstellzeit (die Zeit, die eine Größe braucht, sich um $(1-1/e)$ d. h. um ca. 63 % der gesamten Zustandsänderung, zu ändern) nimmt in der Venusatmosphäre mit zunehmender Höhe ab, so daß wegen der erwähnten Advektion die Rotationsperiode der Atmosphäre mit der Höhe zunimmt. Die Strahlungseinstellzeiten der CO_2 -Atmosphären sind bekannt (25). GIERASCH hat mit ihrer Hilfe berechnet, daß die 4-Tage-Rotationsperiode der Stratosphäre mit einem Höhenniveau von $P = 40 \text{ mb}$ zusammenfällt. Diese Höhe ist jedoch über der sichtbaren Wolkendecke, so daß vermutlich die UV-Wolken auf der Venus höher liegen als die sichtbaren Wolken. Auch GIERASCHS Modell ist zweidimensional. Deshalb kann es, wie auch das Zirkulationsmodell von GOODY und ROBINSON, nur als eine Studie einiger der wahrscheinlich zahlreichen Mechanismen auf der Venus betrachtet werden. Unter diesen Umständen läßt sich sagen, daß die Venusatmosphäre für uns weiterhin ein interessantes Spekulations- und Untersuchungsobjekt ist. "The trouble with Venus" (26) bleibt bestehen!

4. Zirkulation der Jupiteratmosphäre

Im Gegensatz zur Venus zeigt die sichtbare Oberfläche des Jupiters eine bandenförmige Struktur (Abb. 6). Diese befindet sich in einem Zustand kontinuierlicher Unruhe. Es gibt eine Menge älterer und neuerer Beobachtungsdaten über die atmosphärischen Bewegungsvorgänge des Planeten (27), (28).

Erst kürzlich sind INGERSOLL und CUZZI (29) den Ursachen dieser Wolkenbewegungen nachgegangen. Es war bekannt, daß die hellen Zonenränder im Äquatorbereich langsamer rotieren als am Pol (30). INGERSOLL und CUZZI zeigten mit der Annahme eines systematischen Temperaturunterschiedes zwischen hellen Zonen und Gürteln, daß diese differentielle Rotation auf ein annähernd geostrophisches Gleichgewicht zurückzuführen ist, d. h. die rotierenden Zonenränder im Äquatorbereich zeigen ein

thermisches Windsystem an. Die vermuteten lokalen Temperaturunterschiede weisen auf eine zusätzliche Wärmequelle als nur die Sonne hin, da die beobachteten Albedovariationen dafür nicht als maßgebend betrachtet werden können. Nach INGERSOLL und CUZZI sind auf dem Jupiter die Temperaturdifferenzen zwischen den einzelnen Bändern größer als die mittleren Temperaturunterschiede zwischen Äquator und Pol. Bisher gibt es keine plausible Erklärung für den möglichen Mechanismus, der diese lokalen Temperaturvariationen und die dadurch verursachten beobachteten thermischen Winde zustande bringen kann. Die Existenz einer internen Wärmequelle des Jupiters könnte hierbei eine interessante Rolle spielen (31).

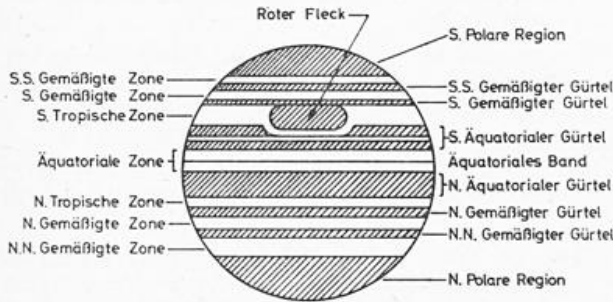


Abb. 6

Nomenklatur der permanenten Merkmale der Jupiterwolken.

Interessant ist auch eine Arbeit von STONE (32), welche die Ursachen der auffallenden Symmetrie der sichtbaren Jupiteroberfläche untersucht. STONE diskutiert in diesem Zusammenhang die Theorie der baroklinen Instabilitäten in einer Atmosphäre mit einer willkürlichen Richardson-Zahl R_i :

$$R_i = \frac{[g(\partial T/\partial z) + g/c_p]}{T(\partial u/\partial z)^2} \quad [1]$$

wobei T = Temperatur

g = Schwerkraftbeschleunigung

$\partial T/\partial z$ = Vertikaler Temperaturgradient

g/c_p = Adiabatischer Temperaturgradient

$\partial u/\partial z$ = Vertikale Schärung der zonalen Winde

Nach der thermischen Windgleichung ist der Faktor $\partial u/\partial z$ von dem meridionalen Temperaturgradienten abhängig. Die vorkommenden Instabilitäten können deshalb als dem Gradientenproportional betrachtet werden. R_i ist als konstant angenommen, sein Wert hängt natürlich von atmosphärischen Bewegungsvorgängen und Energiequellen ab. Obwohl dieses Problem auch noch nicht ganz für die irdische Atmosphäre gelöst ist, ist anzunehmen, daß R_i für den Jupiter kleiner ist als für die Erde (≈ 40).

STONE zeigt, daß für $R_i > 0,95$ die baroklinen Instabilitäten keine zonale Symmetrie besitzen, d. h. sie sind längenabhängig wie z. B. in der Erdatmosphäre. Für $0,25 < R_i < 0,95$ dominiert eine andere Art von barokliner Instabilität, die sog. symmetrische Instabilität. Für $R_i < 0,25$ sind die Instabilitäten wieder asymmetrisch. STONE (32) führt die beobachtete Symmetrie bei Jupiter darauf zurück, daß R_i für Jupiter einen Wert von $0,95 > R_i > 0,25$ hat. Diese Hypothese wird auch durch die Berechnungen von GIERASCH und STONE (33) aufgewertet, die zeigten, daß die durch die symmetrischen Instabilitäten verursachten REYNOLDSschen Spannungen den zonalen Impuls zu den Äquatorbereichen transportieren. Dies ist eine mögliche Erklärung für die beobachtete äquatoriale Beschleunigung des Jupiters (27).

Eine andere Unterstützung der Annahme, daß R_i auf dem Jupiter wesentlich kleiner sein muß als auf der Erde, kommt aus der Arbeit von LOW (34), der die höhere Emissionstemperatur (ca. $1/3$ mehr als theoretisch erwart-

tet) auf die Existenz einer internen Wärmequelle zurückführt (Tab. 1). Dieser zusätzliche Wärmefluß kann die Jupiteratmosphäre destabilisieren und zu einem kleinen Wert von R_i führen. STONES Arbeit ist bisher die einzige, die die Jupitersymmetrie theoretisch zu erklären versucht. Unabhängig davon, ob sich seine Hypothese als richtig erweist oder widerlegt werden wird, kann man sie als einen Meilenstein in der Jupiterforschung bezeichnen.

Es gibt neuerdings Hinweise, daß Wasserdampf unterhalb der sichtbaren Wolken kondensiert (35). Die dadurch hervorgerufenen Temperaturvariationen sollen ausreichen, die beobachteten thermischen Winde zu erzeugen. Die Berücksichtigung latenter Wärme in der Jupiteratmosphäre macht das Zirkulationsproblem noch komplizierter.

Zum Schluß sei auf die Ähnlichkeitstheorie über die Zirkulation der Planetenatmosphären von GOLITSYN (36) hingewiesen. Diese Theorie behandelt die atmosphärischen Bewegungsgleichungen im allgemeinen Sinne. Es werden keine expliziten Mechanismen berücksichtigt, sondern die betreffenden physikalischen Parameter sind in einer Reihe von dimensionslosen Zahlen zusammengefaßt. Es wird angenommen, daß die Zirkulation von diesen Zahlenwerten abhängt. Hier sei ein interessantes Beispiel aus GOLITSYNS Arbeit erwähnt. Für den Fall der nicht rotierenden Planeten faßt er fünf Parameter in einer Gleichung zusammen, die das dynamische Verhalten ihrer Atmosphären definieren soll.

$$\mathfrak{M} = \sigma \frac{3}{8} c_p - \frac{3}{2} \left(\frac{q}{4} \right) \frac{5}{8} \frac{R}{M} \quad [2]$$

wobei

σ = Stefan-Boltzmann-Konstante [$\text{erg cm}^{-2}\text{sec}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-4}$]

q = Solarer Strahlungsfluß [$\text{erg cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$]

c_p = Wärmekapazität [$\text{erg gm}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$]

M = Atmosphärische Masse [gm cm^{-2}]

R = Planetenradius [cm]

In die Gleichung [2] ist $\mathfrak{M}$ eine dimensionslose Zahl. Es ist anzunehmen, daß die Zirkulation in Planetenatmosphären mit gleichem Wert von $\mathfrak{M}$ gleiches Verhalten zeigen sollte. Für terrestrische Planeten sind die Werte von $\mathfrak{M}$ für Erde $1,1 \cdot 10^{-3}$, Mars $3,4 \cdot 10^{-2}$ und Venus $1,3 \cdot 10^{-5}$, d. h. $\mathfrak{M} \ll 1$. Folglich ist die Abhängigkeit von $\mathfrak{M}$ nicht wesentlich. GOLITSYN interpretiert diese Tatsache als Folge der Größe der atmosph. Masse M . Mit anderen Worten: die Zirkulation ist von M unabhängig, so daß in erster Näherung M vernachlässigt werden kann. Dann kann man aus den vier übrigen Parametern Größen wie Energie E , Temperatur T und Geschwindigkeit W der atmosphärischen Bewegungen ableiten. Z. B.

$$E = \sigma \frac{1}{8} c_p - \frac{1}{2} \left(\frac{q}{4} \right) \frac{7}{8} R^3$$

$$T = \left(\frac{q}{\sigma} \right) \frac{1}{4}$$

$$W^2 = c_p \frac{1}{2} \sigma - \frac{1}{8} \left(\frac{q}{4} \right) \frac{1}{8}$$

Für den rotierenden Planeten wird die Winkelgeschwindigkeit zu den bestimmenden Parametern hinzugenommen. GOLITSYNS Ergebnisse stimmen mit anderen theoretischen und beobachteten Resultaten gut überein. Seine Werte für Energie, Temperatur und Geschwindigkeit für Erde und Mars sind anhand von Beobachtungen sowie durch die numerische Simulationsarbeit von LEOVY und MINTZ bestätigt worden. Seine Werte für Temperaturdifferenz δT und W für langsam rotierende Planeten, z. B. Venus, sind jeweils 2°K und $0,7 \text{ m s}^{-1}$. Diese finden durch Beobachtungen (37) und andere theoretische Untersuchungen ihre Bestätigung (14).

5. Schlußbemerkungen:

Das Zirkulationssystem des Mars ist relativ gut bekannt. Obgleich die Orographie eine Rolle spielen kann, zeigt die Arbeit von LEOVY und MINTZ (3), daß die kurzen Strahlungseinstellzeiten auf dem Planeten einen thermischen Zustand der Atmosphäre zulassen, der sich dem Strahlungsgleichgewicht nähert. Dadurch vereinfacht sich die Marsklimatologie.

Die Frage nach der Natur der Venuswolken bleibt offen. Da die Dynamik sehr eng mit der Wolkennatur zusammenhängt, ist es noch sehr schwierig, eine klare Aussage über die Zirkulation der Venusatmosphäre zu machen. Kürzlich haben GOODY und ROBINSON (38) ihr oben beschriebenes Zirkulationsmodell mit dem Hinweis modifiziert, daß die thermische Zeitkonstante der dichten Venusatmosphäre größer sein müßte als der Venustag (≈ 117 Erdtage). Es ist deshalb sinnvoll anzunehmen, daß die Zirkulation vom Äquator zum Pol und nicht vom subsolaren zum antisolaren Punkt besteht. Doch auch mit dieser Annahme bleibt das Zirkulationsmodell gültig. Es setzt aber nun zwei Konvektionszellen voraus mit aufsteigender Strömung um den Äquator und absinkender Strömung an den Polen. Die Erforschung des Zusammenhangs der Hadley- mit der Halley-Zirkulation auf der Venus kann als eine anregende wissenschaftliche Herausforderung betrachtet werden.

Für den Jupiter scheint eine Klimaanalyse gegenwärtig spekulativ. Bevor die Zirkulation näher untersucht wird, müssen die Zusammensetzung seiner gesamten Atmosphäre, z. B. das Verhältnis von Wasserstoff zu Helium, und die Verteilung und Art der Energiequellen besser bekannt sein. Das trifft auch auf die Versuche zu, die Natur des Roten Flecks zu erklären. Eine Untersuchung zu diesem Problem beschreibt HIDE (39).

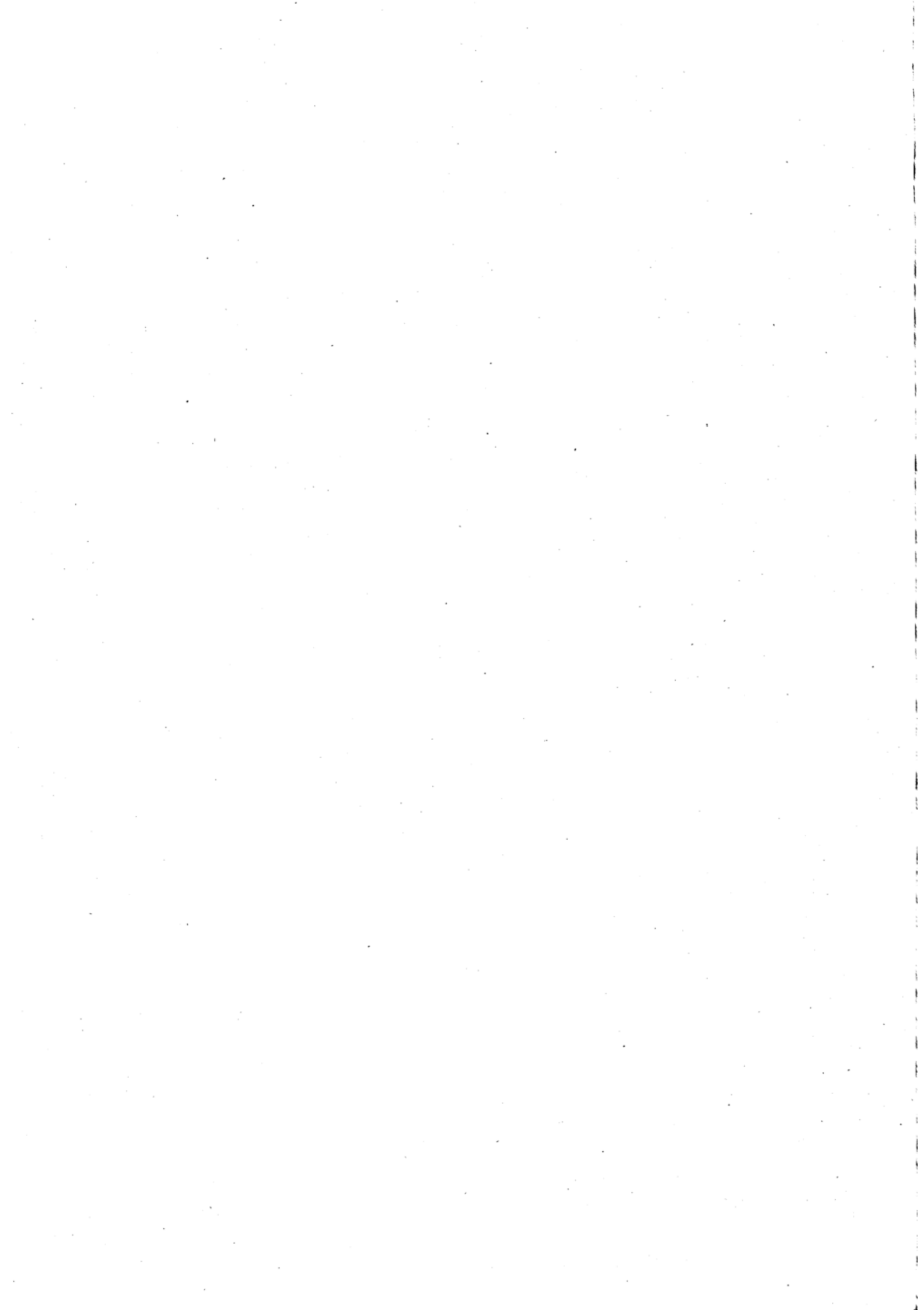
Ohne die Wichtigkeit der Raumsonden zu unterschätzen, läßt sich sagen, daß auch in Zukunft erdgebundene Messungen und theoretische Untersuchungen eine Fülle von interessanten Ergebnissen bringen werden.

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. K. PAETZOLD für die Anregung zu dieser Arbeit.

Literatur

- (1) GIERASCH, P.; GOODY, D.; STONE, P.: The energy balance of planetary atmospheres. *Geophys. Fluid Dyn.* 1 (1970) S. 1–18.
- (2) GOODY, R. M.: Motions in planetary atmospheres. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 7, (1969) S. 303–352.
- (3) LEOVY, C.; MINTZ, Y.: Numerical simulation of the atmospheric circulation and climate of Mars. *J. atmosph. Sci.* 26 (1969) S. 1167–1190.
- (4) HERR, K. C.; PIMENTEL, G. C.: Evidence for solid CO₂ in the atmosphere of Mars. *Science* 167 (1970) S. 47–49.
- (5) LINDZEN, R. S.: The application and applicability of terrestrial atmospheric tidal theory to Venus and Mars. *J. atmosph. Sci.* 27 (1970) S. 537.
- (6) BELTON, M. J. S.; HUNTEN, D. M.: Spectrographic detection of topographic features on Mars. *Science* 166 (1969) S. 225–227.
- (7) PETTINGILL, G. H.; COUNSELMAN, C. C.; RAINVILLE, L. P.; SHAPIRO, I. I.: Radar measurements of Martian topography. *Astron. J.* 74 (1969) S. 461–482.
- (8) HORN, D.: Der Mars, Topographie und Atmosphäre I. *Phys. Blätter. H.* 9 (1971) S. 406–416.
- (9) RYAN, J. A.; CARROLL, J. J.: Dust devil wind velocities: Mature state. *J. geophys. Res.* 75 (1970) S. 531–541.
- (10) AVDUEVSKY, V. S.; MAROV, M. YA.; ROZHDESTVENSKY, M. K.; BORODIN, N. F.; KERZHANOVICH, V. V.: Soft landing of Venera 7 on the Venus surface and preliminary results of investigations of the Venus atmosphere. *J. Atmosph. Sci.* 28 (1971) S. 263–269.
- (11) OHRING, G.: High surface temperature on Venus: Evaluation of the greenhouse explanation. *Icarus, New York*, 11 (1969) S. 171–179.
- (12) POLLACK, J. B.: Temperature structure of the non-grey planetary atmospheres. *Icarus, New York*, 10 (1969) S. 301–313.
- (13) ZILITINKEVIC, A. S.; MONIN, V. G.; TURIKOV, D. W.; CALIKOV: Numerische Zirkulationsmodelle der Venusatmosphäre. *Dokl. Akad. Nauk UdSSR* 197 (1971) Nr. 6.
- (14) GOODY, R. M.; ROBINSON, A. R.: A discussion of the deep circulation of the atmosphere of Venus. *Astrophys. J.* 146 (1966) S. 339–355.
- (15) HESS, S. L.: The hydrodynamic of Mars and Venus. In: BRANDT, J. C.; McELROY, M. B.: *The atmospheres of Venus and Mars*. New York: Gordon and Breach 1968.
- (16) MURRY, B. C.; WILDEY, R. L.; WESTPHAL, J. A.: Infra-red photometric mapping of Venus through the 8–14 micron atmospheric window. *J. geophys. Res.* 68 (1963) S. 4813–4818.
- (17) SMITH, B. A.: Rotation of Venus: Continuing contradictions. *Science* 15 (1967) S. 114–116.
- (18) INGERSOLL, A. P.: Motions in planetary atmosphere and the interpretation of radio-occultation data. *Icarus, New York*, 13 (1970) S. 34–36.
- (19) GIERASCH, P. J.: Fourth Arizona Conference on planetary atmospheres: Motions of planetary atmospheres, Earth and Extraterrest. *Sci I* (1970) S. 171–184.
- (20) SCHUBERT, G.; WHITEHEAD, J. A.: Moving flame experiment with liquid mercury: possible implication for the Venus atmosphere. *Science* 163 (1969) S. 71–72.
- (21) SCHUBERT, G.; YOUNG, R. E.: The four day Venus circulation driven by periodic thermal forcing. *J. atmosph. Sci.* 27 (1970) S. 523–528.
- (22) THOMPSON, R.: Venus's general circulation is a merry-go-round. *J. atmosph. Sci.* 27 (1970) S. 1107–1116.
- (23) MALKUS, W. V. R.: Hadley-Halley circulation on Venus. *J. atmosph. Sci.* 27 (1970) S. 529–533.
- (24) GIERASCH, P. J.: The four-day rotation in the stratosphere of Venus: A study of radiative driving. *Icarus, New York*, 13 (1970) S. 25–33.
- (25) GOODY, R. M.; BELTON, M. J. S.: Radiative relaxation times for Mars: A discussion of Martian atmospheric dynamics. *Planet. Space Sci.* 15 (1967) S. 247–256.
- (26) SAGAN, C.: The trouble with Venus. In: *Planetary Atmospheres, IAU Symposium Nr. 40*. Dordrecht-Holland: Reidel Publ. Co. 1971.
- (27) PEEK, B. M.: *The planet Jupiter*. London: Faber & Faber 1958.
- (28) CHAPMAN, C. R.: Jupiter's zonal winds: Variation with latitude. *J. atmosph. Sci.* 26 (1969) S. 986–990.
- (29) INGERSOLL, A. P.; CUZZI, J.: Dynamics of Jupiter's cloud bands. *J. atmosph. Sci.* 26 (1969) S. 981–985.
- (30) HESS, S. L.; PANOFKY, A. A.: The atmospheres of other planets. In: *Compendium of Meteorology*. Boston, Mass.: Amer. Meteor. Soc. 1951. S. 391–400.

- (31) AUMAN, H. H.; GILLESPIE, C. M.; LOW, F. J.: The internal powers and effective temperatures of Jupiter and Saturn. *Astrophys. J.* 157 (1969) S. 69–72.
- (32) STONE, P. H.: An application of baroclinic stability theory to the dynamics of the Jovian atmosphere. *J. atmosph. Sci.* 24 (1967) S. 642–652.
- (33) GIERASCH, P. J.; STONE, P. H.: A mechanism of Jupiter's equatorial acceleration. *J. atmosph. Sci.* 25 (1968) S. 1169–1170.
- (34) LOW, F. J.: Beitrag zur "Third Arizona Conference on Planetary Atmospheres" 1969.
- (35) BARCILON, A.; GIERASCH, P.: A moist Hadley cell model for Jupiter's cloud bands. *J. atmosph. Sci.* 27 (1970) S. 550–560.
- (36) GOLITSYN, G. S.: Theory of similarity for large scale motions in planetary atmospheres. In: *Planetary Atmospheres*, I.A.U. Symposium Nr. 40 Dordrecht-Holland: Reidel Publ. Co., 1971.
- (37) RASOOL, S. I.; STEWART, R. W.: Results and interpretation of the S-Band occultation experiments on Mars and Venus. *J. atmosph. Sci.* 28 (1971) S. 869–878.
- (38) GOODY, R. M.; ROBINSON, A. R.: Diskussionsbemerkungen in "Fourth Arizona Conference on Motions in Planetary Atmospheres" Tucson, Arizona (1970).
- (39) HIDE, R.: Motions in planetary atmospheres: a review. *Meteor. Mag.* 100 (1971) S. 268–276.



Fragen globaler Luftverunreinigung

Zusammenfassung

Im folgenden Aufsatz werden Probleme der Änderung der Zusammensetzung der Troposphäre und Stratosphäre durch anthropogene Prozesse und ihre mögliche Auswirkung auf das Klima behandelt.

Abstract

The following paper deals with problems of a change of the composition of the troposphere and stratosphere by anthropogeneous processes and with the resulting effects on the global climate.

Luftverunreinigende Komponenten sind nicht nur von regionaler oder lokaler Bedeutung in den industriellen Ballungsgebieten, sondern gewinnen und verdienen in zunehmendem Maße weltweites Interesse. Dieses wird ausgelöst durch langperiodische Änderungen der Zusammensetzung der Atmosphäre und den Konsequen-

zen, die sich daraus für das Klima und seine Veränderung ergeben. Eine Übersicht über die wesentlichen Komponenten der Luft, die teilweise anthropogener Beeinflussung unterliegen, zeigt allerdings, daß bislang nur einige wenige im Hinblick auf eine globale Klimaänderung beachtenswert sind.

Tab. 1

Globale Konzentrationsänderung atmosphärischer Gase

Komponente	Langperiodischer Trend	Globale Auswirkung
Wasserdampf	unbekannt	indirekt Änderung des Bedeckungsgrades
Sauerstoff	konstant	keine
Kohlendioxid	Konzentrationsanstieg	Erwärmung
Kohlenmonoxid	Konzentrationsanstieg möglich	nur lokale Bedeutung
Methan	konstant	keine
Schwefeldioxid	unbekannt	indirekt Aerosolbildung
Ammoniak	unbekannt	
Stickoxide	unbekannt	indirekt Aerosolbildung
Kohlenwasserstoffe	unbekannt	

1. Zur CO₂-Hypothese

Der vielfach diskutierte globale Anstieg der CO₂-Konzentration hat sich fortgesetzt und zeigt darüber hinaus einen zunehmenden Trend. In den Jahren seit 1968 beträgt die jährliche Konzentrationszunahme nicht mehr 0,7 ppm/Jahr sondern bereits 1,1 ppm/Jahr. Dieser stärkere Anstieg wird bestätigt durch Messungen auf Mauna Loa (Hawaii), Niwot Ridge in Colorado, Meßflüge von Skandinavien aus durchgeführt und aus der Antarktis (MACHTA, (1)). Die Ursache für die weltweite ver-

stärkte Zunahme des CO₂-Pegels kann nicht durch eine verstärkte Emission aus anthropogenen Verbrennungsprozessen erklärt werden. Die Zunahme des fossilen Brennstoffverbrauchs beträgt nach einer von den Vereinten Nationen herausgegebenen Übersicht gleichmäßig 4% pro Jahr. Vom Jahr 1985 an kann mit einer geringeren Zunahme des Brennstoffverbrauchs wegen der verstärkten Umstellung auf Kernenergie gerechnet werden.

Eine Extrapolation der globalen CO₂-Konzentration auf das Jahr 2000 unter Berücksichtigung des Austau-

sches zwischen Atmosphäre und Ozean sowie zwischen Atmosphäre und Biosphäre ergibt 375 ppm CO₂ als Voraussage. Diese Vorausberechnung wird durch die in den letzten Jahren beobachteten Änderungen des Trends der globalen CO₂-Konzentration unsicher. Jedoch sind die Gründe für diese Trendschwankungen noch ungeklärt. Die klimatischen Auswirkungen des CO₂-Anstieges werden in den letzten Jahren von verschiedenen Autoren diskutiert. Die Ergebnisse von MANABE und WETHERALD (2) erscheinen am zuverlässigsten hinsichtlich der möglichen Erwärmung der Erde durch Zunahme des CO₂. Eine CO₂-Konzentration von 375 ppm, wie im Jahre 2000 zu erwarten, sollte einen Temperaturanstieg von 0,5° C in der Troposphäre mit sich bringen — wenn alle anderen Parameter unverändert bleiben.

Eine Folge des CO₂-Anstieges und der damit verknüpften Erwärmung, die aber nach den Berechnungen MANABES nicht die Stratosphäre einschließt, ist eine Erhöhung des troposphärischen Wasserdampfgehaltes und der Wolkenbedeckung. Eine Zunahme der Bedeckung mit niedrigen Wolken um nur 2,4% erniedrigt die Lufttemperatur in der unteren Troposphäre um 2° C, nicht berücksichtigend den Erwärmungseffekt durch CO₂. Eine Zunahme der Wolkenbedeckung um nur 0,6% führt zu einer Abkühlung von 0,5° C. Eine solch geringe Änderung des Bedeckungsgrades wird jedoch nicht beobachtbar sein. Klimaänderungen sind die Folgen einer Vielzahl untereinander verknüpfter Parameteränderungen, sie können nicht auf die Änderung einer einzigen Komponente zurückgeführt werden. Wir können sicher GATES (3) zustimmen, der die Meinung vertritt, die CO₂-Hypothese könne nicht die Ursache für eine entscheidene Klima-Änderung sein, insbesondere wenn die mittleren globalen Temperaturschwankungen der letzten Jahrzehnte berücksichtigt werden, die etwa 1° betragen.

2. Wasserdampf in Troposphäre und Stratosphäre

Hinsichtlich einer bereits eingetretenen Änderung des Wasserdampfgehaltes der mittleren und oberen Troposphäre liegen noch keine konkreten Ergebnisse vor. Die Wasserdampfverteilung ist ohnehin nur unzureichend vermessen. Es ist zu berücksichtigen, daß Düsenflugzeuge ständig in großem Umfang Wasserdampf in die obere Troposphäre und untere Stratosphäre emittieren. Dieses zusätzliche Wasserdampfangebot könnte die Bedeckung mit Cirruswolken verändern. Von dieser Änderung der Bedeckung mit hohen Wolken kann man zwei Konsequenzen ableiten:

- 1.) Eine Änderung der Strahlungsbilanz
- 2.) Impfung von niedrigen Wolken durch ausfallende Eisteilchen.

Seit 1965 zeigen einige Stationen in den Vereinigten Staaten (z. B. Denver) eine Zunahme der Cirrusbewölkung. Es konnte jedoch bisher nicht überzeugend nachgewiesen werden, daß diese Bewölkungszunahme mit einer Zunahme des Düsenflugverkehrs kausal verknüpft ist. Ebenso ungeklärt ist auch noch die von MASTENBROOK (4) gefundene Zunahme des Mischungsverhältnisses des Wasserdampfes in 20 km Höhe über Washington, der von 2 ppm im Jahre 1964 auf 3 ppm im Jahre 1970 anstieg.

Es kann sich hierbei um eine natürliche Fluktuation aber auch um eine Zunahme, bedingt durch den Flugverkehr handeln. Leider liegen keine Messungen von anderen Stationen vor, die diesen Befund stützen könnten. Düsenflugzeuge fliegen im Sommer meist in der oberen Troposphäre, im Winter in der unteren Stratosphäre in den gemäßigten Breiten. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Verweilzeiten des Wasserdampfes in diesen beiden Reservoiren und des zunehmenden Verbrauchs an Düsentreibstoff darf geschlossen werden, daß die zusätzlich emittierte Wasserdampf-

menge um 2 Größenordnungen unter der liegt, die gegenwärtig in diesen beiden Reservoiren vorhanden ist, daß sie aber bis zum Jahre 1980 um den Faktor 3–6 ansteigen dürfte. Man darf daraus schließen, daß in den 80er Jahren die Zahl der Fälle, bei denen der Sättigungspunkt erreicht wird, zunimmt und die Zahl der Fälle, bei denen es zu anthropogen beeinflusster Cirrusbildung kommt, sicher ansteigt.

3. Sauerstoff, Methan und Kohlenmonoxid

Einige Komponenten der Atmosphäre sind in der jüngsten Vergangenheit Gegenstand lebhafter Diskussionen gewesen. Hinsichtlich des Sauerstoffgehaltes der Atmosphäre besteht Gleichgewicht zwischen photosynthetischen Prozessen als Produzent und dem Verbrauch durch Lebewesen, einschließlich der Bakterien. BROECKER (5) hat kürzlich sehr klar dargestellt, daß das Sauerstoffreservoir so groß ist, daß es durch anthropogene Verbrennungsprozesse nicht beeinflusst wird. Neuere Messungen von MACHTA und HUGHES (6) ergaben 20,946% Sauerstoff in der Atmosphäre und damit eine glänzende Übereinstimmung mit früheren Messungen. Der Verbrauch sämtlicher bekannter fossiler Brennstofflager dürften den Sauerstoffgehalt der Atmosphäre nur geringfügig ändern, auf etwa 20,8%. Im Falle des Methans spielen anthropogene Quellen angesichts der umfangreichen natürlichen Produktion eine untergeordnete Rolle. Änderungen der Methan-Konzentration, die nur geringfügig sein könnten, dürften keinen wahrnehmbaren Einfluß auf das Klima haben.

Kohlenmonoxid als weltweite Komponente der Atmosphäre wurde sowohl hinsichtlich der natürlichen background-Konzentration als auch hinsichtlich des anthropogenen Anteils von SEILER und JUNGE (7) sowie von ROBINSON und ROBBINS (8) untersucht. CO wird von den Ozeanen in bemerkenswerten und früher nicht geahnten Quantitäten produziert und sowohl in der Stratosphäre als auch am Erdboden abgebaut. Die derzeitige Gleichgewichtskonzentration in reiner Luft beträgt etwa 0,1 bis 0,15 ppm auf der Nordhemisphäre und etwa 0,05 bis 0,08 ppm auf der Südhalbkugel. Die troposphärische Verweilzeit liegt bei einem Jahr. Diese Gleichgewichtskonzentration dürfte sich durch den zunehmenden anthropogenen Anteil des produzierten CO in den letzten Jahren um den Faktor 2–10 erhöht haben, was jedoch nachträglich nicht mehr nachweisbar ist.

Es besteht die Möglichkeit, daß die zunehmende CO-Konzentration einen geringen Einfluß auf die Ozonschicht hat, jedoch sind abgesehen hiervon keine Auswirkungen auf das Klima zu erwarten. Dies schmälert jedoch keineswegs die Bedeutung des CO als gefährlichen Schadstoff in lokalen und regionalen Bereichen.

4. Bildung von Sekundärpartikeln des Aerosols

Einigen Spurengasen kommt keine Bedeutung im Hinblick auf eine direkte Klimabeeinflussung zu. Sie verdienen jedoch unser Interesse, da sie durch Reaktionen in der Atmosphäre Quellen des atmosphärischen Aerosols sind. Man ist heute der Auffassung, daß die Mehrzahl der atmosphärischen Aerosolteilchen Sekundärprodukte solcher Gasreaktionen sind.

Zunächst sind hier die Schwefelverbindungen zu nennen, wobei aus Schwefeldioxid durch Reaktion entweder mit Ammoniak, durch photochemische Prozesse oder durch Oxidation an der Oberfläche bereits existierender Aerosolpartikel Sulfatteilchen gebildet werden. Bei einer troposphärischen Verweilzeit von Teilchen im Größenbereich zwischen 0,01 µm und 1 µm Radius, von etwa 10–20 Tagen, kann mit einer weltweiten Verbreitung der durch diesen Mechanismus gebildeten Aerosole gerechnet werden. Dies wurde auch im Falle der Ammoniumsulfatteilchen bestätigt mit Konsequenzen für den

atmosphärischen Strahlungshaushalt. Aussagen über einen globalen Trend der Konzentration der atmosphärischen Aerosole sind sehr schwer zu verifizieren, wobei sich zudem die Trennung regionaler Konzentrationsänderungen von globalen sehr schwierig gestaltet. In den Vereinigten Staaten zeigt sich in ländlicher, nicht verunreinigter Gegend seit 1958 eine stetige leichte Zunahme der in der Luft suspendierten Aerosolmasse, während in den Städten der Trend der Aerosolkonzentration abwärts gerichtet ist (9). COBB und WELLS (10) schlossen aus Messungen der elektrischen Leitfähigkeit der Luft über dem Atlantik auf eine Zunahme des Aerosolgehaltes, da die elektrische Leitfähigkeit im Verlauf dieses Jahrhunderts um etwa 20% abnahm. Im Südpazifik zeigte sich keine entsprechende Abnahme der elektrischen Leitfähigkeit, woraus geschlossen wurde, daß der Anstieg der Aerosolkonzentration im wesentlichen auf die Nordhemisphäre beschränkt blieb und sich die beiden Hemisphären hinsichtlich der Aerosolverteilung weitgehend unabhängig voneinander verhalten.

Partikelinjektionen erfolgen in die Stratosphäre durch Vulkanausbrüche. Der bemerkenswerteste Vulkanausbruch im letzten Jahrzehnt erfolgte auf der Insel Bali durch den Mt. Agung. Die Erhöhung der Teilchenzahl des Aerosols durch den Agung-Ausbruch im Jahre 1963 zeigte sich deutlich in einer Verminderung der Sonneneinstrahlung auf dem Observatorium Mauna Loa auf Hawaii (11). Es dauerte bis zum Jahre 1970, bis die Strahlungswerte wieder das „Vor-Agung“-Niveau erreichten. Die lange Verweilzeit der Partikel in der Atmosphäre deuten darauf hin, daß die Vulkanstaubteilchen in eine große Höhe, etwa 60 km, injiziert wurden. Die hohe Partikelkonzentration führte zu einer Erwärmung der aquatorialen Stratosphäre um 6°–7° C, die noch 2–3 Jahre nach dem Ausbruch des Vulkans Agung mit verminderter, jedoch gegenüber der Prä-Agung-Periode deutlich erhöhten Werten, erhalten blieb. Die Auswirkung der Temperaturerhöhung war in einem Gürtel von etwa 15 Breitenkreisen nördlich und südlich der Quelle feststellbar. Von den Auswirkungen der Erhöhung der stratosphärischen Aerosolkonzentration als Folge des Agung-Ausbruchs wurden Rückschlüsse gezogen auf mögliche Konsequenzen, die der Verkehr von Überschallflugzeugen in der Stratosphäre mit sich bringt. Der Überschallverkehr würde zu einer Emission von Wasserdampf, Aerosolteilchen und Spurengasen, darunter Stickoxide, in die Stratosphäre führen, allerdings vorwiegend in gemäßigten und nördlichen Breiten. Außer den Wirkungen der Aerosolemission auf den Strahlungshaushalt und die

Stratosphärentemperatur können Wasserdampf und Stickoxid die Ozonkonzentration beeinflussen. Diese durch neue technische Möglichkeiten befürchtete Einwirkung auf die Zusammensetzung der Stratosphäre lassen es angeraten erscheinen, mit großer Vorsicht und Zurückhaltung dem Überschallflugverkehr entgegenzusehen.

Die Probleme der weltweiten Veränderung der Atmosphäre verdienen zunehmende Beachtung, da ihre Auswirkung auf das Klima zwar nur schwer abgeschätzt, aber nicht mehr ausgeschlossen werden kann.

Literatur

- (1) MACHTA, L.: Global trends in air quality. Vortrag IUGG-General-Assembly Moskau 1971.
- (2) MANABE, S.; WETHERALD, R. T.: Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity. *J. Atmosph. Sci.* 24 (1967) S. 241–259.
- (3) GATES, D.: Weather modification in the service of mankind. In: H. W. Helfrich jr., *Environmental crisis*. Yale Univ. Press. New Haven, 1970, S. 33–46.
- (4) MAASTENBROOK, H. J.: Concurrent measurements of water vapor and ozone over Washington D. C. 1970. Unveröffentlichtes Manuskript.
- (5) BROECKER, W. S.: Man's oxygen reserves. *Science* 168 (1970) S. 1537–1538.
- (6) MACHTA, L.; HUGHES, E.: Atmospheric oxygen. *Science* 168 (1970) S. 1582–1584.
- (7) SEILER, W.; JUNGE, C.: Carbon monoxide in the atmosphere. *J. geophys. Res.* 75 (1970) S. 2217–2227.
- (8) ROBINSON, E.; ROBBINS, R. C.; BORG, K. M.: Carbon monoxide in the atmosphere. *J. Air Poll. Control. Assoc.* 18 (1968) S. 106–110.
- (9) SPIRTAS, R.; LEVIN, H. J.: Patterns and trends in levels of suspended particulate matter. *J. Air Poll. Control. Assoc.* 21 (1971) S. 329–333.
- (10) COBB, W. E.; WELLS, H. S.: The electrical conductivity of oceanic air and its correlations to global atmospheric pollution. *J. Atmosph. Sci.* 27 (1970) S. 814–819.
- (11) ELLIS, H. T.; PUESCHEL, R. F.: Solar radiation. Absence of air pollution trends at Mauna Loa. *Science* 172 (1971) S. 845–846.

Zur Ausbreitung von Luftbeimengungen über Industriegebieten

Zusammenfassung

Mittels Flugzeugaufstiegen über dem Industriegebiet Mannheim-Ludwigshafen wurden CO_2 -Konzentrationsfelder vermessen. Aus der CO_2 -Konzentrationsverteilung über dem Industriegebiet kann auf die CO_2 -Emission einzelner Emittenten geschlossen werden.

Abstract

From air-craft ascents above the industrial area of Mannheim-Ludwigshafen CO_2 -concentration fields were measured. From the CO_2 -concentration distribution the CO_2 -emission of single stacks may be calculated.

Die Ausbreitung von Luftbeimengungen über Industriegebieten ist dann erfaßt, wenn deren chemische Zusammensetzung und Konzentration als Funktion der Quelle, des Ortes und der zeitlich variablen meteorologischen Parameter gegeben sind. Hieraus folgt die Frage, welche zeitlich und lokale Differenzierung der Schadstoffkonzentration erforderlich ist, wozu es kaum exakte Angaben gibt. Die Angaben bezüglich der zeitlichen und lokalen Gültigkeit von Konzentrationsangaben beruhen auf Konventionen bzw. auf Größenordnungen, die sich in der Meß- und Rechenpraxis als günstig erwiesen haben.

Für Industriegebiete liegen Konzentrationsangaben mit einer zeitlichen Auflösung von mehreren Stunden aus Modellrechnungen vor. Repräsentativ für die Versuche, mittels Emissionsdaten und praktischen Annahmen der Meteorologischen Parameter, die Immission in Gebieten der Größe von einigen 100 km^2 zu beschreiben, sei die als Bremer Modell bekannte Arbeit von FORTAK (1) erwähnt.

Darstellungen anhand von Meßergebnissen beziehen sich oft auf sehr weitmaschige Meßnetze mit Registrierstationen oder auf mit großem Aufwand betriebene, engmaschige Bodennetze, die eine zeitliche Auflösung von einigen Tagen oder Wochen ermöglichen (2), (3).

Diese über größere Zeiträume durchgeführten Messungen liefern statistisch gesicherte Ergebnisse. Zur Kennzeichnung der atmosphärischen Vorgänge, die zur Ausbreitung der Luftbeimengungen führen, ist die Kenntnis des vertikalen Verlaufes der Konzentration der Luftbeimengungen ebenso notwendig wie des vertikalen Verlaufes der Windgeschwindigkeit und der atmosphärischen Schichtung.

Über Gebieten von mehreren 100 km^2 haben die untersuchten Abgase eine Aufenthaltsdauer von mehreren Stunden, so daß auch chemische Reaktionen der Komponenten, z. B. SO_2 (4) zu berücksichtigen sind.

Zur Erfassung dieser Konzentrationsfelder in verschiedenen Höhen bieten sich Flugzeugmessungen an, wie sie sich im Lee von Einzelquellen bereits bewährt haben (5), (6), (7). Die Konzentrationsmessungen sind

durch geeignete Messungen der meteorologischen Parameter zu ergänzen. Neben SO_2 eignet sich CO_2 als Tracer für die Untersuchung der Ausbreitung anthropogener Luftbeimengungen, wie an anderer Stelle berichtet wurde (8), (9).

In den Abbildungen 1 und 2 sind Beispiele der Verteilung der SO_2 - und der CO_2 -Konzentration über dem Industriegebiet von Mannheim-Ludwigshafen dargestellt. Dieses Industriegebiet liegt $90-100 \text{ m}$ über dem Meer und weist keine natürlichen Erhebungen auf. In der Darstellung des CO_2 -Konzentrationsfeldes, Abb. 2, ist dieses Industriegebiet zusammen mit dem Meßnetz skizziert. Der Abstand der Linien des Meßnetzes beträgt etwa 2 km , das gesamte Meßnetz umfaßt $20 \times 24 \text{ km}$. Das SO_2 -Gerät besaß eine Ansprechdauer von $1,5 \text{ min}$. ($0-90\%$ des Endausschlages), das CO_2 -Meßgerät von $0,5-1,0 \text{ sec}$. Um ein geschlossenes Bild der CO_2 -Verteilung über dem Meßgebiet zu gewinnen, ist es angebracht, den gemessenen CO_2 -Konzentrationsverlauf durch Mittelbildung zu glätten. Die notwendige Mit-

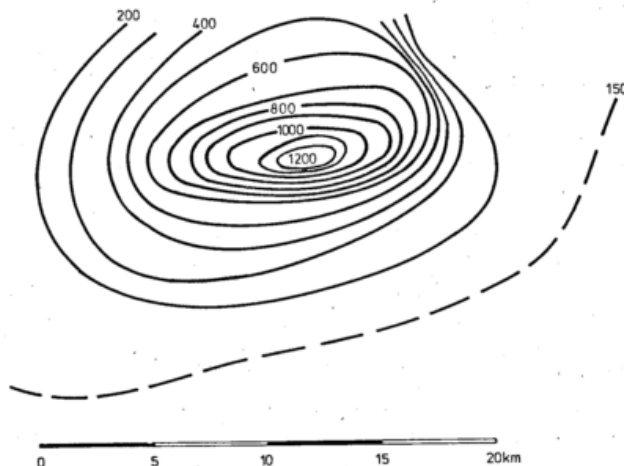


Abb. 1
 SO_2 -Verteilung über Mannheim-Ludwigshafen in 300 m Höhe.
Meßmethode: elektr. Leitfähigkeit, Auflösung etwa 5000 m .
 SO_2 -Konzentration in $\mu\text{g}/\text{m}^3$

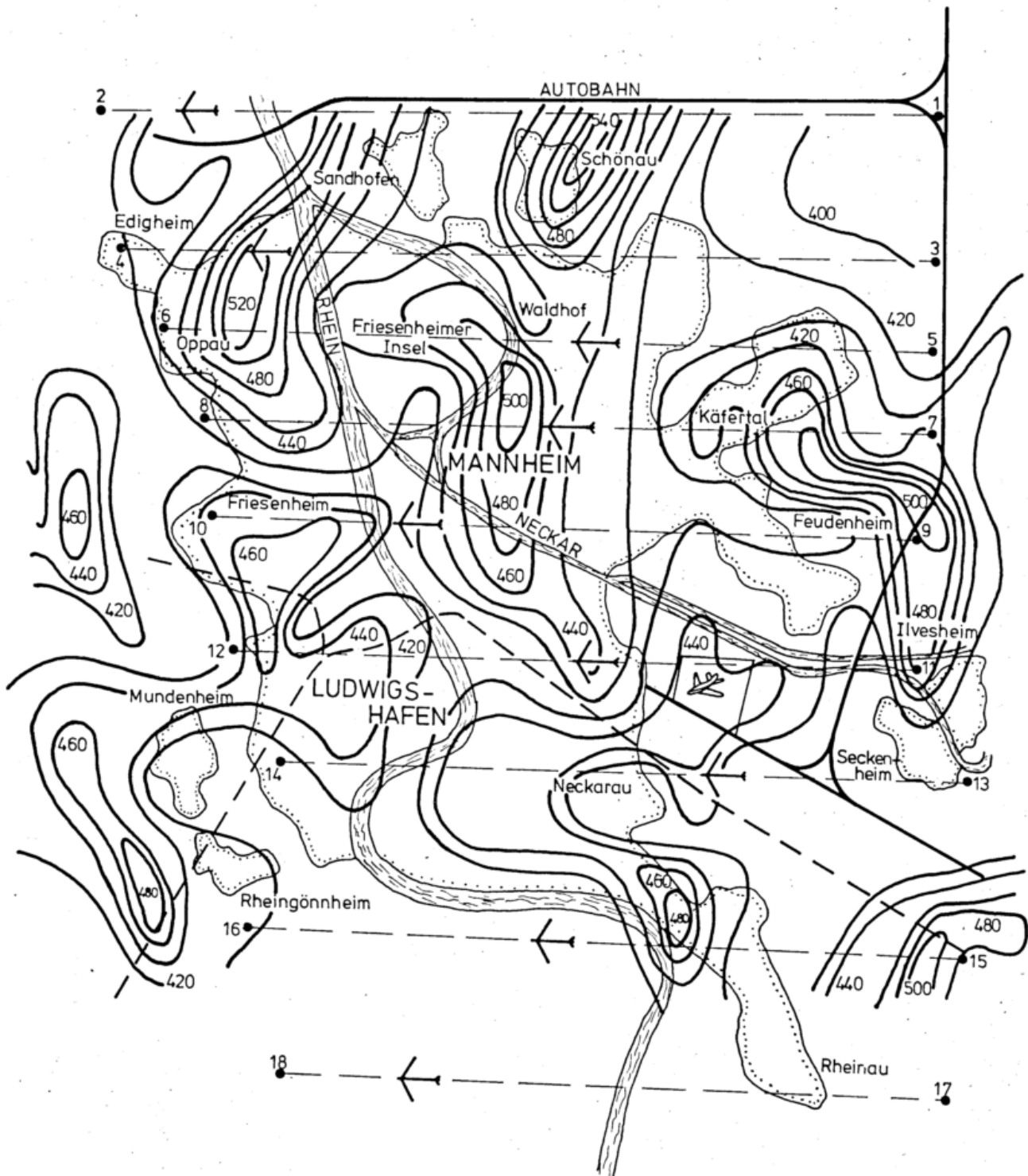


Abb. 2
CO₂-Verteilung über Mannheim-Ludwigshafen in 300 m Höhe.
Meßmethode: IR-Absorption, Auflösung 50 m über jeweils
1000 m gemittelt

CO₂-Verteilung über Mannheim-Ludwigshafen in 400 m Höhe.



Abb. 3

lung wurde so durchgeführt, daß jeder dargestellte Wert alle symmetrisch im Abstand von 500 m parallel zur Flugrichtung gemessenen Werte einbezieht. Mit Flugzeugmessungen können die seitliche und die obere Grenze der Dunstglocke über verunreinigten Gebieten festgestellt werden. Dementsprechend ergänzen die CO₂-Kon-

zentrationen bekannter, benachbarter Emittenten geschätzt werden könnte. Die Möglichkeit der Berechnung der Quelldaten aus CO₂-Konzentrationsmessungen im Lee benachbarter CO₂-Quellen wird anhand der Abb. 5–7 demonstriert, die die Ergebnisse einer etwa zweistündigen Meßserie bei annähernd konstanten Ausbreitungsbedingungen wiedergeben. Die beiden mit A und B gekennzeichneten Konzentrationsfelder dienen als Grundlage dieser Berechnung. Für die Quelle des Feldes A sind die Quelldaten 90,3 kg/sec, Austrittsgeschwindigkeit 15 m/sec, Abgastemperatur 418° K gegeben. Die Kaminüberhöhung kann für beide Quellen aus den Meßergebnissen der Flugzeugaufstiege entnommen werden.

CO₂-Verteilung über Mannheim-Ludwigshafen in 300 m Höhe.



Abb. 4

zentrationenfelder in Abb. 3 und 4 die in Abb. 2 dargestellten Meßergebnisse zu dem Bild einer dreidimensionalen Dunstglocke mit einzelnen Zentren hoher CO₂-Konzentration. Diese CO₂-Wolken lassen sich den CO₂-Quellen in Bodennähe zuordnen, wie ein Vergleich mit der Lage der Emittenten zeigt. Deutlich sind in den Abb. 2–4 weitere CO₂-Wolken zu erkennen, für die im Emissionskataster keine Hinweise gegeben sind, deren Quellstärke und Quellhöhe aus dem Vergleich mit den CO₂-

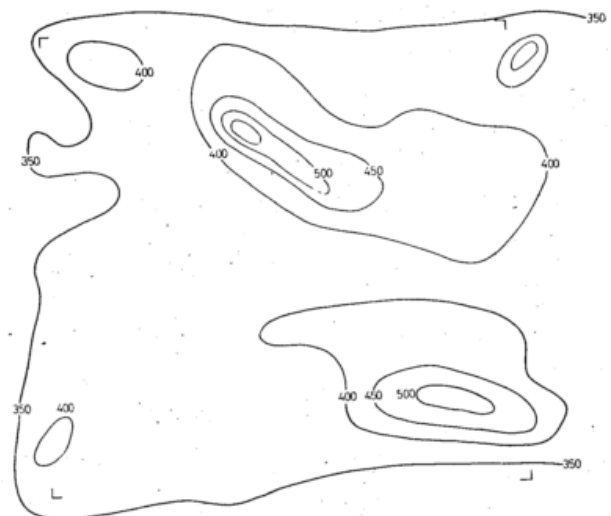


Abb. 5

CO₂-Verteilung über Mannheim-Ludwigshafen in 350 m Höhe am 21. 4. 1966. Darstellung zur Berechnung der Emission Q_B mittels der Immissionsdaten „A“

CO₂-Verteilung über Mannheim-Ludwigshafen in 450 m vom 21.4.1966

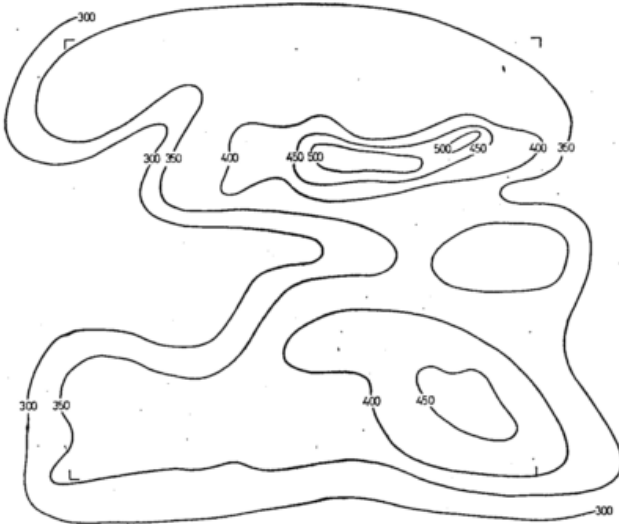


Abb. 6

CO₂-Verteilung über Mannheim-Ludwigshafen in 550 m Höhe vom 21.4.1966

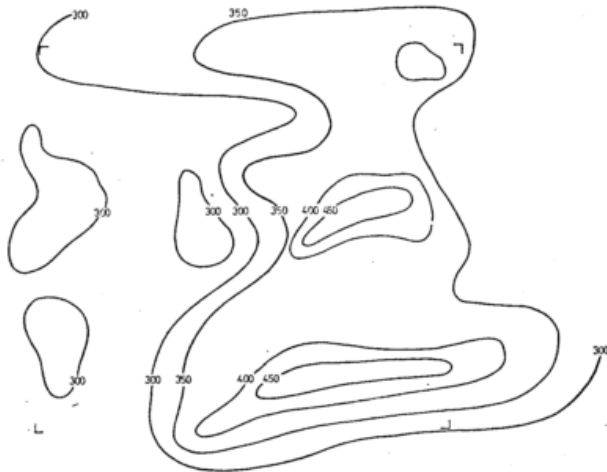


Abb. 7

Als Ausbreitungsgleichung soll hier die von KLUG (10) vorgeschlagene Formel verwendet werden. Der Koordinatenursprung soll jeweils am Boden unter der tatsächlichen Quelle (Kaminöffnung) liegen. Die x -Achse liegt parallel zur mittleren Windrichtung, die y -Achse senkrecht dazu horizontal und die z -Achse vertikal.

$$S(x, y, z) = \frac{Q}{\pi \bar{u} \sigma_y(x) \sigma_z(x)} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2(x)} - \frac{(H-z)^2}{2\sigma_z^2(x)}\right) \quad [1]$$

$$\sigma_y(x) = F x^f \quad \sigma_z(x) = G x^g$$

Die Größen bedeuten:

S = CO₂-Konzentration

Q = CO₂-Emission

u = mittlere Windgeschwindigkeit

H = effektive Kaminhöhe

F, G, f, g = Funktion, die die Abhängigkeit der σ_y, z von der Kamindistanz beschreiben

$\sigma_{y,z}$ = Standardabweichung der CO₂Konzentration in y - und z -Richtung

Für Berechnungen in Nähe der effektiven Quellhöhe und der Rauchfahnenachse vereinfacht sich Gleichung [1]:

$$S = \frac{Q}{\pi \bar{u} F x^f G x^g} \quad [2]$$

In Anwendung auf die Konzentrationsfelder A und B sind die Größen entsprechend zu indizieren. Da beide Rauchfahnen (CO₂) unter gleichen meteorologischen Bedingungen in benachbarten Gebieten vermessen wurden, sind weitere Vereinfachungen möglich.

$$F_A = F_B; f_A = f_B; G_A = G_B; g_A = g_B; u_A = u_B$$

Die Berechtigung der Annahme $u_A = u_B$ ist durch gleichzeitig an zwei Meßstellen vorgenommenen Pilotaufstiege, die einen vergleichbaren vertikalen Verlauf der Windgeschwindigkeit u ergaben, gerechtfertigt. Die Größen F, G, f, g werden durch die Bodenrauigkeit, Windgeschwindigkeit und atmosphärische Stabilität bestimmt und seien hier für benachbarte Rauchfahnen mit jeweils gleichen Betrag angenommen. Damit folgt:

$$\frac{S_A}{S_B} = \frac{Q_A x_B f_A + g_A}{Q_B x_A f_A + g_A} \quad [3]$$

Diese Gleichung mit den Unbekannten Q_B und x_B wird für zwei verschiedene Kamindistanzen mittels der aus den Abbildungen 5-7 entnommenen Werten für S_A, Q_A, x_A, f_A und g_A gelöst. Hierbei bleiben die Fehler durch unsichere Bestimmung von f_A und g_A klein, wenn die Kamindistanzen x_A und x_B jeweils etwa gleich groß gewählt werden.

Die unbekannte Emissionsgröße ergibt sich zu

$$Q_B = \frac{S_B Q_A x_B f_A + g_A}{S_A x_A f_A + g_A} \quad [4]$$

In der folgenden Tabelle sind die in der Gleichung [4] einzusetzenden Werte aufgeführt, die $Q_B = 61 \cdot 10^3$ g/sec. ergeben. Für verschiedene S -Werte ergeben sich Q_B von $53 \cdot 10^3$ bis $68 \cdot 10^3$ g/sec.

Q_A	S_A	S_B	x_A	x_B	f_A	g_A
$\frac{10^3 \text{ g CO}_2}{\text{sec}}$	ppm CO ₂	ppm CO ₂	m	m		
90,3	150	150	6500	5000	1,1	0,9

Sowohl zur geschilderten Abschätzung von Emissionsgrößen aus Flugzeugmessungen als auch zur Kartographie der untersuchten Schadstoffkonzentration ist es notwendig, zu untersuchen, inwieweit die Meßergebnisse zeitlich und lokal repräsentativ sind. Als Beispiel für die möglichen Verlagerungen der CO₂-Wolken sind in Abb. 8 die Ergebnisse einer Serie von drei Flügen entlang einer Linie des Meßnetzes wiedergegeben (Meßdauer 0,3 Std.). Die Rauchfahnen der Großemittenten treten mit deutlich erhöhter CO₂-Konzentration $SCO_2 = 170$ ppm, während der drei Meßflüge hervor. Die Lage der CO₂-Konzentrationsspitzen variiert um ± 400 m. Ein ähnliches Bild ergibt sich aus dem Vergleich Abb. 9-11. In den Meßniveaus 350, 450 und 600 m über Grund treten wiederum die CO₂-Emissionen einzelner Quellen in allen drei Niveaus hervor. Noch in 450 m Höhe kommt es durch die Emission der kleineren Kamine weiträumig zu einer Anreicherung der CO₂-Konzentration, der die stark erhöhte CO₂-Konzentration im Bereich der Großemittenten überlagert ist. Deutlich sind Frischlufteinschlüsse in der Rauchfahne zu erkennen, die die mittlere CO₂-Konzentration mit der Höhe zunehmend vermindern.

Zur Erörterung der Repräsentativität der CO₂-Flugzeugmessungen werden nur Rauchfahnen von Großemittenten herangezogen. CO₂-Wolken von einzelnen Kleinemittenten verursachen nach Mittelung der Meßergebnisse ein über mehrere Linien des Meßnetzes ausge dehntes Konzentrationsfeld, das in seiner Ausdehnung durch zeitliche Schwankungen meteorologischer Parameter während der Meßflüge nicht gestört wird und aus

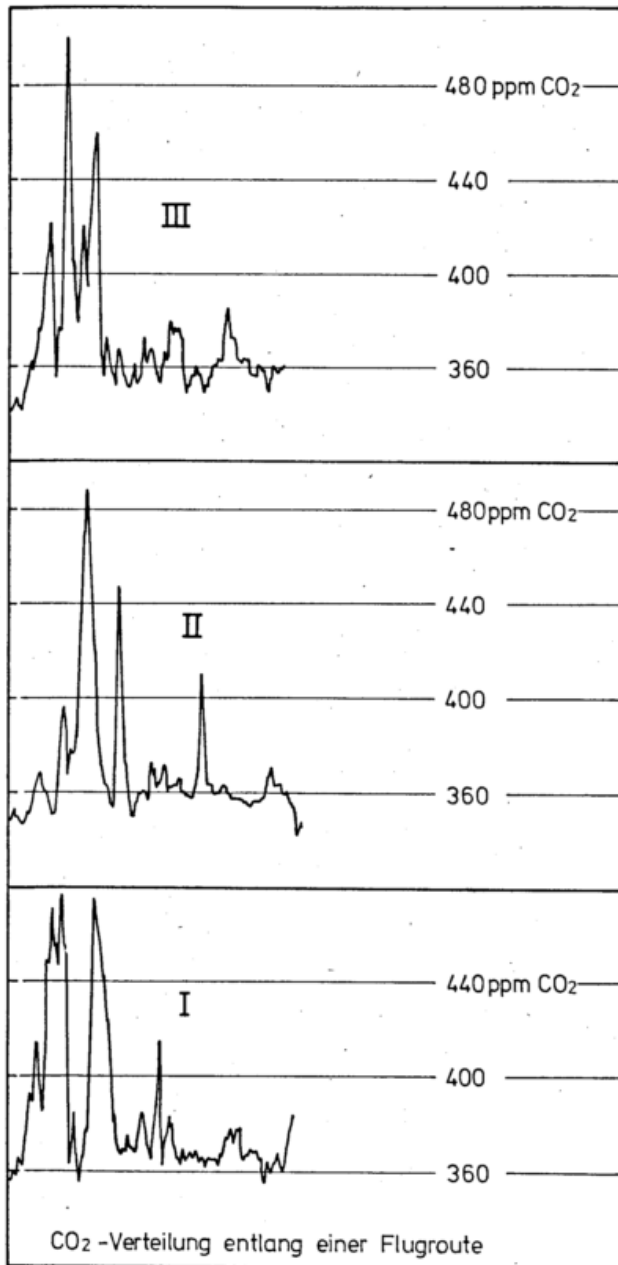


Abb. 8

Verlauf der CO_2 -Konzentration entlang einer Meßstrecke von etwa 20 km. Drei aufeinanderfolgende Messungen. Meßdauer 20 min.

den Meßergebnissen objektiv dargestellt werden kann. Die folgenden Aussagen beziehen sich auf Emittenten, die mindestens 3 km luvseitig innerhalb des Meßnetzes

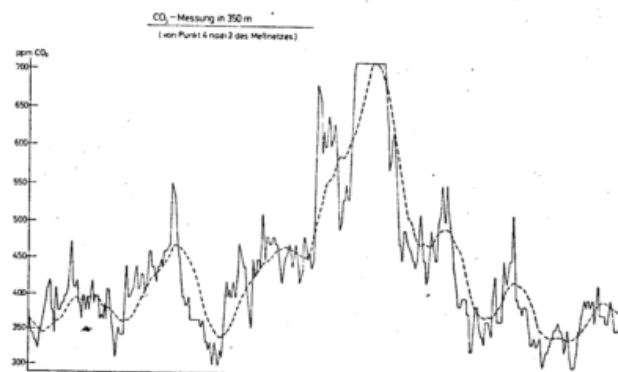


Abb. 9

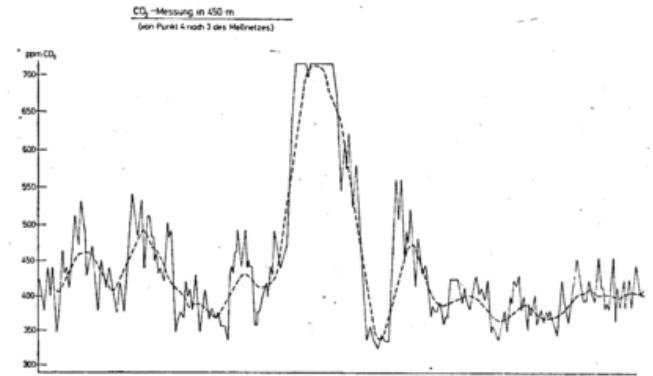


Abb. 10

liegen. Die von Großemittenten erzeugten CO_2 -Wolken überdecken dann in ungünstigen Fällen nur zwei Linien des Meßnetzes, so daß zur Objektivierung der Konzentrationsisoliniendarstellung einige Annahmen getroffen

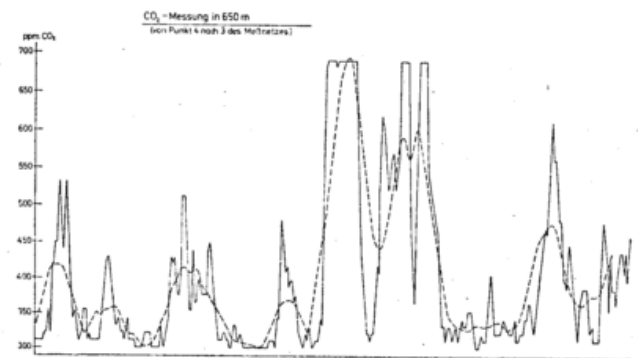


Abb. 11

werden müssen. Die CO_2 -Konzentrationsverteilung sei in y -Richtung symmetrisch zur Rauchfahnenachse. Die Rauchfahnenachse sei aus den Konzentrationsmessungen und aus der mittleren Windrichtung feststellbar.

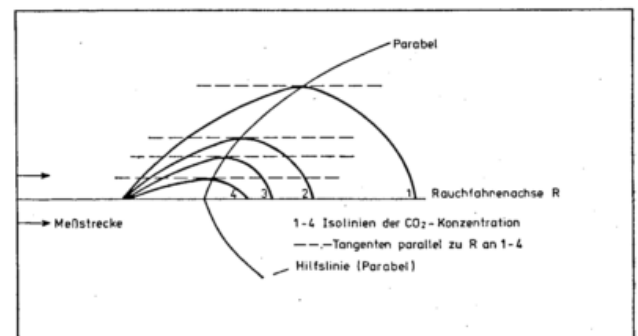


Abb. 12

Skizze der Hilfslinien zur Darstellung der CO_2 -Verteilung im Meßnetz.

Entsprechend der Skizze in Abb. 12 sollen die Berührungspunkte der Tangenten parallel zur Rauchfahnenachse mit den Isolinen der CO_2 -Konzentration auf einer Parabel liegen. Der Scheitel dieser Parabel liegt auf der Rauchfahnenachse. Die Parabel schneidet die der Rauchfahnenachse benachbarten Linien des Meßnetzes in den Punkten maximaler CO_2 -Konzentration. Entsprechend dieser Skizze ist sinngemäß auch zu verfahren, wenn die mittlere Windrichtung nicht parallel zu den Meßnetzen verläuft. Sowohl für den inneren Bereich der CO_2 -Wolken als auch zur Festlegung der CO_2 -Isolinen, soweit sie nicht durch Meßwerte belegt sind, sind weitere Hilfslinien zu konstruieren. Bisher werden

die Meßergebnisse von Hand durch Bearbeiter ausgewertet. Soweit die Form des Konzentrationsfeldes nicht durch die Parabel und durch Meßdaten festgelegt ist, wird sie vom Bearbeiter nach Anschauung interpoliert. Aus den bisher vorliegenden Meßergebnissen kann die Wirkung turbulenter Schwankungen der meteorologischen Parameter auf die Lage und Form der Parabel und somit auf die Darstellung des Konzentrationsverlaufs grob geschätzt werden. Die Lage des Scheitelpunktes der Parabel auf der Rauchfahnenachse variiert um ± 100 m, Radius der Parabel um $\pm 15\%$ für einen Schwankungsbereich der Windrichtung von $\pm 15^\circ$ und der Windgeschwindigkeit um $\pm 50\%$. Diese Unsicherheit in der Festlegung der Parabel ist relativ gering, da durch die beschriebene Art der Darstellung der CO_2 -Konzentrationsfelder eine weitgehende Glättung des Konzentrationsverlaufs erfolgt und außerdem frontähnliche Änderungen der Wetterlage ausgeschlossen werden. Wie schon die gute Vergleichbarkeit der CO_2 -Konzentrationsfelder mit den Emissionskonstanten zeigt, sind die mittels Flugzeugmessungen über Industriegebieten gemessenen Schadstoffkonzentrationsfelder reproduzierbar.

Die Messungen wurden z. T. im Rahmen einer Diplomarbeit von Herrn Martin BALTRUSCH am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt/Main durchgeführt.

Literatur

- (1) FORTAK, H. (Forschungsleiter): Rechnerische Ermittlung der SO_2 -Grundbelastung aus Emissionsdaten. Inst. Theoret. Meteor. Freien Univ. Berlin, 28. Febr. 1966, Ergebnisbericht f. d. mit Mitteln d. Hessischen Minist. f. Wirtsch. u. Verk. geförd. Forsch. vorhaben.
- (2) BRASSER, L. J.: A new method for the presentation of large number of data obtained from air pollution survey networks. Lecture SU-18B to 2nd Int. Clean Air Congress, Washington.
- (3) STRATMANN, H. E.; BUCH, M.; HERPERTZ, E.: Untersuchungen über die Schwefeldioxid- und Staubbimmissionen im nördlichen Ruhrgebiet. Schr.-R. d. Landesanst. Immissions- u. Bodennutzungsschutz d. Land. Nordrhein-Westfalen, Essen, Nr. 3 (1966).
- (4) WEBER, E.: Determination of the life time of SO_2 by simultaneous CO_2 and SO_2 monitoring. Proc. 2nd internat. Clean Air Congr., Washington, D.C. 1970. New York, London 1971, S. 477-481.
- (5) CARPENTER, S. B.; FRIZZOLA, J. A.; SMITH, M. E.; LEAVITT, J. M.; THOMAS, F. W.: Report on full-scale study of plume rise at large electric generating stations. J. Air Pol. Control Assoc. 18 (1968) S. 458 bis 465.
- (6) JOST, D.: Versuch einer experimentellen Bestimmung des Ausbreitungsfeldes im Lee einer Punktquelle. Ber. Inst. Meteor. Geophys. Univ. Frankfurt/M. Nr. 16 (1969).
- (7) DAVIDSON, B.: A summary of the New York urban air pollution dynamics research program. J. Air Poll. Control. Assoc. 17 (1968), S. 154-158.
- (8) BUSH, A. F.; ASCE, M.; NOTTAGE, H. B.: Carbon dioxide as an indicator of air pollution. J. Sanit. Engin. Div. 6 (1967), S. 211-241.
- (9) JOST, D.: Distribution of emissions over area sources and in the lee of point sources. Proc. 2nd Int. Clean Air Congr., Washington, D.C. 1970. New York, London 1971, S. 1157-1161.
- (10) KLUG, W.: Ein Verfahren zur Bestimmung der Ausbreitungsbedingungen aus synoptischen Beobachtungen. Staub 29 (1969) S. 143-147.

Verbreitung der Luftverunreinigungen in Sarajevo bei verschiedenen Wettertypen

Zusammenfassung

Die Stadt Sarajevo liegt am Ostrand der Sarajevo-Ebene, auf beiden Seiten des Flusses Miljacka. Die Sarajevo-Ebene (ca. 500 m) wird von vielen Bergen (Romanija 1970 m, Jahorina 2000 m, Bjelašnica 2100 m usw.) ringförmig umgeben. Diese besondere Lage der Stadt und die Besonderheiten der näheren Umgebung formen ihre typischen klimatischen Verhältnisse. Bei bestimmten Wettersituationen sind diese klimatischen Verhältnisse die Ursache für das häufige Auftreten einiger typischer Wettererscheinungen (Bodeninversionen, Nebel, Kaltluftsee usw.).

Bei bestimmten Wettertypen sind die Luftverunreinigungen sehr stark, mit einem absoluten Maximum von $2,8 \text{ mg/m}^3$ für SO_2 und $1,8 \text{ mg/m}^3$ für Ruß. Der Transport der Verunreinigungen bei verschiedenen Wetterlagen wurde untersucht.

Abstract

The transportation of two components of air-pollution at various weather conditions in Sarajevo (Yugoslavia) has been investigated.

The concentrations of SO_2 and soot are large, when vertical transport vanishes due to weather condition in the Sarajevo basin.

Einleitung

Die besondere Kessellage der Stadt Sarajevo formt ihre typischen klimatischen Verhältnisse. Diese Klimaverhältnisse sind meistens durch Kaltluftsee, Nebel und Bodeninversionen charakterisiert. In neuerer Zeit ist Sarajevo sehr rasch zu einer Großstadt gewachsen und ein Kultur- und Wirtschaftszentrum geworden. In der Sarajevo-Ebene ist noch dazu eine ziemlich reiche Industrie untergebracht. Die kesselförmige Sarajevo-Ebene wird von vielen Bergen (Romanija 1970, Jahorina 2000, Igman 1600, Bjelašnica 2067 m usw.) ringförmig umgeben. Diese orographischen und klimatischen Verhältnisse verursachen sehr starke Luftverunreinigungen, besonders in den Wintermonaten, wenn die Heizung, meistens von Braunkohle, sehr intensiv ist. In manchen Wintermonaten, besonders im Januar, sind deswegen die Lebensbedingungen sehr ungünstig, weil diese Wettersituationen, die durch 1A und 2A Wettertypen charakterisiert sind, sehr lange dauern können.

In diesen Wettertypen bleiben fast die ganze Zeit alle drei Komponenten der Luftverunreinigungen erhalten: die gasförmigen Substanzen (SO_2 , NH_3 , HCl , verschiedene Fluorverbindungen usw.), winzig kleine Teilchen oder Teertröpfchen kleineren Umfanges als $0,03 \text{ mm}$ und schließlich die größeren, von Schornsteinen emittierten Partikelchen.

Alle diese Substanzen dringen zusammen mit der Luft in die Atemwege des Menschen, wo sie gewisse Wirkungen verursachen, in einigen Fällen aber können sie sogar zum Tod führen. Die Wirkungsintensität hängt von ihrer Konzentration in der Luft ab. Starke Luftverunreinigungen, die eine starke Erhöhung der Anzahl der Todesfälle und schwere Erkrankungen verursachen

(London 1880, 1892, 1948 und 1952, Donora bei Pittsburg 1948, Maastal bei Liège 1930 usw.) sind in verschiedenen Ländern bekannt.

Die kritischen Werte der Luftverunreinigungen in Sarajevo kommen in den Wintermonaten Januar – Februar diesen Werten sehr nahe.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Verbreitung der Luftverunreinigungen in verschiedenen Wettersituationen zu erforschen.

2. Die Luftverunreinigungen und meteorologischen Verhältnisse.

Die meteorologischen Verhältnisse spielen eine besonders wichtige Rolle bei der Verteilung der Luftverunreinigungen, bei ihren Konzentrationen und bei der Dauer ihres Verbleibens in der Atmosphäre, wie wir schon gezeigt haben (1). Die wichtigsten Elemente sind dabei der Wind und die Lufttemperatur, wobei die Lufttemperatur eine mittelbare und eine unmittelbare Rolle spielt. Die mittelbare Wirkung der Lufttemperatur besteht im kleineren oder größeren Heizmaterialverbrauch in den Städten und ist nicht so stark mit anderen Elementen verbunden, wie die unmittelbare Wirkung, die sehr eng mit dem Windcharakter und der thermischen Schichtung verbunden ist. Unter bestimmten Bedingungen tritt Turbulenz auf, welche Vermischung und Austausch von Luftmassen in vertikaler Richtung verursacht. Dabei spielen die Temperaturgradienten eine besonders wichtige Rolle (2). Je größer die Temperaturgradienten sind, desto stärker ist die Turbulenz. Bei negativen Temperaturgradienten, was in Sarajevo sehr oft, besonders in Wintermonaten, vorkommt, kommt es zur Bil-

dung von Kaltluftseen, wenn in den Bodenluftschichten keine merkbare Bewegung besteht (3).

Die Kaltluftseen treten in Sarajevo regelmäßig bei den Wittertypen 1A und 2A auf, manchmal auch bei A und AC Wittertypen (3,4).

In Sarajevo haben wir diesen Zusammenhang zwischen Luftverunreinigungen und meteorologischem Geschehen vom September 1969 bis April 1971 untersucht.

In der Stadt und deren unmittelbaren Umgebung haben wir 5 meteorologische Stationen und 7 Meßstationen für Luftverunreinigung installiert. Die Winterverteilung der Luftverunreinigungen (Ruß und SO_2) für 6 Monate (XII 1969, I, II und XII 1970, I und II 1971) ist in Abb. 1 dargestellt. Die Isolinien stellen die Mittelwerte

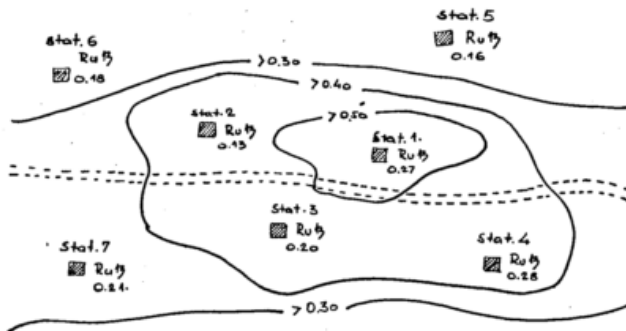


Abb. 1
Meßnetz für SO_2 und Ruß in Sarajevo.
Isolinien: mittl. SO_2 -Konzentration für 6 Wintermonate (mg/m^3)
Zahlenwerte: Mittelwerte für Ruß (mg/m^3)

für 6 Wintermonate für SO_2 dar, und die neben den Stationen eingetragenen Zahlenwerte die Rußmittelwerte für die gleichen 6 Monate.

Aus dem Bild kann man leicht sehen, daß die Maximalwerte von SO_2 und Ruß in der Stadtmitte auftreten, weil die Verteilung der beiden Pollutanten am meisten von der Richtung abhängt, in der die Straßen verlaufen, was schon früher GRAEFE, HETTICHE und PETERS für Hamburg festgestellt haben (5). Die stärksten Verunreinigungen von beiden Pollutanten wurden in der Nähe der Verunreinigungsquellen selbst wahrgenommen, besonders in engen und krummen Gassen, was wir schon früher festgestellt haben (1).

In der Absicht, die Abhängigkeit zwischen meteorologischen Elementen und der Verteilung der Konzentrationen von beiden Pollutanten zu erklären, haben wir in Abb. 2 die Verteilung von SO_2 und Ruß für 16 Monate

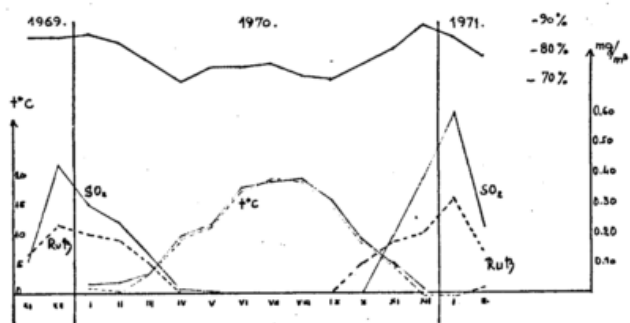


Abb. 2
Monatsmittelwerte der SO_2 - und Rußkonzentration, der Temperatur und der relativen Feuchte für 16 Monate in Sarajevo.

dargestellt. In derselben Abb. 2 haben wir die monatlichen Temperaturmittelwerte für zwei meteorologische Stationen dargestellt. Eine von diesen zwei Stationen liegt in der Sarajevo-Ebene (Ilidža-Bad, $H_s = 630$ m). Auf dem Bild haben wir auch die monatlichen Mittelwerte der relativen Luftfeuchtigkeit für die Station Ilidža dargestellt.

Aus diesem Bild kann man sehen, daß die maximalen Werte von beiden Pollutanten in den Wintermonaten liegen. Maximale Mittelwerte von allen 6 Stationen in der Ebene fallen auf den Januar 1971 (fast $0,60 \text{ mg}/\text{m}^3$ Luft). In den Sommermonaten, von April bis Oktober, sind die Konzentrationen so gering, daß sie mit unseren Meßmethoden praktisch unmeßbar sind. Die Hauptursache für so kleine Mittelwerte ist ohne weiteres die Lufttemperatur, weil es unter bestimmten Bedingungen zur Erscheinung der Turbulenz kommt, wenn praktisch die Kaltluftseen verschwinden und keine Temperaturinversionen bestehen. Die Temperaturgradienten sind dann meistens positiv und die Luftverunreinigungen werden durch Turbulenz und laminare Strömung in höheren Schichten transportiert.

Neben dem Wind ist die Lufttemperatur in jedem Fall eines der wichtigsten Elemente, dessen Beziehung zur Luftverunreinigung man erforschen muß. Deswegen haben wir in den Abb. 3 und 4 tägliche Mittelwerte der Temperaturgradienten für Januar 1970 und 1971 dar-

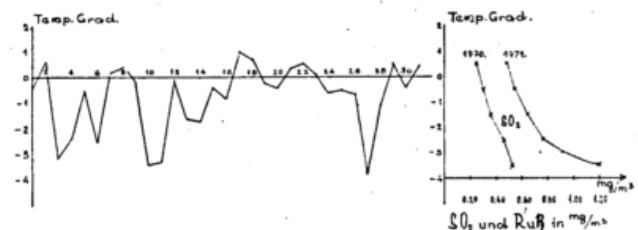


Abb. 3
Temperatur-Gradient in Sarajevo (links) und Abhängigkeit der SO_2 - und Rußkonzentration vom Temperaturgradient. (Sarajevo-Stadt, Jan. 1970)

SARAJEVO - STADT
Januar 1971.

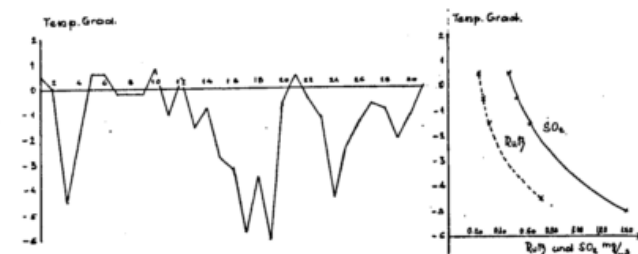


Abb. 4
(Wie Abb. 3, jedoch für Jan. 1971)

gestellt. Rechts auf den beiden Abbildungen sind die Kurven dargestellt, die die Abhängigkeit der Luftverunreinigungen vom Temperaturgradienten zeigen. Je größer die Temperaturgradienten sind, desto größer sind SO_2 und Ruß-Werte in beiden Monaten.

Die Abb. 5 stellt die Verteilung von beiden Pollutanten an einem Punkt in der Stadt (Sarajevo-Ebene) im Januar 1971 dar. Auf demselben Diagramm haben wir die Minimaltemperaturen für jeden Tag für Ilidža-Bad dargestellt, wie auch die vorherrschende Windrichtung für jeden Tag.

Wie wir aus dem Diagramm sehen, hatten wir in Sarajevo-Stadt eine sehr schwere Situation am 18. und 19. Januar, als die täglichen Mittelwerte des SO_2 fast $3 \text{ mg}/\text{m}^3$ Luft und von Ruß über $1,5 \text{ mg}/\text{m}^3$ erreicht haben.

Das war eine ruhige Periode, ohne Wind, als wir in der Sarajevo-Ebene einen typischen Kaltluftsee hatten, und diese Periode dauerte 9 Tage. Am Ende dieser Periode kam eine sehr schwache Situation. Ein sekundäres Maximum für SO_2 trat am 5. Januar auf, als ebenfalls schwache Winde und absolute Minima der Temperatur noch dazu auftraten.

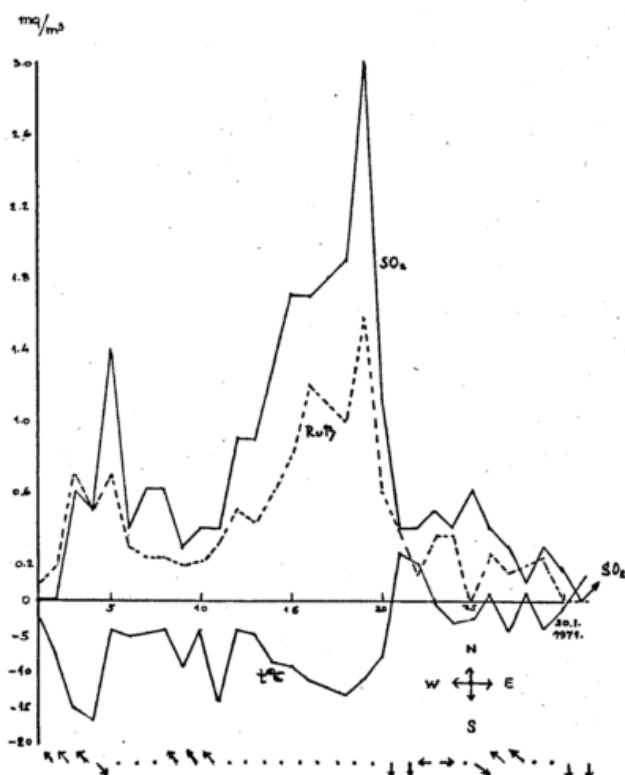


Abb. 5

Verlauf der SO_2 - und Rußkonzentration sowie der Minimumtemperatur und vorherrschende Windrichtung im Januar 1971 in Sarajevo.

Die Verbindungen zwischen Wettertypen und Konzentrationen der Luftverunreinigungen in Sarajevo haben wir in Tab. 1 gezeigt.

Tab. 1

Die Wettertypen in Sarajevo

Wettertypen	A	AD	AC	D	C	K
Frühling	4	14	4	37	30	3
Sommer	8	29	4	22	20	9
Herbst	14	19	8	23	24	3
Winter	17	8	16	12	36	1

Wie man dieser Tabelle entnehmen kann, sind in Sarajevo in den Wintermonaten die A-Wettertypen vorherrschend (6). Diese Wettertypen, wie schon bekannt ist (1, 2, 6), sind durch Nebel und Temperaturinversionen mit Kaltluftsee-Erscheinungen definiert. Mit diesen Wettertypen sind in der Sarajevo-Ebene meistens die absoluten Minima der Lufttemperatur verbunden und nach unseren Untersuchungen waren fast immer (in 85% der Fälle) die starken Konzentrationen von SO_2 und Ruß mit diesen Wettertypen verbunden.

Literatur

- (1) PAŠIĆ, H.: Wettertypen und Luftverunreinigungen in Sarajevo. 9. Internat. Tagung f. Alpine Meteor., City-Druck Zürich 1967.
- (2) ČADEŽ, M.: Analiza vremena u FNRJ; Rasprave i studije, izdanje Savezne Uprave HMS, Jugoslavije. (Die Wetteranalyse in der FAR Jugoslawien; Abh. u. Stud., Hrsg. Bundesamt Hydrometeor. Dienst Jugoslawien) Beograd 1954.
- (3) PAŠIĆ, H.: Kaltlufteinbrüche in Sarajevo. In: Einfluß der Karpaten auf die Witterungserscheinungen. (3. Konf. f. Karpatenmeteor. 1965. Beograd 1966.)
- (4) PETROVIĆ, Z.; H. PAŠIĆ: Radiometrija prirodnih radioaktivnih gasova. Zbornik Meteor. i Hidrol. radova. (Messung der Strahlung von natürlichen radioaktiven Gasen. Sammelwerk meteor. u. hydrolog. Arb.) Beograd 1969.
- (5) GRAEFE, K.; H. HETTCH; K. PETERS: Gehalt der Stadtluft in Beziehung zur Gesundheit und zum Wetter. Gesundh.-Ing. 81 (1960) S. 302-308.
- (6) PAŠIĆ, H.: Klimatske karakteristike Sarajevo i njihova povezanost sa smrtnosti ljudi. (Klimacharakteristiken von Sarajevo und deren Beziehung zur Sterblichkeit.) Dissertation, Sarajevo 1964.
- (7) STRATMANN, H.: Untersuchungen über die SO_2 -Immissionen in einer Industriestadt. Werkstoffe u. Korrosion 15 (1964) S. 915-917.
- (8) BUCK, M.: Der Einfluß des Meßzeitintervalls auf Kenngrößen der SO_2 -Immission. Staub 25 (1965) Nr. 3, S. 112-119.

Einfluß der Wetterlagen auf die Staubbelastung an Kurorten

Zusammenfassung

In einem Luftreinheitsprogramm wurden 44 719 Folienmessungen an 261 Orten, die entweder Kurorte sind oder die Prädikatisierung anstreben, zur Ermittlung der Luftreinheit ausgewertet. Gemessen wurde an der voraussichtlich besten, der schlechtesten und der mittleren Meßstelle. Es zeigte sich, daß die antizyklonalen Lagen die schlechtesten und die Westwetterlagen die besten Aerosolverteilungen haben. Dieses Ergebnis ist für den ganzen Ort gültig, wenn auch örtliche Emittenten das Resultat stören können. Dieser Zusammenhang wird noch bestätigt durch die Rangfolgen der Wetterlagen mit der geringsten bis zur stärksten Staubbelastung, wobei die Westwetterlagen die beste Rangstufe mit der höchsten Luftreinheit einnehmen.

Abstract

In an air pollution programme there were investigated 44 719 measurements in health resorts. The measurement places were situated at the presumptive cleanest, the middle and the worst part of the village in air - hygienic point of view. The anticyclonic situation has been showed as the most unfavourable and the westweather situation has been the most favourable one. The result will have validity for the whole health resort, if any local emittant doesn't be present. An other plotting method with sequences of ranks proved this result.

1. Meßverfahren

Die Untersuchung der Luftreinheit hatte schon immer das Interesse der Meteorologen gefunden. Die Erforschung der artfremden Beimengungen wurde im Reichsamt für Wetterdienst unter der Leitung von Prof. Dr. KNOCH im Rahmen seiner Sonderuntersuchungen an den Observatorien, agrarmeteorologischen und bioklimatischen Forschungsstellen, den Bergobservatorien und Kurortklimakreisstellen im Jahre 1936 begonnen. Die Ergebnisse wurden von BURCKHARDT und FLOHN (1) veröffentlicht. Im Rahmen des Wetterdienstes sind auch die Kern- und Staubuntersuchungen von FLACH (2), die er über mehrere Jahrzehnte hinweg an Kurorten und Städten durchführte, bedeutungsvoll. Die weitere Entwicklung der Untersuchung der Luftreinheit vom meteorologischen Standpunkt aus skizzierte NEUWIRTH (3). Bedeutungsvoll sind in diesem Zusammenhang auch die Arbeiten von AMELUNG und LANDSBERG (4), BECKER (5) und PÜNTMANN (6). Hervorzuheben sind in ihrer stetigen Weiterentwicklung die Arbeiten von GEORGI (7) und Mitarbeiter. Die von der jetzigen Medizinmeteorologischen Forschungsstelle Freiburg durchgeführten Aerosoluntersuchungen (8) beziehen sich seit ihrem Beginn im Jahre 1956 fast ausschließlich auf die Luftreinheitsverhältnisse in Kurorten. Als Meßgerät wurde die bedachte Folie Freiburger Bauart (9) verwendet. Dieses einfache Verfahren hat den Vorteil, daß mit dem gleichen Meßverfahren an vielen Orten gearbeitet werden kann. Da die Auswertungen zentral in Freiburg ausgeführt werden, sind die Werte unter sich gut vergleichbar. Die mit Vaseline bestrichenen, 30 cm² großen Aluminiumfolien werden von Freitag bis Freitag exponiert und dann nach Freiburg geschickt. Dort werden sie gravimetrisch nach gr/m²/30 Tage, mikroskopisch nach Ge-

steinsteilchen und Rußpartikeln pro mm² und qualitativ nach Intensitätsstufen ausgewertet. Diese Methode der Auswertung nach verschiedenen Gesichtspunkten ermöglicht eine Kontrolle der Werte. Wenn durch die Wägung nur eine Sedimentation von wenigen Zehnteln einer Einheit erfaßt wird, bei der mikroskopischen Auszählung aber ein starker Belag von Gesteinsteilchen oder Rußpartikeln pro mm² festgestellt wird, so ist dieser Wert unbrauchbar und wird nicht verwendet. Ähnlich wird verfahren, wenn eine zu starke Belastung durch die mikroskopische Betrachtung des Sediments nicht gerechtfertigt erscheint. Dieses Auswahlverfahren wird allerdings nur bei sehr auffälligen Diskrepanzen angewendet, um die Kontinuität der Versuchsreihen nicht zu unterbrechen. Bei den 160 Meßstellen, die z. Z. an den Kurorten der Bundesrepublik laufen, wird in der wöchentlichen Auswertkladde häufig keine Wägung gestrichen. Im Höchstfall sind es zwei, die der Überprüfung nicht standhalten. Es macht sich dabei bemerkbar, daß durch die Bedachung der Folien die Streuung der Werte wesentlich geringer ist als bei den unbedachten Meßkörpern. Wie genaue Untersuchungen gezeigt haben, ist der Gewichtsverlust der Folie meist durch eine Vaselineabschwemmung oder Abdampfung bedingt. Die Anzahl der Partikeln pro mm² unterscheidet sich wenig bei den beiden Expositionsarten. Zur weiteren Überprüfung wurde auch an einigen Orten ein Bergerhoff-Gerät eingesetzt, dessen Ergebnisse sich gut mit den Folien vergleichen ließen. Allerdings ermöglicht die vierwöchentliche Exposition der Meßgeräte keine Auswertung nach Wetterlagen, auf die es bei der Bearbeitung der Ergebnisse nach meteorologischen Gesichtspunkten besonders ankommt. Die Messungen an den Kurorten und bei den Anwärtern um das Prädikat

als Kurort, Heilbad, Heilklimatischer Kurort, Kneippkurort usw. wurden durchgeführt, um eine Grundlage für die Beurteilung der Luftreinheit an den Orten zu erhalten. In den „Begriffsbestimmungen für Kurorte, Erholungsorte und Heilbrunnen“, herausgegeben vom Deutschen Bäderverband und vom Deutschen Fremdenverkehrsverband, sind Grenzwerte festgelegt für Kurgebiete, Wohngebiete und Verkehrszentren, die nicht überschritten werden dürfen. Es wird dabei an jedem Ort an drei Stellen gemessen, so daß die voraussichtlich beste, die schlechteste und die mittlere Belastung erfaßt werden. Vom Juni 1959 bis 3. September 1971, also in den letzten 12 Jahren, wurden 44 719 Folienmessungen ausgewertet und 261 Orte untersucht.

Die Ergebnisse der Aerosolmessungen sind bis jetzt in 173 Aerosolgutachten für Kurorte und 2 Gebietsgutachten für den Teutoburger Wald und den Harz zusammengestellt worden. Dabei sind die Untersuchungen nach Wetterlagen von besonderer Bedeutung.

2. Einfluß der Wetterlagen

Bei den Gutachten wird zunächst festgestellt, ob die Bedingungen der „Begriffsbestimmungen“ erfüllt sind. Danach wird der Einfluß der Wetterlagen untersucht. Es ist dabei eine Wetterlageneinteilung verwendet worden, die auf dem Klassifikationsschema des Hamburger medizinmeteorologischen Arbeitskreises (10) beruht. Obwohl dieses Schema von den Buchstabenbezeichnungen in ein dekadisches System umgewandelt wurde, sollen in den nachfolgenden Erläuterungen wegen der einprägsameren Bezeichnung noch die Buchstaben verwendet werden.

Es bedeuten:

- A = Meridionale Wetterlagen mit Warmluftzufuhr vorwiegend aus Südwest bis Süd
- B = Meridionale Wetterlagen mit Kaltluftzufuhr vorwiegend aus Nordwest bis Nord
- C + D = Zonale Wetterlagen mit einer warmen Troposphäre
- E = Zonale Wetterlagen mit einer kalten Troposphäre
- F = Zonale Wetterlagen mit Luftzufuhr aus Osten

Die Wetterlagenklassifikation nach diesem Schema liegt seit 1957 vor. Für die Zeit vom August 1961 bis Oktober 1970 wurden an 112 Kurorten die Staubbelastrungen der besten und schlechtesten Meßstellen den oben genannten Wetterlagen zugeordnet. Dabei wurden die Werte nur dann einer bestimmten Wetterlage zugeschrieben, wenn diese in der Expositionszeit von Freitag zu Freitag an mindestens drei Tagen aufgetreten ist. War das nicht der Fall, so erfolgte die Zuordnung unter „restliche Wetterlagen“ (R). Als Mittel aller Werte der Staubbelastrung an den besten Meßstellen der Kurorte konnte 1,07 gr/m²/30 Tage errechnet werden. Als Mittel an der schlechtesten Stelle wurde 2,99 gr/m²/30 Tage ermittelt. Im Gesamten liegt also an allen Kurgebieten die Staubbelastrung an den lufthygienisch besten Stellen wesentlich unter dem für Kurorte noch zulässigen Limit von 2,5gr/m²/30 Tage. An den Ortsteilen mit der stärksten Belastung wird dieser Grenzwert deutlich überschritten. Er bleibt aber unter dem Limit für Wohngebiete von 4,0 gr/m²/30 Tage. Die bei den einzelnen Wetterlagen errechneten Mittelwerte wurden zu dem Gesamtmittelwert in ein prozentuales Verhältnis gesetzt. Das Ergebnis enthält die Abbildung 1. Aus ihr ist deutlich zu sehen, daß die besten und schlechtesten Meßstellen in ihrer prozentualen Abweichung vom Mittelwert in der Tendenz gleichsinnig gingen. Daraus kann geschlossen werden, daß die Einflüsse der Wet-

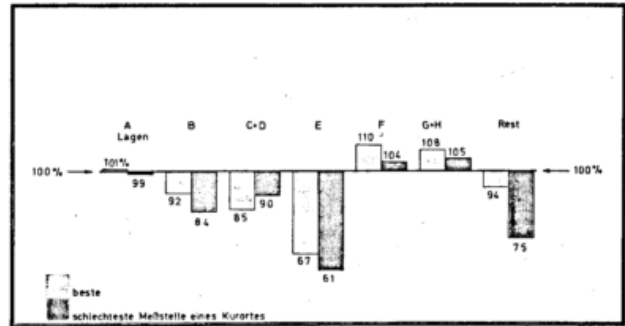


Abb. 1

Mittlere Staubbelastrung während aller Wetterlagen an 112 Kurorten. August 1961 bis Oktober 1970.

terlagen in ihrer Richtung nicht von der Stärke des Belags abhängen. Nur der Grad der Abweichung ist verschieden. Die Säulendarstellung macht deutlich, daß alle Wetterlagen mit Kaltluftzufuhr oder ausreichender Luftbewegung eine Verringerung des Belags bringen. Die Wettersituation mit Kaltluftzufuhr aus Nordwesten brachte eine Reduktion auf 84% der Mittel an der ungünstigsten Meßstelle. Besonders deutlich ist die Abweichung vom Mittel bei den Westwetterlagen, wobei der Beobachtungsort vollkommen in der Kaltluft ist. Die Sedimentation beträgt bei dieser Wetterlage nur noch 67% bzw. 61% des Gesamtmittels. Umgekehrt haben die Wetterlagen, die unter dem Einfluß eines Hochs nur eine geringe Luftbewegung haben, eine höhere Staubbelastrung aufzuweisen als dem Mittel entspricht. Die Erhöhung beträgt bei Ostwetterlagen, die meist antizyklonal sind, 10%. Wichtig ist, daß bei diesen Wetterlagen häufig eine Luftstagnation eintritt und sich Inversionen ausbilden. Die dabei eintretende Verschlechterung des Aerosols ist gerade für einen Kurort von wesentlicher Bedeutung.

Die statistische Untersuchung ergab eine Signifikanz der Unterschiede, die besonders hoch zwischen Hochdruckwetterlagen (G + H) und Nordwestwetterlagen (B) war. Es war daher ein wichtiger Punkt in der Beurteilung der Luftreinheit der Kurorte, wie stark an den einzelnen Meßstellen die Verstärkung der Staubbelastrung bei antizyklonalen Lagen ist. War diese zu stark, so mußten Bedenken wegen der Prädikatisierung angemeldet werden. Rein orographisch sind diese ungünstigen Stellen meist Tal- und Beckenlagen. Bei solchen Resultaten war es wichtig, die Windzirkulation zu untersuchen. Besonders bei Strahlungswetter bilden sich örtliche Windsysteme wie Berg- und Talwind, Hangauf- und Hangabwind aus, die zu einer Durchspülung des Luftraumes über dem Kurort und dadurch zu lufthygienisch besseren Verhältnissen führen. Es ergab sich gerade bei Orten an Hängen häufig durch diese Zirkulation eine sehr begrüßenswerte Reinigung der Luft. In den Gutachten wurde dann darauf hingewiesen, daß diese örtlichen Strömungen im Bebauungsplan berücksichtigt werden müssen und nicht z. B. durch quergestellte Hochhäuser unterdrückt werden dürfen.

Wie weit die wettermäßig bedingten Schwankungen an einem Ort an den verschiedenen Meßstellen gleichsinnig laufen, zeigte ein Ausschnitt aus der Staubbelastrung in einem Ort in Nordrhein-Westfalen. Die drei Meßstellen sind mit ihren Staubbelastrungen übereinander gezeichnet. In der Nähe der stärksten Emissionsquelle sind die Spitzen sehr stark ausgeprägt. Etwas abseits des Hauptemittenten sind ebenfalls noch starke Immissionen vorhanden. Sie bringen aber nur einen Bruchteil der stärksten Staubbelastrungen. Wichtig ist jedoch, daß der Kurvenverlauf weitgehend gleichmäßig ist. Hervorzuheben sind die Spitzen der 13., 24. und 36. Woche. Die dazu gehörigen Wetterlagen

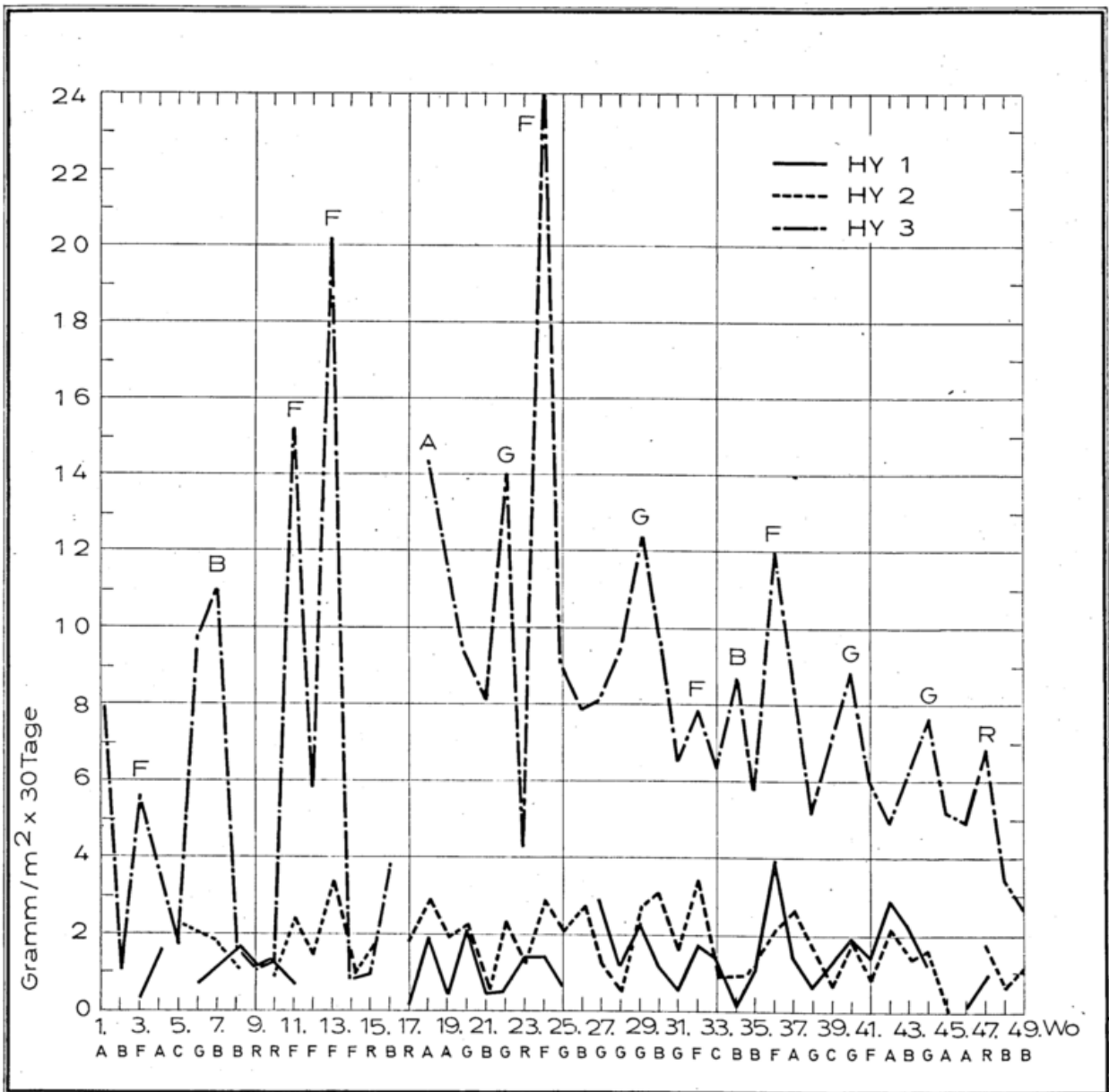


Abb. 2
Verlauf der Staubbelastung in einem Ort
in Nordrhein-Westfalen.

sind entlang der Abszisse angeschrieben. Die einzelnen Spitzen sind ebenfalls noch mit den Wetterlagenbuchstaben gekennzeichnet. Die meisten Maxima sind der Ostwetterlage (F) und der Hochdruckwetterlage (G) zuzuordnen. Bei diesen Wetterlagen haben die anderen Meßstellen auch ein Maximum. Die schwachwindigen antizyklonalen Lagen führen also zu einer ausgedehnten Luftverunreinigung über den ganzen Ort.

Bei den mit B bezeichneten Spitzen, also bei Nordwestwetterlagen, die wegen der starken Luftdurchmischung nicht mit hohen Immissionen verbunden sind, zeigen die beiden anderen Meßstellen einen Rückgang der Belastung und Tiefpunkte. Die Höchstwerte der Immissionen sind bei dieser Wetterlage nur eng begrenzt an der einen Meßstelle des Ortes festzustellen.

Zur weiteren Untersuchung des Wetterlagenzusammenhangs wurden an 112 Kurorten die Reihenfolge der Wetterlagen entsprechend der damit verbundenen Staubbelastungen ausgezählt. Auf den Rang 1 kam die Wetterlage mit der geringsten Staubbelastung und auf den Rang 7 die Wetterlage mit der größten Luftverschmutzung. Danach wurden die Häufigkeiten in Prozenten ausgerechnet, mit der jede Wetterlage auf den

einzelnen Rängen vorkam. Das Ergebnis für vier hervorstechende Wettersituationen zeigt die Abbildung 3.

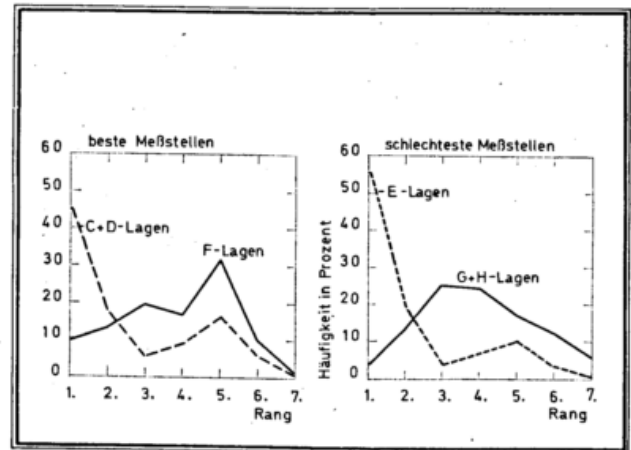


Abb. 3
Rangfolge der Staubbelastung von der geringsten zur stärksten
nach Wetterlagen an 112 Kurorten der BRD.
August 1961 bis Oktober 1970.

Bei der besten Meßstelle überwogen mit 45% die Westwetterlagen. Auf den übrigen Rängen hat sie nochmals auf dem Rang 5 mit 15% Häufigkeit ein sekundäres Maximum. Dieses ist nicht wettermäßig bedingt, sondern hängt mit häufig in der Windrichtung stehenden Emittenten zusammen. Bei den Ostwetterlagen ist ein sehr deutliches Maximum bei der erhöhten Staubbelastung des Ranges 5 zu erkennen. Bei den schlechtesten Meßstellen des Ortes tritt der Wetterlageneinfluß besonders bei der kalten Westwetterlage hervor. Die mit lebhafter Luftbewegung bei labiler Schichtung verbundene Wettersituation hat eine Häufigkeit von 56% bei der besten Rangstufe. Bei dieser Wetterlage sind also auch die ungünstigsten Ortsteile verhältnismäßig sauber. Die Hochdruckwetterlage kommt in diesem Rang nur mit einer Häufigkeit von 3,7% vor. Sie hat ihr Maximum bei den Rängen mit mittlerer Verstaubung. Diese Darstellung der Rangfolge der Staubbelastung bei den einzelnen Wetterlagen bestätigt im wesentlichen den schon in der Abbildung 1 gezeigten Befund.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der Wetterlageneinfluß meist den ganzen Ort erfaßt. Er wirkt sich in der Nähe des stärksten Emittenten am deutlichsten aus, greift aber auch auf die sauberen Ortsteile über. Abweichungen von der Regel der stärksten Belastung bei schwachwindigen Lagen und der gerinsten bei mit lebhaften Luftströmungen und labiler Schichtung verbundenen Situationen werden durch starke örtliche Emittenten hervorgerufen. Für die Ortsplanung ist es wichtig, die bei zur Luftstagnation tendierenden antizyklonalen Lagen auftretenden örtlichen Windzirkulationen auszunützen und nicht durch unzweckmäßige Bebauung zu unterdrücken.

Literatur

- (1) BURCKHARDT, H.; H. FLOHN: Die atmosphärischen Kondensationskerne in ihrer physikalischen, meteorologischen und bioklimatischen Bedeutung. Berlin 1939.
- (2) FLACH, E.: Meteorologisch-bioklimatische Kernzahluntersuchungen im Bereich des Mittelgebirges und der Ostseeküste. Ber. Dt. Wetterd. US-Zone Nr. 42 (1952) S. 158—164.
- (3) NEUWIRTH, R.: Der luftchemische Wirkungskomplex in der bioklimatischen Beurteilung der Kurorte. Ann. Meteor. N. F. 3 (1967) S. 205—210.
- (4) AMELUNG, W.; H. LANDSBERG: Kernzahlungen in Freiluft und Zimmerluft. Bioklimat. Beibl. Meteor. Z. 1 (1934) S. 49—53.
- (5) BECKER, F.: Die jahreszeitlichen Schwankungen der Bioklima-Faktoren im Mittelgebirge. Arch. phys. Therapie 17 (1965) S. 31—38.
- (6) PÜNTMANN, E.: Kontinuierliche Messungen des atmosphärischen Aerosols im Vordertaunus; seine Wetterabhängigkeit und seine hygienische Bewertung. Zbl. biol. Aerosol-Forsch. 11 (1963) S. 189 bis 223.
- (7) GEORGII, H. W.: Das natürliche Aerosol in reiner und verunreinigter Luft. Z. angew. Bäder- u. Klimaheilkde. 16 (1966) S. 466—472.
- (8) NEUWIRTH, R.: Überwachung der Luftreinheit im Kurort. Z. Phys. Med. 1 (1970) S. 242—249.
- (9) NEUWIRTH, R.: Eine verbesserte Folienmethode zur Staubmessung. Staub 23 (1963), S. 455—456.
- (10) KUHNKE, W.; R. SCHULZE: Arbeit und Wetter. In: Handbuch der gesamten Arbeitsmedizin Bd. I. Berlin — München — Wien 1961. S. 634—653.

Meßwertverarbeitung bei kontinuierlich registrierenden Systemen zur Schadstoffanalyse

Zusammenfassung

Im Zusammenhang mit der Automatisierung der Immissions-Meßstation Frankfurt/Main kommt ein Prozeßrechner zur Anwendung. Die Aufgaben des Rechners sind folgende:

1. Digitalisierung der Analog-Signale und Prüfung, ob die Meßwerte innerhalb gewisser Toleranzgrenzen liegen. Falls ein Prüfkriterium verletzt ist, wird der Meßwert verworfen und gelangt nicht in die Datenverarbeitung.
2. Meßwertverarbeitung, Berechnung von Mittelwerten, Extremwerten und Varianzen.
3. Automatische Eichung der Analysengeräte mit rechnerseitiger Nullpunktkorrektur und Berechnung des Skalenfaktors (Empfindlichkeit).

Es wird weiterhin erklärt, welche Vorkehrungen getroffen wurden, um bei einem Stromausfall den kontinuierlichen Betrieb des Gesamtsystems nur möglichst kurzzeitig zu unterbrechen.

Abstract

In connection with the automation of immission measurements in Frankfurt/Main a real-time computer is used, the tasks of which are the following:

1. Digitalisation of the analog signals and the testing of whether the data lie within certain limits. Data not meeting prescribed criteria are rejected.
2. Data processing, such as the calculation of average values, extreme values and variances.
3. Automatic calibration of the measuring equipment along with zeropoint corrections and the calculation of scale factors (sensitivity).

Furthermore, it is explained what steps are taken to compensate for any computation time lost in the event of a power failure.

1. Einleitung

Bereits seit Dezember 1966 werden in Frankfurt/Main an der Immissions-Meßstation des Bundesinnenministeriums die verunreinigenden Beimengungen der Atmosphäre gemessen. Die Immissions-Meßstation mit ihrer zentralen Meßstelle am Meteorologischen Institut der Universität Frankfurt betreibt insgesamt sieben Unterstationen im Großraum Frankfurt. Unter anderem befinden sich im Osten und Westen der Stadt zwei große Meßstellen an der Peripherie der City (Meßstellen Offenbach/Kaiserlei-Kreisel und Nied); eine Meßstelle befindet sich direkt im Zentrum Frankfurts, nahe der Hauptwache. Weiterhin werden vier kleine Unterstationen an der Peripherie des Großraumes Frankfurt betrieben, nämlich Hattersheim, Neu Isenburg, Großkrotzenburg und Niedererlenbach.

An der Zentralstation werden neben den Luftverunreinigungen (Schwefeldioxid, Staub, Kohlenwasserstoffe, Stickoxide, Kohlenmonoxid und Kohlendioxid) auch meteorologische Parameter (Windrichtung, Windgeschwindigkeit, Temperatur, Feuchte, Strahlungs-

bilanz und Druck gemessen. Das gesamte lufthygienische Meßnetz einschließlich der Außenstationen umfaßt z. Z. 7 Schwefeldioxid-, 3 Kohlenmonoxid-, 3 Kohlendioxid-Meßstellen und je eine Staub-, Kohlenwasserstoff- und Stickoxid-Meßstelle.

Von den Außenstationen zur Zentralstation wird das Meßsignal mit einer Fernwirkanlage, System GEAT-RANS 1300 der Firma AEG, auf gemieteten Postleitungen übertragen. Es handelt sich um ein Frequenzmultiplex-System.

Seit März 1971 kommt in der Zentralstation ein Prozeßrechner AEG 60-10 zur Anwendung. Es handelt sich um eine 8 K-Version; die Programmiersprache ist Assembler. An peripheren Einheiten stehen folgende Geräte zur Verfügung: ein Lochstreifenleser, zwei Korrespondenz- bzw. Protokollschreibmaschinen, zwei Lochstreifenstanzer und eine Quarzuhr mit einer Zeitcode-Nebenuhr.

Zwischen der Analog-Eingabe-Peripherie und der Zentraleinheit des Rechners befindet sich der sog. Verkehrsverteiler. Dieser Verteiler besteht u. a. aus einem

Spannungs-Frequenz-Umformer und einem nachgeschalteten Zähler, der über eine vorgegebene Integrationszeit von 40 msec die Impulse des Umformers zählt. Dieser Analog-Digital-Wandler wird seriell für alle Meßkanäle aufgeschaltet.

Die Aufgabe des Prozeßrechners ist es, eine weitgehende Automatisierung der Meßstation zu erreichen. Deshalb ist es erforderlich, eine Reihe von Kriterien zu entwickeln, die den aktuellen Meßwert prüfen, korrigieren oder eventuell verwerfen.

Die Eichung der Analysengeräte soll ebenfalls rechnerseitig initiiert und überwacht werden. Alle Störungen, wie z. B. Stromausfall, sollen möglichst den kontinuierlichen Betrieb der Meßstation nicht länger als unvermeidlich unterbrechen.

Weiterhin soll die Aktualität des Gesamtmeßsystems verbessert werden, d. h. es soll eine sofortige Berechnung statistischer Kenngrößen gewährleistet sein.

2. Meßwert-Erfassung und Korrektur

Bei der Meßwert-Erfassung werden insgesamt vier Prüfungen vorgenommen, die jeweils eine eigene Mißerfolgsmeldung bewirken. Jeder aktuelle Meßwert durchläuft diese Prüfkriterien, jedoch sind die Grenzwerte für jede Komponente, bzw. für jeden Kanal frei wählbar. So können auf unterschiedliche Eigenschaften, wie Geräteübertragungsfunktionen und gerätespezifische Störungen, Rücksicht genommen werden. Dies hat den Vorteil, daß die Mißerfolgsmeldung bereits die Art der Störung und die Kennziffer der betreffenden Meßstelle anzeigt.

Das erste Kriterium prüft, ob der aktuelle Digitalwert kleiner als ein unterer Grenzwert ist. Dieser untere Grenzwert charakterisiert eine Schranke, unter die der Nullpunkt (und somit auch der aktuelle Meßwert) nicht driften darf. Sollte die Abfrage positiv durchlaufen werden, wird geprüft, ob überhaupt ein Meßsignal anliegt (zweites Kriterium). Fall das Kriterium 2 erfüllt ist, bedeutet dies, daß der Nullpunkt zu weit zu kleinen Werten weggelaufen ist, und somit ein manueller Eingriff (Nachziehen des Nullpunktes) nötig ist. Liegt kein Meßsignal an, so spricht dies für einen Strom- oder Fernleitungsausfall bzw. für einen Geräte defekt. Diese Störungen lassen eine weitere Bearbeitung des Kanals nicht sinnvoll erscheinen.

Bei Mißerfolgsmeldung nach Kriterium 1 und 2 wird deshalb der betreffende Kanal bis zur nächsten routinemäßigen rechnerseitigen Eichung gestört gesetzt. Ab diesem Zeitpunkt wird keine weitere Meßwert-Erfassung mehr vorgenommen. Eine manuelle Freigabe nach Behebung des Defektes ist jederzeit möglich. Durch das dritte Kriterium wird geprüft, ob der Meßwert größer als ein oberer Grenzwert ist. Falls der aktuelle Meßwert diese Prüfung negativ durchlaufen hat, wird er gemäß der letzten Eichung (siehe 4.) korrigiert.

Im vierten und letzten Kriterium der Meßwarterfassung soll dem Phänomen des „direkten Kamineinfalls“ an der Ansaugstelle und der damit verbundenen raschen und großen Meßsignaländerung Rechnung getragen werden. Bei ungünstigen Windverhältnissen werden durch das direkte Ansaugen der Emissionen, die aus Kaminen der nächsten Umgebung stammen, unrepräsentative Immissionskonzentrationen gemessen. Dies zeigt sich im sprunghaften Anstieg der Konzentration auf ein Niveau, das beträchtlich über dem Ausgangsniveau liegen kann. Es wird deshalb jeder aktuelle Meßwert y_n mit dem Vorwert y_{n-1} verglichen, d. h. die absolute Differenz $(y_n - y_{n-1})$ darf eine gewisse Schranke D nicht übersteigen. Im Falle des Überschreitens liegt eine unerlaubte Meßsignaländerung pro Zeiteinheit vor. Der Meßwert y_n darf nicht in die weitere Verarbeitung ge-

langen und wird deshalb verworfen. Auf dem Vergleichsplatz bleibt y_{n-1} erhalten, so daß bei den folgenden Prüfungen gemäß diesem Kriterium alle Differenzen auf das Ausgangsniveau bezogen werden. Die Größe der Schranke D muß empirisch bestimmt werden und ist wegen der örtlichen Bedingungen im allgemeinen für jede Meßstelle verschieden.

Mit Hilfe dieses Kriteriums kann eine weitere Fehlerquelle des Schwefeldioxid-Analysengerätes (Picoflux) ausgeschlossen werden: Luftblasen, die an den Elektroden vorbeiwandern, verursachen sprunghafte Meßsignaländerungen, die mit Hilfe des Differenzkriteriums eliminiert werden.

Ein Meßwert, der alle 4 Kriterien durchlaufen hat, gelangt zur weiteren Verarbeitung.

3. Meßwertverarbeitung

Im Routineprogramm werden von allen Komponenten 30-Minuten-Mittelwerte, 24-Stunden-Mittelwerte und Varianzen berechnet, sowie eine Maximalbestimmung während des Mittelbildungszeitraumes – soweit physikalisch sinnvoll – vorgenommen. Am Beispiel des Schwefeldioxids, das wie alle lufthygienischen Komponenten mit Ausnahme des Staubs im 30-Sekunden-Zyklus abgefragt wird, soll die Mittelwertverarbeitung gezeigt werden: Aus den aktuellen Meßwerten wird der 3-Minuten-Mittelwert und daraus der 30-Minuten-Mittelwert berechnet. Weiterhin kann nun die Varianz der 3-Minuten-Mittelwerte auf den 30-Minuten-Mittelwert gebildet werden. Außerdem wird der maximale 3-Minuten-Mittelwert während der halben Stunde bestimmt.

Analog wird beim 24-Stunden-Mittelwert verfahren. Mit den 30-Minuten-Mittelwerten wird die Varianz auf den Tagesmittelwert gebildet. Als Maximum wird der größte 30-Minuten-Mittelwert ausgegeben.

Bei jeder Mittelwertbildung wird geprüft, ob eine statistisch hinreichende Zahl an Einzelwerten vorhanden ist. Sollten aufgrund der Verwerfungskriterien der Meßwarterfassung zu wenige Einzelwerte existieren, so wird der Mittelwert seinerseits verworfen und im Protokoll eine Falschwertkennung ausgegeben.

Neben der 30-Sekunden-Abfrage kommen noch 5-Sekunden-, 3-Minuten- und 30-Minuten-Abfragen zur Anwendung. Der Wind mit Richtung und Geschwindigkeit wird im 5-Sekunden-Zyklus abgefragt, während die meteorologischen Größen Temperatur und Feuchte sowie der Staub alle 3 Minuten abgerufen werden. Der Halbstundenwert des Druckes ist der aktuelle Meßwert.

Im Sonderprogramm werden von vier wählbaren Meßstellen 10-Minuten-Mittelwerte, 60-Minuten-Mittelwerte und die Varianzen der 1-Minuten-Mittelwerte auf den 10-Minuten-Mittelwert, bzw. die Varianzen der 10-Minuten-Mittelwerte auf den 60-Minuten-Mittelwert berechnet. Mit Hilfe dieses Forschungsprogramms erhofft man sich unter anderem Aufschlüsse über die Aussagekraft von Mittelwerten und Varianzen. Außerdem können mit Hilfe dieses Sonderprogramms bei interessanten Wetterlagen (Anreicherungs-lagen) auch kurzzeitige Mittelwerte erstellt werden, so daß der Konzentrationsverlauf mit hoher Auflösung dokumentiert werden kann.

4. Eichung der Analysengeräte

Ein wichtiger Schritt zur Automatisierung der Immissions-Meßstation ist die rechnerseitig initiierte und überwachte Eichung der Analysengeräte. Der Eichzyklus beträgt 23 Stunden, so daß der Zeitpunkt der Eichung umläuft.

Rein technologisch läuft der Eichvorgang folgendermaßen ab: Der Rechner schließt den Stromkreis eines

Relais, das dadurch anzieht und ein Magnetventil schaltet, so daß von Meßluft auf Eichgas (unterer Eichpunkt) umgestellt wird. Nach einer bestimmten Zeit (4 Minuten) wird in gleicher Weise ein zweites Magnetventil geschaltet. Dabei wird dem Analysengerät ein zweites Eichgas (oberer Eichpunkt) zugeführt. Nach weiteren 4 Minuten wird der Stromkreis unterbrochen, so daß wieder die zu analysierende Außenluft angesaugt wird. Nach der gleichen Systematik verläuft die Eichung der Analysengeräte an den Außenstationen vermittels der Fernwirkanlage.

Am Ende der 4-Minuten-Zyklen werden jeweils die Eich-Istwerte abgefragt und mit den vorher einprogrammierten Eich-Sollwerten verglichen, d. h. aus den Größen „Sollwert unten“, „Sollwert oben“, „Istwert unten“ und „Istwert oben“ kann die Steigung m und die Nullpunktverschiebung b berechnet werden. Diese beiden Größen werden zur Korrektur eines jeden aktuellen Meßwertes gemäß der Geradengleichung $y_{\text{korr}} = my_{\text{aktuell}} + b$ benutzt.

Es sei noch erwähnt, daß bei allen Kanälen, die nicht an der Eichung beteiligt sind, die normale Meßwerterfassung und Verarbeitung weitergeführt wird.

5. Stromausfall

Um einen kontinuierlichen Betrieb zu gewährleisten, muß auch ein Stromausfall abgesichert sein.

Der Rechner rettet beim Stromausfall die Information seiner Speicherplätze, so daß eine erste wichtige Voraussetzung erfüllt ist. Weiterhin wird bei Spannungswiederkehr durch eine Wiedereinschaltautomatik dafür gesorgt, daß sowohl der Rechner als auch die Peripheriegeräte wieder einsatzfähig sind. Softwaremäßig ist das Problem des Stromausfalls folgendermaßen gelöst: Bei Stromwiederkehr fragt der Rechner die aktuelle Zeit ab, die von einer Quarzuhr mit Hilfe einer Zeitcode-Nebenuhr BCD-verschlüsselt zur Verfügung steht. Die Uhr wird während des Stromausfalls von Batterien gespeist. Der Rechner stellt die Differenzzeit zwischen Stromausfall und -wiederkehr fest. Zu Beginn der näch-

sten halben oder vollen Stunde wird die Datenverarbeitung aller meteorologischen Komponenten wieder aufgenommen. Die Analysengeräte brauchen im allgemeinen nach einem Stromausfall wegen der fehlenden Thermostatisierung eine Einlaufzeit von etwa 1,5 Stunden. Während dieser Zeit wird keine Meßwerterfassung und Verarbeitung dieser Komponenten vorgenommen. Nach der Einlaufzeit wird rechnerseitig eine Eichung angestoßen, so daß nach 2 Stunden das gesamte System wieder normal arbeitet.

Bei Stromwiederkehr wird weiterhin der Rechner normiert, indem alle Zellen, in denen Werte zur Mittelbildung, Maximumbestimmung und Varianzbildung stehen, zur Ausgabe eines normalen Halbstundenprotokolls gelangen. Dabei gelten alle Verwerfungskriterien der Meßwertverarbeitung, so daß auch hier gewährleistet ist, daß eine statistisch hinreichende Zahl an Einzelmeßwerten zur Mittelbildung herangezogen wird. Außerdem werden diese Werte bei der Bildung eines 24-Stunden-Protokolls berücksichtigt, falls sie rechnerseitig nicht verworfen wurden.

6. Ausblick

Es sei noch erwähnt, daß eine Reihe weiterer Forderungen des Systems berücksichtigt werden müssen. So muß z. B. bei der Mittel- und Varianzbildung der Windrichtung wegen der Kreisskala eine besondere Verarbeitung vorgenommen werden. Außerdem bedarf die summativ Meßmethode des Staubmonitors (FRIESECKE und HÖPFNER) einer Sonderverarbeitung. Es kann dabei zum Teil das Differenzkriterium der Meßwerterfassung benutzt werden.

Bei einer Erweiterung des Rechnersystems wäre darauf zu achten, daß die Eichung der Analysengeräte noch stärker abgesichert wird. So ist z. B. ein gemittelter Eich-Istwert einem aktuellen Eich-Istwert vorzuziehen.

Weiterhin soll bei einer Aufstockung des Rechners ein Freizeit-Rechenprogramm entwickelt werden, so daß neben längerfristigen Mittelwerten auch Korrelationen gerechnet werden können.

H. WACHTER

DK 551.510.42 : 551.596

Schadstoffdosen oberhalb verschiedener Konzentrationsschwellen

Zusammenfassung

Die Wirkung luftverschmutzender Spurenstoffe auf Lebewesen wird nicht allein durch Momentanwerte der Immissionskonzentration, sondern auch durch die Dauer der Einwirkung, mithin durch das Zeitintegral der Konzentration bestimmt, das man als „Dosis“ bezeichnet. Besonders interessieren dabei die oberhalb bestimmter Mindestkonzentrationen zustandegewonnenen Dosen, wenn diese Mindestkonzentrationen als Schwellenwerte einer schädlichen Wirkung betrachtet werden dürfen.

Aus in Frankfurt a. M. in kontinuierlicher Messung gewonnenen Konzentrationswerten wurden die Integrale der Überschreitung sechs verschiedener Schwellen (4,0, 6,3, 10, 16, 25 und 40 pphm SO_2) berechnet und in Häufigkeitsverteilungen verglichen; die Ausgangsdaten enthalten Tagesgänge mit charakteristischen Unterschieden wie einzelnen, hohen Spitzen („peaks“), zahlreichen Spitzen oder auch glatterem Verlauf mit längerer Überschreitung. Aus den quasimomentanen Meßwerten wurden außerdem Mittelwerte über verschiedene Zeitspannen (10 min, 30 min) gebildet und diese als Ausgangsmaterial verwendet.

Die Häufigkeitsverteilungen der Dosen lassen bisher keine deutlichen Unterschiede in Abhängigkeit von der Schwellenhöhe erkennen, was an der einstweilen noch relativ geringen Anzahl der verarbeiteten Kurzzeitwerte liegen dürfte. Die Mittelung übt einen sehr ausgeprägten Einfluß in dem Sinn aus, daß längere Mittelungsspannen größere Überschreitungsdosen vortäuschen; offensichtlich wird dabei der Zeitfaktor gegenüber dem Konzentrationsfaktor überbetont.

Eine ausführliche Veröffentlichung soll nach der Verarbeitung größeren Meßmaterials folgen.

Struktur der atmosphärischen Grenzschicht

Eine der wichtigsten Aufgaben für die Meteorologie des nächsten Jahrzehntes wird die Entwicklung numerischer Vorhersagemodelle für mittelfristige Vorhersagen, d. h. Vorhersagen über mindestens 5 Tage sein. Das jetzt angelaufene Global Atmospheric Research Programm (GARP) soll u. a. auch die Beobachtungsdaten eines relativ dichten Netzes für erste Versuchsmodelle zur Verfügung stellen.

Während nun die bisherigen numerischen Modelle für Vorhersagen bis maximal 72 Stunden ohne Berücksichtigung der Energieumsetzungen an der Erdoberfläche und der Strahlungseffekte auskommen – für diese kurzen Vorhersagezeiträume spielen die genannten Prozesse nur eine untergeordnete Rolle –, um so mehr sind diese für mittelfristige Vorhersagezeiten von Bedeutung. Hier sind es außer den Strahlungsvorgängen die turbulenten Flüsse von Impuls, fühlbarer Wärme und Wasserdampf, die in die Vorhersagemodelle mit aufzunehmen sind. Diese turbulenten Flüsse sind in Abhängigkeit von den großräumigen Strömungsvariablen und evtl. anderer externer Parameter zu bestimmen. Dieser Vorgang wird in der Literatur als Parameterisierung bezeichnet. Ein Problem, das in diesem Zusammenhang zusätzlich auftritt, folgt aus der Tatsache, daß zunächst – und sicher noch für einige Zeit – die Kapazität der Rechenautomaten so beschränkt ist, daß man in einem horizontalen Gitternetz mit einem Gitterabstand von etwa 400 km Kantenlänge rechnen muß. Das bedeutet, daß die turbulenten Flüsse jeweils als Mittelwerte über eine größere horizontale Fläche zur Verfügung stehen müssen.

Bevor das Ziel einer sachgerechten Parameterisierung dieser Flüsse erreicht werden kann, müssen die Kenntnisse über die Vorgänge in der atmosphärischen Grenzschicht in vielen Details erweitert werden. Auch aus diesem Grund hat die Erforschung der planetarischen Grenzschicht in den letzten Jahren eine erneute Intensivierung erfahren. Dabei ist aber sicher, daß nicht nur die diskutierten Probleme hierzu geführt haben, sondern auch meteorologische Probleme des Umweltschutzes, Fragen der Luftsicherheit und einige andere mehr.

Die Probleme bei der Behandlung der atmosphärischen Grenzschicht sind sowohl bei theoretischen wie auch bei experimentellen Untersuchungen groß; einige werden diskutiert werden. Sie sind vom theoretischen Standpunkt zum größten Teil dadurch bedingt, daß es sich um Turbulenzprobleme handelt, die deswegen nicht leicht zu lösen sind, weil das Gleichungssystem für die turbulenten Bewegungen nicht ohne zusätzliche Annahmen zu schließen ist. An Hand des einfachsten Falles einer Modellgrenzschicht sollen einige der Probleme diskutiert werden.

Es werde eine stationäre, horizontale und zeitlich gemittelte Strömung als Modell einer planetarischen Grenzschichtströmung betrachtet. Alle gemittelten Größen des Strömungsfeldes sind horizontal homogen; es ist jedoch ein horizontaler Druckgradient vorhanden. Ferner wird eine konstante mittlere Dichte $\bar{\rho}$ vorgegeben sowie die molekulare Reibung als vernachlässigbar gegenüber der Turbulenzreibung angesehen. Unter diesen Voraussetzungen reduzieren sich die Bewegungsgleichungen auf die Gleichung [1]:

$$f[k \times (\hat{v} - \hat{v}_g)] = \frac{d}{dz} \left(\frac{\tau}{\bar{\rho}} \right). \quad [1]$$

In Gleichung [1] bedeuten f der Coriolisparameter $2\omega \sin \varphi$, k der vertikale Einheitsvektor, $\hat{v}$, $\hat{v}_g$ das mit der Dichte gewichtete zeitliche Mittel des horizontalen Windes bzw. des geostrophischen Windes, τ der horizontale Schubspannungsvektor.

Die Randbedingungen lauten wie folgt:

$$z = z_0: \quad \hat{v} = 0, \quad \left| \frac{\tau}{\bar{\rho}} \right| = u_*^2; \quad [2]$$

(Unter z_0 sei die Rauigkeitslänge verstanden; die Höhe über dem Erdboden, in der die mittlere Geschwindigkeit Null wird; u_* wird als Schubspannungsgeschwindigkeit bezeichnet).

Für $z = H$ (der Obergrenze der Grenzschicht):

$$\hat{v} = \hat{v}_g; \quad \frac{\tau}{\bar{\rho}} = 0. \quad [3]$$

Es wird nun eine Normierung der Variablen vorgenommen. Dabei werden die Normierungsparameter so gewählt, daß die normierten Größen dem Betrage nach im wesentlichen zwischen 0 und 1 liegen. Normierte Größen werden mit einem Stern (*) bezeichnet.

$$\left(\frac{\tau}{\bar{\rho}} \right)^* = \frac{\frac{\tau}{\bar{\rho}}}{\left| \frac{\tau}{\bar{\rho}} \right|_{z_0}} = \frac{\frac{\tau}{\bar{\rho}}}{u_*^2}; \quad z^* = \frac{z}{H}, \quad \hat{v}^* = \frac{\hat{v}}{|\hat{v}_g|}. \quad [4]$$

Die Integration der Grundgleichung liefert die folgende Beziehung:

$$\left(\frac{\tau}{\bar{\rho}} \right)^*_{z^*} = \left(\frac{\tau}{\bar{\rho}} \right)^*_{z_0^*} - \frac{|\hat{v}_g| \cdot f \cdot H}{u_*^2} \int_{z_0^*}^{z^*} \left[|k \times (\hat{v}_g^* - \hat{v}^*)| \right] dz^* \quad [5]$$

In einem Koordinatensystem, das so orientiert ist, daß die x -Komponente in Richtung des Bodenwindes zeigt, lautet die normierte x -Komponente des Schubspannungsvektors

$$\left(\frac{\tau_x}{\bar{\rho}}\right)^*_{z^*} = 1 + \frac{|\hat{v}_g| \cdot f \cdot H}{u_*^2} \int_{z_0^*}^{z^*} (\hat{v}_g^* - \hat{v}^*) dz^* \quad [6]$$

Im Falle eines höhenkonstanten geostrophischen Windvektors kann abgeschätzt werden, bis in welche Höhe der zweite Term der rechten Seite von Gleichung [6] gegenüber dem ersten zu vernachlässigen ist:

$$\frac{|\hat{v}_g| \cdot f \cdot H}{u_*^2} \int_{z_0^*}^{z^*} |\hat{v}_g^*| dz^* \ll 1 \quad [7]$$

oder in dimensionsbehafteten Größen ($z_0 \ll z_p$)

$$z_p \ll \frac{u_*^2}{|\hat{v}_g| \cdot f} \quad [8]$$

Mit $u_* = 50 \text{ cm sec}^{-1}$, $|\hat{v}_g| = 6 \cdot 10^2 \text{ cm sec}^{-1}$ und $f = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ erhält man

$$z_p \ll 420 \text{ m.} \quad [9]$$

Die Schicht vom Erdboden bis zur Höhe z_p (etwa 20–30 m) bezeichnet man als Prandtl-Schicht. In ihr gilt:

$$\left(\frac{\tau_x}{\bar{\rho}}\right)^*_{z_0^*} \leq z^* \leq z_p^* \cong 1 \quad [10]$$

$$\begin{aligned} \Phi_m & \begin{cases} \text{LABIL} & \Phi_m^4 - 9 \frac{z}{L} \Phi_m^3 = 1 \text{ oder } \Phi_m = \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{-1/4} & [14] \\ \text{STABIL} & \Phi_m = 1 + 4.7 z/L & [15] \end{cases} \\ \Phi_h & \begin{cases} \text{LABIL} & \Phi_h = 0.74 \left(1 - 9 \frac{z}{L}\right)^{-1/2} & [16] \\ \text{STABIL} & \Phi_h = 0.74 + 4.7 z/L & [17] \end{cases} \end{aligned}$$

Drei Ergebnisse der oben zitierten Messungen verdienen hervorgehoben zu werden, da sie unerwartet waren und den bisherigen Ergebnissen widersprechen:

1) die von-Kármán-Konstante ergab sich aus sehr sorgfältigen Messungen zu $k = 0.35$ anstelle von $k = 0.40$ bisher.

2) Der Temperaturverlauf in der Prandtl-Schicht zeigt im Labilen eine Höhenabhängigkeit von $T \sim z^{-1/2}$ anstelle von $T \sim z^{-1/3}$, wie bisher angenommen wurde.

3) Das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten von Wärme zu Impuls K_H/K_M geht im Grenzfall adiabatischer Schichtung gegen den Wert von etwa 1.35 und nicht gegen 1. Dies ist indirekt eine Folge des kleineren Wertes von k , jedoch nicht völlig hierdurch erklärbar.

Es sei noch einmal betont, daß die vorhergehenden Ergebnisse und Abhängigkeiten nur für die Prandtl-Schicht gelten. Den vorangehenden Ausführungen ist zu entnehmen, daß die Kenntnisse über die Verhältnisse in der Prandtl-Schicht schon sehr detailliert und durch Messungen fundiert sind, es aber noch einige Probleme gibt, die einer Klärung bedürfen.

Die Situation wird wesentlich anders, wenn die gesamte planetarische Grenzschicht betrachtet wird. Hier sieht man sich größeren Schwierigkeiten gegenüber, sowohl auf theoretischem wie auch auf experimentellem Gebiet. Alle Modelle, die zum Ziel haben, eine stationäre, adiabatische und barotrope planetarische Grenzschicht zu beschreiben, müssen die Beobachtungstatsachen, wie sie nachstehend in groben Zügen dargestellt sind, wiedergeben.

Die vorgenommene Abschätzung der Höhe der Prandtl-Schicht setzt uns in die Lage, u_* ($= (\tau_x/\bar{\rho})^{1/2}$) als einen konstanten, externen Parameter zu behandeln. Das gleiche gilt für den turbulenten Wärmestrom $H = c_p \bar{\rho} \omega' T'$.

Aus beiden Größen wird eine charakteristische Länge L – die Monin-Obukhov-Stabilitätslänge – gebildet, die ein Maß für die Schichtung darstellt.

$$L = - \frac{u_*^3}{k \frac{g}{T} \omega' T'} \quad [11]$$

wobei g die Erdbeschleunigung, k die von-Kármán-Konstante und $\omega' T'$ die Kovarianz aus Vertikalgeschwindigkeit und Temperaturabweichung bedeuten.

Die Ähnlichkeitstheorie liefert uns die hypothetische Aussage, daß die dimensionslosen Profildfunktionen für den Wind Φ_m und die Temperatur Φ_h nur eine Funktion der dimensionslosen Größe z/L sind.

$$\Phi_m \equiv \frac{k \cdot z}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dz} = f_1\left(\frac{z}{L}\right) \quad [12]$$

$$\Phi_h \equiv \frac{k \cdot z}{T_*} \frac{dT}{dz} = f_2\left(\frac{z}{L}\right) \quad [13]$$

mit $T_* = -H/kc_p \bar{\rho} u_*$.

Die Profildfunktionen Gl. [12] und Gl. [13] haben nach neuesten Messungen (1) die folgende Form:

1) Der Windvektor beschreibt in Abhängigkeit von der Höhe eine Spirale und dreht in den Vektor des geostrophischen Windes an der Obergrenze der Grenzschicht.

2) Unter der Annahme, daß der Schubspannungsvektor die Richtung des Scherungsvektors des Windes hat, ist der Schubspannungsvektor am Boden parallel zum Bodenwind, nimmt in Form einer Spirale mit der Höhe ab und verschwindet an der Obergrenze der Grenzschicht.

3) Der Diffusionskoeffizient für Impuls K_M nimmt in den untersten Schichten (Prandtl-Schicht) linear mit der Höhe zu, erreicht in etwa 200–300 m einen Maximalwert und nimmt nach oben wieder ab.

4) Der Mischungsweg l nimmt in den untersten Schichten (Prandtl-Schicht) linear mit der Höhe zu; steigt dann nur noch wenig an (bis etwa 800 m), um dann geringfügig wieder abzunehmen.

Wenn man ein Modell für eine planetarische Grenzschicht konstruieren und diese auf diabatische Schichtungen erweitern will, so treten die folgenden Schwierigkeiten auf. Die Gleichungen für die Grenzschicht sind in Gleichung [1] und die Randbedingungen in Gleichung [2] und [3] enthalten. Vorgegeben sind die externen Parameter f , $\bar{\rho}$, $\hat{v}_g$, z_0 . Es liegen also 2 Gleichungen mit 4 Unbekannten ($\bar{u}(z)$, $\bar{v}(z)$, $\tau_x(z)$, $\tau_y(z)$) vor. Es müssen also zusätzliche Informationen bereitgestellt werden, die eine Lösung des Gleichungssystems erlauben. Folgende Verfahren sind möglich und zum größeren Teil in der Vergangenheit auch angewendet worden.

a) Man gibt den Schubspannungsvektor τ als Funktion der Höhenkoordinate z vor. Es zeigt sich hierbei jedoch, daß geringfügige Änderungen in der Vorgabe der Höhenabhängigkeit zu starken Änderungen im Windprofil führen, was eine Konstruktion eines Modelles auf Grund dieser Vorgabe als nicht sinnvoll und zweckmäßig erscheinen läßt.

b) Als Ausweg bietet sich der Gradientansatz an, über der der Schubspannungsvektor mit der vertikalen Änderung des Windvektors verknüpft wird.

$$\frac{\tau}{\rho} = K_M \frac{d\hat{v}}{dz} \quad [18]$$

Da jedoch Gleichung [18] nicht mehr als eine Definitionsgleichung für K_M ist und K_M eine — oben beschriebene — Höhenabhängigkeit zeigt, verlagert man hier das Problem auf die Vorgabe eines $K_M(z)$ -Profils, wobei bei einem diabatischen Modell der Einfluß der Schichtung auf das K_M -Profil in der Vorgabe zu berücksichtigen ist. Solche Modelle, die auf einer mehr oder minder realistischen Vorgabe von $K_M(z)$ beruhen, sind in der Literatur zahlreich zu finden.

c) Häufig findet eine weitere Beziehung bei der Konstruktion von planetarischen Grenzschichtmodellen Verwendung: der Mischungswegansatz,

$$K_M = l^2 \left| \frac{d\hat{v}}{dz} \right|, \quad [19]$$

wobei l der Mischungsweg ist, der wiederum als Profil vorgegeben werden oder durch erneute Annahmen bestimmt werden muß.

Es zeigt sich jedoch bei den beiden letztgenannten Verfahren, daß das Windprofil weniger empfindlich auf unterschiedliche Vorgaben oder Beziehungen für K_M oder l reagiert als dies bei dem Schubspannungsvektor der Fall ist.

Zum Schluß soll noch auf das Widerstandsgesetz (z. B. (2)) eingegangen werden, das in der letzten Zeit eine ziemliche Beachtung gefunden hat, weil es sich vermutlich als Übergangslösung zum Einbau in numerische Modelle besonders eignet. Das Widerstandsgesetz kann in zwei Gleichungen angegeben werden:

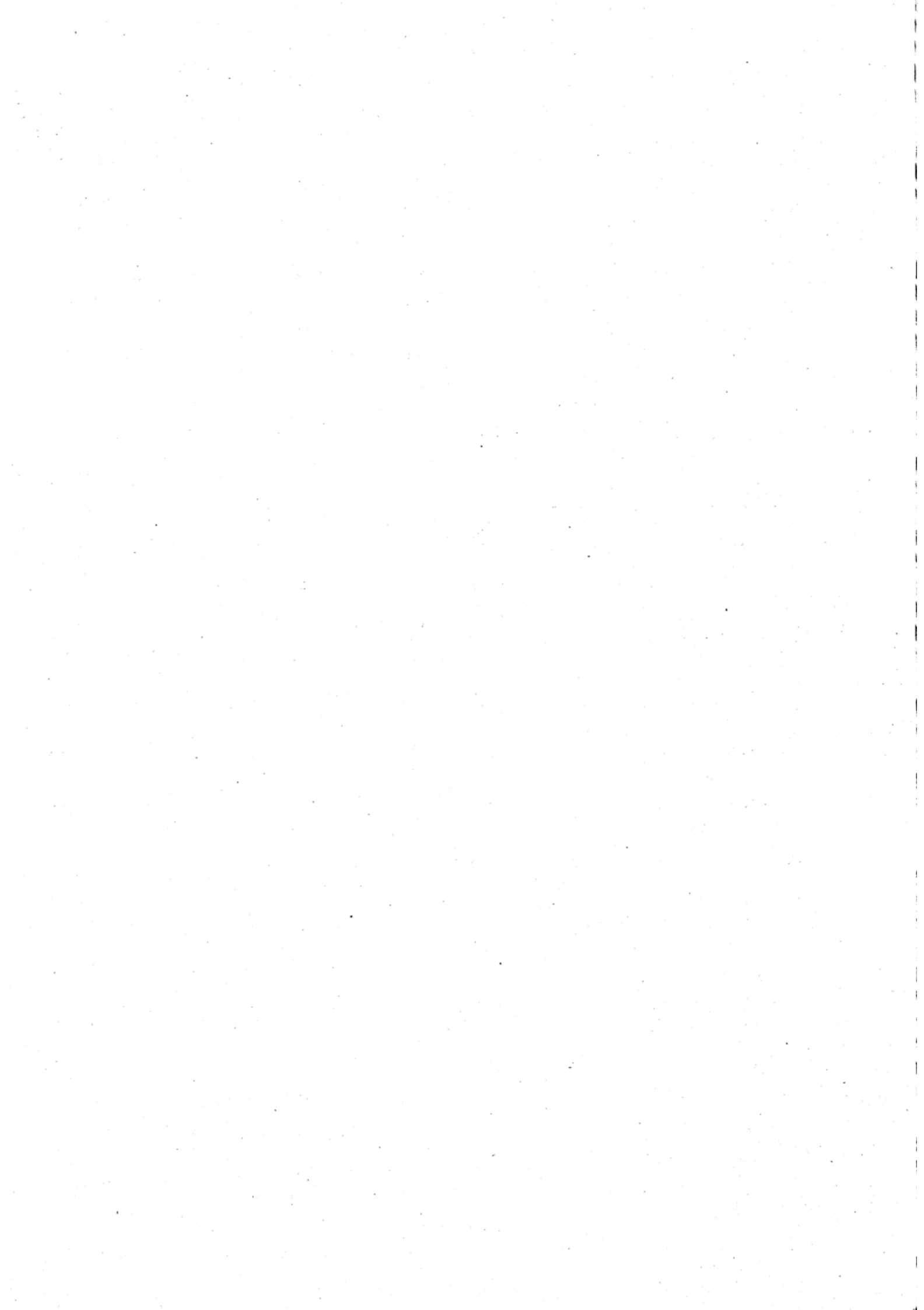
$$\ln Ro_o = M - \ln C_D + \left(k^2 / C_D^2 - N^2 \right)^{1/2} \quad [20]$$

$$N = \frac{k}{C_D} \sin \alpha_o \quad [21]$$

Hierin bedeuten Ro_o die Oberflächen-Rossby-Zahl $\hat{v}_g / |f \cdot z_o|$, C_D den geostrophischen „drag“-Koeffizienten $u_* / |\hat{v}_g|$ sowie M und N numerische Konstanten im Fall adiabatischer Schichtung; im diabatischen Fall sind M und N Funktionen des turbulenten Wärmestromes. Während man für adiabatische Schichtung für $M \cong 0.9$ und $N \cong 4.6$ angeben kann, zeigen die Angaben für den Verlauf von M und N in Abhängigkeit von der Schichtung noch beträchtliche Unsicherheiten. Zwei Wege bieten sich hier zur Klärung an: einmal genaue und ausführliche Messungen in der planetarischen Grenzschicht unter Bedingungen, die den Voraussetzungen der Modelle möglichst weitgehend entsprechen, sowie Berechnung der Konstanten aus Grenzschicht-Modellen. Beide Wege werden zur Zeit begangen.

Literatur

- (1) BUSINGER, J. A.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; BRADLEY, E. F.: Flux-Profile relationships in the atmospheric surface layer. J. atmosph. Sci. 28 (1971) S. 181–189.
- (2) ZILITINKEVICH, S. S.: Dynamik der atmosphärischen Grenzschicht (Orig. russisch). Leningrad: Hydrometeor. Verlag 1970. 291 S.



Die Abhängigkeit des turbulenten Diffusionskoeffizienten von der thermischen Schichtung

Zusammenfassung

Mit den Daten der meteorologischen Station in Garching bei München wurden Stundenmittel der Wärmehaushaltsgrößen für ein volles Jahr (Juni 1964 – Mai 1965) berechnet. Mit Hilfe dieser Werte konnte ein Maß für die Schichtungsabhängigkeit des turbulenten Diffusionskoeffizienten gefunden werden, indem der Quotient K_H/K_a aus dem tatsächlichen und dem „adiabatischen“ Transportkoeffizienten in Abhängigkeit von der als Schichtungsparameter benutzten Richardsonzahl dargestellt wurde. Im Bereich labiler Schichtung gilt im Mittel die Holzman-Beziehung bis $Ri = -1$, für $Ri < -1$ hängt K_H/K_a vermutlich nicht mehr von der Schichtung ab. Bei Gültigkeit des linear-logarithmischen Profilansatzes ($Ri \approx -0.1 \dots +0.01$) gilt die lineare Beziehung $K_M/K_a = 1 - \alpha Ri$, wobei die Konstante α für negative Ri einen anderen Wert annimmt ($\alpha = 13$) als für positive Ri ($\alpha = 80$). Für $Ri > 10^{-2}$ fällt, wie durch eine große Anzahl von Werten bis $Ri = 10$ belegt wird, K_H/K_a mit $Ri^{-1/3}$ ab.

Abstract

Data of the meteorological station at Garching near Munich are used to calculate hourly means of the energy budget for one year (June 1964 – May 1965). From this dependency of eddy diffusivity on the atmospheric stability is evaluated. Therefore the ratio K_H/K_a of real and „adiabatic“ transfer coefficients is shown as a function of Richardson number. For unstable regime means follow the Holzman-relation up to $Ri = -1$, for $Ri < -1$ presumably K_H/K_a depends no longer on Ri . In the range of log-linear form of profiles ($Ri \approx -0.1 \dots +0.01$) the linear relation $K_M/K_a = 1 - \alpha Ri$ is valid, at which the constant α at negative Ri is lower ($\alpha = 13$) than at positive Ri ($\alpha = 80$). A great number of values up to $Ri = 10$ shows the decrease of K_H/K_a with $Ri^{-1/3}$ for $Ri > 10^{-2}$.

Die vorliegende Untersuchung wurde mit dem Datenmaterial der meteorologischen Station in Garching bei München durchgeführt. Auf eine Beschreibung der Station kann im Hinblick auf andere Berichte (1, 3) verzichtet werden. Im Zeitraum Juni 1964 bis Mai 1965 liegen die Stundenmittel der Meßgrößen lückenlos vor, so daß der Wärmehaushalt an der Station für ein ganzes Jahr berechnet werden konnte (2). Die Wärmehaushaltsdaten, die zusammen mit den Meßwerten auf Magnetband gespeichert sind, wurden nun dazu benutzt, verschiedene mikrometeorologische Parameter zu berechnen. Dabei wurde auch die Abhängigkeit von der thermischen Schichtung untersucht. Über eines der Ergebnisse wird im folgenden berichtet.

Der vertikale Strom einer Eigenschaft wird üblicherweise auch bei turbulentem Transport – analog zu den vom molekularen Transport bekannten Gesetzen – dem Gradienten der transportierten Eigenschaft proportional gesetzt. In den Ansätzen für die vertikalen Ströme der fühlbaren und der latenten Wärme H und E und des Impulses τ

$$H = \rho K_H c_p \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad E = \rho K_E \frac{\partial q}{\partial z}, \quad \tau = \rho K_M \frac{\partial u}{\partial z} \quad [1]$$

bedeuten ρ die Dichte, c_p die spezifische Wärmekapazität und $\frac{\partial \theta}{\partial z}$, $\frac{\partial q}{\partial z}$ und $\frac{\partial u}{\partial z}$ die vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur θ , der spezifischen Feuchte q und der horizontalen Windgeschwindigkeit u . Die tur-

bulenten Diffusionskoeffizienten K_H , K_E und K_M , die als Produkt mit der Dichte die entsprechenden Austausch-koeffizienten ergeben, werden in der Regel als identisch angenommen, da direkte Messungen der vertikalen Ströme zeigten, daß die Transporte zumindest in einem großen Stabilitätsbereich in gleicher Weise vor sich gehen (10). Der turbulente Diffusionskoeffizient selbst hängt in erheblichem Maße von der thermischen Schichtung der Atmosphäre ab, und diese Abhängigkeit wird im folgenden diskutiert.

Als Schichtungsparameter wird die Richardsonzahl Ri benutzt, die durch die Gleichung

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{\partial \theta / \partial z}{(\partial u / \partial z)^2} \quad [2]$$

mit g als Erdbeschleunigung und T als Temperatur definiert ist. Sie entspricht dem Verhältnis von thermischer zu dynamischer Erzeugung von Turbulenzenergie.

Bei adiabatischer Schichtung, also bei verschwindender Richardsonzahl, gilt das logarithmische Windgesetz

$$u = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0}, \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz}, \quad [3]$$

in dem $k = 0.4$ die v. Kármán-Konstante und z_0 den Rauigkeitsparameter bedeuten. Da die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* durch

$$\tau = \rho u_*^2 \quad [4]$$

definiert ist und die Schubspannung τ ebenso wie die anderen vertikalen Ströme in der Prandtl-Schicht als

konstant mit der Höhe angesehen wird, erhält man mit dem logarithmischen Ansatz für das vertikale Windprofil und mit [1]

$$K_M = k^2 z^2 \frac{\partial u}{\partial z} = k u_* z = K_a \quad [5]$$

also ein lineare Zunahme des turbulenten Diffusionskoeffizienten mit der Höhe.

Berechnet man den turbulenten Diffusionskoeffizienten auch bei diabatischer Schichtung nach dem adiabatischen Ansatz [5] — er soll dann mit K_a bezeichnet werden — und vergleicht ihn mit dem tatsächlichen Wert von K_H , so erhält man daraus einen Hinweis auf den Einfluß der thermischen Schichtung auf diesen Transportkoeffizienten.

Der diabatische Transportkoeffizient wurde nach der Gleichung

$$H + E = - (Q + B) = \rho c_p K_H \frac{\partial \theta_a}{\partial z}, \quad [6]$$

also mit der Annahme $K_H = K_E$, aus den stündlichen Mittelwerten der Strahlungsbilanz Q , des Bodenwärmestroms B und des vertikalen Gradienten der äquivalentpotentiellen Temperatur θ_a in 2 m Höhe berechnet, der „adiabatische“ Transportkoeffizient über

$$u_* = k \frac{u_1 - u_2}{\ln z_1/z_2} \quad [7]$$

aus den Stundenmitteln der Windgeschwindigkeit in 50 m und 2 m Höhe. Der Quotient K_H/K_a , der in der MONIN-Obukhovschen Darstellung (5) der Funktion $1/\Phi_H$ entspricht, wird in der Abbildung in Abhängigkeit von der Richardsonzahl dargestellt.

Die eingezeichneten Punkte sind geometrische Mittel in verschiedenen Bereichen der Richardsonzahl. Dazu sind die Anzahl der in jedem Bereich liegenden Werte und als waagerechte Marken darüber und darunter die Standardabweichung vom Mittel angegeben. Der gene-

relle Verlauf der K_H/K_a -Werte in dem fast 9 Zehnerpotenzen umfassenden Ri -Bereich entspricht der gewohnten Vorstellung, nach der der turbulente atmosphärische Transport ausgehend von adiabatischen Verhältnissen mit zunehmender Stabilität der Schichtung immer stärker gedämpft wird und andererseits mit zunehmender Labilität ansteigt. Die genauere Analyse läßt aber noch weitere Aussagen zu.

Zunächst fällt auf, daß die Werte bei Adiabasie, also bei sehr kleinen Richardsonzahlen, gegen $K_H/K_a = 1.5$ konvergieren. Nach Gleichung [5] gilt hier $K_a = K_M$, so daß zu folgern ist, daß der Transportkoeffizient für fühlbare Wärme den für Impuls bei adiabatischer Schichtung um die Hälfte übertrifft.

Der Anstieg des Quotienten K_H/K_a im Bereich labiler Schichtung bis zu Richardsonzahlen — $Ri \leq 0.5$ läßt sich in guter Näherung durch die von HOLZMAN (4) angegebene Beziehung

$$K_H/K_a = (1 - \sigma Ri)^{1/2} \quad [8]$$

beschreiben, wenn man berücksichtigt, daß für $Ri \approx 0$ $K_H/K_a = 1.5$ wird, und deshalb den Wert 1 der ersten Konstanten durch 2.25 ersetzt. Die in der Abbildung eingezeichnete Kurve (1) wurde mit $\sigma = 32$ berechnet. Während, wie eine andere Veröffentlichung (2) zeigte, in einem einzelnen Sommermonat der Holzman-Ansatz noch bis — $Ri \leq 10$ seine Gültigkeit behielt, zeigt sich nun bei der Mittelung über eine große Anzahl von Situationen, daß sich der Quotient im Mittel bei — $Ri = 1$ einem Höchstwert nähert und sich auch bei weiter zunehmender Labilität nicht mehr ändert.

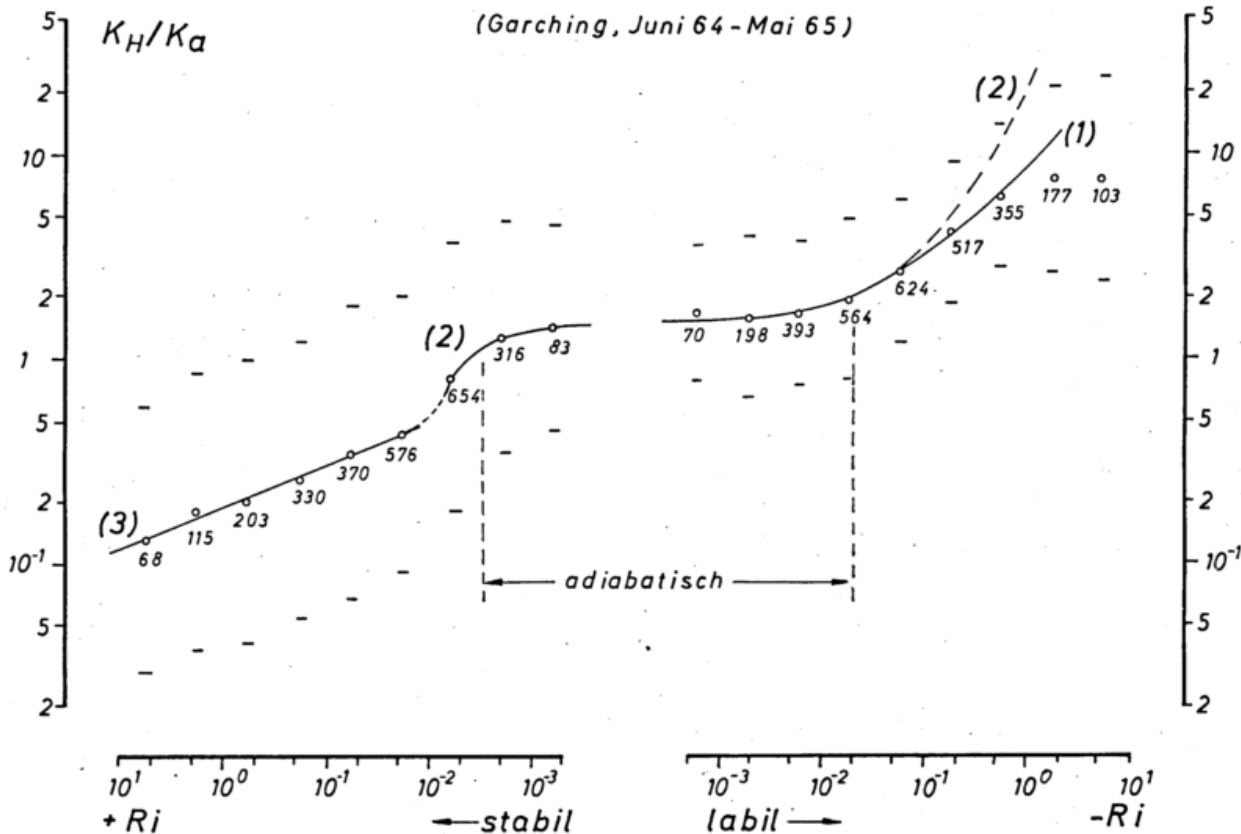
Für reine Konvektion fand PRIESTLEY (7) die Beziehung

$$K_H = \text{const} \cdot z^2 \left(-\frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^{1/2}, \quad [9]$$

aus der sich sofort

$$K_H/K_a = \text{const} \cdot (-Ri)^{1/2} \quad [10]$$

ableiten läßt. Für große negative Richardsonzahlen ent-



Verhältnis von wirklichem zu „adiabatischem“ turb. Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Richardsonzahl ($z = 2$ m).

spricht diese Gleichung der Holzman-Beziehung. Das Abweichen der aufgetragenen Mittelwerte von dieser Beziehung deutet darauf hin, daß bei Richardsonzahlen $- Ri > 1$ Gleichung [10] nicht mehr allgemein gültig ist.

Das bei adiabatischer Schichtung geltende Windprofil [3] kann mit dem von MONIN-OBUKHOV (5) angegebenen Verfahren auf eine linear-logarithmische Form erweitert werden, so daß die Gleichung für die vertikale Windscherung dann

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \left(1 + \alpha \frac{z}{L} \right) \quad [11]$$

lautet. In ihr ist α eine dimensionslose Konstante, deren Werte in der Literatur etwa zwischen 0.2 ... 20 schwanken, und

$$L = \frac{u_*^3 c_p \rho T}{k g H} \quad [12]$$

ist ein Schichtungsparameter, der sich mit der Richardsonzahl durch

$$Ri = \frac{z}{L} \left(1 + \alpha \frac{z}{L} \right)^{-1} \quad [13]$$

in Beziehung setzen läßt.

Der Ansatz [11] gilt nur für kleine $\frac{z}{L} \left(\ll \frac{1}{\alpha} \right)$, also nur im nahe-adiabatischen Bereich. In diesem Bereich ist dann $Ri \approx \frac{z}{L}$; mit [5] folgt schließlich

$$K_H/K_a = \left(1 + \alpha \frac{z}{L} \right)^{-1} \approx 1 - \alpha \frac{z}{L} \approx 1 - \alpha Ri \quad [14]$$

und mit $K_H/K_M = 1.5$ für $Ri \approx 0$ eine analoge Beziehung für K_H/K_a . Dieselbe Beziehung erhält man für kleine Ri aus Gleichung [8], wobei dann $\sigma = 2\alpha$ wird.

Ebenso führt das von SWINBANK (9) abgeleitete exponentielle Windprofil

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kL} \left(1 - e^{-z/L} \right)^{-1} \quad [15]$$

für kleine $\frac{z}{L}$ zu einer linearen Beziehung zwischen K_H/K_a und Ri , wenn die Reihenentwicklung der Exponentialfunktion nach dem quadratischen Glied abgebrochen wird, wobei dann die Konstante den Wert 0.5 annimmt.

Die in der Abbildung eingetragene Kurve (2) wurde mit $\alpha = 13$ berechnet. Sie nähert den Verlauf der Mittelwerte und die Kurve (1) im Bereich $- Ri \leq 10^{-1}$ sehr gut an. In diesem Bereich kann also mit der Gültigkeit des linear-logarithmischen Windgesetzes gerechnet werden.

Auch bei stabiler Schichtung gilt für kleine Ri in guter Näherung die modifizierte Gleichung [14], wobei aber die eingezeichnete Kurve (2) mit $\alpha = 80$ berechnet wurde. Das linear-logarithmische Windprofil wird hier im Mittel im Bereich $Ri \leq 10^{-2}$ gelten. In diesem Bereich kann die schon 1935 von ROSSBY und MONTGOMERY (8) angegebene Beziehung

$$K_H/K_a = (1 + \sigma Ri)^{1/2} \quad [16]$$

mit $\sigma = 2\alpha$ in die Gleichung [14] umgewandelt werden.

Aus Gleichung [14] kann die sogenannte kritische Richardsonzahl $Ri_c = \frac{1}{\alpha}$ ermittelt werden, für die formal $K_H/K_a = 0$ wird. Sie wird in der Literatur (6) oft als Grenze zwischen turbulenter und laminarer Strömung, also zwischen turbulentem und molekularem Diffusionskoeffizienten gedeutet und mit Werten zwischen 0.05 ... 0.40 angegeben.

Aber schon vor Erreichung von Ri_c setzt ein andersartiger Abfall des Quotienten K_H/K_a ein, der in der doppeltlogarithmischen Darstellung durch die Gerade

(3) angenähert werden kann. Diese Gerade entspricht der Beziehung

$$K_H/K_a = 0.192 \cdot Ri^{-1/2}, \quad [17]$$

also einem Abfall mit der 5. Wurzel der reziproken Richardsonzahl.

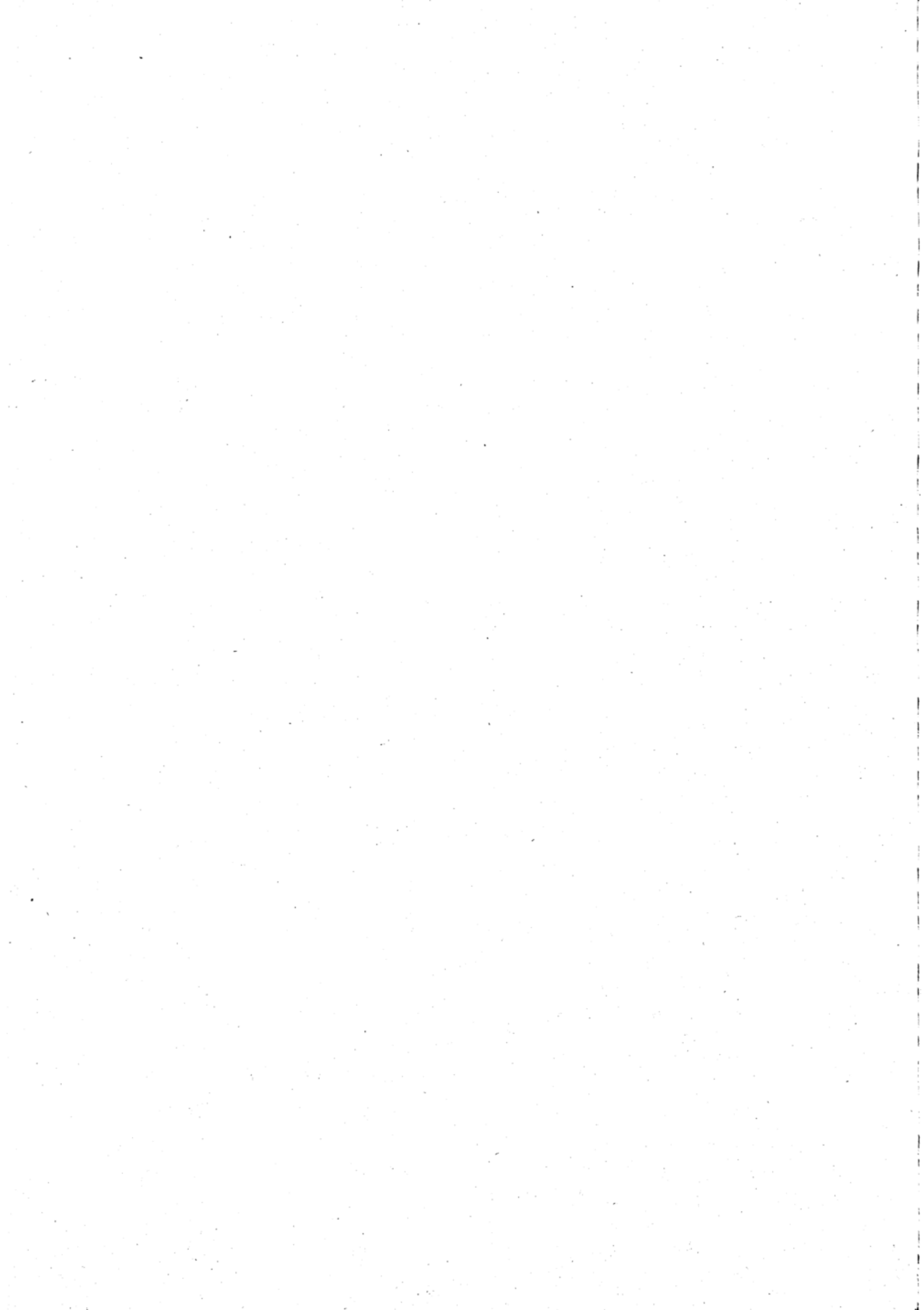
Andere Autoren (10) fanden, daß sich K_H/K_a für $Ri > 0.1$ nicht mehr mit der Richardsonzahl ändert, sie konnten dies aber nur mit sehr wenigen Meßpunkten belegen. In der vorliegenden Untersuchung stammen dagegen rund 1650 Werte aus dem Bereich $Ri \geq 10^{-2}$, rund 700 aus $Ri \geq 10^{-1}$ und noch 180 aus $Ri \geq 1$ und sie belegen trotz der erheblichen Streuung der Einzelwerte den Abfall nach Gleichung [17] recht deutlich.

Der hier gefundene Verlauf bei stabiler Schichtung zeigt, daß der turbulente Diffusionskoeffizient schon bei sehr kleinen Richardsonzahlen erheblich unter seinen adiabatischen Wert sinkt und daß bei $Ri \approx 10^{-2}$ ein Übergang zu dem flacheren $Ri^{-1/2}$ -Abfall stattfindet. Eine ähnliche Zweiteilung läßt sich — wie oben schon angedeutet — auch im Bereich labiler Schichtung erkennen, wo in einem großen Bereich die Holzman-Beziehung [8] erfüllt ist und erst bei $- Ri \approx 1$ der steile Anstieg in einen konstanten Wert übergeht. Es zeigt sich also, daß die stabile Schichtung — gemessen am Betrag der Richardsonzahl — den turbulenten Diffusionskoeffizienten viel früher und auch insgesamt stärker beeinflusst als die labile Schichtung.

Auch beim Versuch, einen Bereich festzulegen, der als adiabatisch gelten kann, erkennt man den stärkeren Einfluß der Stabilität. Läßt man noch eine Abweichung des Mittels vom adiabatischen Wert von rund 20% zu, so findet man, daß dieser Bereich von $- Ri = 2 \cdot 10^{-2}$ im Labilen bis nur $Ri = 3 \cdot 10^{-3}$ im Stabilen reicht. Ähnliche Adiabatie-Bereiche zeigten sich auch bei der Untersuchung der Schichtungsabhängigkeit anderer mikrometeorologischer Parameter.

Literatur

- (1) BERZ, G.: Der Wärmehaushalt der Erdoberfläche am Forschungsreaktor in Garching. Dipl. Arb. Universität München, 1966.
- (2) BERZ, G.: Untersuchungen zum Wärmehaushalt der Erdoberfläche und zum bodennahen atmosphärischen Transport. Wiss. Mitt. Meteor. Inst. Univ. München Nr. 16 (1969).
- (3) HOFMANN, G.; KRAUS, H.: Der Aufbau der meteorologischen Station beim Forschungsreaktor München. Wiss. Mitt. Meteor. Inst. Univ. München Nr. 7 (1962).
- (4) HOLZMAN, B.: The influence of stability on evaporation. Annals New York Acad. Sci. 44 (1943) S. 13–18.
- (5) MONIN, A. S.; OBUKHOV, A. M.: Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre. Trudy Geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR Nr. 24 (1954) S. 163–187. (Orig. russ.)
- (6) OKE, T. R.: Turbulent transport near the ground in stable conditions. J. appl. Meteor. 9 (1970) Nr. 5, S. 778–786.
- (7) PRIESTLEY, C. H. B.: Turbulent transfer in the lower atmosphere. The Univ. of Chicago Press (1959).
- (8) ROSSBY, C. G.; MONTGOMERY, R. B.: The layer of frictional influence in wind and ocean currents. Pap. Phys. Oceanogr. Meteor. Vol. 3, Nr. 3. Cambridge/Mass. 1935.
- (9) SWINBANK, W. C.: The exponential wind profile. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 90 (1964) S. 119–135.
- (10) WEBB, E. K.: Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 96 (1970) S. 67–90.



Bestimmung des vertikalen Austauschkoeffizienten in der freien Atmosphäre mit dem Flugzeug

Zusammenfassung

Die vertikale Ausbreitung von Luftverunreinigungen, von radioaktiven Substanzen, von Wasserdampf, Ozon, Wärmeenergie, Impuls und anderen Eigenschaften in der Atmosphäre wird durch die vertikale turbulente Diffusion bestimmt. Ein Maß hierfür ist der Austauschkoefizient A bzw. der Koeffizient der turbulenten Diffusion K . Unter bestimmten Voraussetzungen kann man aus der Konzentrationsverteilung von Stoffen, z. B. der natürlich radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre, Rückschlüsse auf die Größe des Austauschkoeffizienten ziehen.

Es wird über Messungen der Konzentration von Folgeprodukten der Radium-Emanation Rn-222 in der Troposphäre berichtet, und die hieraus berechneten turbulenten Diffusionskoeffizienten werden dargestellt.

Summary

The vertical distribution of air pollutions, radioactive substances, water vapour, ozone, thermal energy, momentum, and other properties in the atmosphere depends upon the vertical eddy diffusion. The extent of eddy diffusion may be expressed by the exchange coefficient A or the eddy diffusion coefficient K . Under certain presumptions it is possible to calculate the value of K from the measured concentration distribution of trace substances, for example natural radioactive nuclides.

This paper describes measurements of the concentration of daughter products of radon (Rn-222) in the troposphere and represents some results of calculations of the eddy diffusion coefficient obtained from the concentration profiles.

Einleitung

Wegen des Zusammenhangs zwischen der Ausbreitung radioaktiver Stoffe und dem Luftmassenaustausch liegt es nahe, den Austausch- bzw. Scheindiffusionskoeffizienten aus der Konzentrationsverteilung zu ermitteln. Untersuchungen dieser Art wurden in Bodennähe von ISRAEL, G. W. (1) und von ISRAEL, H., HORBERT, M. und DE LA RIVA, C. (2) und im Hochgebirge von R. REITER (3), (4) durchgeführt. HOSLER, C. R. (5) bestimmte den Diffusionskoeffizienten aus Radon-Konzentrationsprofilen an einem 90 m hohen Turm. Flugzeugmessungen sind u. a. von FONTAN, J. et al. (6) und von BIROT, A. et al. (7) bekannt geworden.

Eine lückenlose Erfassung der Austauschvorgänge, vor allem in der besonders interessierenden Ekman-Schicht, ist schwierig. In der untersten Schicht bis etwa maximal 100 m Höhe muß man zu Messungen von Konzentrationsprofilen und zur Untersuchung der atmosphärischen Schichtung Türme heranziehen. Größere Höhen können nur mit fliegenden Meßträgern erschlossen werden. Für Konzentrationsmessungen kommen hier nur Flugzeuge in Frage, mit denen aber eine genauere Untersuchung der bodennahen Schicht bis etwa 300 m Höhe nicht möglich ist. Temperatur- und Feuchtemessungen können dagegen auch mit ballongetragenen Radiosonden oder Kleinflugkörpern (Modellflugzeugen) durchgeführt werden. Der Nachteil aller Flugzeugmessungen ist die

Nichtgleichzeitigkeit der Aufnahme der Meßpunkte in verschiedenen Höhen. Die Gültigkeit gewisser Aussagen ist deshalb auf stationäre oder zumindest sehr langsam veränderliche Vorgänge beschränkt.

Meßmethode

Die Konzentrationsmessung erfolgt durch Sammlung der radioaktiven Aerosole auf Filtern bei gleichzeitiger Messung der β -Aktivität mittels Fensterzählrohr und Bestimmung der durch das Filter durchgesetzten Luftmenge. Die Anordnung ist bei PAFFRATH, D. (8) genauer beschrieben. Als Filtermaterial wurde Rhovyl 1001 (SCHLEICHER & SCHÜLL) benutzt, welches sich besonders für Flugzeugmessungen schon bei MÜLLER, H. G. (9) bewährt hat. Abb. 1 zeigt das Schema der Meßanordnung.

Ein Nachteil dieser Methode ist die Tatsache, daß bei Direktmessung im Flugzeug der Nulleffekt mit der Höhe stark ansteigt, während gleichzeitig der Meßeffect infolge abnehmender Konzentration zurückgeht. Dies bedingt einen mit der Höhe beträchtlich ansteigenden Fehler in der Messung. Bei späteren Untersuchungen wurde daher auf die Messung der α -Strahlung des Aerosols übergegangen, weil man hier bei der Benutzung eines Proportionalzählers durch geeignete Impulsdiskriminierung den durch Höhenstrahlung bewirkten Nulleffekt praktisch völlig ausschalten kann. Eine

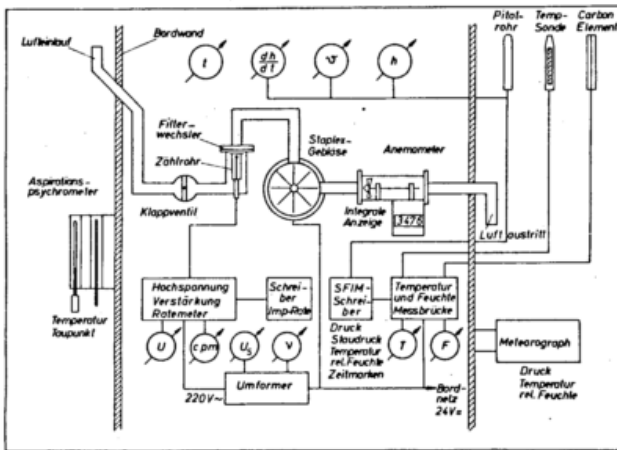


Abb. 1

Anordnung zur Direktmessung der spezifischen β -Aktivität des natürlich radioaktiven Aerosols im Flugzeug.

Direktmessung während der Sammlung ist allerdings nicht möglich, weil ein fensterloses Zählrohr benutzt werden mußte, bei dem der Zählgasdruck konstant zu halten war.

Theoretische Grundlagen

Ausgangspunkt der Überlegungen ist das bekannte System von Differentialgleichungen zur Beschreibung des Austausches für die verschiedenen Nuklide einer Zerfallsreihe, wie es z. B. bei ISRAEL, H. (10) angegeben ist:

$$K \frac{\partial^2 c_i}{\partial z^2} + \frac{\partial K}{\partial z} \frac{\partial c_i}{\partial z} - \left(\lambda_i + \lambda_{w_i} \right) c_i + \lambda_{i-1} c_{i-1} = \frac{\partial c_i}{\partial t} \quad [1]$$

$i = 0, 1, 2, \dots$

wobei

- $K = K(z)$ = vertikaler Scheindiffusionskoeffizient
 - $c_i = c_i(z)$ = Konzentration des i -ten Nuklids der Zerfallsreihe
 - z = Höhe über Grund
 - λ_i = Zerfallskonstante des i -ten Nuklids
 - λ_{w_i} = Washout-Konstante des i -ten Nuklids
 - t = Zeit
- bedeuten.

Das Gleichungssystem beschreibt die zeitliche Änderung der Konzentration im Zusammenspiel von Austausch, radioaktivem Zerfall und Nachbildung aus der Muttersubstanz und Entfernungprozessen, z. B. Washout. Es kommt zustande unter der Voraussetzung einer horizontal isotrop geschichteten Atmosphäre. Das Gleichungssystem [1] ist nicht lösbar. Wir beschränken uns daher auf stationäre Vorgänge: $\partial c_i / \partial t = 0$ und betrachten zur Einfachheit zunächst das erste Glied $i = 0$ der Zerfallsreihe; die Radium-Emanation. Bei radioaktivem Gleichgewicht zwischen Radon und seinen Folgeprodukten kann man aus der Konzentration der Folgeprodukte die des Radons bestimmen. Wir haben dann die Differentialgleichung:

$$K \frac{d^2 c_0}{dz^2} + \frac{dK}{dz} \frac{dc_0}{dz} - \lambda_0 c_0 = 0 \quad [2]$$

mit $\lambda_{w_0} = 0$.

Bei der Betrachtung der gemessenen Höhenprofile sieht man, daß man im Rahmen der vorliegenden Meßgenauigkeit die Konzentrationsprofile zumindest stückweise durch e -Funktionen approximieren kann. Das bedeutet, daß man für bestimmte Höhenintervalle Δz den Diffusionskoeffizienten $K = \text{const.}$ annimmt. Kann man

die gesamte Meßhöhe in genügend viele solcher Intervalle unterteilen, dann erhält man eine Höhenabhängigkeit für K , da jedem Intervall ein konstanter, aber im allgemeinen anderer Wert von K zugeordnet ist. Wie man durch Einsetzen in [2] leicht nachweisen kann, bedeutet die Annahme einer e -Funktion für $c(z)$ also $dK/dz = 0$, so daß sich unter Weglassung des Index 0 ergibt:

$$\frac{d^2 c(z)}{dz^2} - \frac{\lambda}{K} c(z) = 0 \quad [3]$$

mit der Nebenbedingung:

$$K = K_k = \text{const. für } z_k \leq z \leq z_{k+1} \quad [4]$$

und den Randbedingungen:

$$c(z_k) = c_k \text{ und } c(z_{k+1}) = c_{k+1}, \quad [5]$$

die beide in Form von Meßwerten vorliegen. Die charakteristische Gleichung für λ/K hat zwei Lösungen, von der wir aber aus physikalischen Gründen die positive ausschließen:

$$z = z_k: c_k = A \exp \left(-\sqrt{\lambda/K_k} \cdot z_k \right) \quad [6]$$

$$z = z_{k+1}: c_{k+1} = A \exp \left(-\sqrt{\lambda/K_{k+1}} \cdot z_{k+1} \right)$$

Hieraus erhält man durch Division und nach weiterer Umrechnung:

$$K_k = \frac{\lambda (\Delta_k z)^2}{\ln^2 \left(\frac{c_k}{c_{k+1}} \right)}, \text{ mit } \Delta_k z = z_{k+1} - z_k \quad [7]$$

Damit kann man aus den beiden Konzentrationen c_k und c_{k+1} an den Enden eines passend zu wählenden Höhenintervalles den mittleren Diffusionskoeffizienten K_k in diesem Intervall berechnen.

Ergebnisse

Aus einer Reihe von RaB-Konzentrationsprofilen, die bei Meßflügen in der Zeit von August 1968 bis Mai 1969 gewonnen wurden, konnten die Werte für den turbulenten Diffusionskoeffizienten K im Höhenbereich zwischen Erdboden und etwa 5 000 m ermittelt werden. In einigen Fällen konnte die Höhenabhängigkeit von K bestimmt werden.

Abb. 2 zeigt ein typisches Höhenprofil von K bei Vorhandensein von Bewölkung. Zum Vergleich ist ein von JACOBI, W. (11) berechnetes K -Profil (gestrichelt) eingezeichnet. Dieses theoretische Profil beruht auf der Annahme einer schwachen Turbulenz in der Grundschicht (0 bis 1 km über Grund), einer normalen Turbulenz in der oberen Troposphäre (1 bis 12 km) und einer normalen Turbulenz in der unteren Stratosphäre (12 bis 30 km).

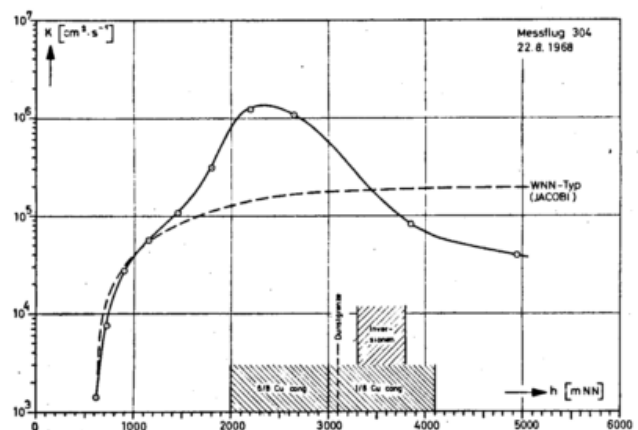


Abb. 2

Vertikalprofil des Koeffizienten der turbulenten Diffusion K bei Vorhandensein von Bewölkung.

Dabei ist in der bodennahen Schicht (0 bis 100 m über Grund) ein linearer Anstieg von K angenommen. Die Übereinstimmung der beiden Profile im Bereich zwischen 580 m NN (Flugplatzhöhe Oberpfaffenhofen) und 1 500 m NN ist sehr gut. Daß das gemessene Höhenprofil im Höhenbereich zwischen 2 000 und 3 000 m NN etwa um eine Größenordnung nach oben abweicht, ist offenbar auf verstärkte konvektive Turbulenz im Wolkenbereich zurückzuführen, die ja in den Jacobi-Profilen nicht berücksichtigt ist. Oberhalb der etwa 1 000 m mächtigen 6/8-Cumulus-congestus-Schicht wurde eine Dunstgrenze in 3 100 m NN beobachtet, und im Bereich zwischen 3 300 und 3 800 m NN wurden verschiedene Temperaturinversionen gemessen. Daß Dunstgrenze und Inversionen nicht zusammenfallen, kann auf einem Beobachtungsfehler beruhen. Die Höhe der Dunstgrenze ist vom Flugzeug aus mit dem Auge nicht genau zu erfassen. In diesem Bereich geht der K -Wert unter den von JACOBI angenommenen Wert zurück.

Das nächste Beispiel (Abb. 3) zeigt deutlich den Einfluß von Temperaturinversionen auf den Verlauf von $K(z)$. An diesem Tag war keine Bewölkung vorhanden. Es wurden zwei Temperaturinversionen registriert: eine

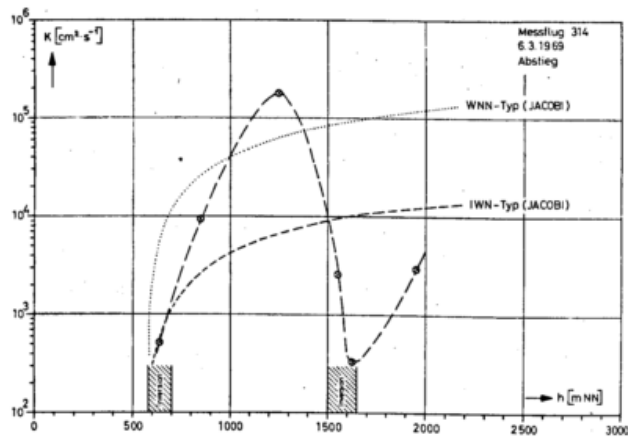


Abb. 3

Vertikalprofil des Koeffizienten der turbulenten Diffusion K bei Vorhandensein von zwei Temperaturinversionen ohne Bewölkung.

Inversion in Bodennähe zwischen 580 und 700 m NN mit einem Temperaturgradienten von etwa $+1^\circ \text{C}/100 \text{ m}$ und eine Inversion in 1 500 bis 1 650 m Höhe mit einem Temperaturgradienten von etwa $+2,5^\circ \text{C}/100 \text{ m}$. Im ersten Fall liegt K bei $6 \cdot 10^2$ und im zweiten Fall bei $4 \cdot 10^2 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, also extrem niedrig. Zwischen den beiden Inversionsschichten nimmt K einen relativ hohen Wert von $2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ an. Zum Vergleich sind wieder die K -Profile von JACOBI eingezeichnet, wobei IWN eine Inversionslage zwischen 0 und 1 km Höhe, schwache Turbulenz zwischen 1 und 12 km und normale Turbulenz zwischen 12 und 30 km bedeutet.

Der Austausch wird durch zwei Turbulenzkomponenten bewirkt: die dynamische Turbulenz und die konvektive Turbulenz. Die letztere ist abhängig vom vertikalen Temperaturgradienten. Es gibt daher einen Zusammenhang zwischen dem vertikalen Temperaturgradienten $\Delta T/\Delta z$ und dem turbulenten Diffusionskoeffizienten K . Dieser kommt in den beiden nächsten Abbildungen zum Ausdruck. Abb. 4 zeigt zunächst eine Korrelation zwischen den beiden Größen. Trotz starker Streuung, die z. T. auf Meßfehlern und z. T. wahrscheinlich auf echten Schwankungen beruht, kann man erkennen, daß bei Temperaturgradienten zwischen etwa $-0,3^\circ \text{C}/100 \text{ m}$ und $+3,0^\circ \text{C}/100 \text{ m}$ K Werte zwischen etwa 10^3 und $10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ annimmt, während die Werte für K bei Temperaturgradienten von $-0,3^\circ \text{C}/100 \text{ m}$ und kleiner

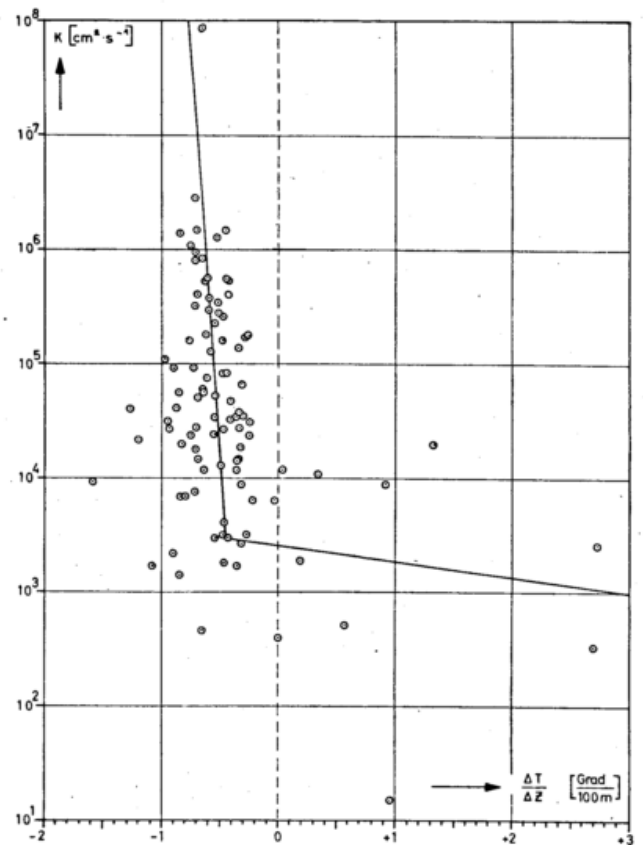


Abb. 4

Korrelation zwischen dem Diffusionskoeffizienten K und dem vertikalen Temperaturgradienten $\Delta T/\Delta z$.

im wesentlichen zwischen 10^3 und $10^7 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ liegen. Einen ähnlichen Zusammenhang fand auch REITER, R. (3), (4) bei seinen Untersuchungen an drei Bergstationen in den bayerischen Alpen.

In Abb. 5 ist ein aus 19 verschiedenen Höhenprofilen gemitteltes K -Profil dargestellt. Zum Vergleich ist der von JACOBI (11) berechnete WNN-Typ mit eingezeichnet. Im oberen Teil der Figur sieht man das aus den gleichen 19 Höhenprofilen gemittelte Profil des vertikalen Temperaturgradienten, wobei die gestrichelte horizontale

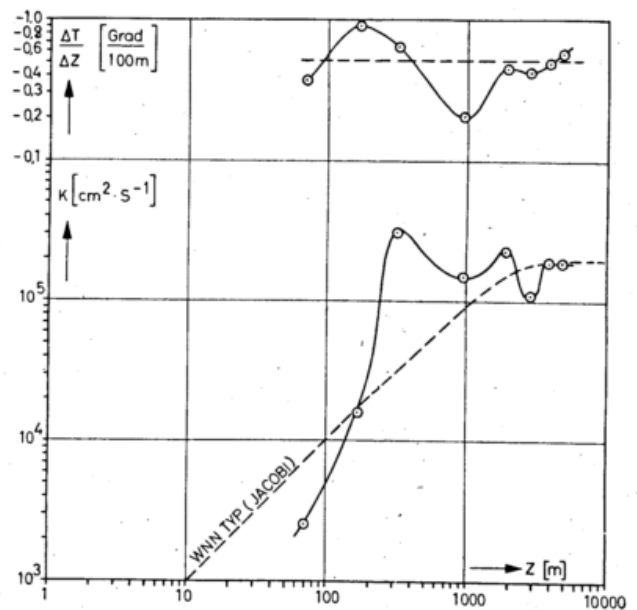


Abb. 5

Gemitteltes Vertikalprofil des Koeffizienten der turbulenten Diffusion K im Zusammenhang mit dem Verlauf des vertikalen Temperaturgradienten.

Linie der Mittelwert ist. Die Abweichungen des gemessenen Profils vom Jacobi-Profil sind offenbar durch den individuellen mittleren Verlauf des Temperaturgradienten bedingt.

Diskussion

Die Anwendungsmöglichkeit der Gleichung [7] beruht auf bestimmten vereinfachenden Annahmen. Die wichtigsten sind: 1. Horizontal isotrope Schichtung der Atmosphäre, 2. stationäre Vorgänge, 3. radioaktives Gleichgewicht in der Atmosphäre, 4. keine Entfernungsprozesse von radioaktiven Substanzen, 5. einheitliche Luftmassen.

Es ist klar, daß keine dieser Bedingungen streng erfüllt ist. Am ehesten läßt sich die Annahme horizontaler Isotropie vertreten: Der Erdboden stellt eine Flächenquelle für Radium-Emanation dar. Zwar ist die Exhalationsrate sicher eine Funktion des Ortes, aber die örtlich bedingten Unterschiede werden mit zunehmender Höhe immer mehr verwischt. Die Messungen in Bodennähe müssen daher im allgemeinen von der Betrachtung ausgeschlossen werden. Die Höhe dieser Schicht hängt von speziellen Bedingungen ab, z. B. von der Turbulenz, von der Quellenverteilung, von der Windrichtung usw.

Die Annahme stationärer Vorgänge ist sicher nur sehr beschränkt gültig: die Radon-Exhalation ist einer tageszeitlichen Variation unterworfen; sie hängt außerdem stark von bestimmten meteorologischen Bedingungen ab, die den Zustand des Erdbodens beeinflussen (Schnee, Regen, Frost usw.) und die sich zeitlich ändern können. Ferner ist sicher die Auflösung einer Inversionsschicht durch Sonneneinstrahlung oder die Entwicklung einer Cumuluswolke nicht mehr als stationärer Vorgang in diesem Sinne aufzufassen. Abweichungen vom stationären Zustand kommen um so mehr zum Tragen, als mit Flugzeugen nicht in allen Höhen gleichzeitig gemessen werden kann, sondern daß vielmehr alle Meßpunkte eines Höhenprofils zeitlich nacheinander aufgenommen werden müssen. Messungen haben gezeigt, daß es durchaus Fälle gibt (8), bei denen die horizontale Isotropie und die Stationarität nicht vorhanden sind. Die Entscheidung darüber ist oft allerdings sehr schwierig zu fällen.

Das radioaktive Gleichgewicht zwischen Radon und seinen Zerfallprodukten ist in der Atmosphäre unter bestimmten Umständen gestört, und zwar namentlich in Bodennähe (11) und im Bereich von Wolken (8). Diese Störung kommt durch Anlagerung der Folgeprodukt-Aerosole an das Bodenmaterial bzw. die Wolkenelemente zustande. In diesem Fall muß man entweder den Grad des radioaktiven Gleichgewichts kennen oder man muß die Meßergebnisse in Bodennähe und im Wolkenbereich von der Betrachtung ausschließen. Wenn radioaktive Aerosole durch Anlagerung an Wolkenelemente und durch Niederschlagsprozesse aus der Atmosphäre entfernt werden, dann kann man das λ_{w_1} in Gleichung [1] nicht mehr gleich Null setzen, so daß Gleichung [2] dann nicht mehr gültig ist.

Bei horizontal geschichteten Luftmassen verschiedener Herkunft muß zumindest der Übergangsbereich zwischen den Luftmassen von der Berechnung des Aus-

tauschkoeffizienten ausgeschlossen werden, da ja hier der Konzentrationsgradient außer von der Turbulenz noch vom Konzentrationsverhältnis der Luftmassen abhängt. Eine Erkennung eines solchen Zustandes ist häufig wieder sehr schwierig.

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. G. MÜLLER für die Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit, Herrn Dipl.-Physiker M. REINHARDT für seine Hilfe bei der Durchführung der Meßflüge, sowie den Herren Dipl.-Physiker TH. DAHLEM und Dipl.-Physiker W. PETERS für wertvolle Diskussionsbeiträge.

Literatur

- (1) ISRAEL, G. W.: Thoron (Rn-220) measurements in the atmosphere and their application in meteorology. *Tellus* 17 (1965) S. 383-388.
- (2) ISREAL, H.; HORBERT, M.; DE LA RIVA, C.: The thoron content of the atmosphere and its relation to the exchange conditions. Final Techn. Rep. to Contr. DA-91-591-EUC-3761 (US-Army, European Research Office), 1967.
- (3) REITER, R.: Bestimmung des vertikalen Austausch-koeffizienten in der unteren Atmosphäre durch gleichzeitige RaB-Bestimmung an einer Berg- und an einer Talstation. *Naturwiss.* 47 (1960) S. 512.
- (4) REITER, R.: Upward flux of RaB and RaC in the planetary boundary layer as controlled by atmospheric microstructure. *Pure and appl. Geophys.* 72 (1969/I) S. 247-258.
- (5) HOSLER, C. R.: Vertical diffusivity from radon profiles. *J. geophys. Res.* 74 (1969) S. 7018-7026.
- (6) FONTAN, J.; BIROT, A.; BLANC, D.; BOUVILLE, A.: Mésures de la concentration du radon dans la troposphère entre 0 et 5 000 mètres d'altitude. Vortrag UGGI-Tagung, Luzern 1967.
- (7) BIROT, A., ADROGUER, B.; FONTAN, J.; BLANC, D.: La repartition du radon dans l'atmosphère, son utilisation comme traceur pour l'étude des échanges dans la basse troposphère. Vortrag CACR-Symposium, Heidelberg 1969.
- (8) PAFFRATH, D.: Untersuchung der Vertikalverteilung von Radonfolgeprodukten in der Troposphäre mit dem Flugzeug mit Anwendung auf den vertikalen turbulenten Austausch. Diss. TH Aachen 1971, Deutsche Luft- und Raumfahrt DLR FB 71-68 (1971).
- (9) MÜLLER, H. G.: Die Radioaktivität in der freien Atmosphäre. Bücherei der Funkortungstagung Bd. 7, IV (1958) S. 46.
- (10) ISRAEL, H.: Die natürliche und künstliche Radioaktivität der Atmosphäre. In: ISRAEL, H.; KREBS, A. (Hrsg.), *Kernstrahlung in der Geophysik*. Berlin - Göttingen - Heidelberg: Springer-Verlag 1962.
- (11) JACOBI, W.: Die natürliche Radioaktivität der Atmosphäre und ihre Bedeutung für die Strahlenbelastung des Menschen, Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung, Berlin, HMI-B 21 (1962).

Über eine Modifikation der Ekman-Theorie stationärer Driftströme

Zusammenfassung

Die übliche Ekman-Theorie stationärer Driftströme nimmt an, daß bei konstanter Windgeschwindigkeit auch die Schubspannung an der Meeresoberfläche konstant ist. Dagegen wird in dieser Arbeit die Schubspannung proportional der Relativgeschwindigkeit zwischen Wind und Oberflächenstrom gesetzt; der Proportionalitätsfaktor ist ein Parameter für den turbulenten Impuls-Austausch an der Grenze Atmosphäre/Ozean.

Einige Ergebnisse der modifizierten Theorie:

1. Die Strömung bleibt am Äquator endlich.
2. Der Ablenkungswinkel des Oberflächenstroms gegenüber der Windrichtung ist etwas kleiner als 45 Grad und ändert sich stetig mit der geographischen Breite.
3. Die übliche Ekman-Theorie kann durch einen gewissen Grenzübergang zurückgewonnen werden.
4. Für die empirische lineare Beziehung zwischen Wind und Oberflächenstrom wird eine theoretische Begründung angegeben.

Abstract

The usual Ekman theory of stationary drift currents is valid on the assumption that, if the wind velocity is constant, the drag at the ocean surface is constant, too. In this paper, however, the drag is assumed to be proportional to the relative velocity of the wind with respect to the surface current; the factor of proportionality may be used as a parameter of the turbulent momentum exchange at the ocean/atmosphere interface.

Some of the results of the modified theory are:

1. The current remains finite at the equator.
2. The angle of deviation of the surface current from the wind direction is a little smaller than 45 degrees and is a continuous function of latitude.
3. The usual Ekman theory may be recovered by taking a certain limit.
4. A theoretical foundation is given for the empirical linear relationship between wind speed and surface current.

Symbole

f	Coriolisparameter ($= 2 \Omega \sin \varphi$)
k	Einheitsvektor positiv nach oben
K, K_a	turbulente kinematische Viskosität des Wassers bzw. der Luft
v, V	Geschwindigkeit des Wassers bzw. der Luft
v_0	Oberflächenströmung
V_g	geostrophischer Wind in großer Höhe
z	Vertikalkoordinate im Wasser (positiv nach unten)
Z	Vertikalkoordinate in der Luft (positiv nach oben)
$z = Z = 0$	Meeresoberfläche
∇_p	Druckgradient im Wasser
ρ, ρ_a	Dichte des Wassers bzw. der Luft
φ	geographische Breite
Φ	Schwerepotential
Ω	Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation

1. Bewegungsgleichung

Die Gleichung für stationäre Bewegungen

$$\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} + 2 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} = -\rho^{-1} \nabla p - \nabla \Phi + K \nabla^2 \mathbf{v}$$

reduziert sich für quasistatische, horizontale Schichtenströmung

$$\rho^{-1} \nabla p \approx -\nabla \Phi, \quad w = \mathbf{v} \cdot \nabla z = 0, \quad v = v(z)$$

wegen

$$\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = \mathbf{v} \cdot \nabla z \frac{d\mathbf{v}}{dz} = 0, \quad 2 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} \approx f \mathbf{k} \times \mathbf{v}$$

auf die lineare Form

$$f \mathbf{k} \times \mathbf{v} = K \frac{d^2 \mathbf{v}}{dz^2} \quad [1]$$

Die Kontinuitätsgleichung für inkompressible Medien ($\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$) ist wegen $w = 0$, $v = v(z)$ identisch erfüllt

$$\nabla \cdot \mathbf{v}(z) = (\nabla z) \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dz} = 0,$$

da auch $\frac{d\mathbf{v}}{dz}$ ein horizontaler Vektor ist. Im folgenden geht es im wesentlichen um die Randbedingungen zur Bewegungsgleichung [1].

2. Ekman-Theorie stationärer Driftströme (EKMAN 1905)

Die Wirkung des Windes auf den Ozean wird hier durch den Schubspannungsvektor τ parametrisiert: EKMAN (1, S. 40, Gl. 30) gibt als Zusammenhang mit der in Anemometerhöhe (ca. 10 m) gemessenen Windgeschwindigkeit U

$$\tau = C \rho_a U^2 \quad (\text{mit } C = 2,6 \cdot 10^{-3}) \quad [2]$$

und nimmt als Richtung von τ die Windrichtung (1, S. 8, Fußnote). Die Randbedingungen zu [1] sind hier

$$z = 0: -\rho K \frac{d\mathbf{v}}{dz} = \tau, \quad z \rightarrow \infty: \mathbf{v} \rightarrow 0. \quad [3], [4]$$

Die Lösung lautet dann bekanntlich (1, S. 7)

$$\mathbf{v} = \left(\sqrt{2 a \rho K} \right)^{-1} e^{-az} \left[\cos \left(\frac{\pi}{4} + az \right) \tau + \sin \left(\frac{\pi}{4} + az \right) \tau \times \mathbf{k} \right],$$

wobei $a = [f/(2K)]^{1/2}$ (Dimension 1/Länge; die von EKMAN definierte Reibungstiefe ist $D = \pi/a$). Für den Absolutbetrag folgt

$$v = |\mathbf{v}| = \left(\sqrt{2 a \rho K} \right)^{-1} \tau e^{-az}$$

und für den Winkel δ zwischen $\mathbf{v}$ und τ im Grundriß gilt

$$\tan \delta = \mathbf{v} \cdot (\tau \times \mathbf{k}) / \mathbf{v} \cdot \tau = \tan \left(\frac{\pi}{4} + az \right),$$

also $\delta = \frac{\pi}{4} + az$. Im Grundriß liegen die Spitzen von $\mathbf{v}$ auf der logarithmischen Spirale

$$v(\delta) = B e^{-\delta} \quad (\text{mit } B = \left(\sqrt{2 a \rho K} \right)^{-1} \tau e^{\frac{\pi}{4}}),$$

deren Tangenten mit den Radien $\mathbf{v}$ einen konstanten Winkel von 45° einschließen. Die Strömung an der Oberfläche wird

$$\mathbf{v}_0 = (2 a \rho K)^{-1} (\tau + \tau \times \mathbf{k}). \quad [5]$$

Die kleine Spirale in Abb. 1 zeigt das Ergebnis der Ekman-Theorie.

Einwand: In der Randbedingung [2] ist τ unabhängig vom Oberflächenstrom $\mathbf{v}_0$, d. h. für (theoretisch) noch so großes $\mathbf{v}_0$ soll τ immer noch konstant sein. Dies hat zur Folge:

1. mit $f \rightarrow 0$ geht $v \rightarrow \infty$, $\mathbf{v}_0 \rightarrow \infty$ (wie $f^{-1/2}$);

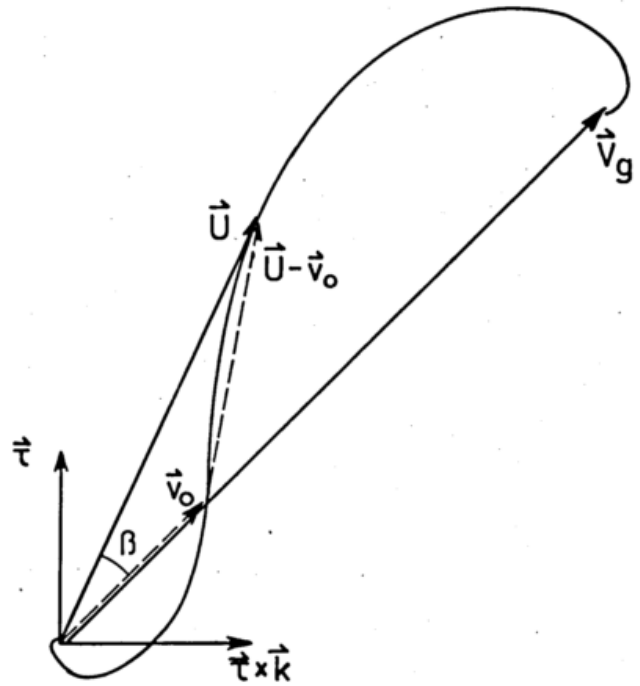


Abb. 1
Exner-Laikhtman-Theorie

2. der Winkel ϑ zwischen $\mathbf{v}_0$ und τ ist auf der ganzen nördlichen Halbkugel $+45^\circ$, auf der südlichen -45° , ändert sich also sprunghaft am Äquator.

3. Exner-Laikhtman-Theorie stationärer Driftströme (EXNER 1912, LAIKHTMAN 1961)

Die Luftbewegung wird hier nicht bloß parametrisiert, sondern mit dem Ozean gekoppelt. Bewegungsgleichungen und Randbedingungen sind

a) für die Luft

$$f \mathbf{k} \times (\mathbf{V} - \mathbf{V}_g) = K_a \frac{d^2 \mathbf{V}}{dZ^2} \quad [6]$$

$$Z = 0: \mathbf{V} = \mathbf{v}_0, \quad Z \rightarrow \infty: \mathbf{V} \rightarrow \mathbf{V}_g$$

b) für das Wasser:

$$f \mathbf{k} \times \mathbf{v} = K \frac{d^2 \mathbf{v}}{dz^2} \quad [7]$$

$$z = 0: \mathbf{v} = \mathbf{v}_0, \quad z \rightarrow \infty: \mathbf{v} \rightarrow 0.$$

An der Grenzfläche zwischen Luft und Wasser soll Spannungsgleichgewicht herrschen:

$$z = Z = 0: \tau + \tau_a = 0,$$

das ist

$$-\rho K \frac{d\mathbf{v}}{dz} \Big|_{z=0} - \rho_a K_a \frac{d\mathbf{V}}{dZ} \Big|_{Z=0} = 0. \quad [8]$$

Die Lösung zu [6] bis [8] lautet

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_g + e^{-AZ} [\cos AZ (\mathbf{v}_0 - \mathbf{V}_g) + \sin AZ (\mathbf{v}_0 - \mathbf{V}_g) \times \mathbf{k}]$$

$$\mathbf{v} = e^{-az} [\cos az \mathbf{v}_0 + \sin az \mathbf{v}_0 \times \mathbf{k}]$$

$$\mathbf{v}_0 = [(\rho/\rho_a) K/K_a]^{1/2} + 1]^{-1} \mathbf{V}_g$$

wobei $A = [f/(2K_a)]^{1/2}$, $a = [f/(2K)]^{1/2}$ (Dimension 1/Länge). Diese Lösung findet sich schon bei EXNER (7, S. 236 f.) und ist ein Spezialfall von LAIKHTMANS Eisdrifttheorie (10), nämlich der Fall verschwindender Eis-

bedeckung ($m = 0$). Abb. 1 zeigt das Resultat der Ekman-Laikhtman-Theorie: eine Kombination von zwei Ekman-Spiralen. (Um darstellbar zu sein, mußte v_0 im Vergleich zu V_g zu groß gewählt werden.)

Einwand: Wieder sind die Schubspannungen in der Randbedingung [8] unabhängig vom Oberflächenstrom, daher ähnliche Folgen wie in Abschnitt 2.:

1. mit $f \rightarrow 0$ strebt sowohl V als auch v gegen v_0 , das (wegen seiner Proportionalität zu V_g) über alle Grenzen wächst (wie f^{-1});
2. für ϑ gilt das gleiche wie früher (s. Abschnitt 2).

4. Modifizierte Theorie

Es soll dieselbe Bewegungsgleichung wie bei EKMAN verwendet werden; modifiziert wird eine Randbedingung.

4.1. Randbedingung

Die vom Wind an der Meeresoberfläche erzeugte Schubspannung ist aus meßtechnischen Gründen kaum direkt bestimmbar; deshalb verwendete EKMAN den empirischen Ansatz [2]. Man kann jedoch, ausgehend von Abschnitt 3, einen anderen Weg einschlagen: ist H die Anemometerhöhe und $U = V(H)$ der Wind in dieser Höhe, so gilt bei Annäherung durch endliche Differenzen

$$\left. \frac{dV}{dz} \right|_{z=0} \approx [V(H) - V(0)]/H = (U - v_0)/H$$

und Gl. [8] wird

$$\tau \equiv -\rho_a K \left. \frac{dv}{dz} \right|_{z=0} = -\tau_a \approx \rho_a K_a (U - v_0)/H. \quad [9]$$

Diese Approximation ist in Abb. 1 eingezeichnet. Nach dem Prandtl-Mischungsweg-Konzept hat man (mit L als Mischungsweg)

$$K_a = L^2 \left. \frac{dV}{dz} \right|_{z=0} \approx L^2 |U - v_0|/H.$$

Damit lautet [9]

$$\tau = C \rho_a |U - v_0| (U - v_0) \approx C \rho_a U (U - v_0) \quad [10]$$

mit $C = L^2/H^2$ als Reibungskoeffizient (dimensionslos). Die letzte Näherung in [10] ist zulässig, da für den Betrag (nicht unbedingt für die Vektoren) $|U - v_0| \approx U$ gilt. Falls sich v_0 und U in der Richtung nur wenig unterscheiden, erhält man den aus [2] bekannten Ansatz

$$\tau = C \rho_a (U - v_0)^2 \approx C \rho_a U^2 \quad [11]$$

mit $C \approx \text{const.}$ (11, S. 44). Mit [10] ist die Randbedingung [9] schließlich

$$\left. \frac{dv}{dz} \right|_{z=0} = -M (U - v_0), \quad [12]$$

wobei $M = \rho_a K_a / (\rho_a K H) = (\rho_a / \rho) (C/K) U$ (Dimension 1/Länge). Der Faktor M ist ein Parameter für den turbulenten Impuls-Austausch an der Grenze Atmosphäre/Ozean. Durch diesen Parameter ist es möglich, auch Wellengang oder instabile Schichtung, z. B. advektierte Kaltluft über warmem Ozean (16, S. 182), phänomenologisch zu berücksichtigen.

4.2. Problemstellung und Lösung

Die Bewegungsgleichung [1]

$$f k \times v = K \frac{d^2 v}{dz^2}$$

mit den Randbedingungen

$$z = 0: \frac{dv}{dz} = -M (U - v), \quad z \rightarrow \infty: v \rightarrow 0 \quad [12], [13]$$

hat die Lösung (siehe Anhang)

$$v = n(1 + n\sqrt{2} + n^2)^{-1} e^{-az} \left\{ \left[\cos\left(\frac{\pi}{4} + az\right) + n \cos az \right] U + \left[\sin\left(\frac{\pi}{4} + az\right) + n \sin az \right] U \times k \right\}, \quad [14]$$

wobei $a = [f/(2K)]^{1/2}$ Dimension 1/Länge,

$$n = M/(\sqrt{2}a) = M(K/f)^{1/2} = \rho_a/\rho (Kf)^{-1/2} C U$$

(dimensionsloser Kopplungsfaktor). Die Strömung an der Oberfläche wird

$$v_0 = n(1 + n\sqrt{2} + n^2)^{-1} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{2}} + n \right) U + \frac{1}{\sqrt{2}} U \times k \right] \quad [15]$$

mit dem Betrag

$$v_0 = n(1 + n\sqrt{2} + n^2)^{-1/2} U.$$

Abb. 2 zeigt das Ergebnis der modifizierten Theorie.

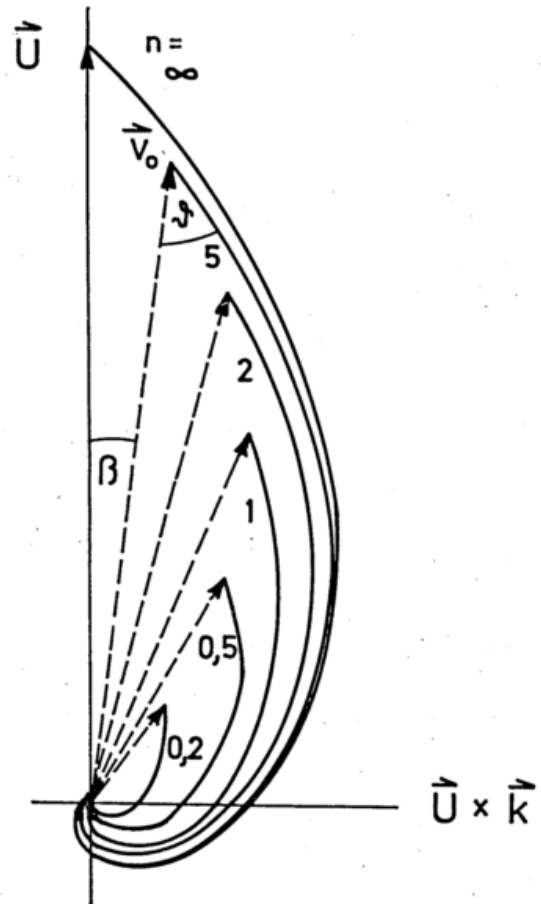


Abb. 2
Modifizierte Theorie

Für $f \rightarrow 0$ ($a \rightarrow 0$, $n \rightarrow \infty$) geht nun $v \rightarrow U$, bleibt also endlich und nimmt die Richtung des Windes an; der große Grenzwert U könnte analog zu EKMAN'S Theorie (1, S. 10) aus dem nichtstationären Zustand der Strömung in Äquatornähe erklärt werden.

Der Ablenkungswinkel des Oberflächenstroms gegenüber der Windrichtung wird (siehe Anhang)

$$\beta = \arccot(1 + n\sqrt{2}), \quad [16]$$

ist also etwas kleiner als 45° (Abb. 3) und ändert sich stetig mit der geographischen Breite. Für $f \rightarrow 0$ (äquatornahe Bereiche) kommt $\beta \rightarrow 0$. Der Winkel zwischen Oberflächenströmung v_0 und Schubspannung τ ist (siehe Anhang)

$$\vartheta = 45^\circ = \text{const.} \quad [17]$$

Dies ist aber nicht unmittelbar mit EKMAN'S Theorie vergleichbar, da EKMAN nach [2] Windrichtung und Schub-

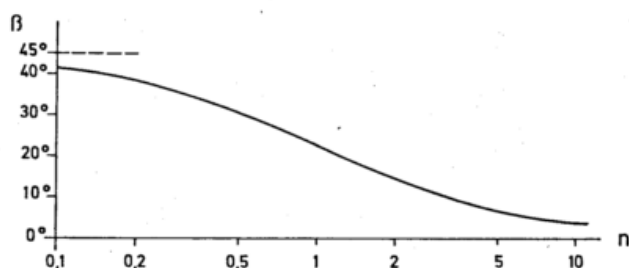


Abb. 3
Ablenkungswinkel als Funktion der Kopplung

spannungsrichtung zusammenfallen läßt. In Abschnitt 4.3. wird darauf näher eingegangen.

Die Lösung [14] erhält eine besonders einfache Gestalt, wenn man den Kopplungsfaktor n durch den Ablenkungswinkel β nach [16] ausdrückt:

$$v = (\cos \beta - \sin \beta) e^{-az} [\cos(\beta + az) U + \sin(\beta + az) U \times k].$$

Die Kurven $v = v(z)$ (bei festgehaltenem β) sind also, abgesehen vom Faktor $\cos \beta - \sin \beta$, um den Winkel

$\frac{\pi}{4} - \beta$ entgegen dem Uhrzeigersinn gedrehte Ekman-Spiralen. Der Absolutwert wird

$$v = |v| = (\cos \beta - \sin \beta) U e^{-az} \quad [18]$$

Für den Faktor gilt die Identität

$$\cos \beta - \sin \beta \equiv n(1 + n\sqrt{2} + n^2)^{-1/2}. \quad [19]$$

Als Oberflächenstrom erhält man

$$v_0 = \frac{1}{2}(U - U \times k) + \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\cos\left(\frac{\pi}{4} + 2\beta\right) U + \sin\left(\frac{\pi}{4} + 2\beta\right) U \times k \right],$$

d. h. die Verbindungskurve der Pfeilspitzen $v_0 = v_0(\beta)$ ist ein Kreis mit dem Mittelpunkt $\frac{1}{2}(U - U \times k)$ und dem Radius $U/\sqrt{2}$.

Der resultierende Massentransport wird

$$S = \int_0^\infty \rho v dz = \frac{\rho}{2a} n(1 + n\sqrt{2} + n^2)^{-1} [nU + (\sqrt{2} + n)U \times k].$$

Die kinetische Energie einer vertikalen Wassersäule mit Einheitsquerschnitt ist

$$E = \int_0^\infty \frac{\rho v^2}{2} dz = \frac{1}{2a} n^2 (1 + n\sqrt{2} + n^2)^{-1} \frac{\rho U^2}{2} = \frac{1}{2a} \frac{\rho v_0^2}{2}.$$

In Abb. 4 und 5 sind die dimensionslosen Größen $S' = S/(\rho U/a)$ und $E' = E/(\rho U^2/2a)$ dargestellt. Man ersieht daraus in einer bestimmten Breite φ ($a = \text{const.}$) den Einfluß variabler Kopplung M .

4.3. Vergleich mit Ekman

EKMAN (1, S. 8) sagt: 1. "The drift-current [v_0] at the very surface will be directed [$\beta =$] 45° to the right of the velocity of the wind relative to the water [$U - v_0$]." Und weiter in der Fußnote: 2. "The angle [β] between the direction of the surface-current [v_0] and that of the absolute wind-velocity [U] is somewhat smaller [than 45°]; but as the velocity of the water [v_0] is as a rule much smaller than that of the wind [U], the difference will in any case be unimportant." Der letzte Satz gilt jedoch sicher nicht in Äquaturnähe, wo gerade die Berücksichtigung des Unterschieds zwischen der absoluten

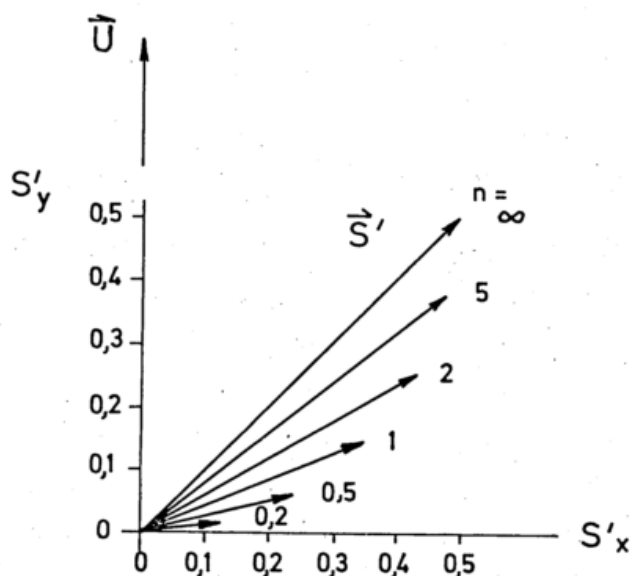


Abb. 4
Resultierender Massentransport (dimensionslos)

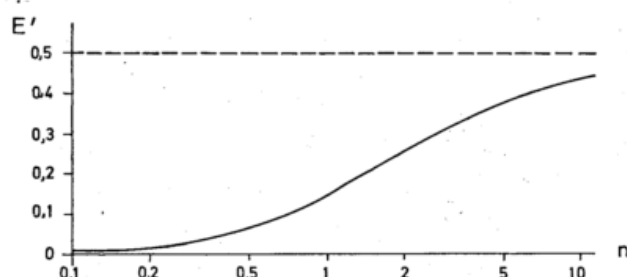


Abb. 5
Kinetische Energie einer vertikalen Säule mit Einheitsquerschnitt (dimensionslos)

U und der relativen Windgeschwindigkeit $U - v_0$ das Endlichbleiben der Strömung v und die Stetigkeit des Ablenkungswinkels β bewirkt.

Außerdem ist auf folgendes hinzuweisen: EKMAN verwendet einerseits ein mit der Erde fest verbundenes Koordinatensystem (da er später seine Ergebnisse auf fest vorgegebene Küstengebiete anwendet), will aber andererseits die Schubspannung τ (die er als y -Richtung verwendet: (1, S. 7)) in die Richtung der Relativgeschwindigkeit $U - v_0$ legen (siehe obiges 1. Zitat); er löst den Widerspruch, indem er (siehe 2. Zitat) den Unterschied zwischen U und $U - v_0$ für vernachlässigbar hält. Im Gegensatz dazu sagt aber ROLL (13, S. 27): "On a moving ship it is only the apparent or relative wind [$U - v_0$] that is given by such measurements. The true wind [U] is obtained from it by allowing for the ship's course and speed [v_0]." Was für ein Schiff gilt, gilt auch für driftende Wassermassen; daher unterstützt ROLL'S Argument die Ungleichung $U - v_0 \neq U$. Die hier im 4. Abschnitt gegebene Lösung ist also insofern widerspruchsfrei, als sie zwischen den beiden Winkeln β und ϑ unterscheidet.

Die übliche Ekman-Theorie ist in der vorliegenden Modifikation nicht direkt als Spezialfall enthalten, doch läßt sie sich durch folgenden Grenzübergang rückgewinnen:

$n \rightarrow 0$, wobei aber $\lim_{n \rightarrow 0} (nU) = (\sqrt{2} a \rho K)^{-1} \tau$ endlich sein soll.

4.4. Vergleich mit Schiötz

Nach Fertigstellung obiger Zeilen fand der Autor einen (in der neueren Literatur nicht erwähnten) Streit zwischen EKMAN und SCHIÖTZ, (2) - (6), der zum Teil auch

das in Abschnitt 4.3. behandelte Problem betrifft, leider aber durch gegenseitige Mißverständnisse der Beteiligten nicht zur Klärung des Problems beigetragen hat. Die vorliegende Arbeit geht über SCHIÖTZ hinaus, indem sie

- die Modifikation aus den existierenden Theorien heraus entwickelt (während Schiötz die Ekman-Theorie widerlegen will);
- die Randbedingung [12] zu begründen sucht (Schiötz führt das Analogon zu [12] einfach als phänomenologischen Ansatz ein, wobei er M als unabhängig von U annimmt: (2, S. 433);
- die Ergebnisse in entwickelter Form darstellt und numerisch überprüft (siehe 5. Abschnitt).

Es muß jedoch hervorgehoben werden, daß bereits bei SCHIÖTZ (2, S. 442) eine zu [16] äquivalente Formel aufscheint, nämlich (mit unseren Bezeichnungen)

$$\tan \beta = (Kf/2)^{1/2} / [MK + (Kf/2)^{1/2}].$$

5. Numerische Überprüfung

Die Beziehung [12] läßt sich in der Form

$$\frac{dv}{dz} \Big|_{z=0} = -QU(U-v_0) \quad (\text{mit } Q = (\rho_a/\rho) C/K)$$

durch Daten aus Labor-Versuchen belegen: aus den von WU (15, S. 94) ausgeführten Gradient-Messungen findet man

$$|Q| = \left| \frac{dv}{dz} \right| / (U|U-v_0|) = \text{constans}$$

(für Wus Labor-Daten hat die Konstante den Wert $Q = 1 \text{ m}^{-2}\text{s}$ über einen Bereich von $U = 2$ bis 8 m s^{-1}). Damit erscheint auch die Beziehung [11] bzw. [2] (mit $C = \text{const.}$) gesichert. Dann folgt aber aus [5]

$$v_0 = |v_0| = (\sqrt{2} a_0 K)^{-1} \tau = \rho_a/\rho (Kf)^{-1/2} CU^2, \quad [20]$$

während von Messungen ein linearer Zusammenhang zwischen v_0 und U nahegelegt wird. Der Widerspruch löst sich, wenn man mit EKMAN (1, S. 12) die Größe π/a in den obersten Schichten des Ozeans linear zu U ansetzt, oder besser (um Übereinstimmung mit EKMANs eigener Formel (1, S. 41) zu erzielen) die Größe $f^{1/2} \pi/a$, also

$$K^{1/2} = \kappa U \quad (\text{für } U > 0). \quad [21]$$

(Auch NEUMANN (14, S. 208) sagt "the eddy viscosity coefficient ... increases with wind speed".) Mit [21] wird [20]

$$v_0 = \lambda (\sin \varphi)^{-1/2} U \quad (\text{wobei } \lambda = \rho_a/\rho (2 \Omega)^{-1/2} C/\kappa) \quad [22]$$

Aus Daten von NEUMANN (14, S. 195) erhält man annähernd $\kappa \approx 0,02 \text{ s}^{1/2}$ und damit $\lambda \approx 0,013$ (dimensionslos), was der Größenordnung nach mit Erfahrungswerten übereinstimmend (vgl. Tabelle 1).

Für die modifizierte Theorie kommt mit [21]

$$n = \rho_a/\rho (Kf)^{-1/2} CU = (\rho_a/\rho) f^{-1/2} C/\kappa = \lambda (\sin \varphi)^{-1/2} \quad [23]$$

und somit nach [18] und [19]

$$v_0 = |v_0| = n(1 + n\sqrt{2} + n^2)^{-1/2} U = \lambda [\sin \varphi + \lambda (2 \sin \varphi)^{1/2} + \lambda^2]^{-1/2} U. \quad [24]$$

Im Gültigkeitsbereich der Ekman-Theorie (d. h. außerhalb des Äquators) ist $\lambda^2 \ll \sin \varphi$, also [24] von [22] fast nicht unterscheidbar. Im äquatornahen Bereich ($\varphi \rightarrow 0$) versagt [22], während [24] endlich bleibt (in Übereinstimmung mit der Bemerkung nach [15]). - Tab. 1 belegt den Zusammenhang $v_0 \approx \lambda (\sin \varphi)^{-1/2} U = nU$ (U gemessen in ca. 10 m Höhe).

Bemerkungen zum letzten Tabellenwert: a) U gemessen in ca. 0,2 m Höhe, daher n größer als die übrigen Werte; b) die von WU gegebene Fig. 3 wird von ihm (15, S. 94) beschrieben mit den Worten "... the trend of the curve shows that an equilibrium stage ... is

Tab. 1
Verhältnis zwischen Oberflächenstrom und Windgeschwindigkeit

Autor	n
EKMAN (1, S. 41) ($\varphi = 45^\circ$)	0,02
EXNER (7, S. 237) ($\varphi = 45^\circ$)	0,03
HUGHES (9, S. 501) ($\varphi \approx 50^\circ$)	0,033
TOMCZAK (12) ($\varphi \approx 55^\circ$)	0,015 ... 0,042
WU (15) (Labor)	0,055 (s. Bemerkungen im Text)

reached ...". Diese Deutung beruht vermutlich auf einem Irrtum, da WU in seiner Abbildung v_0/U über U aufgetragen hat; nimmt man direkt v_0 über U , so folgt der lineare Zusammenhang (ohne Sättigungseffekt)

$$v_0 = 0,055 (U - u) \approx 0,055 U$$

(mit $u = 1,35 \text{ ms}^{-1}$ als Anlaufgeschwindigkeit).

Mit [16] und [23] läßt sich eine Beziehung zwischen dem Ablenkungswinkel β und der geographischen Breite φ herstellen:

$$\tan \beta = 1/(1 + n\sqrt{2}) = (\sin \varphi)^{1/2} / [(\sin \varphi)^{1/2} + b] \quad (\text{mit } b = \lambda\sqrt{2} \approx 0,02).$$

Die Windgeschwindigkeit U ist hier herausgefallen. Diese Beziehung entspricht genau der in Abschnitt 4.4. erwähnten Schiötz-Formel, allerdings zufällig, denn bei SCHIÖTZ ist $K = \text{const.}$, $M = \text{const.}$, hier jedoch $K^{1/2} \sim U$, $MK \sim U$. (SCHIÖTZ hätte also - den richtigen Kopplungsfaktor vorausgesetzt - die Oberflächenströmung "richtig" bestimmt, aber nach [12] mit $M = \text{const.}$ falsche Gradienten erhalten.) Man erkennt aus Abb. 6, daß β für $b = 0,02$ außerhalb äquatorialer Breiten etwas kleiner als 45° ist und zum Äquator hin stetig nach 0 abfällt.

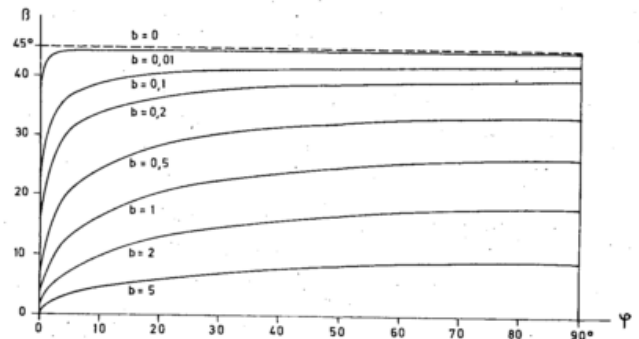


Abb. 6
Ablenkungswinkel als Funktion der geographischen Breite

6. Anhang: Herleitung der Lösung

Wir setzen in Abschnitt 4.2. $\zeta = z(f/K)^{1/2}$ und erhalten

$$\frac{d^2 v}{d\zeta^2} = k \times v \quad \text{mit den Randbedingungen}$$

$$\zeta = 0: \frac{dv}{d\zeta} = -n(U-v) \quad (\text{wobei } n = M(K/f)^{1/2})$$

und $\zeta \rightarrow \infty: v \rightarrow 0$. Mit der Laplace-Transformation

$$\tilde{v}(s) = \int_0^\infty e^{-s\zeta} v(\zeta) d\zeta$$

liefert die Bewegungsgleichung zusammen mit der ersten Randbedingung, wenn als Abkürzung $v_0 = v(0)$ gesetzt

wird, $s^2 \tilde{v} - sv_0 + n(U-v_0) = k \times \tilde{v}$. Wird diese Gleichung von links mit k äußerlich multipliziert und nun $k \times \tilde{v}$ eliminiert, so ergibt sich

$$(s^4 + 1) \tilde{v} = s^3 v_0 + s^2 n(v_0 - U) - sv_0 \times k - n(v_0 - U) \times k.$$

Unter Verwendung von Tabellen, z. B. (8, S. 230), erhält man als Rücktransformation, wenn zur Vereinfachung $z' = \zeta/\sqrt{2}$ eingeführt wird,

$$v = \cosh z' \cos z' v_0 + (\cosh z' \sin z' + \sinh z' \cos z') n/\sqrt{2} (v_0 - U) - \sinh z' \sin z' v_0 \times k - (\cosh z' \sin z' - \sinh z' \cos z') n/\sqrt{2} (v_0 - U) \times k$$

oder nach Zerlegung der Hyperbelfunktionen und Sammlung der Exponential-Ausdrücke

$$2v = e^{z'} F(v_0, z') + e^{-z'} G(v_0, z').$$

Die zweite Randbedingung fordert $F \equiv 0$, woraus v_0 in Form [15] folgt; wird nun v_0 in $2v = e^{-z'} G(v_0, z')$ eingesetzt, so ergibt sich [14] mit (mit $z' = az$).

Mit [15] hat man sofort [16], nämlich

$$\cot \beta = v_0 \cdot U/v_0 \cdot (U \times k) = 1 + n/\sqrt{2}.$$

Gleichung [17] ergibt sich aus

$$\cos \beta = \tau \cdot v_0 / (\tau v_0) = (U - v_0) \cdot v_0 / (|U - v_0| v_0) = 1/\sqrt{2}.$$

Den Damen C. GNAM und L. PROHASKA sei für die Anfertigung der Abbildungen gedankt.

Literatur

- (1) EKMAN, V. W.: On the influence of the earth's rotation on ocean currents. Ark. f. Mat., Astron. och Fysik 2 (1905) No. 11, S. 1-53.
- (2) SCHLÖTZ, O. E.: Bemerkungen über die durch den Wind erzeugten Meeresströmungen. Ann. Hydrogr. 36 (1908) S. 429-446.
- (3) EKMAN, V. W.: Zur Frage von der Ablenkung der Triftströmungen. Ann. Hydrogr. 36 (1908) S. 481-484.
- (4) SCHLÖTZ, O. E.: Bemerkungen zu dem Aufsatz von V. W. EKMAN: „Zur Frage von der Ablenkung der Triftströmungen.“ Ann. Hydrogr. 36 (1908) S. 550 bis 551.
- (5) EKMAN, V. W.: Nochmals zur Frage von der Ablenkung der Triftströmungen. Ann. Hydrogr. 37 (1909) S. 77-80.
- (6) SCHLÖTZ, O. E.: Zur Frage der durch den Wind erzeugten Meeresströmungen. Ann. Hydrogr. 37 (1909) S. 254-261.
- (7) EXNER, F. H.: Zur Kenntnis der untersten Winde über Land und Wasser und der durch sie erzeugten Meeresströmungen. Ann. Hydrogr. 40 (1912) S. 226-239.
- (8) ERDELYI, A. (Ed.): Tables of Integral Transforms, Vol. I. New York 1954.
- (9) HUGHES, P.: A determination of the relation between wind and sea-surface drift. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 82 (1956) S. 494-502.
- (10) LAIKHTMAN, D. L.: Wind rift of ice floes. In "Physics of the boundary layer of the atmosphere". Leningrad 1961. (Englische Übersetzung: IPST Cat. No. 1031, S. 156-163).
- (11) BROCKS, K.: Probleme der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 91 (1963) S. 34-46.
- (12) TOMCZAK, G.: Neuere Untersuchungen mit Treibkörpern zur Bestimmung des Windeinflusses auf Oberflächenströmungen im Meer (Zusammenfassung). Ber. Dt. Wetterd. Nr. 91 (1963) S. 57.
- (13) ROLL, H. U.: Physics of the marine atmosphere. New York and London: Acad. Press 1965.
- (14) NEUMANN, G.; PIERSON, W. J.: Principles of physical oceanography. Englewood Cliffs N. J.: Prentice-Hall, Inc. 1966.
- (15) WU, J.: Laboratory studies of wind-wave interactions. J. Fluid Mech. 34 (1968) S. 91-122.
- (16) STRONG, A. E.; RUFF, I. S.: Using satellite-observed solar reflections from the sea surface as an indicator of surface wind speeds. Remote Sensing of Environment 1 (1970) S. 181-185.

Ein neues Meßgerät für den turbulenten Wärmefluß

Zusammenfassung

Es wird ein Meßgerät beschrieben, das in direktem Verfahren den turbulenten Wärmestrom nach der Korrelationsmethode zu messen gestattet. Der Vertikalwind wird mit einem Ultraschallanemometer eigener Entwicklung gemessen. Dieses Gerät arbeitet im kontinuierlichen Betrieb mit einer Frequenz von 150 kHz und hat einen Meßbereich von ± 2 m/sec. Die Temperaturfluktuationen werden mit einem Platindrahtthermometer registriert. Der eigentliche Flußmesser läßt eine Meßgenauigkeit von 1 mcal/cm² min zu. Das Meßergebnis kann am Ende der Meßzeit direkt auf Zählröhren abgelesen werden. Die Art der Datenübertragung ermöglicht es, als Meßwertspeicher handelsübliche Tonbandgeräte zu benutzen. Der Fehler durch dieses einfache Speicherverfahren ist kleiner als 0,5 mcal/cm² min.

Abstract

An instrument is described which measures directly the turbulent heat flux by the eddy correlation method. The vertical component of the wind is measured by a sonic anemometer constructed by the author. This instrument is a continuous wave anemometer with a frequency of 150 kc and has a range of ± 2 m/sec. The fluctuations of temperature are detected by a fine platinum wire thermometer. The instrument for flux computing has an accuracy of 1 mly/min. The flux is indicated on digital panel at the end of measuring time. The process of data transfer allows a recording of the data with a commercial tape-recorder. The loss of accuracy by this simple procedure is less than 0.5 mly/min.

1. Einleitung

Die direkte Bestimmung des vertikalen turbulenten Wärmeflusses benutzt die Kreuzkorrelation der Vertikalwindkomponente mit der Temperatur. Bei dieser Methode wird der mittlere Fluß in einem bestimmten Zeitabschnitt durch die Summation der kurzzeitigen, augenblicklichen Vertikaltransporte gebildet:

$$H = c_p (\overline{q w})' T' \quad [1]$$

Hierin bedeuten: H mittlerer Wärmefluß (genauer Enthalpiefluß der trockenen Luft), c_p spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck, $(q w)'$ momentaner Massenfluß durch die Einheitsfläche, $T' = T - \bar{T}$ die Abweichung der augenblicklichen Temperatur T von der Mitteltemperatur $\bar{T}$ der Meßzeit.

Da zum mindesten in geringen Höhen über See die kurzzeitigen Schwankungen bis etwa 20 Hz erfaßt werden sollen, hat man schon bei relativ kurzen Meßzeiten außerordentlich viel Datenmaterial zu verarbeiten. Es gibt für die „real time“ Verarbeitung zwei Möglichkeiten:

- a) Die kontinuierlich anfallenden Meßgrößen werden in Einzelwerte aufgelöst, digitalisiert und „on line“ einer Rechenmaschine zugeführt, die den Wärmefluß bestimmt. Dieser aufwendige Weg ist z. B. eingeschlagen worden in (6) oder in (8).
- b) Die Meßgrößen werden analog verarbeitet, z. B. das Fluxatron (2) oder (3). Das Verfahren ist viel weniger aufwendig, allerdings auch nicht so genau. Insbesondere macht die Integration (für die Mittelwertbil-

dung) über einen Zeitraum von 15–30 min Schwierigkeiten.

Im folgenden wird ein Meßgerät für den turbulenten Wärmefluß beschrieben, das die Meßgrößen zunächst analog verarbeitet. Die Integration wird durch ein einfaches Verfahren digital mit großer Genauigkeit durchgeführt. Das Meßergebnis kann am Ende der Meßzeit direkt auf Zählröhren abgelesen werden.

2. Die Meßinstrumente

Meßgeräte, die die turbulenten Schwankungen bis etwa 20 Hz erfassen können, müssen neben einer kleinen Zeitkonstante auch eine entsprechend geringe Größe aufweisen. Diese Bedingung ist eine Folge der Taylorhypothese.

In der hier beschriebenen Meßeinrichtung wird zur Bestimmung des Massenflusses $q w$ ein Ultraschallanemometer, zur Messung der Temperatur T ein Widerstandsthermometer aus feinem Platindraht verwendet. Beide Geräte erfüllen die Bedingungen für eine Meßwertauflösung bis 20 Hz und haben eine lineare Anzeige. Auf die lineare Anzeige wurde Wert gelegt, weil in diesem Fall die Kreuzkorrelation einfach analog durchzuführen ist.

2.1. Das Ultraschallanemometer

Beim Ultraschallanemometer wird die Windgeschwindigkeit aus der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls bestimmt. Auf die Theorie wird hier nicht eingegangen, siehe dazu (5), (4) und (7). Wie sich aus der Theorie er-

gibt, erfordert die Messung einer Komponente des Windes zwei nebeneinanderliegende Meßstrecken, in denen die Ausbreitungszeit des Schalls von einem bis zum anderen Ende gemessen wird. Die Ausbreitungsrichtung ist in beiden Strecken entgegengesetzt. Die Differenz beider Ausbreitungszeiten (Δt) ist der Windkomponente in Meßstreckenrichtung (w) proportional:

$$\Delta t = 2 dw / c^2$$

d ist die Länge der Meßstrecke, c die Schallgeschwindigkeit. Ersetzt man c^2 mit der Laplace-Gleichung für die Schallgeschwindigkeit $c = (c_p \cdot p / c_v \cdot \rho)^{1/2}$, so erhält man nach einer Umformung:

$$qw = (\bar{p} \cdot c_p / 2 d c_v) \Delta t$$

(c_v ist die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Volumen, p der Luftdruck). Der Massenfluß qw ist proportional zu Δt . p ist durch $\bar{p}$ ersetzt, weil p' vernachlässigbar klein ist (1).

Das Ultraschallanemometer (Abb. 1, zusammen mit dem Thermometer) hat eine Meßstreckenlänge von 70 mm. Es arbeitet mit einer Schallfrequenz von 150 Hz im kontinuierlichen Betrieb. Die Ultraschallwandler für Geber und Empfänger sind eigene Entwicklungen und haben einen Durchmesser von 10 mm. Die Zeitdifferenz Δt wird aus den Nulldurchgängen der Empfängerspannungen bestimmt. Der Meßbereich beträgt 2 m/sec. Der Nullpunkt zeigt einen ausgeprägten Temperaturgang. Er beträgt etwa ± 20 cm/sec im Bereich von $+30$ bis -10°C . Er wird hervorgerufen durch die Änderung der Resonanzfrequenz der Empfänger mit der Temperatur. Für jede Messung wird der Nullpunkt des Anemometers aus der Bedingung $qw = 0$ über die Meßzeit bestimmt. Die Nullpunktänderungen haben in der Regel eine viel längere Periode als die turbulenten Schwankungen und machen sich bei Meßzeiten von 15–20 min selten störend bemerkbar. Notfalls kann man sie mit einem Hochpaß unterdrücken. Bei richtig eingestelltem Nullpunkt ist der relative Fehler des Gerätes kleiner als 5%. Die Ausgangsspannung beträgt ± 10 Volt für ± 2 m/sec.

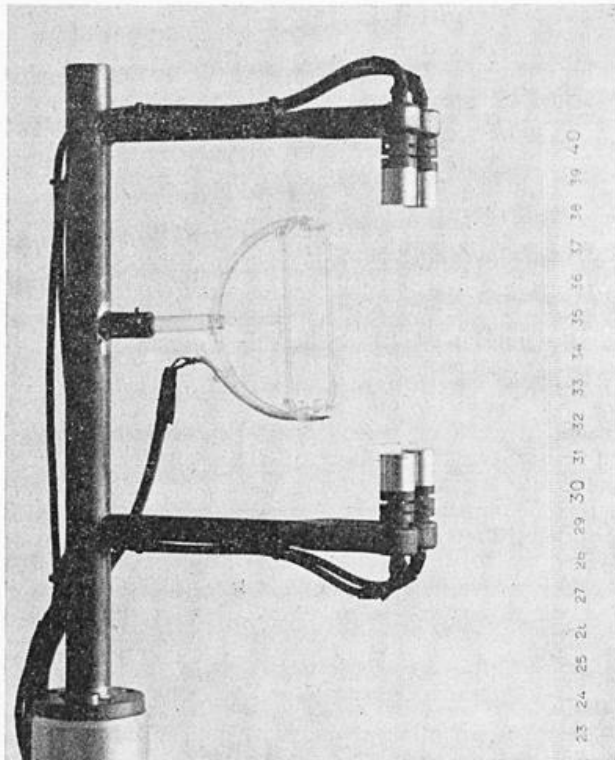


Abb. 1

Das Ultraschallanemometer mit Platindrahtthermometer

2.2. Das Thermometer

Das Widerstandsthermometer wurde aus Platindraht von $10 \mu\text{m}$ ϕ gefertigt. Ein Stück von ca. 330 mm Länge überspannt im Zickzack eine Fläche von 25×55 mm. Der Thermometerkörper besteht aus dünnem Plexiglas und stört das Windfeld minimal. Aus Bild 1 sind Aufbau und Abmessungen zu ersehen. Der Widerstand beträgt etwa 500 Ω . Er ist Teil einer Brückenschaltung. Im zweiten Brückenzweig liegt ein Regelwiderstand, mit dem die Brückenspannung auf Null Volt eingestellt werden kann. Die Brückenausgangsspannung wird soweit verstärkt, daß eine Temperaturänderung um 1°C die Ausgangsspannung um 2 Volt ändert. Der Fehler in dieser Eichung beträgt etwa 2%. Abweichungen bis zu $\pm 5^\circ\text{C}$ von der Mitteltemperatur können erfaßt werden. Die Anzeige ist auf 0,1% linear.

3. Datenübermittlung und Speicherung

Die Elektronik für das Ultraschallanemometer und Thermometer sind in einem witterungsfesten, kleinen Gehäuse ($300 \times 150 \times 110$ mm) untergebracht. Die Kabelverbindung zum Meßsystem hat eine Länge von 1,5 m. Das Gerät benötigt eine Betriebsspannung von ± 24 Volt und kann auch aus Batterien versorgt werden.

Im Elektronikkasten werden die Ausgangsspannungen, mit denen die Meßgrößen angezeigt werden, in Frequenzen umgesetzt:

$$U_w = \begin{matrix} +10 \text{ V} & 6 \text{ kHz} \\ \pm 0 \text{ V in } f_w = 5 \text{ kHz} & \\ -10 \text{ V} & 4 \text{ kHz} \end{matrix}; \quad U_T = \begin{matrix} +10 \text{ V} & 3 \text{ kHz} \\ \pm 0 \text{ V in } f_T = 2,5 \text{ kHz} & \\ -10 \text{ V} & 2 \text{ kHz} \end{matrix}$$

Beide Meßwerte werden gemischt und über einen Übertragungskanal zum Registrierplatz übermittelt. Dies bringt besonders bei einer drahtlosen Übertragung Vorteile. Am Registrierplatz werden für eine weitere Verarbeitung die Frequenzen $f(U_w)$ und $f(U_T)$ mit Bandfiltern aus dem Frequenzgemisch reproduziert, und die Spannungen U_w und U_T durch Demodulation wieder gewonnen. Die Rückwandlung erfolgt mit einem Fehler, der kleiner als 1% ist.

Zur Kontrolle oder für spätere Auswertungen läßt sich aber auch das Frequenzgemisch mit einem handelsüblichen Tonbandgerät speichern. Bei der Auswahl des Tonbandgerätes ist auf einen guten Gleichlauf zu achten. Gleichlaufschwankungen erscheinen bei diesem Speicherverfahren als Korrelation zwischen (qw) und T und werden bei der Auswertung als Wärmefluß gedeutet. Bei den von uns benutzten Tonbandgeräten (Revox A 77 und Uher Royal de Luxe) erzeugten die Gleichlaufschwankungen einen scheinbaren Wärmefluß, der unter 0,5 mcal/cm² min liegt und zu vernachlässigen ist.

4. Der Wärmeflußmesser

In der Formel für den Wärmefluß treten die turbulenten Zusatzgrößen (qw') und T' auf, die aus den Meßwerten qw und T nur dann gebildet werden können, wenn (qw) und T bekannt sind. $\bar{T}$ ist aber vor Beendigung der Messung unbekannt; qw sollte Null sein, der angezeigte Mittelwert ist wegen der unvermeidlichen Nullpunktdrift aber nicht exakt Null, so daß auch dieser Wert vor Ende der Meßzeit unbekannt ist. Eine direkte Messung des Wärmeflusses nach der Gleichung $H = c_p (qw)' T'$ ist trotz der Unkenntnis der gestrichenen Größen möglich. Man ersetzt die turbulenten Größen durch die aktuellen Größen und die Mittelwerte:

$$(qw)' = qw - \overline{qw}; \quad T' = T - \bar{T}.$$

Diese Werte in die Gleichung [1] eingesetzt ergibt:

$$\bar{H} = c_p (\overline{qw}) \cdot \bar{T} - (\overline{qw}) \cdot \bar{T} \quad [2]$$

Mit dem Wärmeflußmesser können die Größen $(\overline{qw}) \cdot T$, $(\overline{qw})$ und T am Ende der Meßzeit abgelesen werden. Damit ist $\overline{H}$ bestimmt.

Da die Meßgrößen qw und T mit den Frequenzen f_w und f_T in linearem Zusammenhang stehen, werden ihre Mittelwerte $\overline{qw}$ und $\overline{T}$ aus den Mittelwerten der Frequenzen bestimmt.

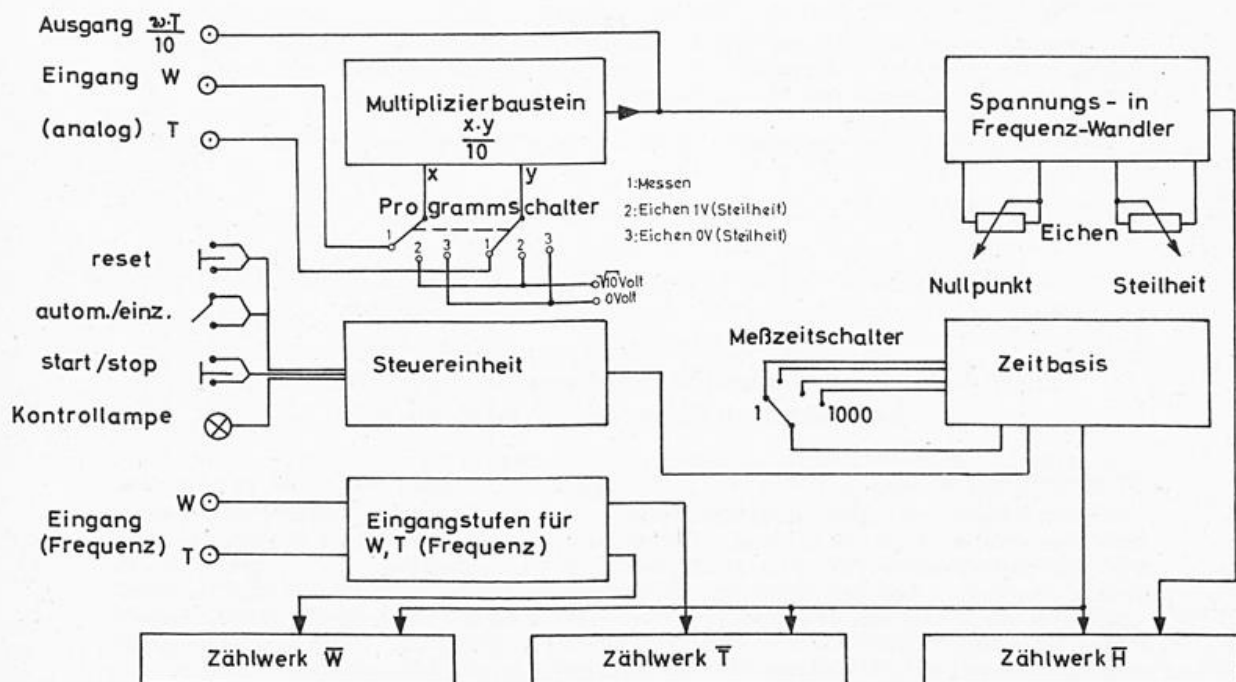
Zur Bestimmung von $(\overline{qw}) \cdot T$ werden die nach Demodulation der Frequenzen wieder anstehenden Spannungen U_w und U_T benutzt und über einen Multiplizierbaustein (Modell Nr. 4029 der Firma Burr Brown) miteinander multipliziert. Zur Mittelwertbildung $(\overline{qw}) \cdot T$ wird erneut die Multiplikationsspannung $U[(\overline{qw}) \cdot T]$ in eine ihr proportionale Frequenz $f[(\overline{qw}) \cdot T]$ umgesetzt.

Da $U(\overline{qw} \cdot T)$ ebenso wie $U(qw)$ und $U(T)$ positiv wie negativ sein kann, gibt der Modulator für null Volt bereits eine Frequenz von 50 kHz ab.

Herrn Professor Dr. H. HINZPETER danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit. Die Arbeit wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft gefördert.

Literatur

- (1) CALDER, K. L.: The criterion of turbulence in a fluid of variable density. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 75 (1949) S. 71–88.
- (2) DYER, A. J.; HICKS, B. B.; KING, K. M.: The Fluxatron, a revised approach to the measurement of eddy fluxes in the lower atmosphere. J. Appl. Meteor. 6 (1967) S. 408–413.
- (3) HICKS, B. B.: The measurement of atmosphere fluxes near the surface. A generalised approach. J. Appl. Meteor. 9 (1970) S. 386–388.



Vereinfachtes Blockschaltbild des Wärmeflußmessers

Abb. 2

Ein vereinfachtes Prinzipschaltbild des Wärmeflußmessers ist in Abb. 2 angegeben. Der Flußmesser besteht im wesentlichen aus einer Multiplikationsstufe, einer Modulatorstufe (Spannung in Frequenz Wandler) und drei Zählwerken für die Mittelwertbildung. Hinzu kommen neben Steuereinheit und Zeitbasis für die Zählwerke eine Vorrichtung zur Eichung des Modulators. Die Steilheit der Modulatorkennlinie wird so eingestellt, daß die Abweichung von der Grundfrequenz (50 kHz) um 1 Hz einem Wärmefluß von 1 mcal/cm² min entspricht.

Mit dieser Anlage lassen sich Multiplikation und Mittelwertbildung so genau durchführen, daß der Wärmefluß auf etwa 1 mcal/cm²min genau abgelesen werden kann. Der abgelesene Meßwert hat einen Fehler von ca. 7%, der im wesentlichen durch die Fehler der Meßgeräte für Temperatur und Wind hervorgerufen wird.

- (4) KAIMAL, J. C.: A simplified sonic anemometer for measuring the vertical component of wind velocity. Research Report (1963): Instrumentation of Geophysics and Astrophysics No. 24.
- (5) KAIMAL, J. C.; BUSINGER, J. A.: A continuous wave sonic anemometer-thermometer. J. Appl. Meteor. 2 (1963) S. 156–164.
- (6) KAIMAL, J. C.; HAUGEN, D. A.; NEWMAN, J. T.: A computer-controlled mobile micrometeorological observation system. J. Appl. Meteor. 5 (1966) S. 411–420.
- (7) MITSUTA, Y.: Sonic anemometer-thermometer for general use. J. Meteor. Soc. Japan, Ser. II, 44 (1966) S. 12–24.
- (8) THURTELL, G. W.; TANNER, C. B.; WESELY, H. L.: Three dimensional pressure-sphere anemometer system. J. Appl. Meteor. 9 (1970) S. 379–385.

F. WIPPERMANN

DK 551.510.522 : 551.511.6

Vertikalprofile des Austauschkoeffizienten in einer barotropen planetarischen Grenzschicht*)

Zusammenfassung

Mit einer Mischungsweghypothese, nach welcher der Mischungsweg erst über die REYNOLDSsche Schubspannung als innerem Parameter von der Höhe z abhängt, wurden die Grundgleichungen für die planetarische Grenzschicht integriert. Man erhält u. a. Vertikalprofile des Austauschkoeffizienten für unterschiedliche thermische Schichtung. Die Profile zeigen ein Maximum, welches bei stabiler Schichtung niedrig liegt und schwach ist, während es bei instabiler Schichtung hoch liegt und stark ist.

Austauschkoeffizient, Höhe und Schichtungsmaß sind zwar mit „inneren“ Parametern dimensionslos gemacht, es liegen aber Verfahren vor, sie mit „äußeren“ (synoptisch erfaßbaren) Parametern wieder mit den gewünschten Dimensionen zu versehen.

*) WIPPERMANN, F.: Universal profiles in the barotropic planetary boundary layer. Beitr. Phys. Atmosph. 45 (1972) Nr. 2, S. 148—163.

D. ETLING

DK 551.511.6 : 551.554

Einfluß der thermischen Schichtung auf die Stabilität einer Ekman'schen Grenzschichtströmung*)

Zusammenfassung

Die dynamische Instabilität einer EKMAN'schen Grenzschichtströmung in Form von horizontalen Wirbelrollen wird mit Hilfe einer Störungsanalyse untersucht. Zwei Faktoren bestimmen die Bildung solcher Wirbel in der Grenzschicht. Bei labiler Schichtung macht sich der Einfluß der thermischen Konvektion durch eine, mit der Ekman-Länge $D = 2 K_m/f$ normierten, kritischen Wellenzahl von etwa $= 0.5$ bemerkbar, während bei stabiler Schichtung ein reiner Scherungseinfluß mit einer kritischen Wellenzahl von $= 0.2$ überwiegt. Es wird gezeigt, daß die kritische Reynoldszahl beträchtlich mit der statischen Stabilität variiert. Bei labiler Schichtung setzt die dynamische Instabilität schon bei kleinen Reynoldszahlen ein, bei stabiler Schichtung erst bei sehr großen.

*) Siehe Beitr. Phys. Atmosph. 44 (1971) S. 168—186.

L. HASSE

DK 551.554 : 551.526.6

Über den Zusammenhang zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind auf See*)

Zusammenfassung

Aus synoptischen Luftdruckwerten wurde der geostrophische Wind am Boden (U_g) berechnet und mit der beobachteten Windgeschwindigkeit (U) von Feuerschiff „P 8“, Deutsche Bucht, verglichen. Das Verhältnis U/U_g nimmt mit der Stabilität (Temperaturdifferenz Luft — Wasser) und dem geostrophischen Wind ab. Ferner ist der lokale Wind bei geringem Druckgradient stärker als der großräumige geostrophische Wind. Insgesamt ergibt sich näherungsweise ein Zusammenhang der Form $U = 0.56 U_g + b$, wobei b von der Stabilität abhängt. Es wird versucht, einen Vergleich der Beobachtungen mit dimensionsanalytischen Betrachtungen durchzuführen.

*) LUTZ, H.; WAGNER, V.: On the relationship between geostrophic and surface wind at sea. Monthly Weather Rev. (1971) S. 255—260.

Turbulenzspektren in der Prandtl-Schicht*)

Zusammenfassung

Zur Parametrisierung des longitudinalen, lateralen und vertikalen Turbulenzspektrums wurden eindimensionale Turbulenzspektren statistisch ausgewertet. Die Methode der Auswertung und die gewonnenen Ergebnisse werden dargestellt. Das Verfahren besteht in der analytischen Approximation jedes einzelnen Turbulenzspektrums und anschließender statistischer Auswertung der Funktionsparameter hinsichtlich ihrer Abhängigkeit von der mittleren Windgeschwindigkeit, der Höhe und der thermischen Schichtung.

Nach der Ähnlichkeitstheorie enthält die Spektralfunktion nur die thermische Schichtung als externen Parameter, sofern als unabhängige Variable die mit der mittleren Windgeschwindigkeit und der Höhe normierte dimensionslose Frequenz gewählt wird. Die Ergebnisse zeigen, daß innerhalb der Prandtl-Schicht das vertikale Turbulenzspektrum die Forderungen der Ähnlichkeitstheorie erfüllt, wohingegen auf das laterale Turbulenzspektrum die Ähnlichkeitstheorie nicht anwendbar ist und das longitudinale Turbulenzspektrum eine Mittelstellung einnimmt.

*) GRIMM, E.: Versuch einer Parametrisierung von Turbulenzspektren in der Prandtl-Schicht. Meteor. Rdsch. 24 (1971) S. 175—182.

Die Verteilung der Wassertemperatur der Nordsee an der Grenzschicht Meer — Atmosphäre auf Grund von Flugzeugmessungen

Zusammenfassung

Vom Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg wurden im Rahmen eines Forschungsauftrages zwischen November 1969 und Juli 1970 mehrfach vom Flugzeug aus über der Nordsee radiometrische Messungen der Grenzschichttemperatur des Wassers durchgeführt. Hierzu wurden Infrarot-Strahlungsthermometer benutzt, die im Wellenlängenbereich zwischen 8.0 und 13.5 μm bzw. 9.5 und 11.5 μm arbeiteten. Für diese Wellenlängen liegt die Emissionstiefe von 90% der Eigenstrahlung von Wasser zwischen etwa 5 und 50 μm , so daß wirklich nur die Temperatur der Grenzschicht erfaßt wird. Durch Vergleich der radiometrischen Messungen mit Schöpfthermometermessungen von Feuerschiffen wurden Differenzen von Grenzschicht-Temperatur und Wassertemperatur unterhalb der Grenzschicht gefunden, die im Mittel mit denen anderer Autoren übereinstimmen. Für den Einzelfall ergab sich eine Absolut-Meßgenauigkeit von ± 0.38 grad.

Zwei Beispiele der Oberflächentemperatur-Verteilung in der Deutschen Bucht vom April 1970 zeigten neben der gegenüber der freien See schnelleren Erwärmung der küstennahen Gewässer von Norden kommende Kaltwasserströme, die vor den Ostfriesischen Inseln nach Osten umgelenkt wurden.

Außerdem wurde auf zahlreiche Fälle hingewiesen, bei denen die Grenzschichttemperatur starke Gradienten auf kleinem Raum bzw. regelrechte Sprungstellen aufwies. Sie waren im Frühjahr vor allem durch Mischungsvorgänge unterschiedlich temperierten Wassers hervorgerufen, zu anderen Jahreszeiten jedoch auch durch andere Ursachen, z. B. unterschiedliche Sonneneinstrahlung.

The water temperature distribution of the North Sea at the air water interface by airborne measurements

Abstract

Airborne radiometric temperature measurements of the water of the North Sea at the air water interface were made within a contract work of the Meteorological Observatory Hohenpeißenberg. The instruments used were infrared radiation thermometers with a spectral sensitivity from 8.0 to 13.5 μm and 9.5 to 11.5 μm resp. Within these spectral regions a layer between 5 and 50 μm emits 90% of the radiation of the water. Thus really the temperature at the interface is measured.

Comparisons of the radiometrically measured surface temperatures and bucket measurements of the water temperature from light ships showed differences between the water temperature at the interface and the temperature below which on the average agree with those of other authors. The absolute accuracy of single measurements was ± 0.38 deg.

Two examples of the water temperature distribution in the Bay of Heligoland from April 1970 showed the more rapid heating of the water close to the coast but also streams of cold water from the north which were turned eastwards north of the East Frisian Islands.

In addition there were numerous cases of strong gradients of the surface temperature at short distances and real discontinuities at the surface. In spring they were mainly caused by the mixing procedures of waters with different temperatures. At other seasons there were other reasons too, e. g. local differences of the sun radiation.

H. WACHTER

DK 551.524.1

Analyse rascher Schwankungen der Lufttemperatur

Zusammenfassung

Die kurzzeitigen Schwankungen der Lufttemperatur, über die der Verfasser mehrfach berichtet hat, wurden einer eingehenden Analyse auf die vorkommenden Änderungsgeschwindigkeiten unterzogen. Um für die thermische Wirkungsmöglichkeit, vorzugsweise auf biologische Systeme, einen Maßstab zu gewinnen, wurden die Temperaturverläufe (nach digitaler Umwandlung in Zeitreihen) daraufhin untersucht, mit welcher Dauer und mit welchen Beträgen monotone Änderungen der Lufttemperatur auftreten; die Häufigkeitsverteilungen der beiden Größen — Dauer und Betrag — werden gebildet. In diesen Verteilungen sowohl kurzzeitiger Temperatur- wie auch kurzzeitiger Luftdruckänderungen treten charakteristische Häufigkeitsmaxima in Abhängigkeit von der Änderungsgeschwindigkeit (dT/dt bzw. dp/dt) auf.

Eine ausführliche Veröffentlichung soll nach der Verarbeitung größeren Meßmaterials folgen.

F. FIEDLER

DK 551.511.2 : 551.554

Modell-Rechnungen zur Ekman-Schicht

Zusammenfassung

Die Bewegungsgleichungen für eine stationäre Strömung in der Ekman-Schicht sind numerisch integriert worden, um das Verhalten der Stabilitätsfunktionen $A(\mu)$ und $B(\mu)$ im Widerstandsgesetz für Impuls zu studieren. Neben den Änderungen von A und B mit dem Stabilitätsparameter wird auch der Einfluß barokliner Effekte untersucht. Die Ergebnisse werden mit experimentellen Daten verglichen.

R. ROTH

DK 551.554

Turbulenzspektrum und vertikales Windprofil

Zusammenfassung

Die Form des vertikalen Windprofils ist mit dem Turbulenzproblem eng verknüpft. Für den Fall des Windprofils über einer aerodynamisch glatten und einer rauhen Oberfläche wird die Verknüpfung in einem Modell untersucht. Die Berechnung der Turbulenz basiert in dem Modell auf der Turbulenztheorie von HEISENBERG. Es wird gezeigt, unter welchen Annahmen bezüglich der Turbulenzspektren sich das mittlere vertikale Windprofil beschreiben läßt. Ein bemerkenswertes Ergebnis ist, daß weder die VON KARMANSche Konstante noch die Dicke der laminaren Unterschicht — im Fall der glatten Oberfläche — explizit in das Modell eingeführt werden müssen.

Numerische Modellrechnungen und Beobachtungen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation*

Zusammenfassung

Es wird versucht, einen kurzen Einblick in das weite Gebiet der sog. numerischen Simulation der Atmosphäre zu vermitteln. Simulationsexperimente mit mathematisch-physikalischen Methoden bieten die z. Z. einzige Möglichkeit die für die Zukunft unseres Planeten so wichtige Frage zu klären, auf welche Weise bestimmte Hintergrundprozesse wie z. B. weltweite Luftverschmutzung sich auf das Wetter und das Klima auswirken. Die unvermeidlichen Fehlerquellen derartiger numerischer Modelle werden diskutiert. Einigen grundsätzlichen Ausführungen über die atmosphärische Zirkulation folgt eine Erklärung der z. Z. existierenden Modelle. Bemerkenswerte Ergebnisse von Simulationsexperimenten schließen sich an. Einige daraus folgende Erkenntnisse über den Energie- und Impulshaushalt der Atmosphäre werden behandelt und die wesentlichen Komponenten dargestellt.

Abstract

An attempt is made to give a brief presentation of several aspects of general circulation calculations. These numerical experiments standing on an objective mathematical and physical basis offer a powerful tool to answer the important question in how far background processes — such as global air pollution — may affect our weather and climate. The inherent and inevitable error sources in these models are discussed. Fundamental properties of the atmospheric circulation are recalled followed by an explanation of the numerical models currently in use. Some interesting results are summarized and diagrams of the budgets of kinetic energy and zonal angular momentum are displayed.

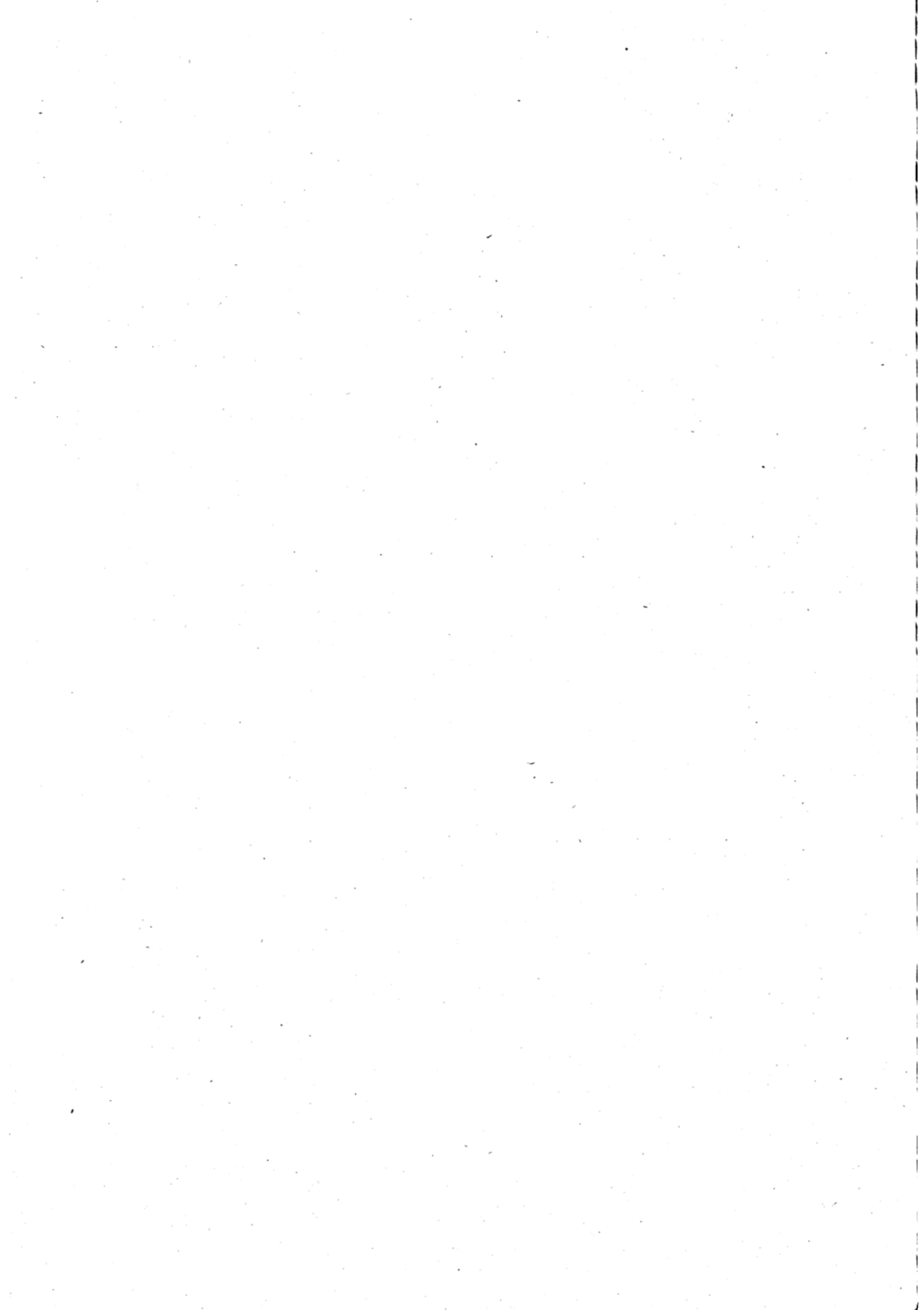
Folgerungen

Derzeitig existieren drei Forschungsgruppen — ESSA, NCAR und UCLA —, welche mit beachtenswertem Erfolg die globale Zirkulation der Atmosphäre numerisch simulieren. Die Rechnungen ergeben eine sehr gute qualitative und eine annehmbare quantitative Übereinstimmung mit der Natur; die Resultate haben unsere bisherigen Kenntnisse der atmosphärischen Zirkulation wesentlich vertieft und Zusammenhänge verdeutlicht. Das gilt besonders in jenen Bereichen, wo durch die mangelnde Beobachtungsdichte und —güte ein Einblick in das atmosphärische Geschehen mehr oder minder verwehrt war. Eine vorzügliche Plattform bieten die Modelle für Experimente, die, unter verschiedenen Versuchsbedingungen durchgeführt, über den „Charakter“ der Modelle und — unter Vorbehalt — auch der Atmosphäre Auskunft geben. Hier gilt es zunächst die Auswirkung und die Bedeutung der mathematischen und physikalischen Unvollkommenheiten der Modelle zu ergründen. Rechnungen mit unterschiedlichem Auflösungsvermögen und unterschiedlicher Berücksichtigung physikalischer Gesetzmäßigkeiten zeigen, daß mathematische und physikalische Faktoren die gleiche Rolle als Fehlerquelle spielen. Wenn auch diese Fehler nie ganz eliminiert werden können, so lassen sie sich doch reduzieren, und zwar einmal durch neue Erkenntnisse, die aus den Modellen selbst und aus den modernen Beobachtungsmethoden der Atmosphäre stammen, zum anderen durch schnellere Computer, welche ein „Mehr“ an Physik und auflösbaren Größenordnungen zu berücksichtigen erlauben.

GARP hat sich diese Aufgabe der Fehlerreduzierung zum Ziel gesetzt.

Die als Beispiel präsentierten Haushalte von kinetischer Energie und zonalem Drehimpuls zeigen, daß die meridionalen Ausgleichstransporte in mittleren und höheren Breiten fast ausschließlich von Störungen, diejenigen in niederen Breiten zum großen Teil von der Hadley-Zirkulation getragen werden. Die vertikalen Transporte von zonalem Drehimpuls und zonaler kinetischer Energie werden hingegen in überwiegender Maße über die symmetrischen Meridionalzirkulationen: die Hadley, Ferrel- und polare Zelle vermittelt. Die Störungen mittlerer Breiten halten die Zirkulation der thermodynamisch indirekten Ferrelzelle und das Zonalwindband aufrecht, während die Hadley-Zirkulation und die zonalen Winde niederer Breiten aus der potentiellen Energie des meridionalen Temperaturgradienten gespeist werden. Die Erzeugung der Störungsenergie mittlerer Breiten erfolgt direkt aus Umwandlung freier potentieller Energie in der mittleren Troposphäre. Ein Transport von dort nach oben und nach unten über den Druckübertragungsmechanismus versorgt sowohl die Reibungsschicht als auch die Stratosphäre mit kinetischer Energie. Ein großer Teil der Störungsenergie der tropischen Troposphäre entstammt Bodenzyklonen, welche durch freiwerdende Kondensationswärme in ihrem Kern gebildet werden.

* Der vollständige Vortrag ist veröffentlicht unter dem Titel „Über die Simulation der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre mit numerischen Modellen“ in: Bonner Meteor. Abh. 17 (1972) = Festschrift für Hermann Flohn.



Die Bestimmung von Scale-Parametern zur Charakterisierung großräumiger Zirkulationsformen**)

Die charakteristischen Merkmale des Stromfeldes sowie der Beitrag, den die verschiedenen Terme der thermo-hydrodynamischen Gleichungen zu einer Wirbelproduktion leisten, werden am besten durch eine geeignete Scale-Analysis unter Einführung von Ro-, Ri- und F-Zahlen dargestellt.

Wird die Bilanzgleichung der relativen Vorticity ζ in dimensionsloser Form geschrieben, so ergibt sich (1):

Für $Ro < 1$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot (v \zeta) = -Ro \nabla \cdot [v(1 + l_y)] - Ro^{-1} Ri^{-1} k \cdot \nabla \times \left(w \frac{\partial v}{\partial z} \right) + F Ro^{-2} k \cdot \left(\frac{\nabla \varrho}{\varrho} \right) \times \left(\frac{\nabla p}{p} \right) \quad [1]$$

Für $Ro \geq 1$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot (v \zeta) = -Ro^{-1} \nabla \cdot [v(1 + l_y)] - Ri^{-1} k \cdot \nabla \times \left(w \frac{\partial v}{\partial z} \right) + F \cdot k \cdot \left(\frac{\nabla \varrho}{\varrho} \times \frac{\nabla p}{p} \right) \quad [1a]$$

Hierbei ist unter v der horizontale Windvektor zu verstehen. Die Bezeichnung der anderen Größen ist die allgemein übliche.

Die Definition der Scale-Parameter erfolgt auf folgende Weise:

$$Ro = U/fL, \quad F = U^2/gH, \quad Ri = \kappa/F, \quad \kappa = H \frac{\partial \ln \theta}{\partial z}$$

L = Längenscale, H = Vertikalscale (gewöhnlich als $H = p/\varrho g$ definiert), θ = potentielle Temperatur, f = Coriolisparameter, g = Gravitationsbeschleunigung, κ = (statische) Stabilität.

Der Vorteil der Scale-Analysis besteht nun darin, daß mit Hilfe einer dem in Frage stehenden Problem angemessenen Abschätzung der Ro-, Ri- und F-Zahlen die Bedeutung der Produktionsterme auf der rechten Seite von [1] und [1a] veranschaulicht wird. In der Abbildung sind für verschiedene Längenscales in Abhängigkeit von Ri (Abszisse) und Ro (Ordinate) die Größenordnungen der drei Terme, nämlich

Divergenzterm: $\nabla \cdot [v(1 + l_y)] \quad l = L/E$ (E = Erdradius)

Rotationsterm: $k \cdot \nabla \times \left(w \frac{\partial v}{\partial z} \right)$

Solenoidterm: $k \cdot \left(\frac{\nabla \varrho}{\varrho} \times \frac{\nabla p}{p} \right)$

in Form von drei abgegrenzten Bereichen ersichtlich gemacht.

*) Vortragender

**) Eine ausführliche Darstellung der hier in Kurzfassung gegebenen Untersuchung erscheint unter dem Titel: „Eine Theorie nichtlinearer Zyklogese“ in der Festschrift für H. FLOHN.

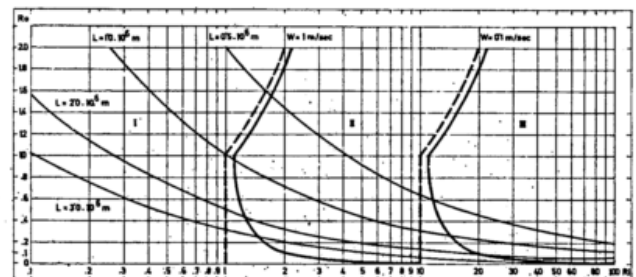


Diagramm zur Erfassung des Beitrages der einzelnen Quellterme zur Wirbelproduktion. Bereich I: Rotations- und Solenoidterm dominieren. Bereich III: Divergenzterm dominiert (Erhaltung der potentiellen Vorticity). Bereich II: Alle drei Terme haben gleiche Größenordnung.

Bereich III: Divergenzterm dominiert, d. h. alle Wirbelproduktion geht auf Kosten der Erhaltung der absoluten (potentiellen) Vorticity.

Bereich II: Rotationsterm und Solenoidterm kommen in die gleiche Größenordnung wie der Divergenzterm, d. h. barokline Effekte spielen bereits eine wesentliche Rolle bei der Wirbelproduktion.

Bereich I: Rotationsterm und Solenoidterm übertreffen (als Summe der Absolutbeträge ohne Rücksicht auf das Vorzeichen) den Divergenzterm, d. h. die Wirbelproduktion ist überwiegend durch barokline Effekte mit vertikalen Energietransporten hervorgerufen, während die mehr barotropen (zweidimensionalen) Wirbeländerungen von untergeordneter Bedeutung sind.

Werden nunmehr die Scale-Parameter Ro und Ri in der üblichen Weise berechnet, so zeigt sich, daß Ri in fast allen Fällen zwischen 1 und 10 liegt, was besagen würde, daß Wirbelproduktion auf Grund des Rotations- und Solenoidterms praktisch nicht auftritt. Dies widerspricht jedoch der Erfahrung und auch theoretischen Erkenntnissen (vertikale Energieumsätze bei Zyklogese), so daß die Wahl der Scale-Größen offenbar einer Revision bedarf.

a) Längenscale (L): Die Größenordnung von L wird durch das in Frage stehende Problem vorgegeben. Bei Wirbelproduktion im synoptischen Bereich muß L nach der Größenordnung der Druck- und Stromfeldgebilde bestimmt werden (z. B. halbe Wellenlänge einer Rossby-Welle oder Durchmesser einer (außertropischen) Zyklone etc.). Es wäre auch möglich, den Längenscale aus einer Isotachenanalyse eines Querschnitts durch einen Jet-Stream festzulegen unter der Annahme, daß auf der Strecke L (d. h. in der Horizontalen) der gleiche Geschwindigkeitsabfall eintritt, wie ungefähr in der Vertikalen entlang H (Höhe der homogenen Atmosphäre). In

allen Fällen führt jedoch die Bestimmung auf eine ähnliche Größenordnung, nämlich L zwischen $1,0 \cdot 10^6$ bis $3,0 \cdot 10^6$ m.

b) Vertikalscale (H): Hier handelt es sich um die wirkliche Dicke der Lufthülle. Meistens wird daher für H die Höhe der homogenen Atmosphäre eingesetzt bzw. die durchschnittliche Höhe der Troposphäre. Dies führt zu einer Größenordnung von 10^4 m.

c) Charakteristische Horizontalgeschwindigkeit (U): In den meisten einschlägigen Arbeiten wird hierfür eine mittlere Geschwindigkeit im betrachteten Bereich eingesetzt. Dies ergibt dann die schon erwähnten relativ hohen Ri -Zahlen. Es erhebt sich daher die Frage, ob nicht bei der Wahl von U ein anderer Weg zu beschreiten ist. Die geometrischen Scales L und H sind durch die räumliche Konfiguration des untersuchten Phänomens vorgegeben und können daher nicht wesentlich verändert werden. Anders die charakteristische Geschwindigkeit. Sowohl im kleinräumigen Bereich als auch bei großen Zirkulationsprozessen variiert bekanntlich die Horizontalgeschwindigkeit in großem Maße. So werden bei Tornados dieselben oder noch größere Windgeschwindigkeiten beobachtet wie bei großen Zyklonen oder im Jetstream. Es dürfte daher von ausschlaggebender Bedeutung sein, in einem konkreten Fall die für Abschätzung der Produktionsterme maßgeblich charakteristische Geschwindigkeit zu bestimmen. Wir wollen daher die Ro - und Ri -Werte nicht mittels einer mittleren Geschwindigkeit berechnen, sondern unter Beachtung der horizontalen und vertikalen Scherung. Dies erscheint sinnvoll, da in Ro das Verhältnis $U : L$, in Ri dasjenige von $U : H$ eingeht. Wird solcherart im Be-

reich eines Jet-Streams anstelle der mittleren Geschwindigkeit der Geschwindigkeitsabfall (Differenz zwischen Maximalgeschwindigkeit und derjenigen in der Entfernung L) eingesetzt, so ergeben sich Ri -Zahlen zwischen 1 und 4, was deutlich macht, daß die baroklinen Produktionsterme hier wesentlich in die Wirbelbildung eingreifen.

An Hand einer konkreten Wetterlage (6. 1. 1958 bis 8. 1. 1958), bei welcher im Osten der USA innerhalb von 48 Stunden aus einer anfänglich antizyklonalen Lage eine starke Zyklogenese eingetreten ist, kann mit Hilfe der eingehenden Jet-Stream-Analyse, die entlang des Meridians 75° West aus den Daily Aerological Cross Sections entnommen wurde, eine Berechnung der Ro - und Ri -Zahlen durchgeführt werden. Es zeigt sich, daß zu Anbeginn der Zyklogenese alle drei Terme etwa denselben Beitrag liefern. Doch übernehmen im weiteren Verlauf Rotations- und Solenoidterm die dominierende Rolle bei der Wirbelproduktion und sind am Höhepunkt der Tiefdruckentwicklung allein für diese verantwortlich. Gleichzeitig ergibt die Scale-Analysis, daß mit abnehmender Ri -Zahl die Ro -Zahl wächst. Dies besagt, daß mit zunehmender Zyklogenese die ageostrophischen Windkomponenten größer werden.

Literatur

- (1) PICHLER, H.; REUTER, H.: On the scale analysis of vorticity creation and the formation of vortices. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. Ser. A 19 (1970) Nr. 3, S. 237–244.

Sources and sinks of wind vorticity at 500 mb over the whole globe

Abstract

The knowledge of quasi-stationary large-scale atmospheric motions can be increased by studying effects and causes of sources and sinks of vorticity.

In the paper the basic material for these studies is reported: maps of sources and sinks of vorticity in four months of the I.G.Y. are reproduced.

Zusammenfassung

Die Kenntnis der großen quasistationären Luftbewegungen kann durch das Studium der Ursachen und der Wirkungen der Vorticityquellen und Vorticitysenken vertieft werden.

Im vorliegenden Beitrag wird das Grundmaterial für diese Untersuchung vorgelegt: u. zw. werden Karten reproduziert, die Vorticityquellen und Vorticitysenken in der 500-mb-Fläche während der vier Monate Juli und Oktober 1957 sowie Januar und April 1958 des Internationalen Geophysikalischen Jahres für die Nord- und Südhemisphäre (mit Ausnahme der Äquatorialzone) darstellen.

1. Introduction

In the atmosphere, through an average over many days, it is possible to evidentiate quasi-stationary waves and superimposed moving perturbations. The reason of the existence and the evolution of the former is not yet clear enough. Causes of the quasi-stationary waves can be: hydrodynamic effect of orography (1); sea-land differential heating of the air (2); activity of cyclones (3).

The numerical simulation of January mean motion, with and without orography (4), confirm the essential importance of differential heating; the introduction of orography, however, brings the simulated motion closer to the real one. In any case, important shortcomings are present in the simulated motion. The main of these concerns the trough over Japan. The two levels primitive equations model of KASAHARA, having a gridmesh of 5 degrees, simulates it very poorly. It is difficult to say why.

The NMC of Washington carries out a hemispheric six days forecast at 500 mb three times a week, by a model, which is barotropic beyond two days. Last year ANDREWS (5) has shown the monthly mean errors of the forecasts for January and for July. Usually the forecasted 500 mb is too high in the troughs and it is too low in the ridges. The biggest error is observed again over Japan, where the forecasted 500 mb is much higher than the real one.

The results of both quoted papers show that the numerical models help in studying the quasi-stationary waves; however this study remains difficult. In order to simplify the problem, the writer decided to step backward from quasi-stationary waves to their causes through vorticity sources and sinks. That requires: Computation of monthly mean production of vorticity; research of their causes; study of their effects.

The mean production of vorticity in four months of the I.G.Y., at 500 mb, over the whole globe except the equatorial area, is shown in the present paper.

2. Data and their elaboration

The basic data are the 500 mb heights, at 12 GMT of each day of July and October 1957 and January and April 1958, at every ten degrees of both latitude and longitude.

Two fourth order interpolations, along the meridians and along the parallels, were used to obtain the 500 mb heights in the 27×27 points of two square grids, covering the stereographic projection of northern and southern hemispheres. The gridmesh is 800 km at 60 degrees of latitude.

Another fourth order interpolation was used to obtain the 500 mb heights every 3 hours. Local variation of relative vorticity, advection of relative vorticity, advection of earth vorticity and individual variation of absolute vorticity were computed using Laplacians at five points and Jacobians at four points.

The individual variation of absolute vorticity measures the disagreement between non divergent model and real atmosphere. It will be called F .

Average and mean square root of F were eventually computed for each month. Geostrophic approximation was used for the wind.

$$F = \frac{d}{dt}(\text{rot } v + \lambda) = \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } v + v \frac{\partial}{\partial s} \text{rot } v + v \frac{\partial}{\partial s} \lambda$$

v = geostrophic wind; λ = Coriolis-parameter; t = time; s = displacement in the v direction; $\text{rot } v$ = vorticity of horizontal wind.

3. Results

The results are exposed in eight maps. Each of them shows, for one season and for one hemisphere: the geography (the regions higher than 1200 meters are dotted); the monthly averaged 500 mb topography (heights in hundreds of meters); the monthly average of the individual variation of vorticity in $10^{-11} \text{ sec}^{-2}$ (the drawn isovalues are -24, -12, -4, +4, +12, +20, etc.). Since some important nuclei change with continuity from one season to the other, the exposition of the results will refer to them.

Northern Hemisphere, July (Fig. 1).

Sinks of cyclonic vorticity exist between Canary and Cape Verde (-8), over Arabia (-15), over North West India (-6), over Balkash Lake (-5) and over Hudson Bay (-4).

Sources of cyclonic vorticity exist over the Pacific Ocean (+7, over Yellow Sea and +5 at 30 N, 170 W) and over the Atlantic Ocean (+7, over the West Indies and +5 north of the Azores).

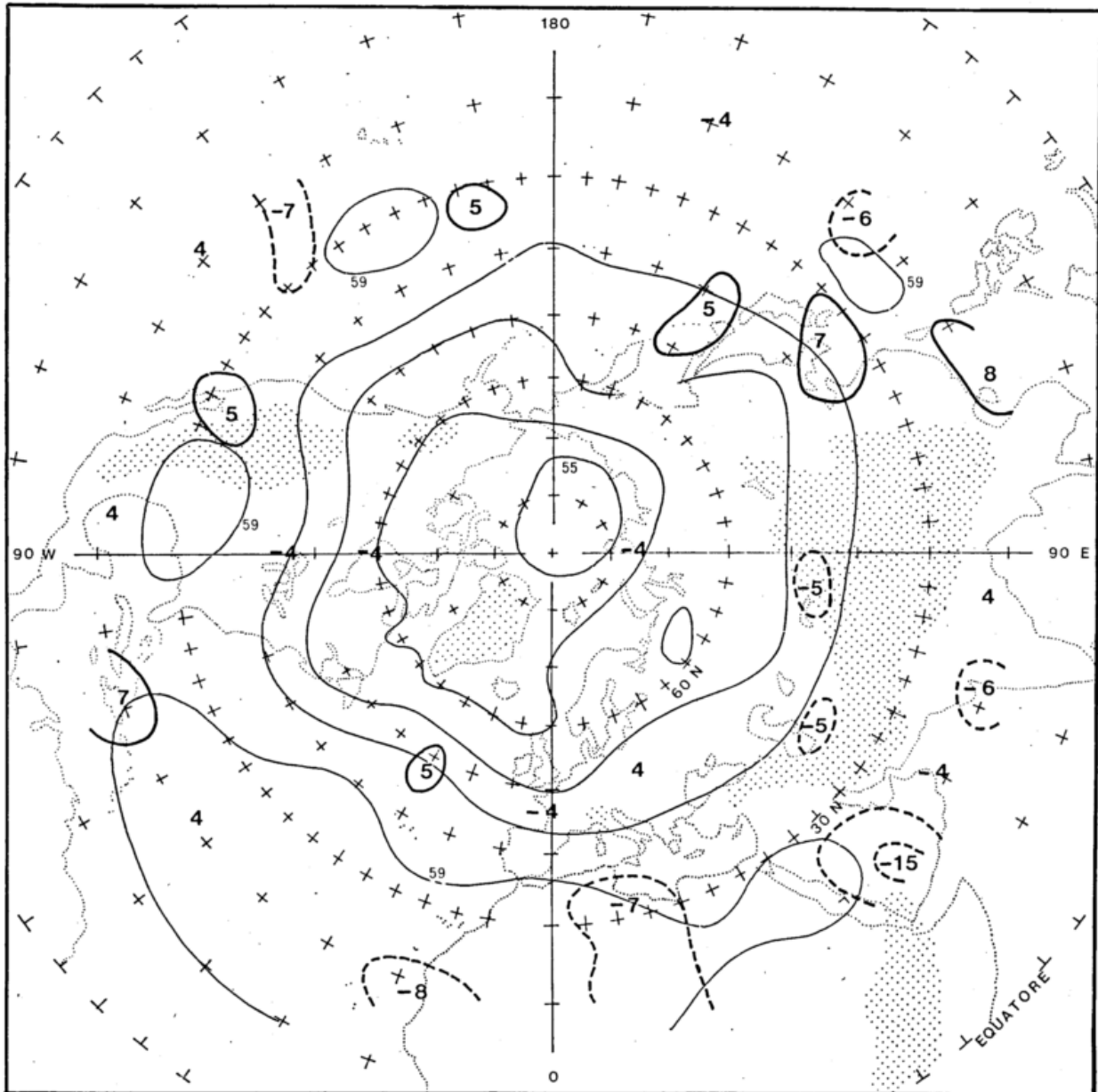


Fig. 1
Northern Hemisphere, July 1957. Production of cyclonic
vorticity in $10^{-11} \text{ sec}^{-2}$.

Northern Hemisphere, October (Fig. 2).

Production of anticyclonic vorticity disappears over Arabia; it persists between Canary and Cape Verde (-10); it spreads over all northern India (-8), and over large part of Mongolia and Siberia (-8); it appears over China (-5). It persists over Hudson Bay (-5).

Production of cyclonic vorticity moves from the Yellow Sea to the Sea of Japan (+7); it spreads over most of the central and eastern Pacific Ocean, north of 30 N, (+7); it increases over the Atlantic Ocean (+9 east of West Indies, and +7 south of Greenland).

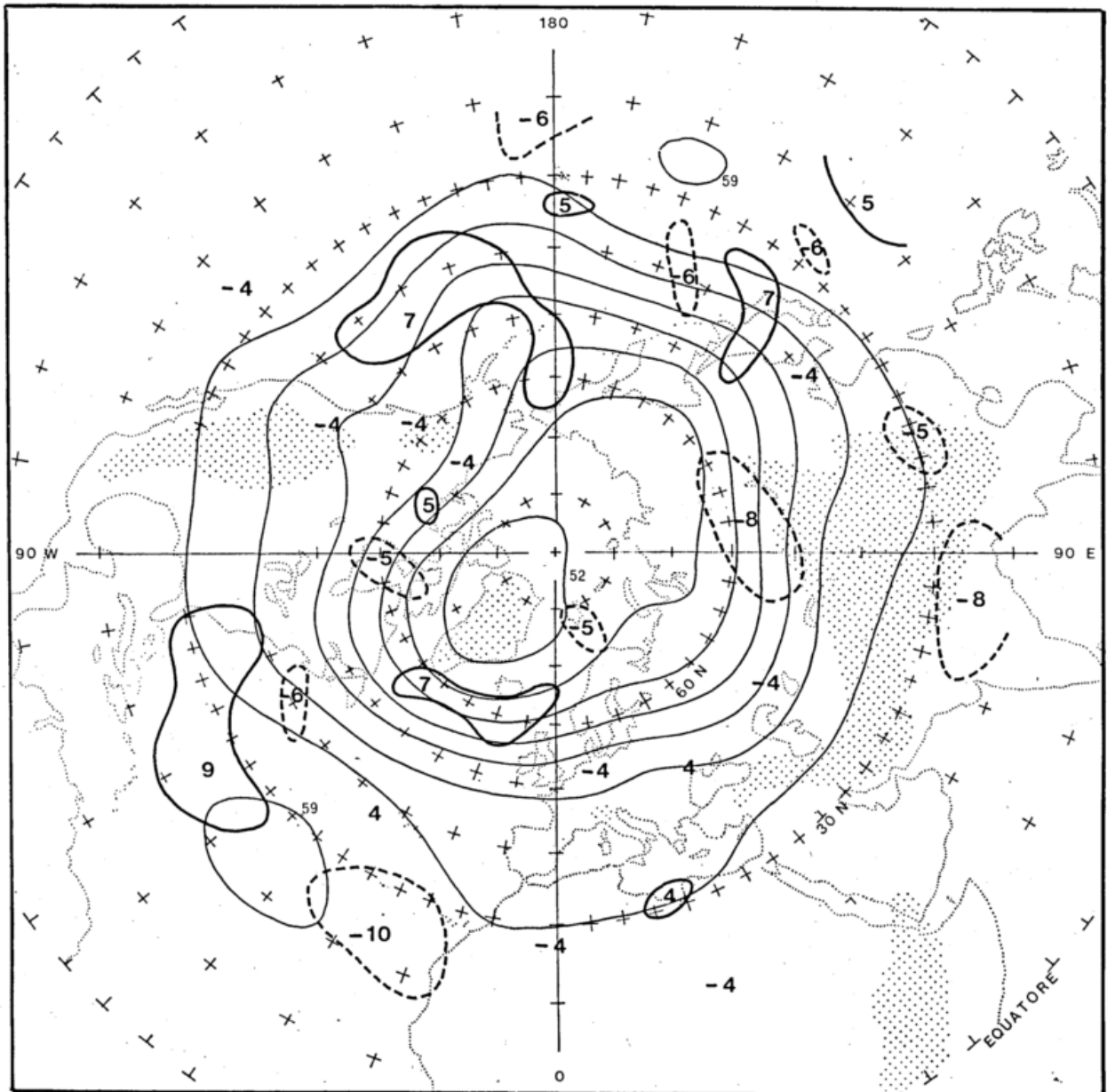


Fig. 2
Northern Hemisphere, October 1957.

Northern Hemisphere, January (Fig. 3).

Production of anticyclonic vorticity persists between Canary and Cape Verde (-8). It greatly increases over Mongolia and China (-14 and -17 respectively); the negative nuclei over these regions tend to absorb that one over Northern India (-7). The negative nucleus over Hudson Bay persists (-7). Important negative nuclei appear over Mexico (-17) and over the western Pacific Ocean at 30 degrees of latitude (-16 and -14).

Production of cyclonic vorticity persists over Japan (+8). It extends itself over all central and eastern Pacific Ocean (+25). This nucleus is the largest and the strongest all over the globe and over the year. Production of cyclonic vorticity is very large also over the central and western Atlantic Ocean (+11 in some points; +8 south of Greenland). A +9- nucleus appears over Arabia, where in summer a negative nucleus was observed.

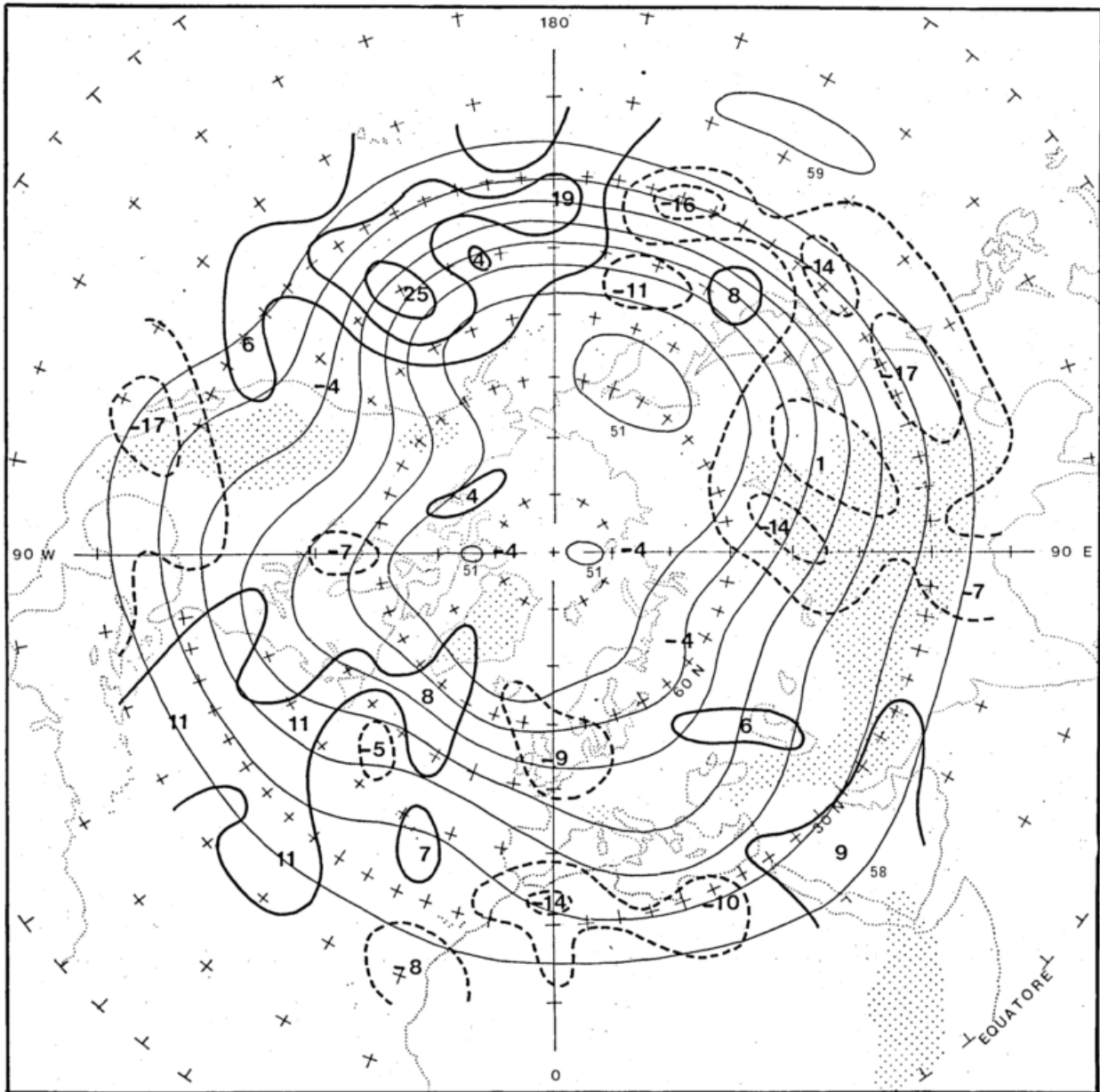


Fig. 3
Northern Hemisphere, January 1958.

Northern Hemisphere, April (Fig. 4).

Production of anticyclonic vorticity persists between Canary and Cape Verde (-10); it weakens over Mongolia (-13) and China (-11); it greatly weakens between Mexico and the United States (-5); it persists over the Hudson Bay (-5).

Production of cyclonic vorticity persists over Japan (+8); it decreases over the central and eastern Pacific Ocean (+9 northwest of Hawaii, and +12 south of the Aleutian Islands); the same happens over the central and western Atlantic Ocean (+4 over Cuba, +6 East of Florida, +8 over Labrador, +8 at 30 N, 50 W).

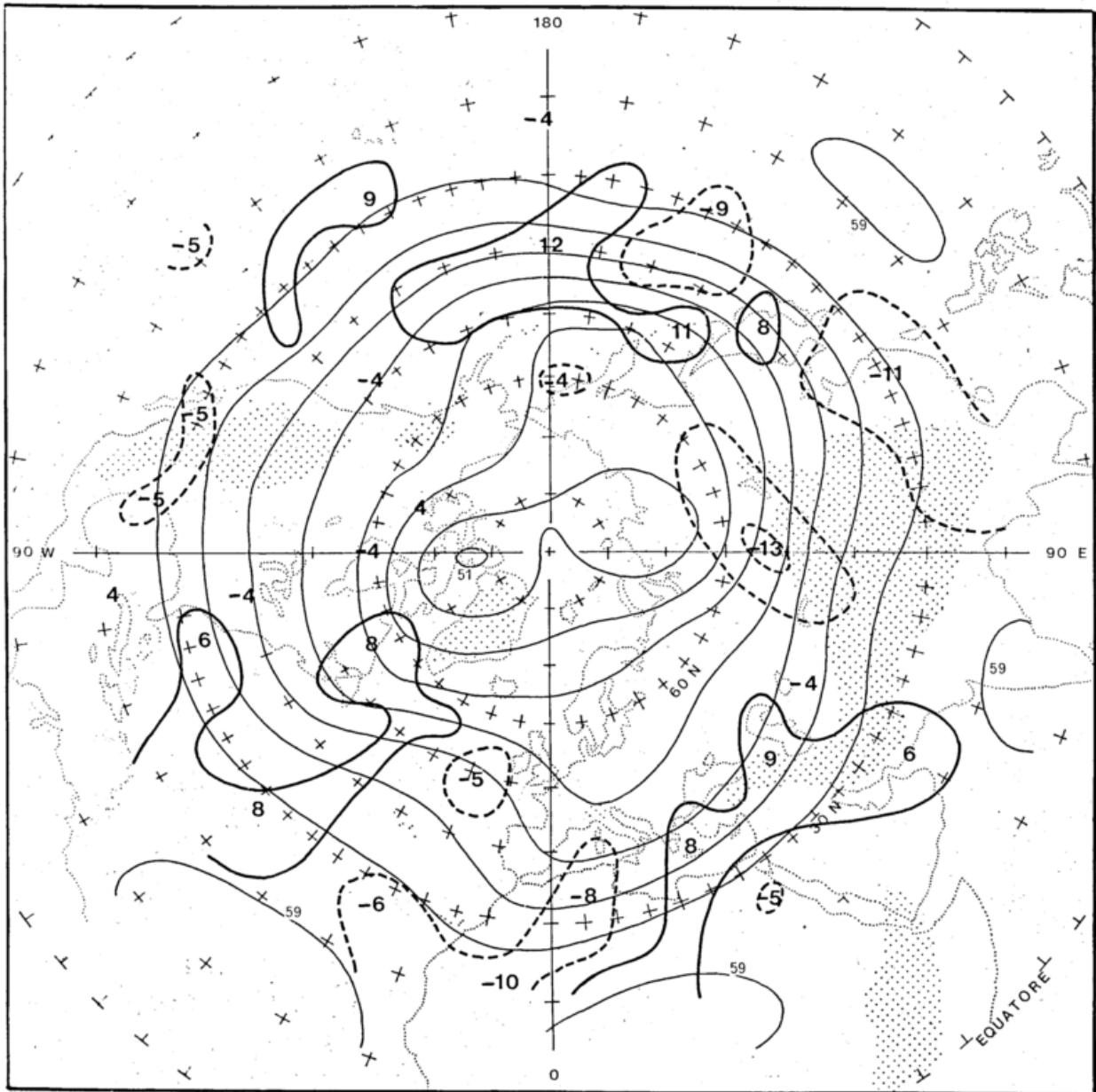


Fig. 4
Northern Hemisphere, April 1953.

Southern Hemisphere (Figs. 5–8).

The nuclei of the Southern Hemisphere are small and weak. It is difficult to follow them from one season to another. A description of these nuclei does not seem necessary in this paper.

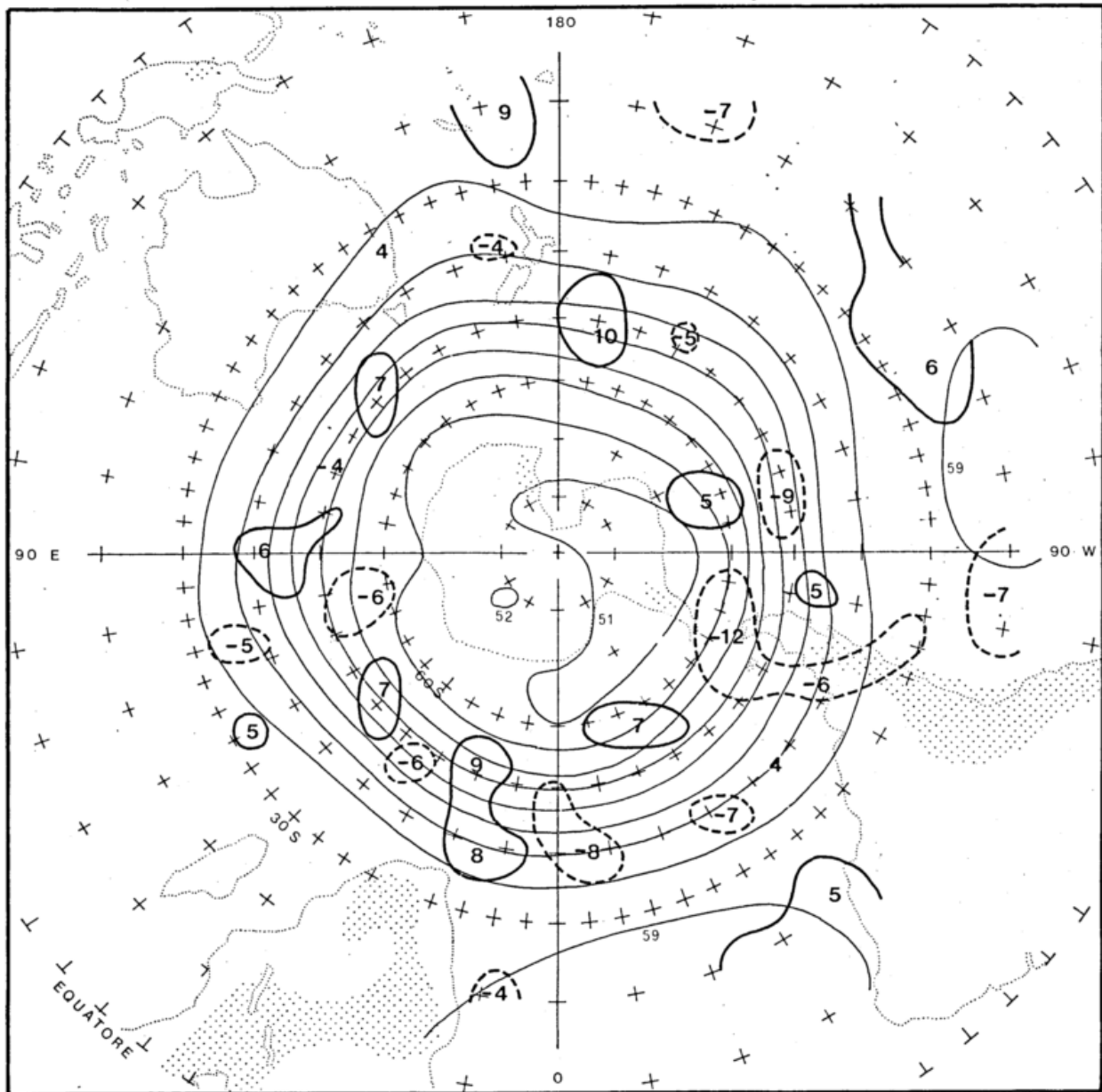


Fig. 5
Southern Hemisphere, January 1958.

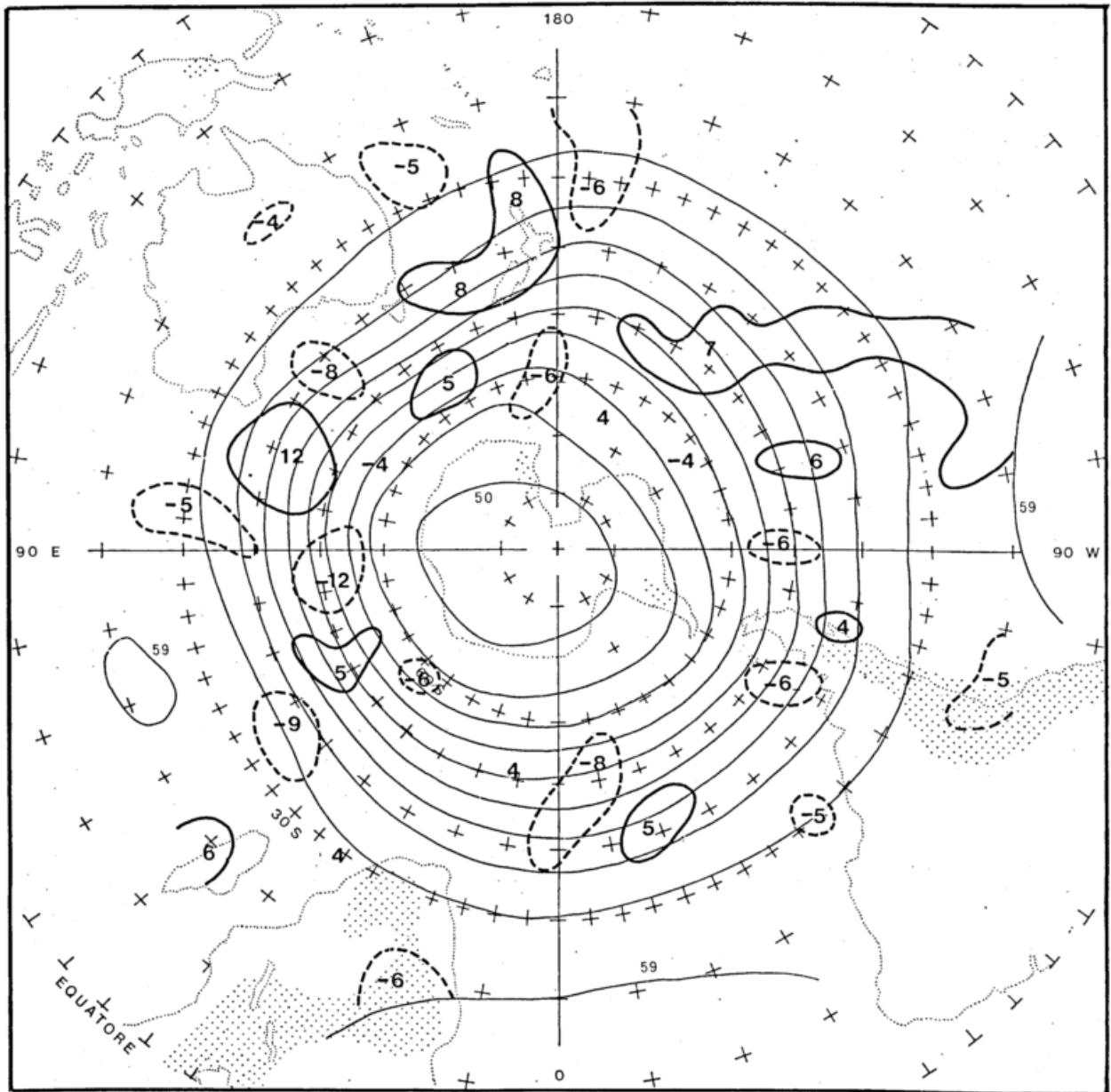


Fig. 6
Southern Hemisphere, April 1958.

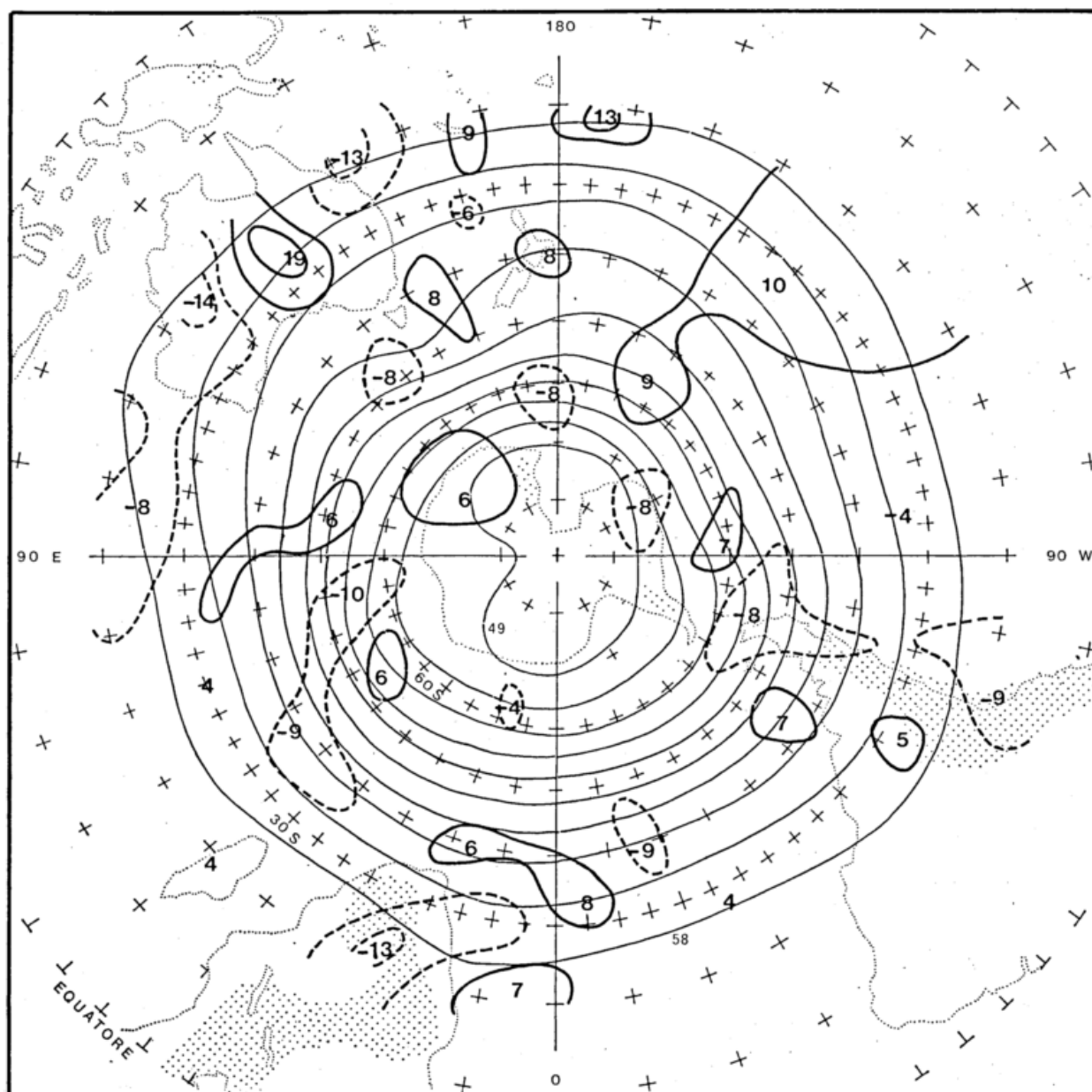


Fig. 7
Southern Hemisphere, July 1957.

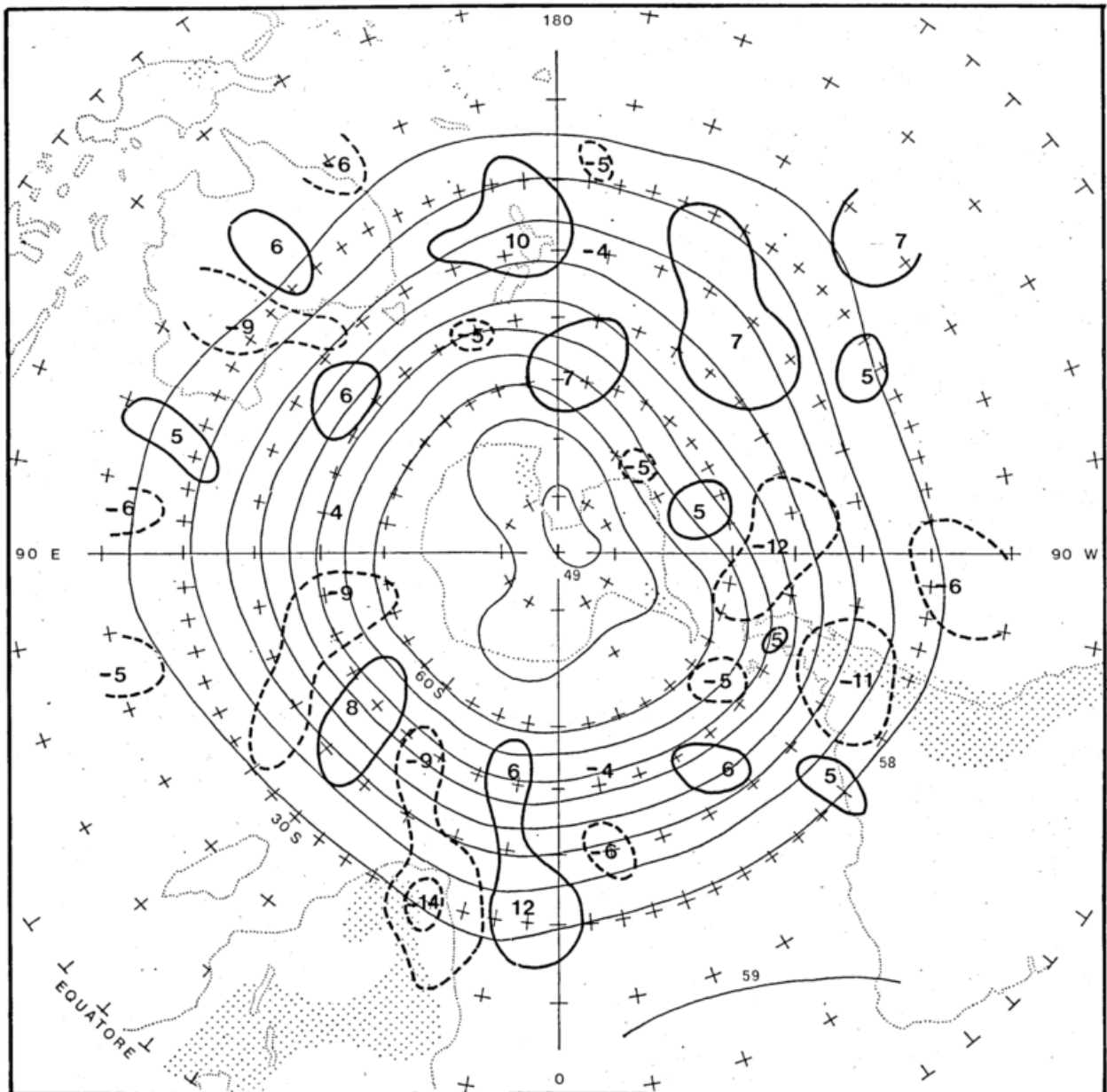


Fig. 8
Southern Hemisphere, October 1957.

4. Conclusions

Cyclonic vorticity is mainly produced over oceans; anticyclonic vorticity is mainly produced over continents. It is often thought that the cause of a quasi-stationary trough (ridge) has the same location of the trough (ridge) itself. In fact a trough (ridge) can be generated by production of anticyclonic (cyclonic) vorticity upwind.

The results of the preceding section suggest that the winter trough over Japan is mainly due to the production of anticyclonic vorticity over Mongolia and China. However the position of the axis certainly depends on the productions of cyclonic vorticity over Japan. The winter ridge over western coasts of North America should be due to the source of vorticity over eastern Pacific Ocean.

The proposed examples summarize the conclusions of the present research and the subject of the next one.

References

- (1) CHARNEY, J. G.; ELIASSEN, A.: A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus* 1 (1949) No 2, pp. 38-54.
- (2) SMAGORINSKY, J.: The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 79 (1953) pp. 342-366.
- (3) SALTZMAN, B.: On the maintenance of the large-scale quasipermanent disturbances in the atmosphere. *Tellus* 11 (1959) pp. 425-431.
- (4) KASAHARA, A.; WASHINGTON, W. M.: Thermal and dynamical effects of orography on the general circulation of the atmosphere. *Proceedings of the WMO/IUGG Symposium on numerical weather prediction in Tokyo 1968*. pp.IV/47-56.
- (5) ANDREWS, J. F.: Evaluation of 500-millibar daily and 5-day mean numerical predictions. *Monthly Weather Rev.* 98 (1970) No 5, pp. 385-398.

A quasi-biennial rhythm of long lasting blocking systems over the Euro-Atlantic sector

Abstract

An investigation on the Euro-Atlantic blocking circulations lasting 5 days or more, in the 1951–1970 period, has shown that the yearly global duration of the phenomenon has a clear biennial rhythm. To this rhythm an anomaly having a 5 years and half period is superimposed. The effect of such anomaly is that the number of days under blocking action in each of the four 5-years subperiods in which the 1951–1970 period may be subdivided, is almost a constant. A finer mathematical analysis confirmed that a clear contribution to the observed distribution of the data is given by a wave having a period of about 25 months.

Zusammenfassung

Eine Untersuchung der Blockierungslagen im Euro-Atlantischen Gebiet von der Dauer von 5 oder mehr Tagen im Zeitraum 1951–1970 hat für die jährliche Gesamtdauer des Phänomens eine deutliche zweijährliche Periode ergeben. Diesem Rhythmus ist eine Periodenanomalie von 5 Jahren und 6 Monaten überlagert, welche bewirkt, daß die Anzahl der Tage unter Blockwirkung während der 4 Jahrfünftel, in welche man die untersuchten 20 Jahre einteilen kann, beinahe konstant ist. Eine gründlichere mathematische Analyse hat einen deutlichen Beitrag zur beobachteten Verteilung von Seiten einer Periodenwelle von ungefähr 25 Monaten gezeigt.

1. Introduction

In principle, the middle latitude circulation over an area having horizontal dimension comparable with the one of a continent can be defined as "blocked" when the average zonal westerly component of the wind over this area is nearly zero or else negative. According to this general definition the pressure patterns of a blocking system should have the following properties (fig. 1).

- a) the middle troposphere zonal flow splits in two branches, both having a well-defined meridional component, toward south and north, respectively.
- b) to the east of the flow splitting, the system is characterized by a simple or complex high pressure cell to the north and by a simple or complex low pressure cell to the south.
- c) both the jet-stream branches enveloping the just mentioned cells at the northern and southern boundaries, should cover a longitudinal distance suitable for a stable development of the whole system. The distance normally found in our research is about 35° long. degrees or more.
- d) during the evolution of the blocking, the high cells and the low ones can be, for a short time, substituted by ridges or troughs respectively.
- e) the middle troposphere blocking must be clearly reflected on the surface patterns.

In the present research only the blocking systems lasting 5 days or more have been considered, with the purpose of filtering occasional phenomena not clearly

representing the building up of sound large scale blocking processes.

In the 20-year period 1951–1970 in the Euro-Atlantic sector (flow splitting from 40° degrees of longitude East to 70° degrees of longitude West) 116 blocking systems have been detected, all having the requested properties. They have been classified according to their evolution and undertaken — on the whole and as single types — to an appropriated statistical analysis in other studies, (4) and (5).

2. A biennial rhythm in the annual distribution of the duration (number of days) of the blocking action

The yearly distribution of the duration (viz. the number of days) of the blocking action over the Euro-Atlantic sector in the 20-year period 1951–1970, is shown in fig. 2. — A biennial rhythm, with a predominance of the odd years in comparison with the even ones is clearly evident. Some irregularities regarding some groups of years have been also noted but they will be considered later on. Moreover the production of blocking systems in odd years becomes of increasing importance when the duration of the systems increases. Actually, the yearly distribution of very long lasting blockings (14 days or more) shows that the cases of their nonoccurrence are observed only in even years (fig. 3).

3. Anomalies in the yearly distribution of the blocking action

Exceptions in the biennial rhythm have been detected in the groups of years 1955–1956 and 1967–1968, in which the number of "blocked" days is low in the odd

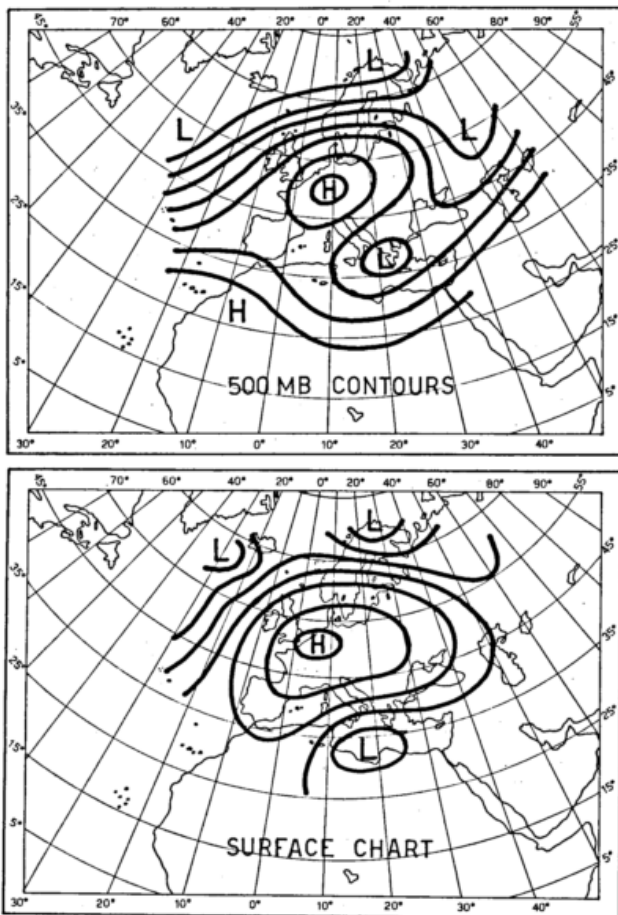


Fig. 1
The pressure patterns of a blocking system.

years and very high in the even ones (fig. 2); on the other side, also in the period 1961–1962 the data distribution does not follow clearly the observed normal trend (fig. 1). — This fact led us to conclude that the biennial rhythm could be disturbed by a superimposed anomaly having approximately a six-year period. For a deeper investigation an half-yearly distribution of the blocked days has been computed (fig. 4). — This distri-

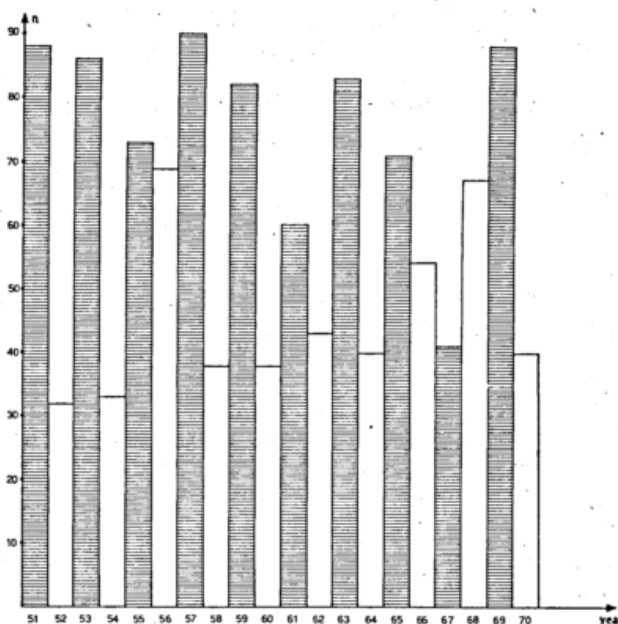


Fig. 2
Yearly distribution of the duration of blocking actions over the Euro-Atlantic sector in the 20-year period 1951–1970.

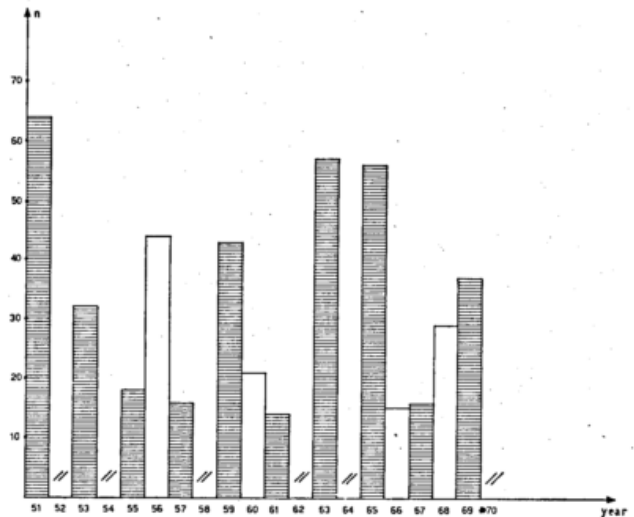


Fig. 3
Yearly distribution of the duration of very long lasting blocking systems (14 days or more) over the Euro-Atlantic sector in the 20-year period 1951–1970.

bution has been smoothed by substituting for the value of each single semester a weighted average of three contiguous data (weights 0.25; 0.50; 0.25). — The resulting curve has been superimposed to the block distribution. The presence of anomalous relative maxima on this curve can be noted (arrows in fig. 4). — These maxima show a slight retrogressive displacement of about one semester in each period, so that, at last the effect of the anomaly seems to affect three years (1966–1967–1968) and not only two years (fig. 4).

Furthermore, the apparent retrogression of the anomalous relative maximum suggests that the true rhythm of the anomaly should be 5 years and 6 months instead of 6 years.

It is possible to find an interesting meaning for this anomaly. In Table A we reported the number of blocked days contained in each of the four 5-year periods in which the examined 20-year period can be subdivided. It is easily noticeable that such number is nearly a constant.

Table A

5-year period	1°	2°	3°	4°
years	1951–55	1956–60	1961–65	1966–70
Number of days	312	317	297	290

Actually the average number of blocked days is 304 and the largest deviation from this average is 14 days, that is the 4.6%; this represents a very small percentage in relation to the nature of the phenomenon and to the scale of its production.

This fact can be interpreted on the basis of the described anomaly. Actually, the 1st and 3rd 5-year periods in Table A contain three odd and two even years; the contrary is observed in the 2nd and 4th 5-year periods. Since in general the odd years are more populated than the even ones a higher population just in the 1st and 3rd 5-year periods should be expected. Nevertheless this is not verified, because the anomalous effect reduces the importance of some odd years and increases

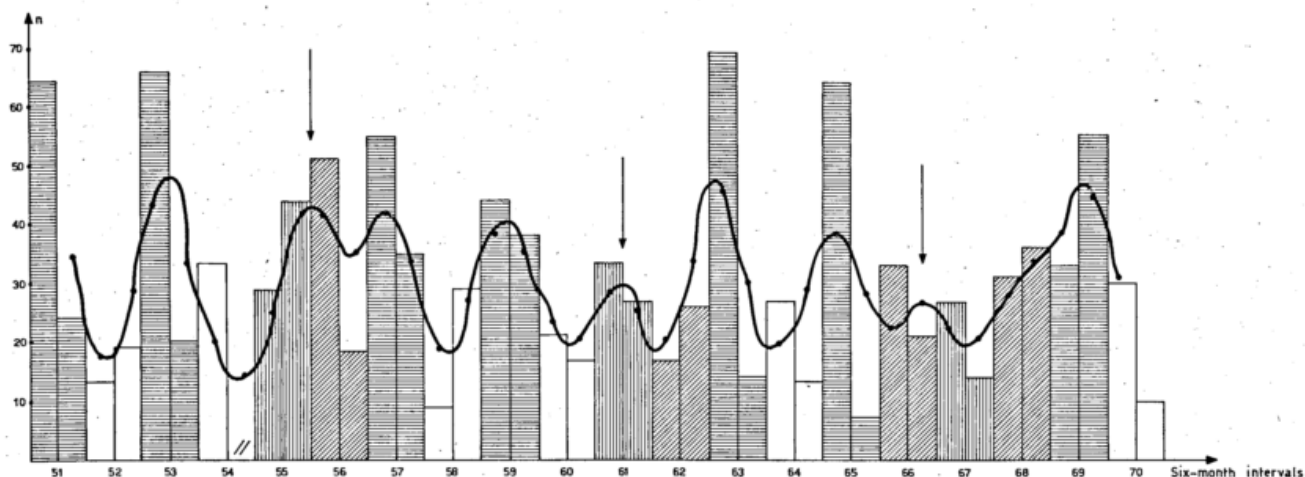


Fig. 4
Half-yearly distribution of the duration of blocking actions over the Euro-Atlantic sector in the 20-year period 1951-1970 with superimposed smoothed curve.

the consistence of some even ones. This fact balances the number of days under blocking action so that in a 5-year interval the situation is normalized.

4. Mathematical analysis of the data distribution

As a next step we tried to investigate also the just mentioned biennial rhythm in order to point out the possible presence of harmonic components giving a significant contribution to such effect. With this purpose

we divided the 20-year period 1951-1970 into 5-month intervals. Actually such subdivision produces a mixing of the seasons and makes possible a kind of filtering of the well known seasonal wave in the blocking production. On the contrary, such seasonal wave would be included in a 3 or 4-month distribution. In addition more detailed distributions have a very irregular behaviour and are suitable for no one of the usual analytical treatments.

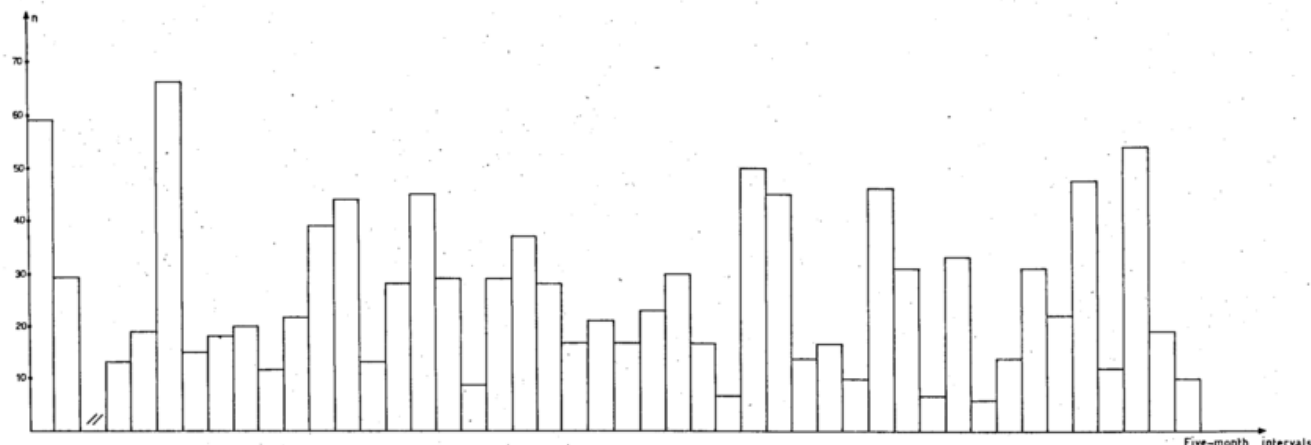


Fig. 5
Distribution at 5-month interval of the duration of blocking actions over the Euro-Atlantic sector in the 20-year period 1951-1970.

In conclusion, a set of 48 data has been obtained (fig. 5). — With the aim of detecting some main harmonics in the fig. 5 distribution, we used three different analytical methods.

Since a discontinuous and scarcely populated set of data was available, it was impossible to be quite sure that such set could satisfy all the requested properties for a correct generalized harmonic analysis.

Nevertheless, since the three employed methods lead to identical results, a reasonable confidence can be assigned to such results. First of all, the variable time lag autocovariance has been applied:

$$R_j = \frac{1}{n-j} \sum_{i=1}^{n-j} (A_i - \bar{A})(A_{i+j} - \bar{A}); j = 1, 2, 3, \dots; j \ll n \quad [1]$$

where $\bar{A}_i$ are the distribution data (fig. 5), $\bar{A}$ is the average of $\bar{A}_i$, n is the total number of data (viz. 48) and j is the covariance index.

An evident maximum for $j = 5$ results from calculation. Being each interval 5-month long (see fig. 5), $j = 5$ means a 25-month period (fig. 6a).

Afterwards, adapting to our case the method proposed in (2) we calculated the value:

$$K_r = \frac{1}{n-2(r-1)} \sum_{i=1}^{n-r+1} (A_i^{r-1} - A_i^r)^2; r = 2, 3, 4, \dots \quad [2]$$

where

$$A_i^r = A_i^{r-1} + 0.50 \cdot \left(\frac{1}{1 - \cos \frac{2\pi}{r}} \right) \cdot (A_{i-1}^{r-1} - 2A_i^{r-1} + A_{i+1}^{r-1}). \quad [3]$$

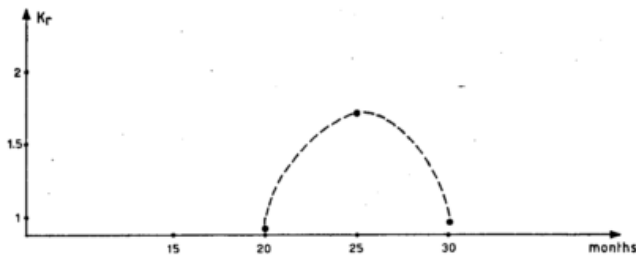


Fig. 6b
Filtering method.

A_1^r represents our distribution after having filtered off the first r components.

In [2] K_r is proportional to the mean "energy" of the r -th wave. The K_r have a maximum for $r = 5$, again corresponding to a 25-month period (fig. 6b).

At last, using the power spectra method, we estimated the spectral contribution of some waves having suitable periods, to the total variance of our empiric series.

The following formula has been employed by TODARO (3):

$$S_k = \frac{1}{m} \left[R_0 + (-1)^k \cdot R_m \right] + \frac{2}{m} \sum_{j=1}^{m-1} R_j \cos \left(j \frac{\pi k}{m} \right) \quad 1 \leq k \leq m-1 \quad [4]$$

were R_j ($j = 0, 1, 2, \dots, m$) are the covariance computed by means of [1]. By this method it is possible to detect the following periods:

$$T_k = \frac{2m}{k} \quad [5]$$

Since m must be $\leq \frac{n}{3}$ (3) and, obviously, we had to com-

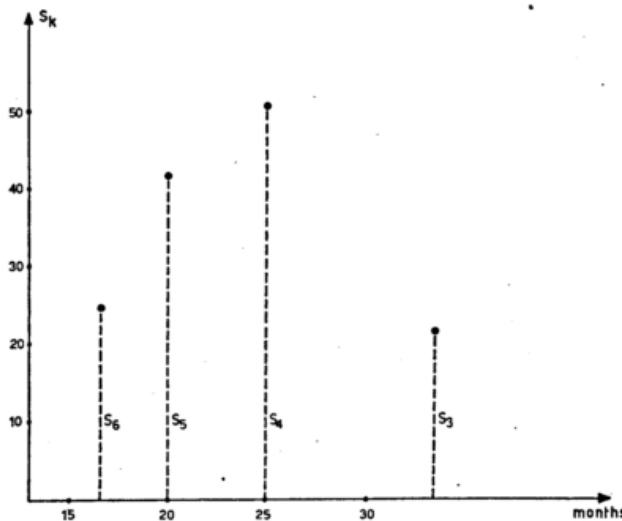


Fig. 6c
Power spectra method.

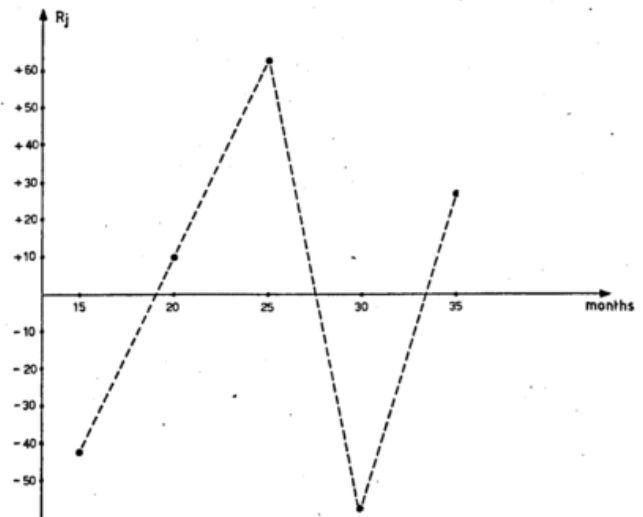


Fig. 6a
Autocovariance method.

pare the results of this method with the previous ones, we put $m = 10$. Fig. 6c shows a maximum of S_k for $k = 4$, namely for $T_k = 5$, just corresponding to a 25-month period according to the distribution in fig. 5.

This 25-month period appears to be very interesting because it is close to the about 26-month one observed in other large scale atmospheric phenomena.

References

- (1) BLANC-LAPIERRE, A.; FORTET, R.: *Théorie des fonctions aléatoires*. Paris: Ed. Masson and Cie. 1953.
- (2) SHUMAN, F. G.: Numerical methods in weather prediction II. Smoothing and filtering. *Monthly Weather Rev.* 85 (1957) p. 357-361.
- (3) TODARO, C.: Gli spettri di potenza del geopotenziale a 500 mb su alcune stazioni della Scandinavia, dell'Europa centrale e del Mediterraneo centrale. *Riv. Meteor. aeron.* 29 (1969) N. 3, p. 19-33.
- (4) MONTALTO, M.; CONTE, M.; URBANI, M.: Climatologia sinottica delle situazioni di blocco sulla regione Euro-Atlantica. Parte I. *Riv. Meteor. aeron.* 31 (1971) p. 157-167.
- (5) MONTALTO, M.; CONTE, M.; URBANI, M.: Climatologia sinottica delle situazioni di blocco sulla regione Euro-Atlantica. Parte II. *Riv. Meteor. aeron.* 31 (1971) p. 275-287.

Der Entrainmentmechanismus — eine Parametrisierung vertikaler Eigenschaftstransporte

Zusammenfassung

Diskontinuitätsflächen in der Atmosphäre (Passatinversion) und im Ozean (Thermocline) sind durch relativ hohe statische Stabilität gekennzeichnet. Sie sind trotzdem für vertikale Eigenschaftstransporte (Masse, Impuls, Energie, Tracer) nicht schlechthin undurchlässig, was sich in der jeweiligen Erhaltungsgleichung durch einen zusätzlichen Quellterm bemerkbar macht (z. B. Massenquelle in der vertikal integrierten Kontinuitätsgleichung). Dieser Mechanismus (auch Entrainment genannt) kann in einfachen Zirkulationsmodellen zur Parametrisierung subskaliger vertikaler Massentransporte verwandt und als unabhängige oder wechselwirkende Antriebsfunktion behandelt werden. Bei hinreichend starker Durchlässigkeit der betreffenden Grenzschicht wird die Zirkulation durch das Entrainment grundlegend beeinflusst. Mit zwei extrem vereinfachten, jedoch nichttrivialen Modellen der idealen Hadley-Zirkulation in den Tropen wird demonstriert, daß der Entrainmentprozeß im Ozean zwei Zonen von ostwärtiger Gegenströmung hervorruft (äquatoriale Gegenströme), in der Atmosphäre jedoch nur eine derartige Zone (äquatoriale Westwinde), was mit den Beobachtungen in Einklang ist.

Abstract

The entrainment mechanism — a parameterization of vertical property transports.

Surfaces of discontinuity in geophysical fluids are characterized by relatively strong static stability. There are cases, however, that such surfaces allow for vertical penetration of property transports across them (e. g., the trade inversion in the atmosphere or the thermocline in the ocean). This shows up in the pertinent conservation equation by an additional source or sink term. Conservative properties of this kind may be mass, momentum, energy, or tracer. We shall call this penetration mechanism entrainment; it is characteristic for physical open systems and may basically influence the circulation. Parameterizations for the entrainment process are available. Thus, the entrainment may either be parameterized in terms of large-scale quantities or may be specified as an independent forcing function. The latter standpoint is adopted in this paper and its large-scale consequences are checked in terms of two extremely simplified, though non-trivial, models of the ideal Hadley Circulation in the tropics. For the ocean it is shown that the entrainment mechanism causes two zones of eastward currents (equatorial countercurrents) whereas in the atmospheric model it develops only one such zone (equatorial westerlies). This is in accord with the observations. It is concluded that the entrainment concept is appropriate for further investigation in simple circulation models.

1. Einleitung

Horizontale Dichtediskontinuitätsflächen in geophysikalischen Flüssigkeiten sind durch relativ hohe statische Stabilität gekennzeichnet. Das markanteste Beispiel im Ozean ist die Thermocline, eine annähernd horizontale Temperatur- und Dichtesprungschicht in 50–200 m Tiefe; sie wird im Sommer in den Ozeanen mittlerer Breiten und ganzjährig in tropischen Meeren beobachtet. Markante Beispiele in der Atmosphäre sind die Tropopause und die Passatinversion.

Abb. 1 zeigt einen Meridionalschnitt der potentiellen Temperatur durch die untere Troposphäre über dem Atlantik, abgeleitet aus den sorgfältigen Beobachtungsdaten der ersten METEOR-Expedition 1925–1927 (16). Der vertikale Gradient von θ ist ein Maß für die Sta-

bilität der Schichtung, und man erkennt, daß die Stabilität ihr Maximum im Bereich der Passatinversion hat. Obwohl der Vertikalaustausch in Schichten hoher

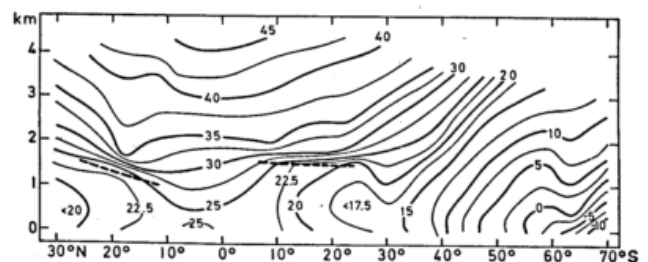


Abb. 1
Potentielle Temperatur, Meridionalschnitt durch Mitte des Atlantischen Ozeans. (Neu gezeichnet nach (16), Abb. 69).

Stabilität stark behindert ist, sind derartige Grenzflächen doch für vertikale Eigenschaftstransporte nicht schlechthin undurchlässig.

Rouse und Dodu (21) haben ein ebenso einfaches wie aufschlußreiches Experiment beschrieben, welches die Durchlässigkeit von Dichtediskontinuitäten für Massentransporte demonstriert. Abb. 2 zeigt schematisch eine zweifach geschichtete Flüssigkeit, deren Oberschicht mit einem vertikal auf- und abbewegten Sieb laufend turbulent durchmischt wird. Dies führt das anfängliche vertikale Dichteprofil I in ein Dichteprofil II über, das jedoch nicht eine geglättete Verteilung annimmt, wie molekulare Austauschprozesse es hervorrufen würden. Vielmehr bleibt die Diskontinuität bei abnehmender Dichte der Oberschicht unvermindert scharf, wandert jedoch nach unten. Dies bedeutet, daß laufend Flüssigkeit der Unterschicht in die Oberschicht einbezogen wird und durch die dort aufrechterhaltene turbulente Vertikalvermischung seine charakteristischen Eigenschaften allmählich verliert.

Eigenschaftstransporte durch Diskontinuitätsflächen hindurch, die also eine Art fluidmechanischen Tunneleffekte in oberflächlicher Analogie zum quantenmechanischen Tunneleffekt darstellen, wollen wir hier mit „Entrainment“ bezeichnen. Gewöhnlich wird unter Entrainment die Hineinmischung von wolkenfreier Luft in den Bereich des Aufwindschlauchs einer Wolke verstanden. Wenn man bedenkt, daß es sich in beiden Fällen um einen für physikalisch offene Systeme charakteristischen Austauschvorgang mit der Umgebung handelt, so wird klar, daß Entrainment in eine Wolke hinein und Entrainment durch eine Diskontinuitätsfläche hindurch auf dem gleichen Prozeß beruhen. Die betreffende Grenzfläche heiße nach ERTTEL (3) partikelvariabel; eine massenundurchlässige Grenzfläche wie etwa der Erdboden wäre in ERTTELS Terminologie partikelkonstant.

Die mathematische Formulierung für diesen Mechanismus ergibt sich für den Fall von Massenentrainment durch Vertikalintegration der Kontinuitätsgleichung zwischen der Erd-(Meeres-)Oberfläche $z = 0$, die partikelkonstant sei, und der partikelvariablen Grenzfläche $z = h(x, y, t)$:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = -\rho_h w^* \quad [1]$$

Die Abkürzungen bedeuten:

$$\left. \begin{aligned} Q &= \int_0^h \rho dz \\ M &= \int_0^h \rho u dz \\ N &= \int_0^h \rho v dz \\ w^* &= w_h - \left(\frac{\partial h}{\partial t} + u_h \frac{\partial h}{\partial x} + v_h \frac{\partial h}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad [2]$$

Der Index h bezeichnet den Wert der betreffenden Größe im Niveau h . Wir wollen annehmen, daß die Grenzfläche h keine scharfen horizontalen Gradienten habe; dies ist für großskalige geophysikalische Diskontinuitätsflächen wie die Passatinversion sicher vernünftig und schließt Komplikationen aus, die dadurch entstehen, daß bei hinreichend stark geneigter Grenzfläche der Vektor der Entrainmentgeschwindigkeit, der ja senkrecht zu h steht, außer der vertikalen Komponente w^* auch horizontale Komponenten hat — dies ist etwa bei Wolkenentrainment zu beachten. Die in [2] defi-

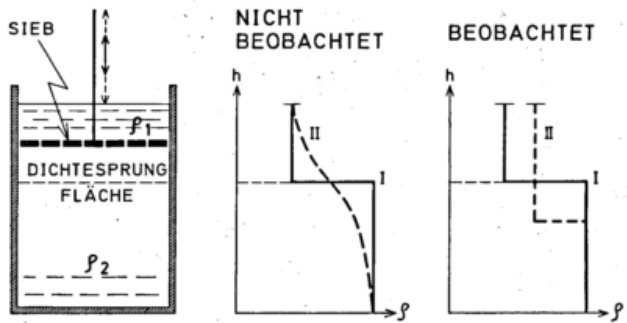


Abb. 2

Schema des Entrainmentexperiments nach (21). I Dichteprofil vor, II nach turbulenter Durchmischung der Oberschicht.

nierte Entrainmentgeschwindigkeit w^* ist im Fall ideal undurchlässiger Grenzfläche Null, im Fall ideal durchlässiger Grenzfläche bei ruhender Flüssigkeit gleich der Grenzflächengeschwindigkeit. Allgemein beschreibt w^* die Geschwindigkeit von Flüssigkeitspartikeln relativ zur Grenzfläche. Die Größe

$$-\rho_h w^* =: B \quad [3]$$

ist der Massentransport, welcher senkrecht zur Grenzfläche in die betrachtete Schicht nach unten vor sich geht. Wir bezeichnen B kurz als Entrainmentfunktion.

2. Entrainment durch die Passatinversion

Seit der frühen Arbeit von RIEHL ET AL. (19) ist bekannt, daß im Bereich der Passatinversion vertikale Massentransporte nach unten vor sich gehen. Die RIEHLsche Modellvorstellung, wonach die Divergenz der Passatgrundsicht durch den senkrecht die Passatinversion nach unten durchsetzenden Massentransport aus der höheren Troposphäre balanciert wird, konnte durch die im Ostpazifik von 1949–1952 gemessenen und von NEIBURGER ET AL. (11) ausgewerteten Daten bestätigt werden. BALL (2) sowie GEISLER und KRAUS (7) gaben theoretische Erklärungen für den atmosphärischen Entrainmentmechanismus, jedoch nur für den eindimensionalen Fall; der Untersuchung von GEISLER und KRAUS liegt die Hypothese zugrunde, daß 50–100% der reibungserzeugten turbulenten kinetischen Energie zur Vertikalvermischung der Schicht verwendet wird, was die mittlere Temperatur und Dicke der Schicht zu berechnen gestattet.

Während in den eben genannten Untersuchungen das Schwergewicht auf einer physikalischen Erklärung der beobachteten vertikalen Austauschvorgänge lag, wollen wir die Entrainmentfunktion als gegebene Größe betrachten, im einfachsten Fall als Funktion der geographischen Breite. Die Frage ist dann die nach den großskaligen Auswirkungen, welche dieser Antriebsmechanismus hat. Dazu entwerfen wir (Abb. 3) ein erstes grob vereinfachtes Modell der Passatgrundsicht für den Fall einer idealen Hadleyzelle. In der Tat ist die beobachtete winterliche Meridionalzirkulation im Breitenmittel näherungsweise ideal, mit minimaler Standard-

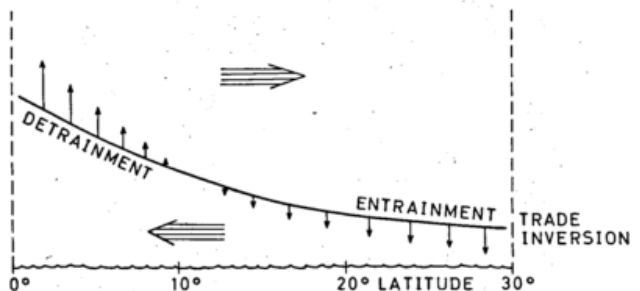


Abb. 3

Schema der Meridionalzirkulation in der Passatgrundsicht mit Entrainment.

abweichung in der gesamten Tropenzone (vgl. etwa (15); (13)). Der Eddy-Anteil des Transports fühlbarer und latenter Wärme sowie des Transports statischer Energie ist in den Tropen und Subtropen klein gegenüber den mittleren Transporten (vgl. etwa (14)). Dies trifft nicht zu für den Transport von zonalem Drehimpuls, mit dem wir uns hier aber nicht beschäftigen. Für das Modell gilt die Randbedingung, daß in 0° und 30° Breite der meridionale Massentransport verschwinden soll, die Zirkulation also geschlossen ist.

Zur näherungsweisen Prüfung der Modellannahmen ist die Festlegung der Höhe der Passatinversion notwendig. Diese Höhe ist sicher nicht mit der wohldefinierten Untergrenze der Inversion identisch, denn das Entrainment als Mischungsgeschwindigkeit beschreibt ja lediglich ein repräsentatives Mittel über relativ kleinskalige Vorgänge, die in den Wolken aufwärts, im wolkenfreien Raum dagegen abwärts gerichtet sind. Wenn wir die vertikale Verteilung der Größe $c_p T + gz + Lq$ zugrundelegen (von PALMEN und NEWTON nach dem Vorgang von KREITZBERG als „statische Energie“ bezeichnet, Abb. 4), so betrachten wir die Kurve A, welche

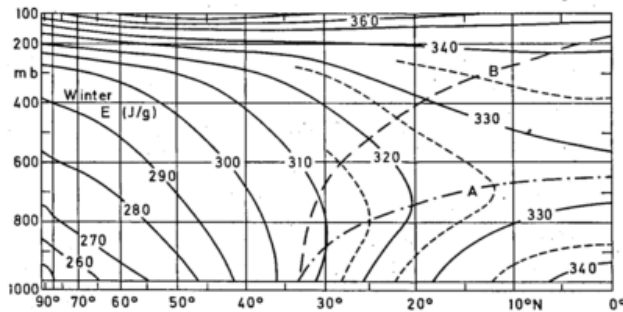


Abb. 4

Verteilung der „statischen Energie“ ($c_p T + gz + Lq$) im Breitenmittel und Winter der Nordhalbkugel, Einheit 10^7 erg/g . (Neu gezeichnet nach (15) Fig. 17.4).

das vertikale Minimum der statischen Energie kennzeichnet, als Obergrenze des Modells. In den Subtropen stimmt die Kurve etwa mit der Lage der Passatinversion überein. Durch diese Festlegung wird ermöglicht, eine Passatinversion auch dort zu definieren, wo gar keine ist, nämlich im Bereich der ITCZ; diese fiktive Inversion ist dann einfach die stetige Fortsetzung der beobachteten Inversionshöhe in die Tropen hinein. Selbstverständlich ist der Mechanismus der vertikalen Eigenschaftstransporte, so wie er pauschal durch die Entrainmentfunktion beschrieben wird, in den inneren Tropen ein anderer als im Passat, aber voraussetzungsgemäß sind diese Unterschiede im Modell nicht explizit berücksichtigt.

Die Modellgleichungen für die in den Gleichungen [2], [3] definierten Größen sowie für die vertikalintegrierte Energie

$$E = \int_0^h \rho \left(c_p T + gz + Lq + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) dz, \quad [4]$$

die praktisch gleich der integrierten statischen Energie ist, lauten nunmehr für den stationären und zonal symmetrischen Spezialfall in der β -Ebene:

$$\frac{\partial N}{\partial y} = B(y) \quad [5]$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \frac{NE}{Q} = e_h(y) B(y) + RLS(y) \quad [6]$$

$$-\beta y N + kM = u_h(y) B(y) \quad [7]$$

e_h und u_h bezeichnen statische Energie und Zonalwind im Niveau h ; diese Größen haben also die Rolle von

Antriebsfunktionen. Dasselbe gilt für die Entrainmentfunktion B sowie für die diabatische Heizung RLS , welche den Nettostrom an absorbierter Strahlung, latenter und fühlbarer Wärme angibt.

In Abb. 5 sind die Größen der über y integrierten Gleichungen [5], [6] sowie der Gleichung [7] dargestellt. Die angegebene Größenordnung der Entrainmentfunktion entspricht einer vertikalen Entrainmentgeschwindigkeit von der Ordnung 0.5 cm/sec . Integration von $B(y)$ über y vom Äquator bis y liefert die synthetische

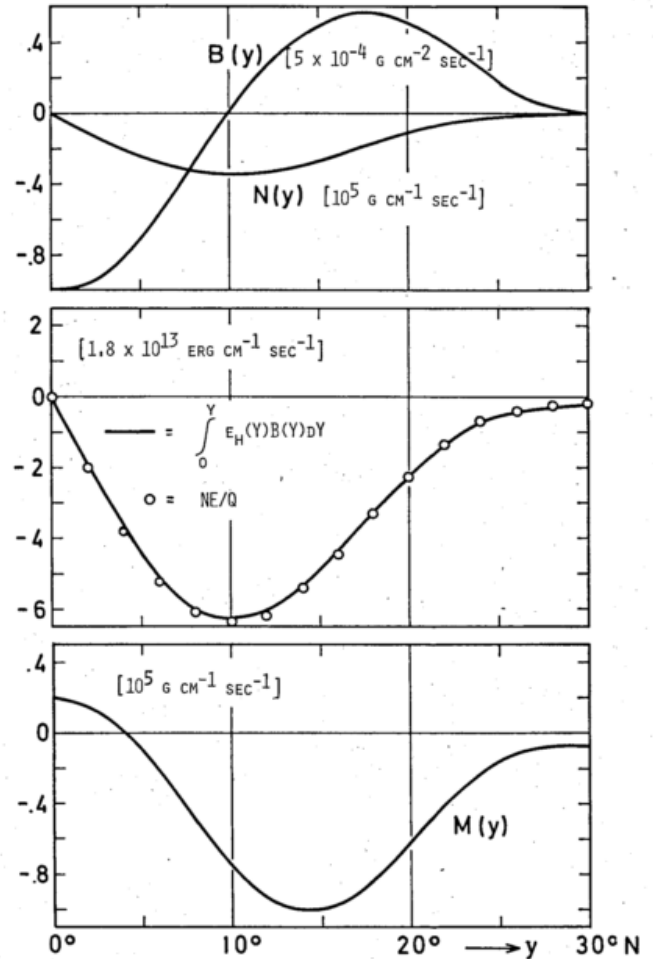


Abb. 5

Synthetische Meridionalprofile von B , N , $\int_0^h e_h B dy$ und M .

Kreise im mittleren Diagramm bezeichnen NE/Q ; dabei sind E , Q aus Meßwerten gewonnen und N aus dem oberen Diagramm.

Verteilung des meridionalen Massentransports N . N erfüllt die Randbedingungen bei 0° und 30° Breite und ist überall äquatorwärts gerichtet, mit Divergenz in den Subtropen und Konvergenz in den inneren Tropen. Eine derartige Transportverteilung entspricht der tropischen Zirkulation im Nordwinter (vgl. etwa (13)).

Das mittlere Diagramm von Abb. 5 zeigt als durchgezogene Kurve das meridionale Integral über das Energie-Entrainment $e_h B$ vom Äquator bis y , und als Kreise beobachtete Werte des Quotienten NE/Q . Man erkennt die enge Balance dieser Größen (die in den Meßwerten von E und Q durch die in beiden Fällen gleiche Höhe der Passatinversion bewirkt wird). In der Tat ist der Term der diabatischen Energiezufuhr, RLS in Gleichung [6], klein gegen die anderen Glieder; in der Einheit $\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ hat $e_h B$ die Ordnung 10^4 , dagegen die Ordnung 10^6 , vergl. (13).

Das untere Diagramm von Abb. 5 zeigt den zonalen Massentransport im Meridionalprofil, berechnet aus

Gleichung [7] mit einem Reibungskoeffizienten von $k = 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, vergl. (6). Der Transport entspricht überall einem Ostwind mit Ausnahme einer engen, am Äquator zentrierten Zone tropischer Westwinde. Das Auftreten äquatorialer Westwinde stimmt mit den Beobachtungen im Ostteil des Indischen, Atlantischen und Pazifischen Ozeans im Winter überein (1). Bei einer Höhe der Passatinversion von der Ordnung 1000 m entsprechen die horizontalen Massentransporte in Abb. 5 Windkomponenten von der Ordnung 10 m/sec.

3. Entrainment im Ozean

Der Vollständigkeit halber soll hier kurz an ein ozeanisches Entrainmentmodell erinnert werden, über das bereits an anderer Stelle ausführlich berichtet wurde (8). Die Geometrie des genannten Zweischichtenmodells (Abb. 6) ist ähnlich der des eben besprochenen

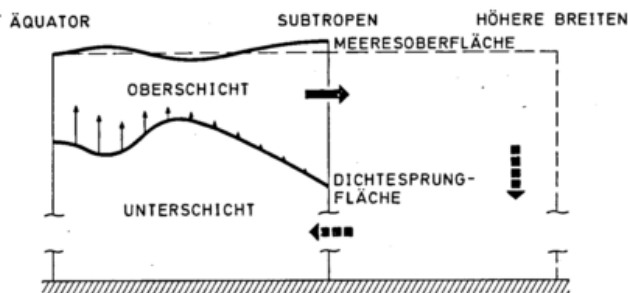


Abb. 6

Meridionaler Schnitt durch zweifach geschichteten Modellozean. Dicke Pfeile: Meridionale Massentransporte. Dünne Pfeile: Entrainment von Kaltwasser in die Warmwasserschicht.

atmosphärischen Modells. Die Entrainmentfunktion ist überall positiv mit Maximum am Äquator im Bereich des äquatorialen Unterstroms (der von diesem Modell jedoch nicht erfaßt wird). Dies führt zu einer kräftigen Divergenz des meridionalen Massentransports in den Tropen; der Massentransport ist überall polwärts und hat sein Maximum in 30° Breite, die Zirkulation ist also nicht geschlossen.

Dieses barokline Modell mit den Antriebsfunktionen Entrainment, Windschub und diabatischer Energiezufuhr zeigt nun zwei typische Eigenschaften tropischer Ozeane: Das relative Temperaturminimum am Äquator als Folge des dort maximalen Entrainments von kaltem Tiefenwasser, sowie einen äquatorialen Gegenstrom in 6° bis 10° Breite. Das äquatoriale Temperaturminimum im Atlantik und Pazifik hängt mit der gleichzeitig beobachteten Zone relativ geringer Bewölkung am Äquator zusammen, was sich auch im überlagerten Windfeld durch ein Minimum der Konvergenz oder sogar kräftige Divergenz äußert (5).

Was den von West nach Ost setzenden äquatorialen Gegenstrom angeht, der ja im Gegensatz zum äquatorialen Unterstrom (Cromwell-Unterstrom) nicht am Äquator beobachtet wird, sondern stets einige geographische Grad polwärts, so sollte es nach der klassischen barotropen Theorie der Meeresströmungen in jedem Ozean nur einen äquatorialen Gegenstrom geben (10), und zwar — außer im Indischen Ozean — auf der Nordhalbkugel, wo im Jahresmittel der innertropische Nullpunkt des Feldes der Windschubrotation liegt (9). Tatsächlich beobachtet man, vgl. (12), ganzjährig einen kräftigen Gegenstrom im Nordpazifik sowie im Sommer einen Gegenstrom im Nordatlantik, der im Winter nur im Osten entwickelt ist (Guineastrom). Mittlerweile wurde jedoch im Pazifik (17) und Atlantik (18) auch auf der Südhalbkugel ein schwacher Gegenstrom gefunden, der zumindest zeitweise existiert (im Pazifik zwischen 10° – 14° S, im Atlantik zwischen 5° S und 12.5° S) und aus dem Windfeld nicht erklärt werden kann.

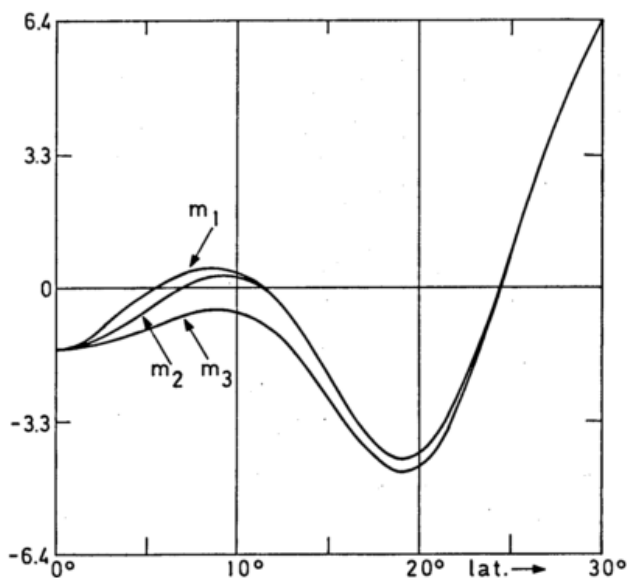


Abb. 7

Zonaler Massentransport in ozeanischer Oberschicht (dimensionsfrei, positiv von W nach E). Parameter der drei Kurven: jeweils verschiedene Entrainmentfunktion.

In Abb. 7 ist der zonale Massentransport in der Oberschicht des genannten baroklinen Modells im Meridionalschnitt dargestellt. Man erkennt die Tendenz zur Ausbildung eines Äquatorgegenstroms in 6° – 10° Breite, der in das allgemeine System der westwärts setzenden Äquatorialströme eingebettet ist. Diese Tendenz ist auf die Entrainmentantriebsfunktion zurückzuführen, denn im Rahmen dieses Modells liefern weder die diabatische Energiezufuhr noch der Windschub einen derartigen Effekt. Übrigens ist, im Gegensatz zur Atmosphäre, die ozeanische Entrainmentgeschwindigkeit von der Ordnung 10^{-5} cm/sec .

4. Schluß

Diese Betrachtungen zeigen, daß der Entrainmentmechanismus offenbar geeignet ist, bestimmte Züge der Zirkulation geophysikalischer Flüssigkeiten zutreffend zu simulieren. Als wesentliches Ergebnis der hier geschilderten extrem vereinfachten, jedoch nichttrivialen, Modelle der tropischen Hadley-Zirkulation bleibt festzuhalten, daß sich bei einer geeigneten Anpassung der Entrainmentfunktion an die Beobachtungsdaten Meridionalprofile der zonalen Massentransporte ergeben, die eine Tendenz zur Ausbildung von schmalen Strömungszonen aus West innerhalb der allgemeinen tropischen Ostströmung zeigen. Das Überraschende dabei ist, daß im Ozean zwei solcher Westströmungszonen auftreten, die zwanglos den beobachteten, wenn auch sehr verschieden stark entwickelten, äquatorialen Gegenströmen zugeordnet werden können, in der Atmosphäre hingegen nur eine Westströmungszone, die am Äquator zentriert ist und ebenfalls in Übereinstimmung mit der beobachteten Zone äquatorialer Westwinde steht, vgl. (4).

Eines der Motive für die Konstruktion von Modellvorstellungen wie dem Entrainmentprozeß und ihren Einbau in einfache Zirkulationsmodelle der geschilderten Art ist gegeben durch den Zusammenhang mit Fragen der geophysikalischen Klimatologie. Die heute mit Recht stark in den Vordergrund des Interesses gerückten großen Zirkulationsmodelle (stellvertretend für die Atmosphäre sei der Name A. KASAHARA, für den Ozean K. BRYAN genannt) verfolgen das Ziel möglichst genauer Simulation der Zirkulationsvorgänge durch exakte Anwendung der physikalischen primitiven Gleichungen und ihre Lösung durch hochauflösende Integration. Eine der Schwierigkeiten solcher Modelle mit ihren extremen

Rechenzeiten ist jedoch die praktische Unmöglichkeit, geophysikalische Parameter über große Wertebereiche zu testen. Hier sind sicherlich Ansatzpunkte gegeben für eine sinnvolle Fortführung der früher durch ROSSBY geförderten detaillierten Analyse einfacher Modelle (man vergleiche etwa diesbezügliche Bemerkungen in den Übersichtsartikeln von RIEHL (20) und SMAGORINSKY (22). Das Entrainmentkonzept scheint zu den Mechanismen zu gehören, die näherer Prüfung in einfachen, numerisch schnell lösbaren Modellen wert sind.

Literatur

- (1) ANONYMUS: Components of the 1000-mb Winds (or Surface winds) of the Northern Hemisphere. NAVAIR 50-1C-51, The Chief of Naval Operations, Washington 1966.
- (2) BALL, F. K.: Control of Inversion Height by Surface Heating. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 86 (1960) S. 483-494.
- (3) ERTEL, H.: Die Arten der Unstetigkeiten des Windfeldes an der Tropopause. Meteor. Z. 53 (1936) S. 450-455.
- (4) FLOHN, H.: Eine äquatoriale Westwindzone als Glied der allgemeinen Zirkulation. Z. Meteor. 3 (1949) S. 240-246.
- (5) FLOHN, H.: Studien zur Dynamik der äquatorialen Atmosphäre. I. Horizontale und vertikale Windkomponenten auf dem Atlantik. Beitr. Phys. Atmosph. 30 (1957) S. 18-46.
- (6) FUJITA, T. T.; WATANABE, K.; IZAWA, T.: Formation and structure of equatorial anticyclones caused by large-scale cross-equatorial flows determined by ATS-I photographs. J. appl. Meteor. 8 (1969) S. 649-667.
- (7) GEISLER, J. E.; KRAUS, E. B.: The well-mixed Ekman boundary layer. Deep-Sea Res. 16 (1969) (Supplement, Fuglister Anniversary Volume) S. 73-84.
- (8) HANTEL, M.: The entrainment influence on the ocean surface layer in tropical latitudes. J. phys. Oceanogr. 1 (1971) S. 130-138.
- (9) HANTEL, M.: Wind Stress Curl - the Forcing Function for Oceanic Motions. In: Studies in physical oceanography - A tribute to GEORG WÜST on his 80th birthday, Gordon and Breach, Science Publishers, Vol. 1 (1972) S. 121-136.
- (10) MUNK, W. H.: On the wind-driven ocean circulation. J. Meteor. 7 (1950) S. 79-93.
- (11) NEUBURGER, M.; JOHNSON, D. S.; CHIEN, CHEN-WU: Studies of the Structure of the Atmosphere over the Eastern Pacific Ocean in Summer. I. The inversion over the Eastern North Pacific Ocean. Univ. California Publ. Meteor. 1 (1961) No. 1. 94 S. University of California Press.
- (12) NEUMANN, G.: Ocean Currents. Amsterdam u. a.: Elsevier Publ. Comp. 1968. 352 S.
- (13) NEWELL, R. E.; VINCENT, D. G.; DOPPLICK, T. G.; FERRUZZA, D.; KIDSON, J. W.: The energy balance of the global atmosphere. In: G. A. CORBY (Ed.), The global circulation of the atmosphere. Proc. Joint Conf. Roy. Meteor. Soc. and Amer. Meteor. Soc., 25 to 29 Aug. 1969, London. Publ. Roy. Meteor. Soc. London 1970, S. 42-90.
- (14) OORT, A. M.: The observed annual cycle in the meridional transport of atmospheric energy. J. atmosph. Sci. 28 (1971) S. 325-339.
- (15) PALMEN, E.; NEWTON, C. W.: Atmospheric circulation systems. Their structure and physical interpretation. Academic Press 1969, 603 S.
- (16) REGER, J.: Der statische Aufbau der Luft über dem Südatlantischen Ozean. Wiss. Ergebn. Dt. Atlant. Exped. „Meteor“ 1925-1927 (Hrsg. A. Defant) Bd. 16, 2. Teil. Berlin: W. de Gruyter u. Co. 1963.
- (17) REID, J. L.: On the geostrophic flow at the surface of the Pacific Ocean with respect to the 1000-decibar surface. Tellus 13 (1961) S. 489-502.
- (18) REID, J. L.: Evidence of a south equatorial counter-current in the Atlantic Ocean in July 1963. Nature 203 (1964) S. 182.
- (19) RIEHL, H.; YEH, T. C.; MALKUS, J. S.; LA SEUR, N. E.: The north-east trade of the Pacific Ocean. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 77 (1951) S. 598-626.
- (20) RIEHL, H.: Mechanisms of the general circulation of the troposphere. In: World survey of climatology, Vol. 2 (General Climatology) Amsterdam u. a.: Elsevier Publ. Comp. 1969. S. 1-37.
- (21) ROUSE, H.; DODU, J.: Diffusion turbulente à travers une discontinuité de densité (mit englischer Übersetzung). La Houille Blanche 10 (1955) S. 522-532.
- (22) SMAGORINSKY, J.: Numerical simulation of the global atmosphere. In: G. A. CORBY (Ed.), The global circulation of the atmosphere. Proc. Joint Conf. Roy. Meteor. Soc. and Amer. Meteor. Soc., 25 to 29 Aug. 1969, London. Publ. Roy. Meteor. Soc. (London 1970) S. 24-41.

Physikalische Modellversuche zur Dynamik des Strahlstroms

Zusammenfassung

Es wird an zwei Beispielen über physikalische und numerische Modellexperimente berichtet, die einen Beitrag zur Klärung der Scherungsstruktur beiderseits des atmosphärischen Strahlstrommaximums und der Vorgänge beim turbulenten Impulsaustausch in rotierenden Systemen leisten sollen. Die wesentlichen Ergebnisse der Experimente: 1. Die Strömungsenergie ist auf engem Raum scharf gebündelt. Außerhalb dieser Zone — der Reibungszone — ist keine Bewegung vorhanden. 2. Die Zonalströmung dominiert, die mittlere Meridionalzirkulation ist um 1–2 Größenordnungen schwächer (starke Tendenz zur Zweidimensionalität). 3. Die Breite der Reibungszone ist abhängig von Betrag und Vorzeichen der Scherung der Zonalkomponente $\frac{\partial \bar{v}}{\partial r}$. Ist $\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} > 0$, so ist die Reibungszone schmaler als im Falle $\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} < 0$.

Abstract

On two examples there is given a survey concerning physical and numerical model experiments in a rotating tank. These experiments are concerned with the problem of shear structure in the atmospheric jet stream on both sides of the maximum and also with the problem of turbulent exchange of angular momentum in rotating systems. The main results of the experiments (steady state): 1. The kinetic energy of the flow is concentrated within a small region, the so-called "friction area". Only in this area we have a mean velocity field. 2. The zonal component of the flow dominates, the mean meridional circulation is very weak; that means a strong tendency to two-dimensionality. 3. The width of the friction area depends upon the radial shear of the zonal velocity component $\frac{\partial \bar{v}}{\partial r}$: For $\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} > 0$ the area is smaller than in the case $\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} < 0$.

1. Einleitung

Betrachtet man Meridionalschnitte von Strahlströmen, so sticht neben der starken Konzentration von kinetischer Energie auf schmalen Raum vor allem die Tatsache ins Auge, daß auf der warmen Seite bei antizyklonaler Scherung der Zonalströmung die Windisoplethen einen größeren Abstand haben als auf der kalten Seite, wo wir zyklonale Windscherung antreffen.

Im Falle antizyklonaler Scherung des Windes ist das mittlere meridionale Windprofil in etwa durch $\zeta_a = 0$ charakterisiert (ζ_a bedeutet die absolute Vorticity), während im Falle zyklonaler Windscherung $\zeta_a = K$ gilt, mit einer Konstanten $K > 0$.

Um den soeben ganz kurz skizzierten Sachverhalt (1) mehr aufzuhellen, wurde eine ganze Reihe von Experimenten im rotierenden Wassertank durchgeführt, sowohl stationäre als auch instationäre Bewegungszustände betreffend. Es sollten dabei aufgrund der Versuchsanordnung jeweils nur die Verhältnisse eines Scherungsgebiets (warme oder kalte Seite des Strahlstroms) für sich allein studiert werden. Im Folgenden wird ein solches Experiment etwas ausführlicher behandelt.

2. Die Modellapparatur

Ihr Kernstück (s. Abb. 1) ist der durchsichtige Kreiszylinder Z_a aus Plexiglas mit dem Durchmesser

$2B = 1$ m und der Höhe 0.5 m. Er rotiert mit der Winkelgeschwindigkeit ω um die vertikale Achse (Regelbereich 0–60 U/min) und stellt mit dem Boden das

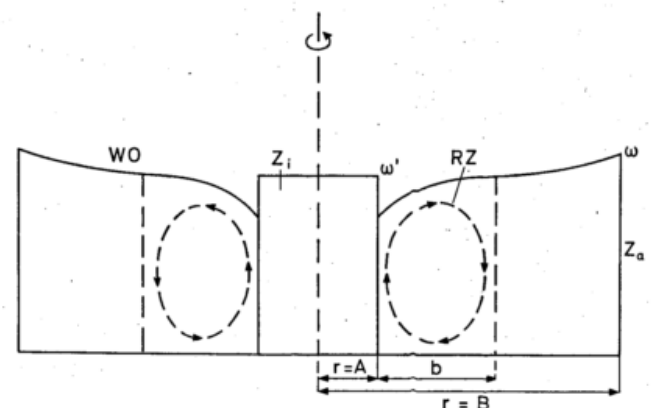


Abb. 1
Querschnitt durch Modellordnung und Reibungszone.

Z_a	äußerer (Modell)Zylinder
ω	Winkelgeschwindigkeit von Z_a
B	Radius von Z_a
Z_i	innerer Zylinder
ω'	Winkelgeschwindigkeit von Z_i
A	Radius von Z_i
b	Breite der Reibungszone
RZ	Meridionalzirkulation in der Reibungszone
WO	freie Wasseroberfläche

rotierende Bezugssystem dar. Im Zentrum ist unabhängig ein zweiter Kreiszylinder Z_i aus Plexiglas (Durchmesser $2A = 0.1$ m) angeordnet, der relativ zum äußeren Zylinder Z_a in beiden Richtungen, also langsamer und schneller, rotieren kann; Winkelgeschwindigkeit ω' , Regelbereich 0–100 U/min. Die Modellflüssigkeit ist Wasser und wird etwa 25 cm hoch eingefüllt. Um die Strömungsvorgänge sichtbar zu machen, erfolgt Einfärben mit verschiedenen Farbstoffen, und zwar durch einen 2 mm breiten Schlitz unten am Boden zwischen innerem Zylinder und Tankboden. Beobachtet wird von der Seite und von oben her, eine am äußeren Zylinder Z_a befestigte mitrotierende Kamera hält die Bewegungsvorgänge, relativ zum rotierenden Tank, fotografisch fest.

3. Das Experiment

Die charakteristische Größe in den Experimenten ist die Breite b der Reibungszone, die definiert ist als das Gebiet, in welchem der Vektor der mittleren Relativbewegung $\bar{v} \neq 0$ ist (s. Abb. 2). Anfangszustand ist jeweils die quasistarre Rotation des Systems. Dem inne-

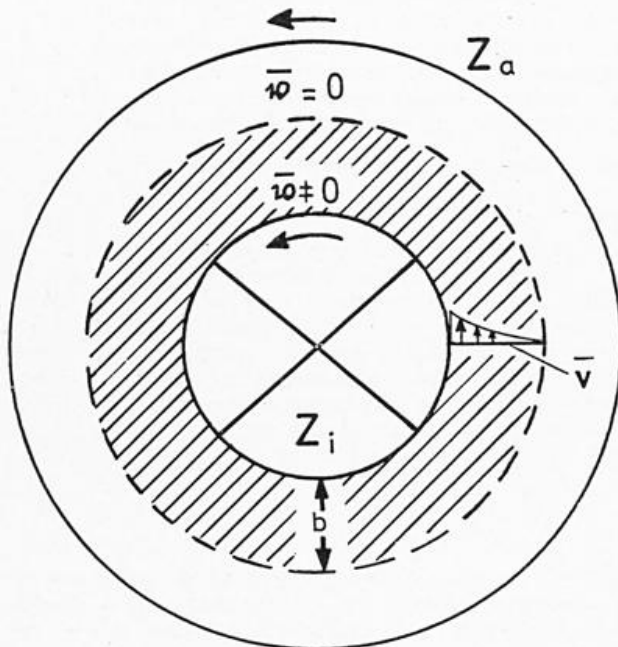


Abb. 2
Die Reibungszone (Aufsicht.)

Z_a, Z_i wie in Abb. 1

- $\bar{v}$ mittlere Relativbewegung
- b Breite der Reibungszone mit $\bar{v} \neq 0$ (außerhalb $\bar{v} = 0$)
- $\bar{v}$ Zonalkomponente von $\bar{v}$ (Radialprofil in der Oberfläche)

ren Zylinder wird nun eine Relativrotation erteilt, ein turbulenter (reibungbedingter) Impulsfluß setzt ein, und das Feld der mittleren Relativbewegung $\bar{v}$ bildet sich allmählich heraus. Nach einigen Minuten wird ein stationärer Endzustand im Sinne eines Austauschgleichgewichts erreicht.

Wichtigster Versuchsparameter ist das Verhältnis $\varepsilon = \frac{\Delta\omega}{\omega}$ ($\Delta\omega = \omega' - \omega$ bedeutet die Rotation des inneren Zylinders relativ zum äußeren, ω die Rotation des äußeren Zylinders selbst (Systemrotation)). Ist $\varepsilon > 0$, so rotieren beide Zylinder in gleichem Drehsinn; für $\varepsilon < 0$ rotiert der innere Zylinder entweder langsamer aber in gleichem Drehsinn oder in entgegengesetztem Drehsinn. $\varepsilon = 0$ bedeutet quasistarre Rotation. Im hier besprochenen Experiment wurde $\varepsilon = 4$ gewählt mit $\omega = 0.52$

sec^{-1} und $\Delta\omega = 2.1 \text{ sec}^{-1}$. Die Abb. 3a–3c wurden im zeitlichen Abstand von 50 sec von der mitrotierenden Kamera aufgenommen (von der Seite her). Man kann deutlich den Beginn des turbulenten Impulsflusses verfolgen, sowie die allmähliche Herausbildung des mittleren Feldes $\bar{v}$, bis der stationäre Endzustand erreicht ist

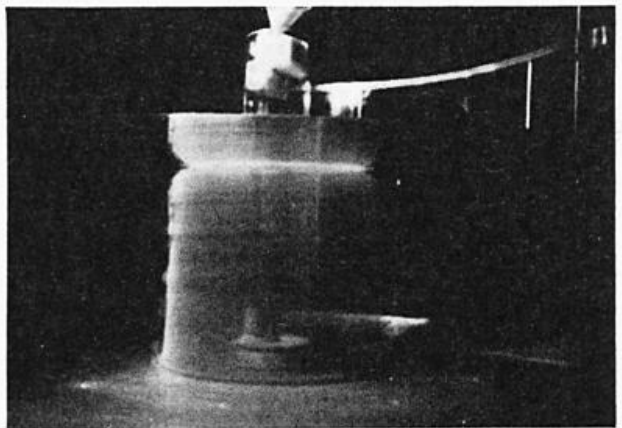
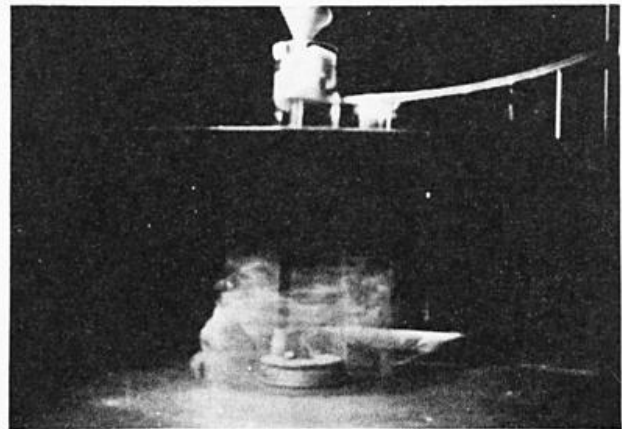
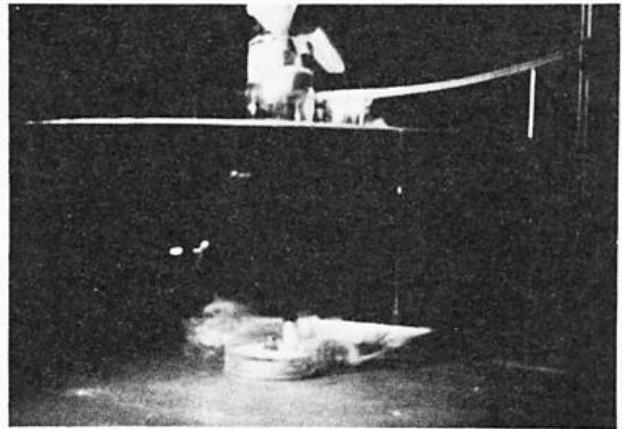


Abb. 3a–3c
Drei Phasen des Experiments ($\varepsilon = 4$).
 $\Delta\omega = 2.1 \text{ s}^{-1}$; $\omega = 0.52 \text{ s}^{-1}$.
Zeitlicher Abstand jeweils 50 s.

mit seiner scharfen Trennung zwischen eingefärbtem Gebiet ($\bar{v} \neq 0$) und nicht gefärbtem Gebiet ($\bar{v} = 0$). (s. Abb. 1 und 2.) Die gemessene Breite der Reibungszone betrug 7.2 cm.

4. Ergebnisse des Experiments

a) Die mittlere Zonalkomponente $\bar{v}$ der Geschwindigkeit dominiert; die Radialkomponente $\bar{u}$ und die Vertikalkomponente $\bar{w}$ sind 1–2 Größenordnungen klei-

ner, also starke Tendenz zur 2-Dimensionalität; dennoch ist in der Reibungszone eine mittlere Meridionalzirkulation (Sekundärströmung), wenn auch schwach, vorhanden (s. Abb. 1, gekennzeichnet durch RZ).

b) Die kinetische Strömungsenergie ist auf schmalem Raum gebündelt; der ständigen Zufuhr von Impuls am inneren Zylinder entspricht innerhalb der Reibungszone ein Abfluß von Impuls in die Bodenschicht. Nach dem Drehimpulssatz ist nur dann die Stationarität gewährleistet. Es sei hier erwähnt, daß bei verschwindender Rotation $\omega = 0$ keine Bündelung der kinetischen Energie auf engem Raum zu beobachten ist, wir haben vielmehr überall in der Wanne $\bar{v} \neq 0$; es gibt keine Reibungszone.

c) In unserem Experiment liegt antizyklonale Scherung der Zonalkomponente $\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} < 0$ vor, ein Analogon also zum antizyklonalen Scherungsgebiet des atmosphärischen Strahlstroms. Man kann daher zur Bestimmung der Breite b der Reibungszone (nicht zur Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes, denn hierfür ist die Berücksichtigung der Reibung wesentlich) die Bedingung $\zeta_a = 0$ heranziehen. Der Vergleich zwischen so errechneten Werten und gemessenen zeigt gute Übereinstimmung.

d) Die Breite b ist eine Funktion von ε und einigen weiteren Parametern p_i ; (Bodenrauigkeit, Wassertiefe etc.) $b = F(\varepsilon, p_i)$; sie ist somit abhängig von Betrag und Vorzeichen der Scherung $\frac{\partial \bar{v}}{\partial r}$. Experimente mit $\varepsilon < 0$

zeigen, daß im Falle zyklonaler Zonalscherung $\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} > 0$ bei gleichem Betrage der Scherung die mittlere Meridionalzirkulation erheblich schwächer und die Reibungszone schmäler ist als bei antizyklonaler Scherung, somit wird hier eine Analogie zum zyklonalen Scherungsgebiet des atmosphärischen Strahlstroms sichtbar.

5. Numerische Experimente

Einfache theoretische Überlegungen, die von der Bilanz des Drehimpulses und dem Zusammenwirken von Coriolis-, Druckgradient- und Reibungskraft ausgehen und durch Rechnungen mit den linearisierten Bewegungsgleichungen für die mittlere Bewegung $\bar{v}$ gestützt werden, führen zu einer mehr qualitativen Erklärung des Phänomens „Reibungszone“. Eine ins Detail gehende, quantitative Klärung des physikalischen Sachverhalts wird von den numerischen Experimenten erwartet, welche die Versuche im rotierenden Tank begleiten und von K. HINRICHSSEN durchgeführt werden.

Ausgangspunkt sind die vollständigen Bewegungsgleichungen für $\bar{v} = \{\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}\}$ in Zylinderkoordinaten mit verschiedensten Parametrisierungsansätzen für die „Reynoldsstresses“. Es handelt sich nun um die Lösung einer 2dimensionalen (Rotationssymmetrie wird angenommen:

$\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$) Anfangs-Randwertaufgabe in drei Variablen mit der Nebenbedingung $\text{div } \bar{v} = 0$ und den Randbedingungen

(Tankboden) $z = 0$; $\bar{u} = \bar{v} = \bar{w} = 0$; (Wasseroberfläche) $z = H$: $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = 0$, $\bar{w} = 0$; (innerer Zylinder) $r = A$: $\bar{u} = \bar{w} = 0$, $\bar{v} = A \cdot \Delta \omega$; (äußerer Zylinder) $r = B$: $\bar{u} = \bar{v} = \bar{w} = 0$; (s. Abb. 1).

Im Folgenden betrachten wir nun kurz ein numerisches Beispiel. Es wurde in Anlehnung an frühere Experimente im großen Tank (Durchmesser 4 m) für ein negatives $\varepsilon = -0.7$ ($\omega = 0.36 \text{ s}^{-1}$, $\Delta \omega = -0.26 \text{ s}^{-1}$, $\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} > 0$) durchgerechnet. Die sich ergebende mittlere Meridionalzirkulation zeigt Abb. 4. Man erkennt ein Verschwinden der Zirkulation bei etwa 95 cm, ein Maximum der Radialkomponente $\bar{u}$ unten am Boden in

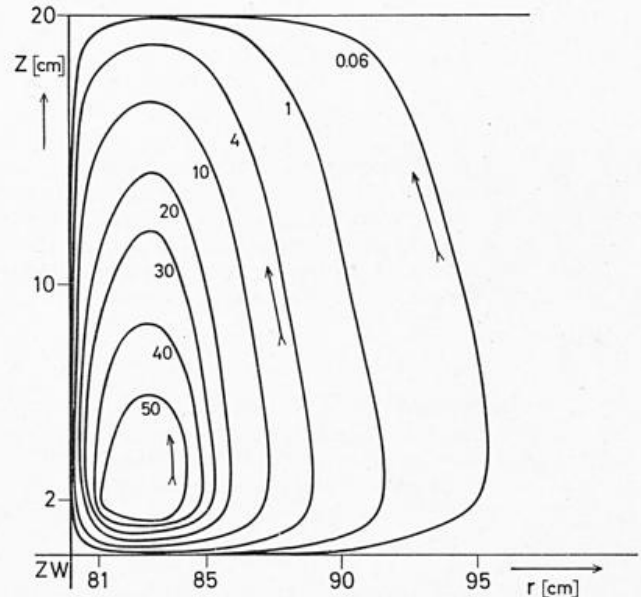
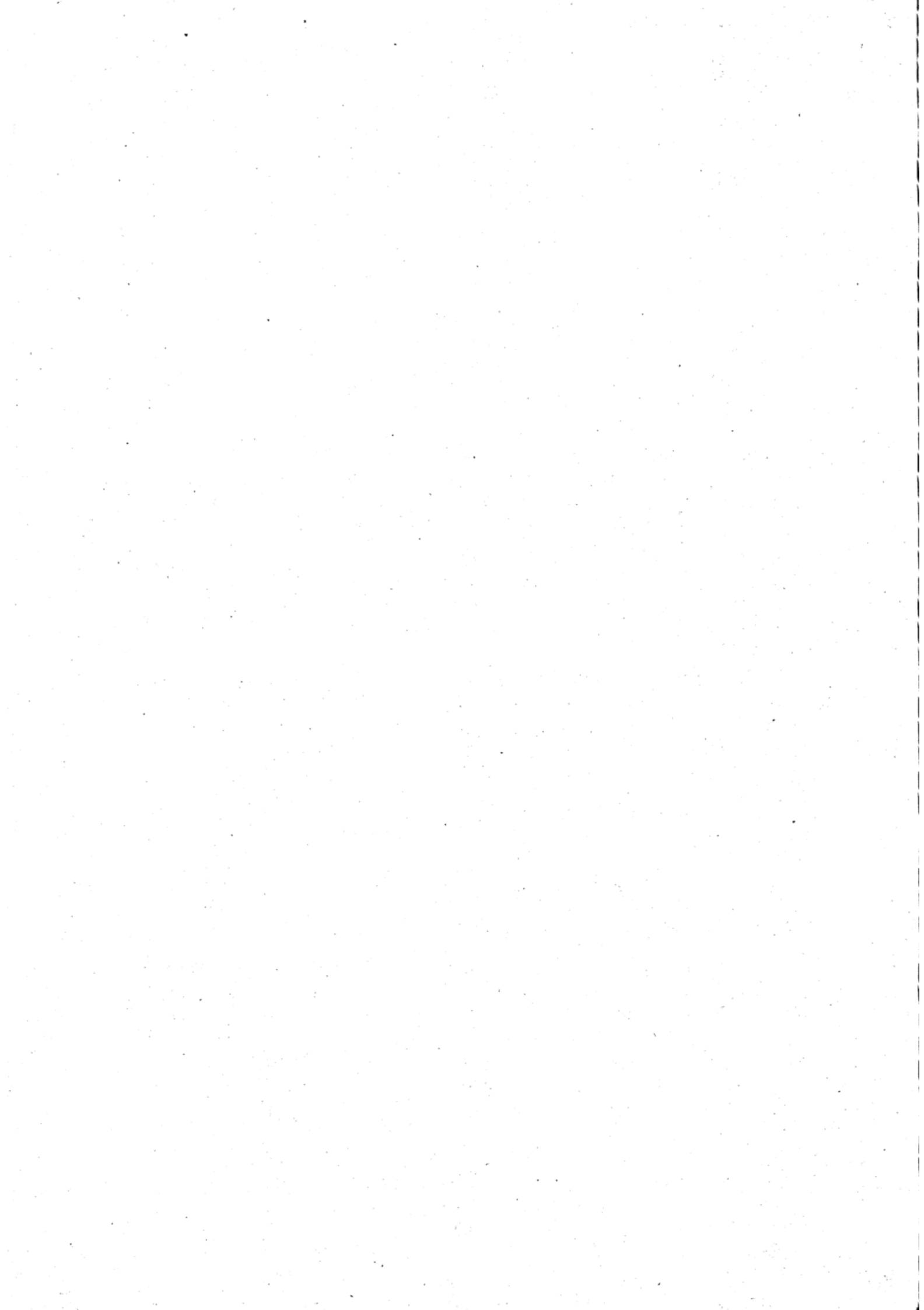


Abb. 4
Stationäre Meridionalzirkulation
(Stromfunktion $\Psi(r, z)$)
externe Parameter $\Delta \omega = -0.26 \text{ s}^{-1}$; $\omega = 0.36 \text{ s}^{-1}$
ZW Wand des inneren Zylinders
z Höhenkoordinate
r Betrag des Radiusvektors
angeschriebene Zahlen: Werte von $\Psi(r, z)$ in $\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$

Zylindernähe und dort auch eine kräftige Vertikal-komponente $\bar{w}$. Da in diesem Beispiel auch die Zonalkomponente $\bar{v}$ bei etwa 95 cm verschwindet, liegt die berechnete Grenze der Reibungszone bei 95 cm, was eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Messungen bedeutet (gemessen: 96 cm).

Literatur

- (1) REITER, E. R.: Meteorologie der Strahlströme (Jet-streams). Wien: Springer-Verlag 1961.



Die globale atmosphärische Zirkulation im IGJ 1957—1958 und ihr Einfluß auf die Erdrotation

Zusammenfassung

Für jeden der 549 Tage des IGJ (1. 7. 1957 — 31. 12. 1958) wurde der geostrophische Drehimpuls der bodennahen Atmosphärenschichten in einem erdfesten Koordinatensystem für die gesamte Erde — mit Ausnahme des äquatorialen Streifens zwischen 7.5° Nord und 7.5° Süd berechnet. Die erdachsenparallele Komponente dieses Drehimpulses — abgekürzt globale Driftzahl genannt — zeigt ausgeprägte jahreszeitliche Schwankungen, die überzufällig mit den Schwankungen der Sterntaglänge, wie sie durch Vergleich mit Atomuhren festgestellt wurden, gekoppelt sind.

Abstract

For each of the 549 days of the IGY (1. 7. 1957 — 31. 12. 1958) the relative geostrophic angular momentum of the atmospheric boundary layer was calculated for the whole globe — exception made of the equatorial zone between 7.5°N and 7.5°S . The component parallel to the earth's axis of this relative angular momentum — called driftnumber — demonstrates seasonal variations which are strongly correlated to the variations of the length of the sidereal day — determined by comparison with atomic clocks.

HADLEY, der als erster richtig erklärte, wie die Passate entstehen, zog im letzten Satz seiner 1735 erschienenen Abhandlung „Über die Ursache der allgemeinen Passate“ den Schluß, „daß die Nordost- und Südostwinde innerhalb der Wendekreise von ebensoviel Nordwest- und Südwestwinden in anderen Teilen ausgeglichen sein müssen und im allgemeinen alle Winde durch einen Gegenwind sonst irgendwo; andernfalls müßte sich eine Änderung der Erddrehung um ihre Achse einstellen.“

Auch FERREL beschäftigte sich mit der Frage, ob Schwankungen der atmosphärischen Zirkulation die Erddrehung beeinflussen können. Er sagte 1861: „Die Ost- und Westbewegungen der Atmosphäre müssen derart sein, daß die Summe der Widerstände jedes Teils der Erdoberfläche multipliziert mit der Entfernung von der Erdachse gleich Null ist, sonst würde die Geschwindigkeit der Erddrehung ständig beschleunigt oder verzögert, und das kann nicht eintreten, wenn die Erdoberfläche und die ihr anliegende Atmosphäre aufeinander einwirken.“

FERREL war — nebenbei gesagt — auch der erste, der den von KANT geäußerten Gedanken, daß sich die Erddrehung infolge der Flutreibung stetig verlangsamere, rechnerisch prüfte und schon vor DARWIN als richtig erwies. Hier handelt es sich um eine säkulare Verzögerung der Erddrehung.

Der Astronom NEWCOMB war der erste, der den Verdacht äußerte, daß die Erde auch kurzfristig kein idealer „Zeithalter“ ist, und Lord KELVIN vermutete dazu 1876, daß im Verein mit anderen Ursachen auch Monsunwinde an den jahreszeitlichen Schwankungen der Erddrehung beteiligt sind. Den ersten strikten Nachweis solcher Schwankungen führten SCHEIBE und ADELSBERGER von der Physikalisch-technischen Reichsanstalt mit Hilfe von

Quarzuhren, die ab 1935 benutzt wurden. Die Größenordnung dieser Schwankungen ist so klein, daß sie weder von HADLEY noch von FERREL festgestellt werden konnten. Der von HADLEY und FERREL behandelte Grundgedanke kann nun folgendermaßen mit dieser neuen Erkenntnis zu einem Prinzip erweitert werden, das zu ihren Ehren Hadley-Ferrel-Prinzip genannt sei: „Wenn der Drehimpulsgehalt der Atmosphäre in den meist tropischen Ostwindgebieten durch Verluste in den Westwindgebieten nicht ausgeglichen oder mehr als ausgeglichen wird, dann wird der Sterntag länger oder kürzer.“ Stillschweigend ist dabei vorausgesetzt, daß der Drehimpulsaustausch zwischen der Hydrosphäre und der Festerde unverändert bleibt und daß Änderungen des Trägheitsmoments, welche durch Massenverlagerungen entstehen, keine Rolle spielen.

Der Verfasser hoffte, den Beweis dieses Prinzips geben zu können, als tägliche Werte der Korrektur der Atomzeit hinsichtlich der astronomischen Weltzeit in den Annalen des Internationalen Geophysikalischen Jahrs (IGJ) verfügbar waren (1).

Atomzeit nennt man eine Zeitskala, die aus der Übergangsfrequenz des Caesiums 133 vom Niveau 4 zu 3 im Magnetfeld Null abgeleitet ist. Der Übergang eines Atoms aus einem energiereichen in den energieärmeren Zustand erfolgt mit einer elektromagnetischen Wellenemission, deren Frequenz der Energiedifferenz zwischen beiden Zuständen proportional ist. Beim Cs erfolgt dieser Übergang mit 9 192 631 770 Hertz. Man definiert die entsprechende Zeitspanne als 1 Atomsekunde. Die Atomzeit wird als gleichförmig ablaufende Zeit angesehen. Sie ist genauer als eine aus astronomischen Beobachtungen abgeleitete Zeit und erlaubt, die Schwankungen der Erdrotation genauer als bisher zu untersuchen.

Durch Beobachtungen von Fixsternen wird die astronomische Weltzeit, das heißt der Stand der Erduhr, bestimmt. Die von verschiedenen Zeitdiensten ermittelte astronomische Weltzeit ($TU 0$) zeigt gewisse Unterschiede, die durch den Einfluß der Polbewegung hervorgerufen und durch eine Längenkorrektur Δl ausgeglichen werden. Nach Messungen von 23 Observatorien wurde für die Jahre 1957 bis 1959 die verbesserte astronomische Weltzeit $TU 1 = TU 0 + \Delta l$ berechnet.

Seitdem die Zeitmessung mit Hilfe von Quarzuhren in den dreißiger Jahren verbessert werden konnte, stellt man jahreszeitliche Schwankungen der Erddrehung fest. Im Frühjahr geht die Erduhr regelmäßig zu spät, im Herbst zu früh. Man hat für die Zeit 1957 bis 1960 die folgende Formel benutzt, um die $TU 1$ -Zeit von diesem Einfluß zu befreien:

$$\Delta T_s = 22 \sin(2\pi t) - 17 \cos(2\pi t) - 7 \sin(4\pi t) + 6 \cos(4\pi t) \text{ in ms,}$$

dabei ist $t = t'/365$ der dem Tag t' (gezählt vom 1. Januar an) entsprechende Wert. Die Korrektur ΔT_s wird zur $TU 1$ -Zeit addiert, um die $TU 2$ -Zeit zu erhalten: $TU 1 + \Delta T_s = TU 2$. Abb. 1 zeigt oben den Stand der Erde als Uhr, d. h. die Werte ΔT_s , und darunter den mittleren Jahresgang der Tageslänge als Abweichung vom mittleren Sterntag.

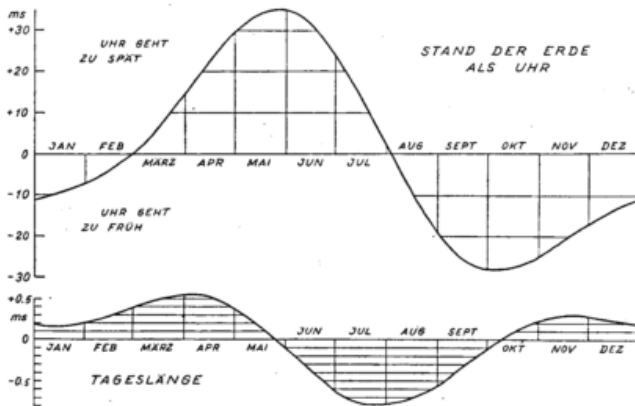


Abb. 1

Stand der Erde als Uhr (oben) und Gang der Tageslänge (unten).

Das Gangverhalten der Erduhr wird mit Hilfe der vom Bureau International de l'Heure in Paris abgeleiteten Atomzeit ermittelt. Für die Korrektur ΔA der Atomzeit TA in bezug auf die $TU 2$ -Zeit gilt: $TA + \Delta A = TU 2$. (Zur Information über Zeitmeßprobleme wird (2) empfohlen).

Es wurde festgesetzt, daß für den 1. 1. 1958 um 20 Uhr die Atomzeit gleich der Weltzeit $TU 2$ ist. Es zeigte sich, daß vom 1. 7. 1957 bis zum 1. 1. 1959 ΔA einen Trend von -1.4 ms/d hatte. Daher seien hier um diesen Wert korrigierte Werte $\Delta'A = \Delta A + 1.4 T$ benutzt; dabei ist T für den betrachteten Tag die Zahl der seit dem 1. 7. 1957 verstrichenen Tage. Die Standwerte der Erduhr sind dann $TU 1 - TA = \Delta'A - \Delta T_s$.

Die tägliche Veränderung dieser Standwerte, das heißt der tägliche relative Gang der Erduhr, ist ein Maß für die Abweichung τ der Sterntaglänge von ungefähren Mittelwert des IGJ. Bei negativem Gang sind die Tage kürzer (d. h. $\tau < 0$), bei positivem Gang länger (d. h. $\tau > 0$) als normal. Es ist $\tau = \delta(\Delta T_s) - \delta(\Delta'A)$, wobei $\delta(X)$ die täglicher Veränderung der Größe X bedeutet.

Die monatliche Häufigkeitsverteilung der täglichen τ -Werte ist für die 18 Monate des IGJ in Abb. 2 gegeben. Darunter findet sich die gleiche Verteilung der Werte der globalen Driftzahl, die das in dieser Hinsicht Wesentliche der globalen atmosphärischen Zirkulation er-

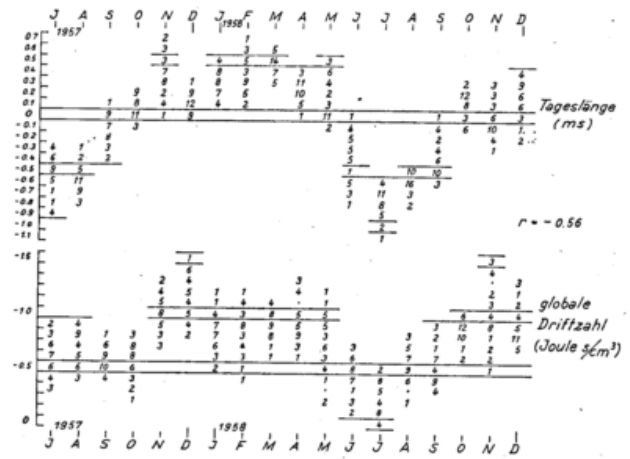


Abb. 2

Häufigkeitsverteilungen täglicher Werte der Tageslänge (oben) und der globalen Driftzahl (unten).

kennen läßt. Das Problem, die im einzelnen verwickelten Formen der atmosphärischen Zirkulation durch ein einfaches physikalisches Maß zu erfassen, löste vor mehr als 20 Jahren der Verfasser (3) dadurch, daß er Mittelwerte des Drehimpulses der bodennahen Atmosphärenschicht bestimmte. Schon 1926 hatte JEFFREYS auf die wichtige Rolle des Drehimpulses bei Betrachtungen der atmosphärischen Zirkulation aufmerksam gemacht. Die erdachsenparallele Komponente des „bodennahen“ Drehimpulses wurde Driftzahl genannt, da sie ein Maß für die Zonalbewegung des in Betracht stehenden Areals ist. Mit Hilfe täglicher Werte des Luftdrucks in Seehöhe von rund 1500 Netzknoten der Erde war es möglich, unter Annahme geostrophischer Verhältnisse tägliche Driftzahlen für ausgewählte Flächen und Zonen und für die gesamte Erde zu berechnen. Ein Gürtel um den Äquator zwischen 7.5° Nord und 7.5° Süd wurde dabei ausgelassen. Die globale Driftzahl hat an vier Tagen im Juli 1958 den Wert 0, sonst ist sie negativ, d. h. daß insgesamt die bodennahen Ostwinde stärker im Drehimpuls als die Westwinde vertreten sind. Es ist ein ausgeprägter Jahresgang vorhanden, der weit überzufällig mit dem Gang der Tageslänge gekoppelt ist (Korrelationskoeffizient $r = -0.56$, bei Zufall kann $r = -0.13$ höchstens werden). Der Korrelationskoeffizient vergrößert sich auf $r = -0.68$, wenn man die Tageslänge nur mit dem bodennahen Drall des Gürtels zwischen 7.5 und 37.5 N korreliert.

Die physikalische Erklärung dieses Befundes ist einfach, sie wurde schon von (4) gegeben. Es sei I das Trägheitsmoment der Erde, das sich aus den Teilen der Festerde, der Ozeane und der Atmosphäre zusammensetzt $I = I_e + I_o + I_a$. Die Winkelgeschwindigkeit der Festerde sei Ω , der Ozeane $\Omega + \omega_o$, der Atmosphäre $\Omega + \omega_a$. Dann hat der Gesamtdrehimpuls D folgende Teile

$$D = I_e \Omega + I_o (\Omega + \omega_o) + I_a (\Omega + \omega_a). \quad \text{Es ist}$$

$$D = I \Omega + I_o \omega_o + I_a \omega_a = \text{konstant, so daß bei}$$

Differenzbildung

$$\dot{o} = I \dot{\Omega} + \Omega \dot{I} + \dot{\Delta} (I_o \omega_o) + \dot{\Delta} (I_a \omega_a),$$

$$\dot{o} = \frac{\Delta \Omega}{\Omega} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta (I_o \omega_o)}{I \Omega} + \frac{\Delta (I_a \omega_a)}{I \Omega}.$$

Die Größenordnung des zweiten und dritten Gliedes wird von der des letzten Gliedes um mehr als das Zehnfache übertroffen, so daß in erster Näherung die durch das erste Glied gegebenen Schwankungen der Erdrotation im Gegentakt der durch das vierte Glied gegebenen Schwankungen des atmosphärischen Dralls erfolgen. Die Sterntaglänge schwankt dann im Takt des atmosphärischen Dralls. An langen Tagen ist der Drehimpuls der festen Erde kleiner als an kurzen. Infolge

der Reibung der Atmosphäre an der Erdoberfläche schwingt der bodennahe atmosphärische Drall im Takt des Dralls der festen Erde, wie es Abb. 2 zeigt. Da für die hier in Betracht stehenden Zeitspannen der Gesamtdrehimpuls des Systems Erde konstant sein muß, müßte sich der Drehimpuls der flüssigen und gasförmigen Teile der Erde entgegengesetzt verhalten. Von den beweglichen Teilen der Erde zeigt die Atmosphäre der Nordhemisphäre die ausgeprägteste Jahresschwingung. Ihr Beitrag zur Amplitude und Phase des Dralls der nicht-festen Erde dominiert, so daß dieser Drall entgegengesetzt zu dem der festen Erde schwingt. Es besteht ein ständiger Drehimpulsaustausch zwischen der Erde (Lithosphäre und Hydrosphäre) und der Atmosphäre. In den Tropen überwiegen stets die Winde mit Ostkomponente. Hier verliert die Festerde Drehimpulse, sie wird gebremst. Dieser Verlust in den Passatgebieten wird durch Drehimpulsgewinn in den Westwindgebieten außerhalb der Tropen wieder wettgemacht. Dort wird die Festerde beschleunigt. Dieser Drehimpulsfluß ist nicht konstant, wie es die Änderung der Tageslänge zeigt. Infolge der Bodenreibung wird im Nordwinter, wenn der bodennahe Drall am stärksten negativ ist, viel westlicher Drehimpuls von der Erde an die Atmosphäre übertragen, so daß diese dann maximalen Drehimpuls besitzt.

Der Mittelwert beträgt für den bodennahen Drall $-29.2 \text{ mal } 10^{30} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Das Maximum liegt am 30. 7., das Minimum am 28. 1. Die Amplitude der 1. Harmonischen beträgt 8.5 dieser Einheiten. Der Gesamtdrall der Atmosphäre beträgt im Mittel 1663 mal $10^{30} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$ nach (5). Das Maximum liegt am 7. 2., d. h. 10 Tage nach dem Minimum des bodennahen Dralls. Die Amplitude der 1. Harmonischen ist 360 Einheiten. Der Drall der Atmosphäre ist seinem Betrage nach das 57fache des bodennahen Dralls, die Amplitude der 1. Harmonischen ist das 42.5fache der Amplitude der 1. Harmonischen des bodennahen Dralls. Trotz des geringen Anteils der bodennahen Schichten von 2% am Gesamtbetrag des

Dralls der Atmosphäre sind sie ausschlaggebend für seinen Jahresgang und seine Größe.

Die Hoffnung, mit den vorliegenden Korrekturen der Atomzeit tiefere Einblicke in das kurzfristige Kräftespiel der verwickelten atmosphärischen Zirkulation zu erhalten, erfüllte sich leider nicht. Die Werte der Tageslänge sind so stark geglättet, daß kurzfristige kleinere Schwankungen unterdrückt wurden. Das geschah durch die Mittlung der Beobachtungsergebnisse von 23 Observatorien und die Festlegung der Atomzeit nach den Atomuhren von 3 bis 5 Laboratorien. Man kann aber erwarten, daß sich die oben erwähnte Hoffnung doch noch erfüllen wird, wenn eine in Paris begonnene Untersuchung abgeschlossen sein wird, die sich — ausgehend von den Originalbeobachtungen aller beteiligten Stellen — damit befaßt, die Genauigkeit der Ergebnisse zu erhöhen.

Literatur

- (1) STOYKO, A.: (V.) Variation saisonnière de la rotation de la terre. (VII.) Temps atomique intégré. *Annals of the IGY 1957–1958*, 42 (1966) S. 21–22, 26–33. Pergamon Press.
- (2) ENSLIN, H.: Die Schwankungen der Erdrotation seit 1955 und ihre Analyse mit Hilfe periodischer Orthogonalpolynomen. *Die Uhr. Uhrentechnische Forschung* (1966) Heft 7.
- (3) RUDLOFF, W.: Die Driftzahl oder der atmosphärische Drehimpuls als Zirkulationsmaß. *Ann. Meteor.* 4 (1951) S. 14–26.
- (4) MUNK, W. H.; MILLER, R.: Variations in the earth's angular velocity resulting from fluctuations in the atmospheric and oceanic circulation. *Tellus* 2 (1950) S. 93–101.
- (5) KIDSON, J. W.; NEWELL, R. E.: Exchange of atmospheric angular momentum between the hemispheres. *Nature* 221 (1969) S. 352–353.

Globale Luftdruckschwankungen und die südhemisphärische Westdrift

Zusammenfassung

Aus den 1498 täglichen Netzkpunktwerten des Luftdrucks in Seehöhe im Internationalen Geophysikalischen Jahr wurden Mittelwerte für die Breitengürtel: Nordpolarhoch, nördliche subpolare Tiefdruckrinne, nördlicher subtropischer Hochdruckgürtel, innere Tropen, südlicher subtropischer Hochdruckgürtel, südhemisphärische Westdrift sowie das globale Luftdruckmittel berechnet. Dieses ist nicht konstant, sondern ändert sich von Tag zu Tag, im Mittel um 0.2 mb, maximal um 0.9 mb.

Korrelationsrechnungen zeigen, daß der Gang des Globaldrucks überzufällig nur mit dem Luftdruckgang der Südhalbkugel, besonders mit dem des südhemisphärischen Westwindgürtels verknüpft ist.

Global pressure variations and the southern westwind belt.

Abstract

From the 1498 daily grid point values of the sea level pressure during the International Geophysical Year means for the following latitude belts were calculated: North polar anticyclone, northern subpolar trough, northern subtropical anticyclone, the inner tropics, southern subtropical anticyclone and the southern westwind belt. The global pressure mean is not constant, but varies from day to day, in the average about 0.2 mbs, maximal to 0.9 mbs.

Correlation coefficients show that the course of the global pressure is connected only with the pressure course in the southern hemisphere, especially in the southern westwind belt.

1. Material und die Einteilung der Breitengürtel

Es liegen die täglichen Werte des Luftdrucks in Seehöhe von 12 Uhr GMT für die Zeit des Internationalen Geophysikalischen Jahres (IGJ) vom 1. 7. 1957 — 31. 12. 1958 an den Schnittpunkten aller 5 Breitengrade vom

Nordpol bis 70°S mit 10 zu 10 Längengraden in den Außertropen und 5 zu 5 Längengraden in den Tropen vor. Diese wurden aus den täglichen Wetterkarten des IGJ entnommen (1), (2), (3). Mehrere Breitenkreise wurden zu folgenden Breitengürteln zusammengefaßt und hierfür Luftdruckmittel gebildet:

Breiten erstreckung	Bezeichnung	Gürtel	KK Erde — Gürtel 1—9
85°N—70°N	Nordpolarhoch	1	—0.025
65°N—40°N	nördliche subpolare Tiefdruckrinne	2	0.037
35°N—20°N	nördlicher subtropischer Hochdruckgürtel	3	0.050
15°N—15°S	innere Tropen	4	0.061
20°S—35°S	südlicher subtropischer Hochdruckgürtel	5	0.225
40°S—65°S	Teil der südhemisphärischen Westdrift	6	0.832
30°S—70°S	gesamte südhemisphärische Westdrift	7	0.870
85°N— 0°N	Nordhalbkugel	8	0.086
0°S—70°S	Südhalbkugel	9	0.861
85°N—70°S	Erde	10	

KK: Korrelationskoeffizient, die Zufallsgrenze (0.27% Zufallswahrscheinlichkeit) des KK liegt bei ± 0.158 .

2. Tägliche globale Druckänderungen

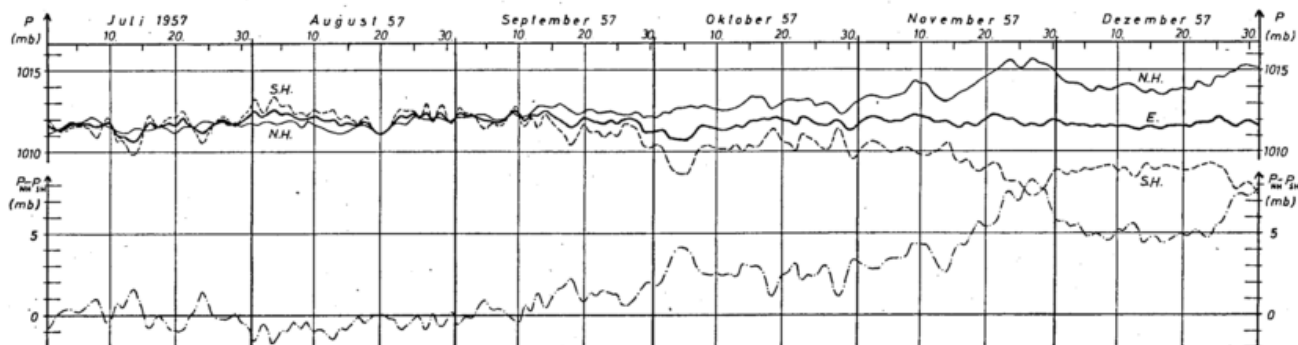
In Abb. 1 sind die täglichen Luftdruckwerte der Nordhalbkugel (N.H.), der Südhalbkugel (S.H.), der Erde (E.) und der Differenz zwischen Nord- und Südhalbkugel dargestellt.

Wir erkennen, daß der südhemisphärische Luftdruck stärker schwankt als der nordhemisphärische. Es kommt zu kurzzeitigen Schwankungen des Globaldrucks, die denen der Südhalbkugel entsprechen. Dies ist besonders im Südwinter (Nordsommer) der Fall. Zu dieser Zeit

zone — trotz des lückenhaften Stationsnetzes dort — festgestellten Luftdruckschwankungen nicht alle nur durch fehlerhafte Analyse hervorgerufen werden. Auch die übrigen Breitengürtel zeigen reelle Druckschwankungen.

4. Korrelationen des Luftdrucks der Erde mit dem der Breitengürtel

Es wurden die täglichen Luftdruckwerte der Erde für das Jahr 1958 mit denen der Breitengürtel korreliert,



Tägliche Luftdruckwerte E.:Erde, N.H.: Nordhalbkugel, S.H.:Südhalbkugel, $P_{NH} - P_{SH}$

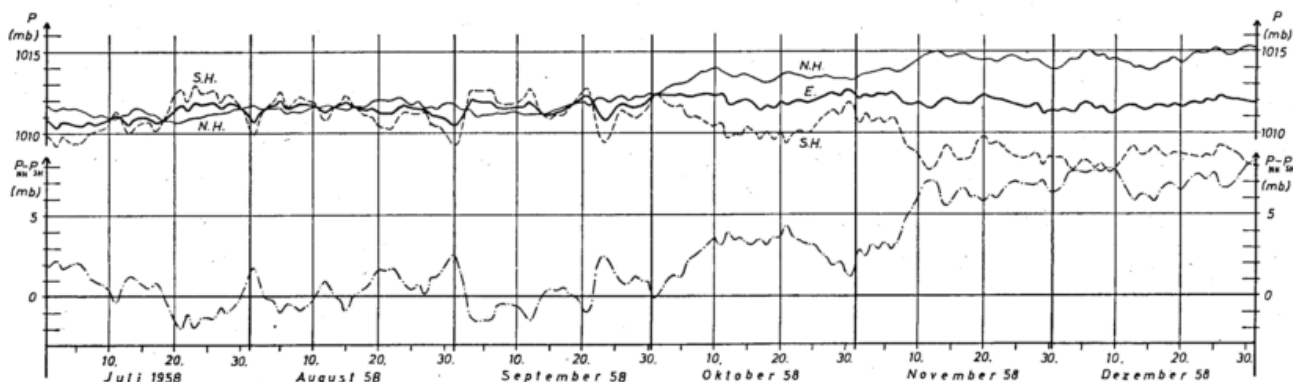


Abb. 1
Tägliche Luftdruckwerte,
Juli — Dezember 1957 (oben),
Juli — Dezember 1958 (unten).

finden wir auch die stärksten globalen Luftdruckschwankungen. Beispiele für kurzzeitige Globaldruckänderungen sind:

10. — 11. 7. 1957: -0.9 mb; 14. — 16. 7. 1957: $+1.2$ mb;
20. — 23. 8. 1957: $+1.1$ mb; 29. 7. — 1. 8. 1958: -1.1 mb;
1. — 3. 9. 1958: $+1.5$ mb; 21. — 23. 9. 1958: -1.3 mb.

Es wird angenommen, daß kurzzeitige Globaldruckschwankungen reell sind und durch Änderungen des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre hervorgerufen werden (4).

3. Genauigkeit der Breitengürtelwerte des Luftdrucks

Sind die Breitengürtelmittel, speziell das globale Mittel und das der südhemisphärischen Westwindzone genau genug, um die festgestellten täglichen Änderungen als reell nachzuweisen? Es wurde eine Fehlerabschätzung gemacht; man findet, daß die täglichen Globaldruckwerte einen Fehler von maximal ± 0.40 mb, die des südlichen Westwindgürtels einen von maximal ± 1.21 mb haben können. In der südhemisphärischen Westdrift werden Druckschwankungen von Tag zu Tag bis zu ± 3 mb ermittelt. Wir sehen also, daß die Globaldruckschwankungen und die in der südlichen Westwind-

um festzustellen, welcher Breitengürtel die Schwankungen des Globaldrucks hauptsächlich zeigt.

Da wir hier nur kurzzeitige Druckänderungen betrachten, mußte der Trend, der sich z. B. im Jahresgang äußert, eliminiert werden.

Es wurden zwischen dem Globaldruck und dem mit ihm korrelierten Druck der Breitengürtel Zeitverzögerungen von -5 bis $+5$ Tagen berücksichtigt. Maximale Werte erreichten die Beträge der KK nur bei Gleichzeitigkeit, d. h. ohne Zeitverzögerung. Die Ergebnisse sind im rechten Teil der Tabelle niedergeschrieben.

Die sehr hohe positive Korrelation der Erde mit der Südhalbkugel, speziell der südhemisphärischen Westdrift (Gürtel 7) sowie die Tatsache, daß zu den Gürteln 1—4 und 8 (Nordhalbkugel und Tropen) keine überzufälligen KK existieren, läßt den Schluß zu, daß kurzzeitige Änderungen des Globaldrucks fast ausschließlich Luftdruckschwankungen der Südhalbkugel, besonders der südhemisphärischen Westdrift sind.

Anschaulich wird dies beim Betrachten der Abb. 2. Der Breitengürtel 7 stellt $1/4$ der Erdoberfläche dar. Die

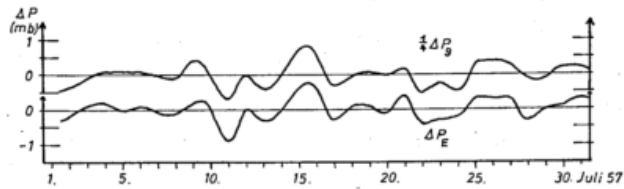


Abb. 2
 ΔP_E : Tägliche Änderung des Globaldrucks
 $\frac{1}{4}\Delta P_9$: Tägliche Änderung des Luftdrucks
 der südhemisphärischen Westdrift.
 (Indexziffer 9 in der Abb. durch 7 ersetzen)

obere Kurve zeigt $\frac{1}{4}$ der täglichen Luftdruckänderung im Breitengürtel 7, die untere Kurve die tägliche globale Luftdruckänderung für den Juli 1957. Der KK beträgt +0.91. Für das gesamte IGJ ergibt sich zwischen beiden Kurven ein KK von +0.84.

Literatur

- (1) International Geophysical Year. World Weather Maps, Part I, Northern Hemisphere. Sea Level and 500 mb Charts. U. S. Department of Commerce, Washington, D. C., 1965.
- (2) International Geophysical Year 1957–1958. World Weather Maps, Part II, Tropical Zone, Daily Sea Level and 500 mb Charts. Dt. Wetterd. Seewetteramt Hamburg 1966.
- (3) International Geophysical Year. World Weather Maps, Part III, Southern Hemisphere. Daily Sea Level and 500 mb Charts. Rep. of S.-Africa, Weather Bureau, Dep. of Transport. Pretoria 1966.
- (4) RÜDLOFF, W.: Measurable seasonal variations in the total mass of the atmosphere. Proc. Sympos. Trop. Meteor. AMS–WMO Honolulu (1970) S. N III 1–5.

Jahreszeitliche Änderung der großräumigen Zirkulation im Bereich der Mesopause und unteren Thermosphäre

Zusammenfassung

Die jahreszeitliche Änderung der mittleren Zirkulation im Mesopausenbereich ist von großer Bedeutung für die thermosphärisch-ionosphärische Struktur. Beobachtungsgrößen der unteren Ionosphäre sind mit Größen aus dem Bereich der Mesosphäre und Stratosphäre korreliert und zeigen wie diese langperiodische Änderungen. Die Theorien zur Erklärung dieser Erscheinungen fordern in vielen Fällen Zirkulationseinflüsse. Es wird daher untersucht, wie sich jahreszeitliche Schwankungen im Aufbau der Thermosphäre durch Zirkulationsänderungen darstellen lassen und wie sich das Ergebnis in das bestehende Bild von der mittleren Zirkulation einordnen läßt. Danach ist im Winter (Sommer) antizyklonale (zyklonale) zirkumpolare Strömung in der unteren Thermosphäre über zyklonaler (antizyklonaler) Strömung in Mesopausennähe zu erwarten.

Abstract

Annual variations of the mean circulation near the mesopause seriously affect the structure of the thermosphere and ionosphere. Variations of the lower ionosphere are significantly correlated with changes in the mesosphere and stratosphere. This correlation and certain seasonal effects, for instance the winter anomaly of ionospheric absorption, are mainly attributed to the influences of the upper atmospheric circulation. Therefore it is investigated how seasonal variations of the thermospheric composition can indicate seasonal changes in the mean circulation and how the derived circulation supplements the results from the mesospheric layers: A circumpolar anticyclonic (cyclonic) circulation pattern is obtained during winter (summer) in the lower thermosphere near 130 km over a cyclonic (anticyclonic) circulation near the mesopause.

1. Kopplung von stratosphärisch-mesosphärischen, thermosphärischen und ionosphärischen Langzeitvariationen

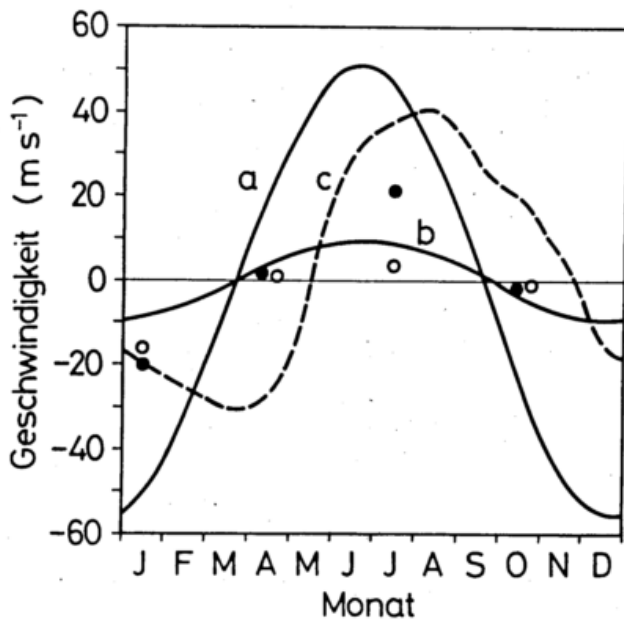
Jahreszeitliche Änderungen des Aufbaus und der Zirkulation der hohen Atmosphäre im Bereich der Mesopause beeinflussen entscheidend Struktur und Dynamik der Thermosphäre. Auf welchem Wege diese Beeinflussung erfolgt, ist in vielen Fällen unbekannt. Andererseits berufen sich zahlreiche Theorien zur Deutung thermosphärisch-ionosphärischer Erscheinungen auf derartige Zirkulationseinflüsse, die meist unter Ausschluß verschiedener anderer Interpretationsmöglichkeiten postuliert werden. Dies macht eine möglichst rasche und fundierte Lösung des Problems „Zirkulation in der unteren Thermosphäre“ erforderlich, wobei den Beziehungen zu den darunterliegenden atmosphärischen Schichten besondere Aufmerksamkeit zu widmen ist.

In den letzten Jahren sind aus diesem Grunde vor allem ionosphärische Beobachtungsgrößen auf ihre Korrelation zu Vorgängen in tieferen Niveaus untersucht worden. Wohl das bekannteste Beispiel sind die stratosphärisch-mesosphärischen Erwärmungen im Winter und ihr Zusammenhang mit der ionosphärischen Absorption (11). Bei jahreszeitlichen Änderungen der großräumigen mittleren Zirkulation, die hier behandelt werden sollen, interessieren jedoch mehr langperiodische Vorgänge wie die winterliche Erhöhung der Absorption

in der D-Schicht — die Winteranomalie der Ionosphäre, die nach SCHWENK (14) ähnlich wie die Höhenextreme der 10-mb-Fläche des Luftdrucks verläuft. Dies muß nicht unbedingt eine Kopplung der verschiedenen Vorgänge im 10-mb-Niveau und der D-Schicht darstellen, sondern kann auch einen zufällig gleichartigen zeitlichen Gang beider Größen ausdrücken. Deswegen sind Untersuchungen von GREGORY und MANSON (3), (4), die sich mit Elektronendichteprofilen von 65–90 km Höhe und der daraus resultierenden Absorption befassen, besonders aufschlußreich. Hiernach kann die jahreszeitliche Veränderlichkeit der Elektronendichten qualitativ durch Zirkulationsänderungen und durch die Fortpflanzung planetarischer Wellen von tieferen (20 km) in höhere (100 km) Schichten erklärt werden. Eine Ergänzung dieser lokal für Neuseeland durchgeführten Analyse ist die Beobachtung von THOMAS (15), daß im Winter die ionosphärische Absorption zwischen weit entfernten Stationen mit ähnlicher Breite (Europa/Nordamerika) negativ korreliert ist. Dies ist plausibel, wenn im D-Schicht-Niveau planetarische Wellen existieren. Ausschlaggebend für die Änderung der ionosphärischen Größen dürfte dabei nicht die Änderung des horizontalen, sondern die des vertikalen Transports sein (1), wofür auch das überdurchschnittlich häufige Auftreten stabiler Schichten in der oberen Mesosphäre während winterlicher Absorptionsanstiege (16) spricht.

2. Jahreszeitliche Zirkulationsänderungen

Den ionosphärischen Beobachtungen stehen Beobachtungen und Analysen mehr meteorologischer Natur gegenüber, die ebenfalls auf jahreszeitliche Änderungen der Zirkulation im Bereich der Mesopause und unteren Thermosphäre hinweisen. Als Beispiel zahlreicher im Anschluß an die Arbeiten von MURGATROYD (12) durchgeführter Untersuchungen seien die Zonalwindschnitte von KANTOR und COLE (7) bis zu Höhen von 120 km erwähnt. Die Schnitte beruhen auf sehr heterogenem Material, belegen aber dennoch die Existenz größerer jahreszeitlicher Zirkulationsschwankungen, die in der folgenden Abbildung für 60°N und 110 km Höhe dargestellt sind. Für die weiteren Betrachtungen ist wesentlich, daß sich in diesen Breiten eine Ostwindperiode vom Sommer zum Frühjahr und Winter verschiebt, wenn man von der Mesosphäre zur unteren Thermosphäre übergeht.



Jahreszeitlicher Gang der mittleren zonalen und meridionalen Windkomponenten.

Kurve a: Zonalwind, berechnet aus der Breitenverteilung leichter Komponenten der Thermosphäre für 130 km (Westwind > 0).

Kurve b: Meridionale Komponente, berechnet wie Kurve a (Südwind > 0).

Kurve c, gestrichelt: Zonale Komponente in 110 km Höhe für 60°N nach KANTOR und COLE (7). Zum Vergleich sind die Medianwerte der Grundkomponenten der zonalen (Punkte) und meridionalen (Kreise) Driftgeschwindigkeit in der unteren Ionosphäre von zwölf Stationen zwischen 41°N und 64°N nach KOKOUROV und KASIMIROVSKI (9) eingetragen.

Bringt man die einleitend erwähnten ionosphärischen Variationen, deren Kopplung mit stratosphärisch-mesosphärischen Vorgängen vermutet wird, mit einem Zirkulationsschema wie dem von KANTOR und COLE in Verbindung, ergibt sich, daß in höheren gemäßigten Breiten die D-Schicht im Winter (Sommer) durch Winde mit ostwärts (westwärts) gerichteter Zonalkomponente beherrscht wird. Indirekte Informationen über die mittlere Meridionalkomponente bietet eine Arbeit von JOHNSON und GOTTLIEB (6), in der auf thermodynamischer Grundlage untersucht wird, wie ein - beobachteter - Wärmeüberschuß im Winter über höheren Breiten geschaffen werden kann. Der hierfür erforderliche meridionale Massentransport im Mesopausenbereich läßt sich gut in ein Modell zyklonaler zirkumpolarer Zirkulation über höheren Breiten der Winterhemisphäre und antizyklonaler Zirkulation über der Sommerhemisphäre einordnen. JOHNSON und GOTTLIEB folgern weiter, daß über dem Winterpol in der Thermosphäre ein Maximum der Konzentration leichter Bestandteile entstehen muß. Entspre-

chend bildet sich über dem Sommerpol ein Minimum aus. Beobachtungen mit Raketen (10) und Satelliten (13) haben diese Verteilung ergeben, die in der oberen Thermosphäre sehr deutlich ausgeprägt ist. Der Anteil der leichten Komponenten an der Zusammensetzung der Thermosphäre nimmt mit der Höhe ständig zu. Das vor allem untersuchte Breitenprofil für Helium ändert sich dabei nur langsam mit der Deklination der Sonne (8). Nimmt man an, daß sich das nahezu stationäre Gefälle der Heliumkonzentration vom Pol zum Äquator im Winter bzw. vom Äquator zum Pol im Sommer nur im dynamischen Gleichgewicht halten kann und daß andere Komponenten wie atomarer Sauerstoff ein ähnliches, den Beobachtungen nach sehr wahrscheinlich aber schwächeres Gefälle aufweisen, lassen sich unter einfachen Voraussetzungen für die Kopplung solcher Verteilung Zonal- und Meridionalgeschwindigkeiten für das Neutralgas in der unteren Thermosphäre berechnen. Das wurde auf der Grundlage der US-Standard-Atmosphäre Supplements 1966 und der Analyse der Heliumverteilung von KEATING u. a. (8) getan.

Danach gilt für die Breitenabhängigkeit der Heliumkonzentration n_1 in der Thermosphäre

$$\log \frac{n_1}{n_{1M}} = 0,12 - 0,4 \varphi \delta.$$

n_{1M} ist die Konzentration der Modellatmosphäre (Frühjahrs- und Herbstprofil der US-Standard-Atmosphäre), φ ist die geographische Breite, δ die Deklination der Sonne (beide Winkel in Bogengrad). Dazu wurde eine ähnliche Verteilung atomaren Sauerstoffs (n_2) angenommen, und zwar

$$\log \frac{n_2}{n_{2M}} = -0,23 \varphi \delta.$$

Auf das Breitenprofil leichter Komponenten wirken in der oberen Thermosphäre außer horizontalen Druckgradienten verstärkt auch vertikale Flüsse. Das dynamische Gleichgewicht läßt sich mit den Bewegungsgleichungen allein für die Horizontalkomponenten der Geschwindigkeit daher am besten in der unteren Thermosphäre erfassen. Die verwendeten Gleichungen und ihre Ableitung findet man bei EBEL (2). Das Ergebnis für 50°N und 130 km Höhe ist abgebildet (Kurven a und b). Die Geschwindigkeitsbeträge der Kurven a und b können durch die Modellparameter weitgehend variiert werden, wobei aber wegen der einfachen Abhängigkeit der Gradienten der Helium- und Sauerstoffkonzentration von der Deklination der Sonne der zu den Solstitien symmetrische Jahresgang mit zyklonaler Zirkulation im Sommer bzw. antizyklonaler Zirkulation im Winter erhalten bleibt. Diese Symmetrie ist auch angedeutet in den Medianwerten der Grundkomponenten der Driftgeschwindigkeit in der unteren Ionosphäre (Punkte und Kreise; Vierteljahreswerte für 41°N–64°N nach (9)). Auch in den Grundkomponenten der E-Schicht-Drift über Freiburg (5) spiegelt sich die Tendenz zu zyklonaler (antizyklonaler) Zirkulation im Sommer (Winter) in der unteren Thermosphäre wieder. Der in der Abbildung ebenfalls dargestellte Jahresgang (gestrichelte Kurve c) des Zonalwindes in 110 km Höhe nach KANTOR und COLE (7) weist eine Phasendifferenz von zwei bis drei Monaten gegenüber der berechneten Zonalgeschwindigkeit in 130 km Höhe auf (Kurve a). Die bereits erwähnte Verschiebung der Ostwindperiode zu immer früheren Jahreszeiten setzt sich also bis in größere Höhen fort. Als Ursache der Phasenverschiebung um ein halbes Jahr von der Mesopause bis in etwa 50 km höhere Schichten kann man nach JOHNSON und GOTTLIEB (6) Überlegungen über den Meridionaltransport das Zirkulationssystem der Mesopause ansehen, das im Winter für ein äquatorwärts gerichtetes Druckgefälle leichter Gase in der Thermosphäre sorgt. Da die leichten Komponenten mit der Höhe einen immer

größeren Anteil an der Zusammensetzung erreichen, kehrt sich die zyklonale Strömung allmählich in eine antizyklonale um. Ähnliches gilt für die entgegengesetzte Sommerzirkulation.

3. Schlußbemerkungen

Soweit sich aus indirekten Hinweisen von Beobachtungen in Ionosphäre und Thermosphäre bisher ersehen läßt, gelten die Überlegungen über die thermosphärische Zirkulation in etwa 130 km Höhe für höhere gemäßigte Breiten. Wie weit sie zum Pol und Äquator ausgedehnt werden dürfen, ist nicht klar. Zudem können die berechneten Jahresgänge der Zonal- und Meridionalgeschwindigkeiten nur als ein erster Schritt bei der Erfassung der mittleren großräumigen Zirkulation in der Thermosphäre angesehen werden. Bei ihrer Bestimmung ergänzt der hier eingeschlagene indirekte Weg über die Analyse kontinuierlicher Beobachtungsreihen hochatmosphärischer Größen sehr gut die Auswertung direkter, aber diskreter Raketenmessungen, in denen sich lang- und kurzperiodische Vorgänge nur schwer voneinander trennen lassen. Abschließend sei erwähnt, daß der Jahresgang in der mittleren Zirkulation zu halbjährigen Perioden im Jahresgang solcher Größen führen kann, die zwar von der Windgeschwindigkeit, aber nicht von ihrem Vorzeichen abhängen — wie z. B. die kinetische Energie. Damit ergibt sich die Möglichkeit einer einfachen dynamischen Kopplung von Jahres- und Halbjahresschwankungen verschiedener Größen in der Thermosphäre und Ionosphäre.

Literatur

- (1) CHRISTIE, A. D.: D-region winter anomaly and transport near the mesopause. *J. atmosph. terr. Phys.* 32 (1970) S. 35—56.
- (2) EBEL, A.: Der ionosphärische Elektroneninhalt und seine weltweiten langperiodischen Änderungen. Mitt. Inst. Geophys. Meteor. Univ. Köln, Heft 17 (1971).
- (3) GREGORY, J. B.; MANSON, A. H.: Seasonal variations of electron densities below 100 km at mid-latitudes — II. Electron densities and atmospheric circulation. *J. atmosph. terr. Phys.* 31 (1969) S. 703—729.
- (4) GREGORY, J. B.; MANSON, A. H.: Seasonal variations of electron densities below 100 km at mid-latitudes — III. Stratospheric-ionospheric coupling. *J. atmosph. terr. Phys.* 32 (1970) S. 837—852.
- (5) HARNISCHMACHER, E.; RAWER, K.: A simple description of ionospheric drifts in the E-region as obtained by the fading method at Breisach. In: K. RAWER (Hrsg.), *Winds and turbulence in stratosphere, mesosphere and ionosphere*. Amsterdam: North Holland Publ. Co. (1968) S. 242—273.
- (6) JOHNSON, F. S.; GOTTLIEB, B.: Eddy mixing and circulation at ionospheric levels. *Planet. and Space Sci.* 18 (1970) S. 1707—1718.
- (7) KANTOR, A. J.; COLE, A. E.: Zonal and meridional winds to 120 km. *J. geophys. Res.* 69 (1964) S. 5131—5140.
- (8) KEATING, G. M.; MULLINS, J. A.; PRIOR, E. J.: Simultaneous measurements of exospheric densities near opposite poles. [*Space Res.* XI (1971) S. 987—994.]
- (9) KOKOUROV, W. D.; KASIMIROVSKI, E. S.: Allgemeine Zirkulation in ionosphärischen Schichten (Orig. russ.). In: POLJAKOV, W. M.; SCHTSCHEPKIN, L. A.; KASIMIROVSKI, E. S.; KOKOUROV, W. D. (Hrsg.), *Ionosphärische Prozesse*. Nowosibirsk 1968. S. 414—499.
- (10) KRANKOWSKY, D.; KASPRZAK, W. T.; NIER, A. O.: Mass spectrometric studies of the composition of the lower thermosphere during summer 1967. *J. geophys. Res.* 73 (1968) S. 7291—7306.
- (11) LABITZKE, K.; SCHWENTEK, H.: Midwinter warmings in the stratosphere and lower mesosphere and the behaviour of ionospheric absorption. *Z. Geophys.* 34 (1968) S. 555—566.
- (12) MURGATROYD, R. J.: Winds and temperatures between 20 km and 100 km — a review. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 83 (1957) S. 417—458.
- (13) REBER, C. A.; HARFOLD, D. N.; HOROWITZ, R.; HEDIN, A. E.: Horizontal distribution of helium in the earth's upper atmosphere. *J. geophys. Res.* 76 (1971) S. 1845—1848.
- (14) SCHWENTEK, H.: Ähnlichkeiten im jahreszeitlichen Verhalten der Stratosphäre und der D- und E-Schicht der Ionosphäre. *Z. Geophys.* 34 (1968) S. 123—146.
- (15) THOMAS, L.: The winter anomaly in ionospheric absorption. *J. atmosph. terr. Phys.* 23 (1962) S. 301—317.
- (16) ZIMMERMANN, P. S.; NARCISI, R. S.: The winter anomaly and related transport phenomena. *J. atmosph. terr. Phys.* 32 (1970) S. 1305—1308.

Eine verbindliche Klassifikation großräumiger Druckgebilde als Hilfsmittel zur Beurteilung der Lage und Höhe von Strahlstromachsen in den gemäßigten Breiten

Zusammenfassung:

Die Vielfalt großräumiger Druckgebilde aller Klimazonen läßt sich unter Verwendung statistischer Kriterien vollständig und verbindlich ordnen. Die Zahl notwendiger und hinreichender Kriterien kann soweit reduziert werden, daß auch meteorologisch vorgebildete Laien (z. B. Flugzeugführer) in die Lage versetzt werden, eine zuverlässige Identifikation von Druckgebilden vorzunehmen. Als Folge solcher Identifikation ergeben sich verhältnismäßig leicht Schlüsse auf durchschnittliche Zustände und Verhaltensweisen der angesprochenen Druckgebilde sowie Auskünfte über zugeordnete Erscheinungen wie z. B. Höhe und Temperatur der Tropopause sowie Lage von Strahlströmen.

Abstract

The multitude of existing forms which contribute to any pressure pattern of a meteorological surface chart can be set in order by means of a tabulated sequence of lows and highs with fixed names and adequate sets of criteria. It is possible to reduce the number of necessary criteria for identification of pressure forms so much that interested persons with some meteorological background (i. e. pilots) will be able to identify lows and highs of a current weather chart safely. In consequence the same persons can draw correct conclusions about the average condition and behaviour of an identified pressure form. In the same way it is even possible to have correct ideas about the situation of related Jet-Streams, their height and interaction with the tropopause.

1. Einleitung

Meteorologie und Fliegerei sind seit langem Partner. Die Flugmeteorologie als eines der praktischen Anwendungsgebiete der Meteorologie hat die Aufgabe, sich stets den Erfordernissen des Flugverkehrs anzupassen. Der Trend geht heute dahin, die wetterdienstliche Betreuung der Flugzeugbesatzungen und der Bodendienste immer stärker zu automatisieren. Dem Vorteil, trotz Personalmangels damit einen immer größer werdenden Personenkreis zu erreichen, steht jedoch der Nachteil mangelnden persönlichen Kontaktes gegenüber. Dieser Nachteil vor allem zwingt zu einer meteorologischen Ausbildung der Piloten und eines Teiles des Bodenpersonals, die es ihnen ermöglicht, auch auf eigenen Füßen zu stehen. Aus den hieraus sich ergebenden Problemen der Ausbildung möchte ich eines die Synoptik betreffend, herausgreifen.

Zur genauen Interpretation einer vorliegenden meteorologischen Dokumentation, bestehend aus Boden- und Höhenwetterkarten, gehört für einen Flugzeugführer zweifellos die Fähigkeit, Eigenschaften und Verhaltensweisen der dargestellten Druckgebilde unter Zeitdruck zuverlässig zu erkennen. Dies kann nur erreicht werden, wenn eine verbindliche Klassifikation aller großräumigen Druckgebilde zur Hand ist. Zur Identifikation solcher Druckgebilde gehört die Kenntnis der notwendigen und hinreichenden Kriterien, die alle aus der Menge der in der Dokumentation vorliegenden Merkmale stammen müssen. Ohne jetzt auf die Methode der Identifikation spezieller Druckgebilde im einzelnen einzugehen, soll

gesagt werden, daß es möglich ist, eine entsprechend vorgebildete Gruppe von Interessenten (etwa Flugzeugführer) in kurzer Zeit zur sicheren Interpretation vorgegebener Wetterkarten zu bringen. Tab. 1 gibt eine Übersicht über zehn großräumige Druckgebilde, die bei Benutzung einer verbindlichen Nomenklatur und ausreichender Klassifikationsmerkmale genügen, um den Inhalt von Wetterkarten vollständig zu erfassen. Zugleich mit der Identifikation jedes Druckgebildes können praxisbezogene Aussagen über seinen mittleren Zustand und seine voraussichtliche Verhaltensweise gemacht werden. Eine interessante Anwendung der Klassifikation liegt in der Möglichkeit einer statistischen Zuordnung der Lage von Strahlstromachsen zu bestimmten Druckgebilden. Es ist bekannt, daß die Achsen des Polarfrontstrahlstroms (PFJ) meist den Warm- und Kaltfronten einiger *dynamischer Tiefdruckgebiete* adjungiert sind, ebenso aber auch über gewissen Hochdruckgebieten, wie z. B. dem *warmen wandernden Keil*, vorkommen. Unter den *konvektiven Druckgebilden* kommt dafür eigentlich nur der Kaltlufttropfen in Frage. Aus der Vielzahl festgestellter Beziehungen, siehe auch (3), seien drei Beispiele herausgegriffen und als typisch dargestellt (nach (2)).

2. Lage der Strahlstromachse des PFJ im Bereich eines jungen Tiefs (JT) (Abb. 1) Kurzbeschreibung

Die Achse des PFJ befindet sich fast ausnahmslos 100 bis 300 km hinter dem *mittleren Abschnitt* der Kalt-

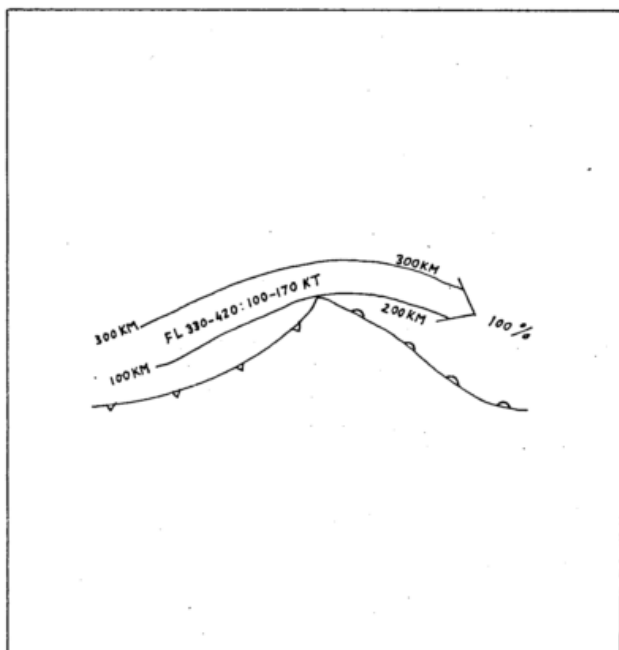


Abb. 1

Lage der Strahlstromachse des PFJ im Bereich eines jungen Tiefs (JT).

front und 200–300 km vor dem mittleren Abschnitt der Warmfront. Der Okklusionspunkt bleibt bis zu 200 km rechts der Strahlstromachse. Die Höhe der Achse hält sich im Intervall zwischen 33 000 ft und 42 000 ft mit Windgeschwindigkeiten von 100–170 kn. Im Höhenintervall zwischen 38 000 ft und 42 000 ft scheinen Windgeschwindigkeiten von 130–160 kn bevorzugt aufzutreten. Der PFJ tritt häufig in der Breitenzone zwischen 40°N und 60°N auf.

Tab. 1

Klassifikation großräumiger Druckgebilde nach BRUCH (1)

I. Klasse: Dynamische Druckgebilde.

1. Gruppe: Tiefdruckgebiete.

Gattungen:

- a. Wellentief (Welle, Schnellläufer)
- b. Junges Tief
- c. Mittelaltes Tief
- d. Altes Tief (Okkludiertes Tief)
- e. Zentraltief (Steuernendes Tief)
- f. Resttief
- g. Trogtief (V-Tief, Isobarentrog)
- h. Stationäres Tief

Abkürzungen

- WT
- JT
- MT
- AT
- ZT
- RT
- TT
- ST

Eine weitere Kennzeichnung als Teiltief oder Randtief bezeichnet die Art des Druckgebildes und wird durch Anhängen eines „t“ an die zweibuchstabige Abkürzung kenntlich gemacht, z. B. JTt = Junges Tief als Teiltief.

2. Gruppe: Hochdruckgebiete.

Gattungen:

- a. Warmer wandernder Keil (Zwischenhoch) WK
- b. Stationäres Hoch (Warmes, steuernendes Hoch) SH

II. Klasse: Konvektive Druckgebilde.

1. Gruppe: Tiefdruckgebiete.

Gattungen:

- a. Hitzetief (Wärmertief, Monsuntief) HT
- b. Tropischer Wirbelsturm TW

c. Kaltlufttropfen

KT

d. Leetief (Leewirbel)

LT

2. Gruppe: Hochdruckgebiete.

Gattungen:

- a. Kalter wandernder Keil KK
- b. Kältehoch KH

3. Lage der Strahlstromachse im Bereich eines Trogtiefs (TT) (Abb. 2)

Kurzbeschreibung

Ein charakteristisches Merkmal des Trogtiefs besteht in der außerordentlichen Länge der meridional ausgerichteten Kaltfront und in der Ausbildung eines weit südwärts ausbuchtenden Höhentroges in 500 mb und darüber. Die Achse des Höhentrogges erstreckt sich in einer durchschnittlichen Entfernung von 600 km rückwärts der Kaltfront, parallel zu dieser. Beiderseits dieser Trogachse entwickeln sich zwischen den Isobarflächen 300 mb und 200 mb oft Strahlströme, die entsprechend dem Isohypsenverlauf sehr unterschiedlich ausgerichtete Achsen besitzen. Die Achsen konvergieren meist gegen das Südende des Höhentrogges und erzeugen so eine nach dorthin zunehmende Windscherung. Während die Entfernungen der Strahlstromachsen von der Trogachse in deren mittlerem Bereich zwischen 400–600 km liegen, betragen sie im periphe-

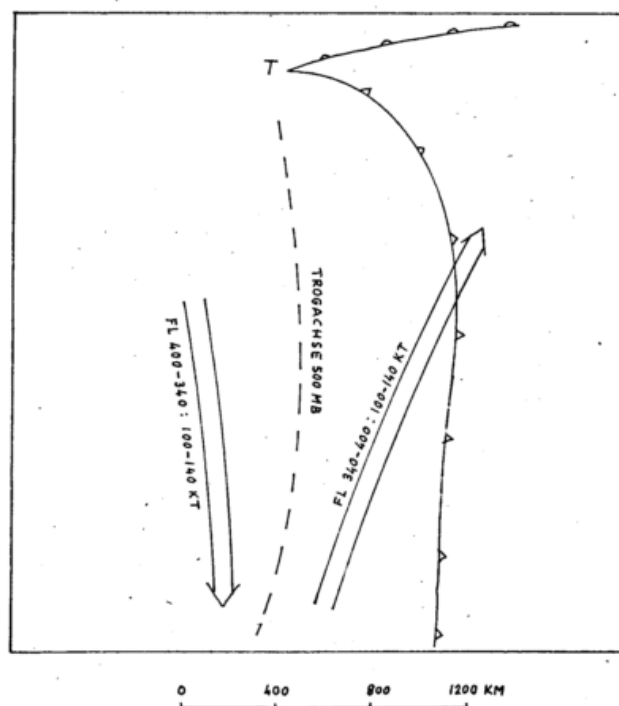


Abb. 2

Lage der Strahlstromachse im Bereich eines Trogtiefs (TT).

ren Drittel der Trogachse nur noch je 200 km. Dies führt manchmal zu außerordentlich starken zyklonalen Windscherungen in der oberen Troposphäre. Die Schärfe der Scherungszone ergibt sich aus der mehrfach durch Flugzeugbeobachtungen belegten Tatsache, daß sich die Windrichtung innerhalb einer Strecke von nur 80–100 km quer zur Trogachse um 100° bis 180° ändert. Während dieser Drehung flaut die Windgeschwindigkeit von Strahlstromstärke bis auf 20 kn ab. Die Windgeschwindigkeitsscherungen zwischen Strahlstromachse und Trogachse betragen dabei 20 bis 35 kn/100 km. Mit dem Auftreten von CAT innerhalb der Windscherungszone ist stets zu rechnen. Die Strahlstromgeschwindigkeiten an den Flanken des Höhentrogges liegen allgemein zwischen 100–140 kn.

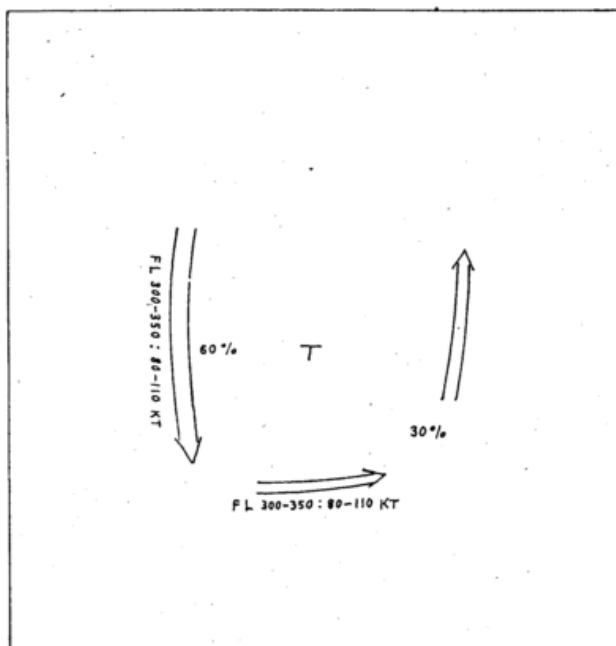


Abb. 3
Lage der Strahlstromachse im Bereich eines Kaltlufttropfens (KT).

Die Strahlstromachse hält sich meist zwischen den Flugflächen 340–400 auf, je nach Entfernung von der Trogachse. Nahe der Trogachse sinkt sie manchmal bis auf FL 300 ab.

4. Lage der Strahlstromachse im Bereich eines Kaltlufttropfens (KT) (Abb. 3)

Kurzbeschreibung

Um einen Kaltlufttropfen entwickeln sich Strahlströme zu 60% in der westlichen Hälfte des Höhentiefs, zu weiteren 30% im SE-Quadranten. Bevorzugt findet man die Strahlstromachse zwischen den Flugflächen 300–350 im Abstände von 500–600 km vom Tiefzentrum der Isoflächen 500 mb bis 300 mb mit Windgeschwindigkeiten zwischen 80–110 kn. Auch randständige Strahlstromachsen in Abständen bis zu 900 km vom Tiefzentrum werden beobachtet. In diesen Fällen beträgt die Achsenhöhe meist 37000 bis 42000 ft, während die Windgeschwindigkeiten 120 bis 160 kn erreichen.

Literatur

- (1) BRUCH, H.: Meteorologie des Langstreckenfluges Teil I. Delmenhorst: Meteo-Verlag (Dr. H. BRUCH) 1968.
- (2) BRUCH, H.: Meteorologie des Langstreckenfluges, Teil II. Als Manuskript vorliegend.
- (3) REITER, E. R.: Meteorologie der Strahlströme. Wien: Springer-Verlag 1961.

Vertikales Ozonprofil und Änderungen im troposphärischen Wettergeschehen

Zusammenfassung

Abweichend vom mittleren Ozonprofil treten besonders im Winterhalbjahr zwischen Hauptmaximum und Tropopause sekundäre Ozonmaxima auf. An Hand der am Observatorium jeden Mittwoch durchgeführten Ozonaufstiege seit 1967 sowie der Radiosondendaten der Temperatur und Relativen Topographien der Aerologischen Station München wird der Nachweis erbracht, daß etwa 5 Tage nach Auftreten eines ausgeprägten sekundären O_3 Maximum in der Troposphäre eine überzufällige Erwärmung zu beobachten ist.

Abstract

In the vertical ozone distribution between the mean maximum and the tropopause particular in winter and spring secondary ozone maximums are to be observed. An analysis of the ozone soundings launched each Wednesday at the Hohenpeißenberg observatory since 1967 and the radiosonde data of temperature and relative topographies from aerological station Munich shows a significant warming in the troposphere five days after the appearance of a pronounced secondary ozone maximum.

1. Durchführung der Messungen

Seit November 1966 werden am Meteorologischen Observatorium auf dem Hohenpeißenberg jeden Mittwoch Aufstiege zur Untersuchung des vertikalen Ozonprofils durchgeführt. Dazu werden amerikanische Brewer-Mastsonden mit naß-chemischem Meßprinzip benutzt. Die Ozonsonde wird mit einer (amerikanischen) Radiosonde gekoppelt, deren Sender neben den Ozonwerten zusätzlich Luftdruck, Temperatur und Feuchte zum Boden überträgt.

Die erhaltenen Ozonrohdaten des Aufstiegs werden anschließend mit einer (möglichst gleichzeitigen) Gesamt Ozonmessung am Observatorium mittels eines Dobson-Spektrophotometers verglichen und ggf. korrigiert.

2. Sekundäres Ozonmaximum

In den so gewonnenen Ozonprofilen treten besonders im Winterhalbjahr zwischen dem Hauptmaximum — das im Mittel bei 22 km liegt — und der Tropopause sekundäre Ozonmaxima (7) auf. Zugleich ist im Temperaturprofil im Bereich des zweiten Maximums eine deutliche Erwärmung zu erkennen (s. Ozonaufstieg vom 18. 3. 1970 — Abb. 1).

Rein empirisch wurde zunächst die Beobachtung gemacht, daß einige Tage nach dem Auftreten derartig ausgeprägter sekundärer Ozonmaxima am Boden eine Temperaturzunahme zu verzeichnen war. Zur Untersuchung dieser Beobachtung wurden aus dem gesamten Aufstiegsmaterial seit 1967 die Tage mit ausgeprägten sekundären Ozonmaxima (> 100 nb) zwischen Tropopause und einer Höhe von 100 mb (16 km) herausgesucht. Bei dieser Auswahl fällt eine merkwürdige Häufung der Fälle um das Winterhalbjahr 1968/69 auf.

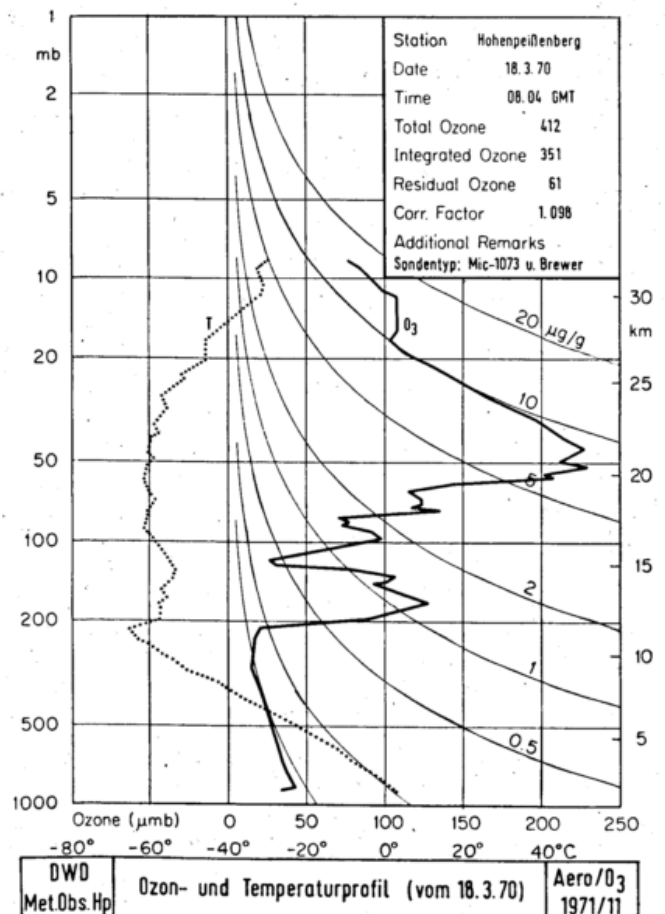


Abb. 1

Ein Zusammenhang mit dem zu diesem Zeitpunkt festgelegten Sonnenfleckennmaximum bietet sich an, zumal auch die mittleren Ozonprofile für die Wintermonate 1966/67 bis 1970/71 einen ähnlichen Gang mit Extremwerten um das Fleckenmaximum erkennen lassen. PAETZOLD (6) hat bereits 1968 auf einen möglichen Zusammenhang zwischen solarer Aktivität und vertikaler Ozonverteilung hingewiesen.

2.1. Änderungen im Temperaturprofil

Zum Nachweis der beobachteten Erwärmung nach dem Auftreten sekundärer Ozonmaxima wurden zunächst die Temperaturmeßwerte der Radiosondenaufstiege von München an den Folgetagen untersucht (da am Observatorium in der Regel nur ein Aufstieg pro Woche durchgeführt wird).

Die nächste Abbildung (Abb. 2) zeigt die mittleren Temperaturabweichungen in verschiedenen Höhenstufen für die auf den Stichtag X (sekundäres O_3 -Maximum) folgenden 6 Tage. Nach einem Temperaturrück-

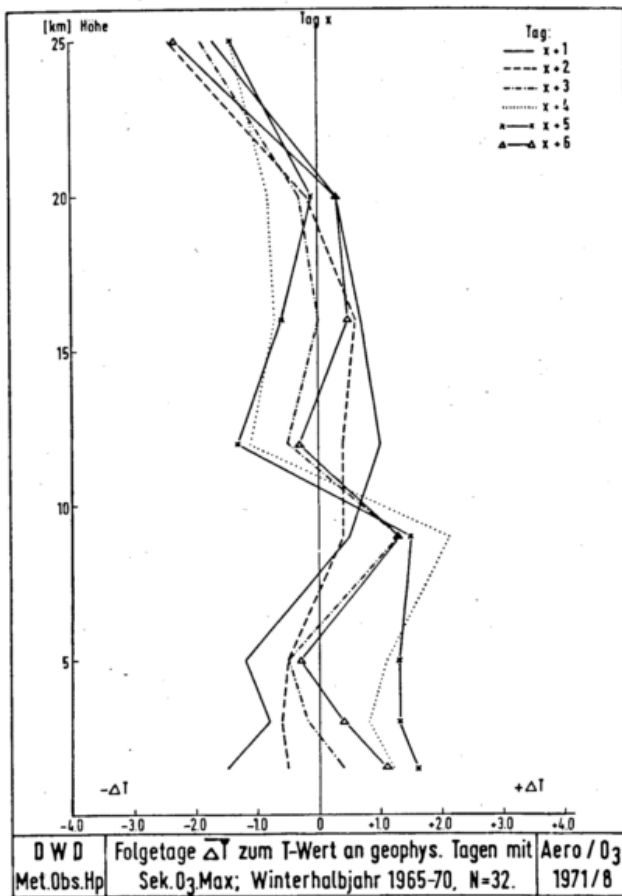


Abb. 2

Mittlere Temperaturabweichung vom Stichtag X mit sek. Ozonmaximum (32 Fälle) für 6 Folgetage; München-Riem Winterhalbjahr 1965-1970.

gang am 1. Tag erfolgt in der gesamten Troposphäre eine Erwärmung, die in 9 km bereits am 4., am Boden jedoch am 5. Tag ihren Höchstwert erreicht. Oberhalb der Tropopause ist der Verlauf erwartungsgemäß umgekehrt.

2.2. Entwicklung von sekundären Ozonmaxima

Es sei hier darauf hingewiesen, daß es sich bei den Ozonaufstiegen einmal pro Woche nur um Stichproben handeln kann und es wenig wahrscheinlich ist, ein sekundäres Ozonmaximum — und damit den Stichtag X — jeweils im gleichen Entwicklungsstadium zu erfassen. (Wie verschiedene Arbeiten — (3), (5), (7) —

zeigen, ist die tägliche Schwankung der vertikalen Ozonverteilung gerade in diesem Höhenbereich am größten).

Um überhaupt eine Aussage über den Entwicklungsablauf eines sekundären Maximums machen zu können, sind deshalb Ozonaufstiege in kürzeren Zeitabständen nötig.

So konnte während des Internationalen Ozonsondenvergleichs im Januar 1970 am Hohenpeißenberg (1) — wobei über zwei Wochen 3 Ozonsondierungen pro Tag vorgenommen wurden — zweimal die Entwicklung eines sekundären Maximums verfolgt werden. Auf Grund dieser Beobachtung war es bei der weiteren Auswertung möglich, den Stichtag in 10 Fällen dem tatsächlichen Entwicklungsablauf besser zuzuordnen.

2.3. Änderung der Relativen Topographie

Die Änderung der Schichtdicke einer Relativen Topographie ist gleichfalls ein Maß für die mittlere Temperaturänderung. Anschließend an die vorausgehende Darstellung wurden im weiteren Verlauf der Untersuchung die Relativen Topographien von 4 verschiedenen Höhenstufen der Aerologischen Station München ausgewertet.

In Abb. 3 sind die mittleren Abweichungen dieser Relativen Topographien (für 28 Fälle) vom Stichtag X (mit sek. O_3 -Maximum) für insgesamt 10 Folgetage dargestellt. Die Kurven zeigen wiederum deutlich ein Maximum um den 5. Tag. Die Linie der Relativen Topographie 200/300 mb verläuft (entsprechend der wechselnden Höhe der Tropopause) nahezu invers.

Ebenso kann man erkennen, daß die Erwärmung zuerst in den höheren Schichten einsetzt. (N. B.: Die unterschiedlichen Schichtdicken der jeweiligen Relativen Topographie sind im Maß der Ordinate berücksichtigt).

Wie sieht nun der Fall aus bei Fehlen eines sekundären Ozonmaximums?

Zur Klärung dieser Fragestellung wurde der erweiterten Auswahl von 59 Fällen mit ausgeprägtem sek. Maximum aus dem Gesamtzeitraum 1967-1971, 77 Fälle aus dem gleichen Zeitraum (jedoch nur Winterhalbjahr) ohne ausgeprägte sekundäre Maxima gegenübergestellt.

Für beide Kollektive wurde jeweils die mittlere Abweichung der Relativen Topographie 500/1000 mb (München) vom Stichtag X für 10 Folgetage berechnet (s. Abb. 4). Die gestrichelten Linien geben die Vertrauensgrenzen des Mittelwertes an.

3. Unabhängigkeitstest

Zur statistischen Untermauerung der vermuteten Zusammenhänge wurden die der Abb. 4 zugrunde liegenden Abweichungen der Relativen Topographie vom Tage X in Klassen eingeteilt und der χ^2 -Test als Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Fälle mit und ohne sekundären Ozonmaximum durchgeführt.

Wie aus Abb. 5 hervorgeht, liegt vom 4.-8. Folgetag die Kurve über der Signifikanzschränke der 1-%-Irrtumswahrscheinlichkeit, so daß in beiden Fällen unterschiedliche Bedingungen wirksam gewesen sein müssen. Die breite Streuung des Maximums ist auf den stichprobenartigen Charakter der wöchentlichen Ozonaufstiege zurückzuführen.

4. Auftreten von sekundären Ozonmaxima und Wettergeschehen

Untersuchungen über das Auftreten sekundärer Maxima ergaben u. a. eine Beziehung zur Lage des subtropischen Jet, wie dies PAETZOLD und STICKSEL (7) zeigen konnten.

Was jedoch für die nachfolgende Erwärmung in der Troposphäre verantwortlich ist, läßt sich vorerst noch nicht beantworten. Eine Betrachtung der Höhenströ-

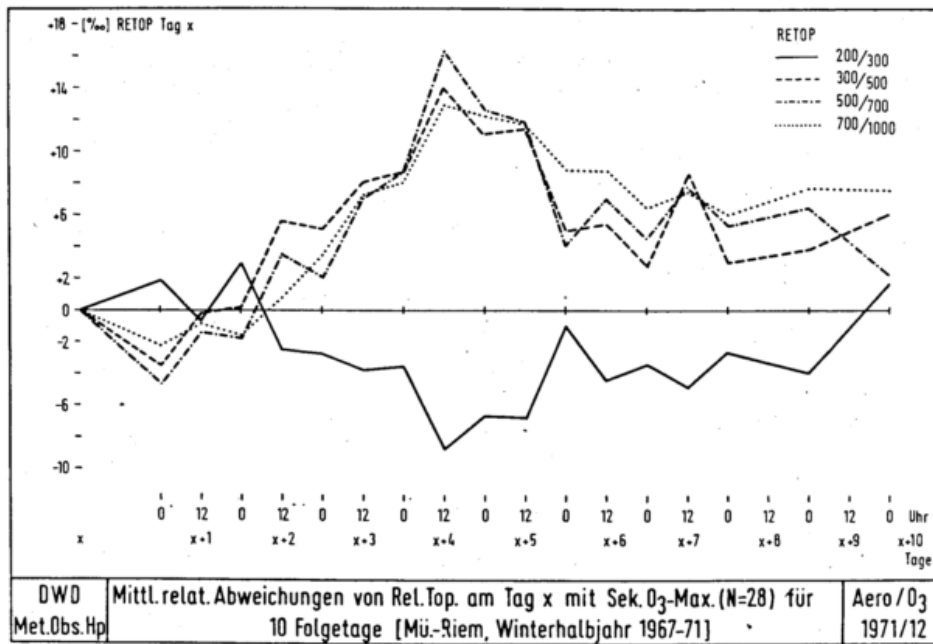


Abb. 3

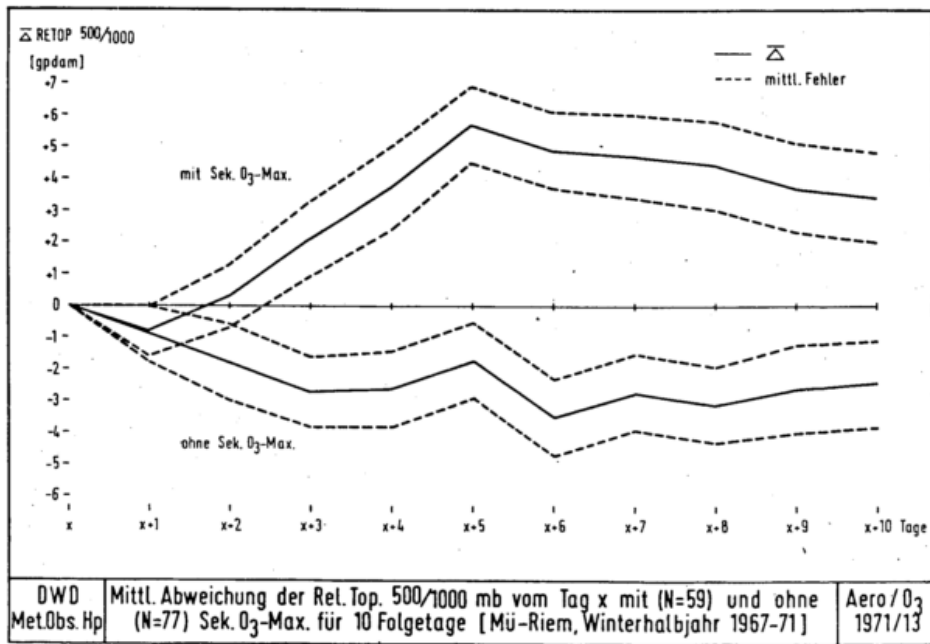


Abb. 4

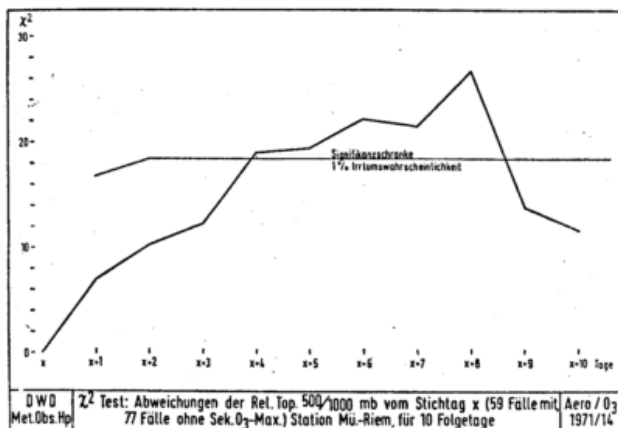


Abb. 5

mung (300 mb) läßt zwar für die Folgetage zunächst ein Rückdrehen und anschließend ein Rechtsdrehen des Windes erkennen. Eine Abhängigkeit von einer bestimmten Wettersituation ist dagegen nur schwer nachzuweisen. Ebenso dürfte es verfrüht sein, allein aus der Gestalt des Ozonprofils Wetterprognosen aufzustellen, wie dies CALVO CANALES (4) und BANCAREL (2) versuchen.

Die vorliegende Untersuchung sollte den beobachteten Zusammenhang auf seine Überzufälligkeit prüfen. Die Klärung der zugrunde liegenden Ursachen wird Aufgabe einer weiteren Arbeit sein.

Literatur

- (1) ATTMANNSPACHER, W.; DÜTSCH, H. U.: International ozonesonde intercomparison at the Observatory Hohenpeissenberg. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 120 (1970).

- (2) BANCAREL, J. P.; CALVO CANNALES, F.: Ozone et prévision météorologique. Symposium sur l'Ozone Atmosphérique Monaco 1968. S. 299—305.
- (3) BREILAND, J. G.: Variations in the vertical distribution of atmospheric ozone and its relation to synoptic meteorological conditions. J. geophys. Res. 69 (1964) S. 3801—3808.
- (4) CALVO, F.: Relations entre la répartition verticale de l'ozone atmosphérique et l'évolution de la situation météorologique en Europe occidentale. Pure and appl. Geophys. 62 (1965) S. 215—223.
- (5) DÜTSCH, H. U.; ZÜLLIG, W.; LING, CH.: Regular ozone observation at Thalwil, Switzerland and at Boulder, Colorado. Lab. Atmosph. Phys. ETH Zürich (1970).
- (6) PAETZOLD, H. K.; PISALAR, F.; ZSCHÖRNER, H.: Langzeitliche Schwankungen der vertikalen Ozonverteilung über Mitteleuropa. Ann. Meteor. N. F. 4 (1969) S. 147.
- (7) STICKSEL, P. R.: The vertical distribution of ozone over Tallahassee, Florida. Dep. Meteor. Florida State Univ. Sci. Rep. Nr. 1 (1966).

E. MÜLLER

DK 551.511 : 551.558.1

Ein Weg zur numerischen Simulation der Cumulonimbus-Konvektion*)

Zusammenfassung

Die numerische Simulation hochreichender Feuchtkonvektion verfolgt zwei Ziele: 1. das detaillierte Studium des Lebenszyklus von Konvektionszellen; 2. die Nutzbarmachung der Simulationsergebnisse für eine Parametrisierung der Konvektion in großmaßstäbigen Zirkulationsmodellen. Dem physikalisch und numerisch beschriebenen zweidimensionalen Modell liegen die ursprünglichen Eulerschen Gleichungen zugrunde. Die bisherigen Experimente sind der Trockenkonvektion und der Feuchtkonvektion ohne Niederschlag gewidmet.

*) Erscheint voraussichtlich 1973 in den Berichten des Deutschen Wetterdienstes.

FR. DEFANT

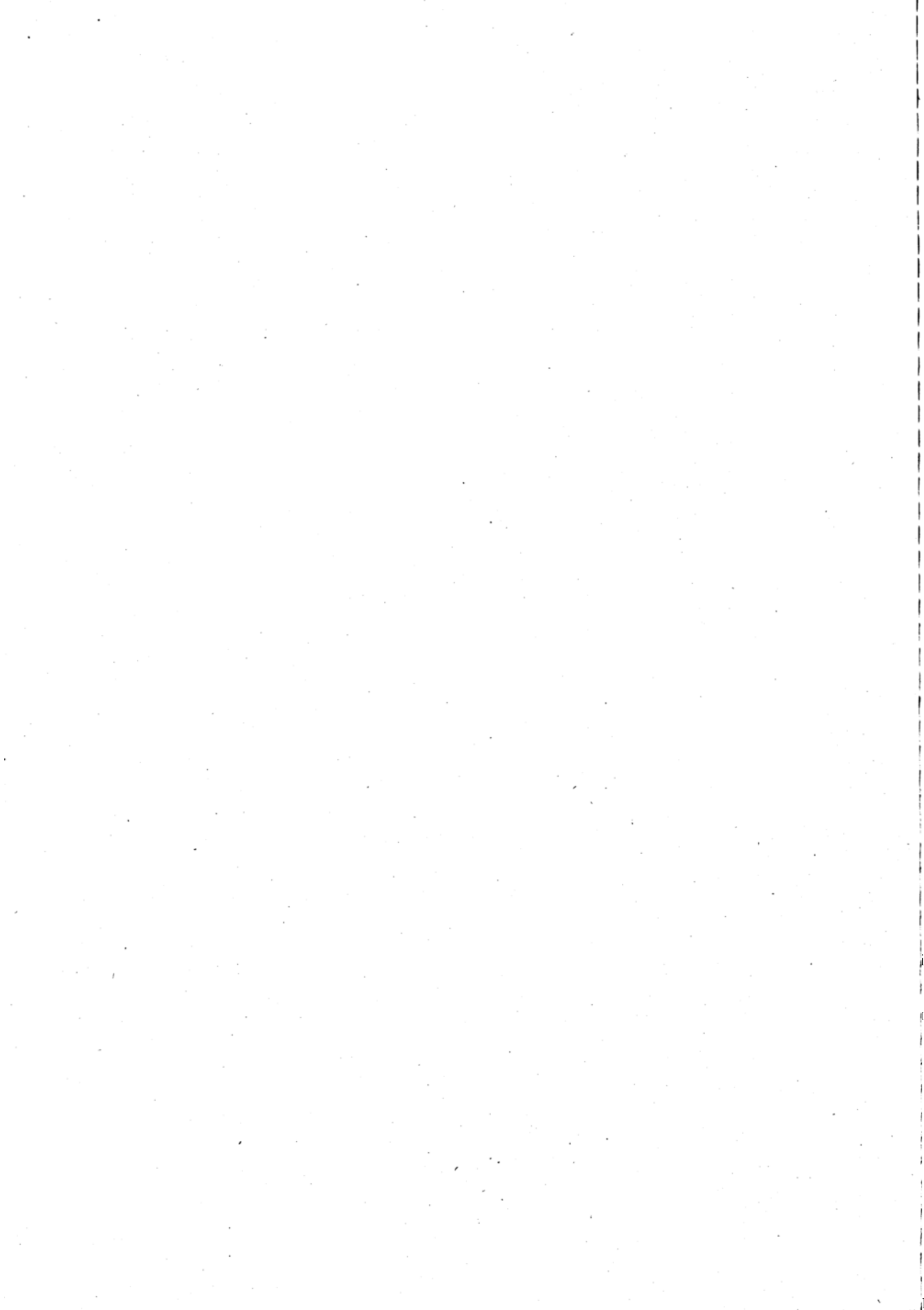
DK 551.509.31 : 551.515.11

Energetik der Hamburger Sturmflut-Wetterlage vom Februar 1962

Zusammenfassung

Es wird in aller Kürze berichtet über eine größere Untersuchung synoptischer und energetischer Art für den atmosphärischen Raum über der Grundfläche von 60°W – 30°E sowie 40°N – 75°N sowie vom Erdboden bis zur 100-mb-Fläche im Zeitintervall vom 14.–17. Februar 1962 (Hamburger Sturmflutzyklone). Neben speziellen synoptischen Details (wie Polar- und Subtropenfront, polarer und subtropischer Strahlstrom, Tropopause und Vertikalgeschwindigkeitsfeld etc.) werden die Verteilungen der verfügbaren potentiellen und der kinetischen Energie diskutiert und ihre Aufgliederung in zonale und turbulente Anteile besprochen. Dann werden die energetischen Umsetzungen zwischen verschiedenen Energieformen sowie die Erzeugung und Vernichtung von Energie behandelt werden.

Schließlich wird für den vorgenannten atmosphärischen Raum ein Gesamtenergiehaushalt vorgelegt.



Radio-, Radar-, Lidar-Meteorologie

Mit den drei Begriffen Radiometeorologie, Radarmeteorologie und Lidarmeteorologie werden moderne Spezialdisziplinen der Meteorologie bezeichnet. Sie alle befassen sich mit Phänomenen der elektromagnetischen Wellenausbreitung im Medium Atmosphäre — speziell in der nicht-ionisierten Atmosphäre einschließlich ihrer Beimengungen (Hydrometeore und Aerosole). Für Wellen > 6 m wird die Ausbreitung vor allem durch die Ionosphäre bestimmt. Die Reflexion an den hochleitenden Schichten der Hochatmosphäre ermöglicht eine weltweite Ausbreitung (Zick-Zack-Reflexion zwischen Ionosphäre und Erdoberfläche). Für Wellen < 6 m ist die Ionosphäre transparent, die Ausbreitung wird durch Zusammensetzung und Struktur der Atmosphäre — insbesondere der Troposphäre — bestimmt; im allgemeinen liegt nur eine „quasi-optische“ Reichweite vor. Die Erdoberfläche modifiziert vor allem wegen ihrer unterschiedlichen „Rauhigkeit“ (Reflexionsfähigkeit, Beugungseffekte) die Ausbreitungsvorgänge. Die Beugung an der Erdoberfläche verliert allerdings mit abnehmender Wellenlänge schnell an Bedeutung und kann im cm-Wellenbereich praktisch schon vernachlässigt werden. Im Rahmen der Radiometeorologie werden sämtliche atmosphärischen Einflüsse auf die Funkwellenausbreitung untersucht. Ziel dieser seit den 40er Jahren „eigenständig“ existierenden Forschungsrichtung ist es, die Mechanismen der troposphärischen Wellenausbreitung zu verstehen und der Anwendung zugänglich zu machen. Seitdem es durch die Erfindung des Lasers gelungen ist, ebenso wie in der Hochfrequenzsendertechnik — in Gegensatz zur natürlichen Lichtquelle — eine kohärente, erzwungene Ausstrahlung aus atomaren Gebilden zu erzeugen, werden mit analogen Verfahren die troposphärischen Ausbreitungsuntersuchungen bis in den Lichtwellenbereich hinein durchgeführt. Man müßte in diesem Zusammenhang folgerichtig von „Lasermeteorologie“ sprechen. Die Untersuchungen auf diesem Gebiet stellen eine wesentliche Erweiterung der in der atmosphärischen Optik und der atmosphärischen Strahlungsforschung mit natürlichen Strahlungsquellen gewonnenen Ergebnisse dar. Entsprechend den kommerziellen Richtfunkübertragungsstrecken im Mikrowellen- und UKW-Bereich wird heute auch mit Laserstrecken in der Troposphäre experimentiert. Für die praktische Nachrichtenübertragung haben Laserstrecken in der Atmosphäre — obwohl sie technisch große Vorteile bieten (große Bandbreiten, enge „Antennenbündelung“) — wegen der starken atmosphärischen Dämpfung nur geringe Chancen. Laserübertragungssysteme im Weltraum wären natürlich sehr vorteilhaft.

Die Erforschung der Wechselwirkungsvorgänge „elektromagnetische Welle — Medium Atmosphäre“ ist jedoch nur ein Aspekt der Radiometeorologie. Heute steht

ein anderer Aspekt im Vordergrund der Forschung. Es wird sehr intensiv an der Entwicklung von Methoden/Verfahren gearbeitet, die es gestatten, mit Hilfe der elektromagnetischen Wellen *indirekt* die Atmosphäre, insbesondere auch ihre Feinstruktur, näher zu erforschen (*indirekte Meteorologie* oder *remote sensing of the atmosphere*) — im Gegensatz zur *direkten* in-situ-Messung.

Ein umfangreiches Teilgebiet der Radiometeorologie befaßt sich von Anfang an mit indirekten Sondierungen in der Atmosphäre, gemeint ist die *Radarmeteorologie* bzw. das entsprechende Pendant im Laserbereich die *Lidarmeteorologie* (Lidar = Lichtadar). Das anfangs zur Ortung und Navigation in Schiff- und Luftfahrt entwickelte Verfahren („Echomethode“) wird in der Meteorologie zur Untersuchung der ursprünglichen „Störungsquellen“ des Radars — der Regen- und Wolkengebiete, die zu starken Dämpfungen Anlaß geben und ein Ziel verdecken können — verwendet. Die Radarmeteorologie bzw. Lidarmeteorologie befaßt sich also vornehmlich mit den Wechselwirkungen zwischen der elektromagnetischen Strahlung und den atmosphärischen Beimengungen (Hydrometeore, Aerosole). Doch wird mit Hilfe der Radarverfahren — sowohl im Radiowellen- als auch im Laserwellenbereich — mehr und mehr die „klare“ Atmosphäre untersucht, und zwar nicht nur die sog. Geisterechos (angels), die z. T. auch auf „Beimengungen“ (Insekten) zurückzuführen sind, sondern ganz allgemein Schichtstrukturen, Profile und Turbulenzzustand der Atmosphäre.

Man kann die Einflüsse der Atmosphäre auf die elektromagnetische Wellenausbreitung in zwei Hauptgruppen einteilen:

- 1) Wechselwirkung des elektromagnetischen Feldes mit der dielektrischen Atmosphäre ohne (wirksame) Partikel und
- 2) Reaktionen der elektromagnetischen Welle mit „individuellen“ Molekülen und Partikeln (Wolken-, Niederschlagspartikel bzw. Aerosole).

Zu 1): Die Atmosphäre kann in diesem Fall als diamagnetisches Dielektrikum aufgefaßt werden. Diese Näherung gilt allgemein für Wellen $> 1,5$ cm und sonst „außerhalb“ der Absorptionsbanden der atmosphärischen Gase. Der das Dielektrikum Atmosphäre charakterisierende Brechungsindex n wird durch die Theorie der Polarisierung der Materie mit den meteorologischen Elementen Luftdruck p und Lufttemperatur T (bzw. Luftdichte) sowie Wasserdampfdruck e verknüpft. Mit den Konstanten von ESSEN und FROOME ergibt die halbempirische Theorie für den Brechungsindex von Radiowellen:

$$(n-1) \cdot 10^6 = N = \frac{77,6 p}{T} + \frac{64,6 e}{T} + \frac{3,72 \cdot 10^5 e}{T^2} \quad [1]$$

N ist der Brechungsindex, p und e sind in mb, T in °K einzusetzen. Die beiden ersten Glieder auf der rechten Seite der Gl. [1] beschreiben den Effekt der *Verschlebungspolarisation*, der aller Materie eigen ist; das dritte Glied gibt den Effekt der *Orientierungspolarisation*, der nur bei polaren bzw. semipolaren Substanzen auftritt; sie besitzen schon im Ruhezustand ein permanentes Dipolmoment. Diese Eigenschaft weist von den atmosphärischen Gasen nur der Wasserdampf auf, der damit auch in dieser Hinsicht eine Sonderstellung einnimmt. Bei hohen äußeren Wechselfeldern — etwa vom sub-mm-Bereich ab — können die trägen Moleküldipole dem Rhythmus der Feldschwingungen nicht mehr folgen, die Orientierungspolarisation fällt aus. Dies erklärt den Unterschied zwischen dem optischen und radiooptischen Brechungsindex. Die ersten beiden Glieder der Gl. [1] allein geben praktisch den optischen Brechungsindex, wenn man von Dispersionseffekten absieht. Die totale Differentiation der Gl. [1] zeigt die unterschiedliche Wirkung des Wasserdampfes und gibt Auskunft über die Anteile der Schwankungen der meteorologischen Parameter an den Schwankungen des Brechungsindex: Es gilt im optischen und radiooptischen Wellenlängenbereich für mittlere Verhältnisse am Boden:

$$\Delta N_{\text{opt}} = 0,27\Delta p - 0,95\Delta T - 0,04\Delta e \quad [2a]$$

$$\Delta N_{\text{radio}} = 0,27\Delta p - 1,27\Delta T + 4,5\Delta e \quad [2b]$$

Man erkennt, daß der Wasserdampfeinfluß im Radiowellenbereich einhundertmal größer als im optischen Wellenlängenbereich ist. Die Verteilung bzw. Änderung der Luftfeuchte spielt deshalb für die Radiowellenausbreitung eine entscheidende Rolle. Mit Hilfe dieser Zusammenhänge ist es möglich, aus den weltweit vorliegenden meteorologischen Meßreihen eine *Radioklimatologie* zu erstellen. Aus Radiosondenaufstiegen läßt sich die vertikale Verteilung des Brechungsindex ableiten. Im wesentlichen liegt im Mittel eine exponentielle Abnahme des Brechungsindex mit der Höhe vor. Für Mitteleuropa gilt:

$$N = 325 \cdot e^{-0,136z}; \quad [3]$$

Diese Verteilung geht in den unteren 1,5 km in ein lineares Modell über:

$$N = 325 - 40z, \quad z \text{ jeweils in km.} \quad [3a]$$

Der Gradient schwankt (bei einem Mittelwert von 40/km) zwischen etwa 0 und 105/km (95%- und 5%-Wert). Dieses Modell beschreibt die Verhältnisse bei durchmischter Atmosphäre. Unstetigkeitsstellen im Vertikalprofil, wie sie besonders für stabile Hochdruckwetterlagen typisch sind, werden nicht erfaßt. Hierfür ist eine möglichst detaillierte „Inversionsstatistik“ erforderlich. Speziell über See kommt infolge der Grenzschichtturbulenz eine mehr oder weniger logarithmische Vertikalschichtung auch für den Brechungsindex zustande. Die sich ausbildenden starken Gradienten, vor allem gegeben durch die kräftige Wasserdampfzunahme, sind so groß, daß es — praktisch ständig — zur Ausbildung eines troposphärischen Bodenwellenleiters kommt, der für die Wellenausbreitung von besonderer Bedeutung ist.

Der Brechungsindex kann auch *direkt* mit Hilfe eines *Refraktometers* gemessen werden. Das Refraktometer wurde speziell für radiometeorologische Zwecke konstruiert, da die konventionellen meteorologischen Verfahren zur Bestimmung der raum-zeitlichen Feinstruktur der Luftfeuchte zu ungenau waren. Im Refraktometer wird der Brechungsindex durch Verstimmung eines Hohlraumresonators, der von der Luft durchströmt wird, gemessen.

Die auftretenden *troposphärischen Ausbreitungsmechanismen*, gekennzeichnet durch ein bestimmtes Verhalten von Amplitude, Phase, Polarisation, Richtung

des elektromagnetischen Feldes, sind an charakteristische Brechungsindexmodelle geknüpft. Der gesamte Erscheinungskomplex wird durch die Maxwellsche Theorie erfaßt. Alle Mechanismen sind neben der Brechungsindexverteilung stark von der Wellenlänge und der Geometrie der Funklinie abhängig. Die monotone Abnahme des Brechungsindex gemäß linearem oder exponentiellem Modell ist verbunden mit *Refraktionserscheinungen*. Die Strahlbahnen sind gekrümmt, die Reichweite wird (im Mittel um etwa 15%) vergrößert. Sehr starke Vertikalgradienten, insbesondere solche, die zur Wellenleiterausbildung führen ($-\partial n/\partial z > 0,157 \cdot 10^{-6}/\text{m}$), können Anlaß zu großen Überreichweiten geben. Bei Vorliegen eines Wellenleiters muß analog zur Hohlleitertheorie in der Technik eine bestimmte Dicke des Wellenleiters überschritten werden, damit die *Wellenleitung* voll zur Wirkung kommt. Der in unseren Breiten über See fast ständig vorhandene Verdunstungswellenleiter überschreitet nur selten Dicken von 20 m und ist daher nur für Wellen < 5 cm effektiv. Gelegentlich treten auch dickere Wellenleiter auf, bedingt vor allem durch Advektion und Absinkvorgänge, die dann auch die dm- und m-Wellenausbreitung entscheidend beeinflussen. Schichten starker Brechungsindexabnahme in der freien Atmosphäre, gekoppelt mit Temperaturinversionen und Schichten starker Feuchteabnahme, führen zur *Reflexion* der elektromagnetischen Strahlung, wodurch ebenfalls eine Energieübertragung bis weit hinter den Horizont möglich wird. Im Falle der Wellenleitung und der Reflexion können bei ungünstiger geometrischer Konstellation der Funkstrecke auch Zonen starker Intensitätsabnahme (Radar holes) auftreten. Bis in sehr große Entfernungen ist eine Übertragung durch *Vorwärtstreuung* der elektromagnetischen Strahlung an den Brechungsinhomogenitäten (Turbulenzelementen) im gemeinsam von Sende- und Empfangsantenne erfaßten Volumen gewährleistet. Die Stärke der Streustrahlung ist proportional dem Wellenzahlspektrum der Brechungsindexfluktuationen.

Fast alle Effekte werden auch im Rahmen indirekter Methoden zur Erforschung der („klaren“) Atmosphäre herangezogen. Insbesondere basieren viele Verfahren (Antennenschwenktechnik, Kreuzkorrelationsverfahren bei mehreren Empfangsantennen, Vertikalradar) auf der Theorie der Streuenausbreitung.

Zu 2): In diese Kategorie gehört a) die *Resonanzabsorption der atmosphärischen Gase*. Dieser Effekt gewinnt im Bereich $\lambda < 1,5$ cm mit abnehmender Wellenlänge immer mehr an Bedeutung. Molekulare Absorption tritt auf, wenn die Frequenz der elektromagnetischen Welle mit derjenigen einer Spektrallinie eines atmosphärischen Gases übereinstimmt. Die Absorptionslinien bzw. -banden sind recht gut bekannt. Hauptabsorber in der Atmosphäre vom Bereich der Radiowellen bis zum optischen Bereich sind Wasserdampf und Sauerstoff. Die niedrigste Resonanzfrequenz besitzt der Wasserdampf bei $\lambda = 1,35$ cm (die der absoluten Feuchte direkt proportionale Dämpfung beträgt etwa 0,16 dB/km bei einer absoluten Feuchte von 7,7 g/m³) und der Sauerstoff bei 0,5 cm (etwa 15 dB/km). Die nächsten Absorptionsfrequenzen liegen dann bei $\lambda = 0,25$ cm für den Sauerstoff (3 dB/km) und $\lambda = 0,15$ cm für den Wasserdampf (20 dB/km). Es folgt dann eine Fülle von Resonanzen, die sich bis zum Infraroten hin fortsetzen und die Atmosphäre „undurchsichtig“ werden lassen. Das äußerste „Fenster“ für Radiowellen, das eine kommerzielle Nutzung für troposphärische Funklinien zuläßt, liegt praktisch um 8 mm. Vor dem optischen Fenster liegt dann noch ein schmales „Fenster“ im Infraroten um 10 μm .

Andere Wechselwirkungseffekte im molekularen Bereich, auf denen neuere Lidarverfahren beruhen, sind b) die *Fluoreszenz- und Ramanstreuung*. Hier ist die

vom Molekül wieder abgestrahlte Frequenz — im Gegensatz zur Rayleighstreuung — um einen bestimmten Betrag von der eingestrahltten verschieden. Durch geschickte Kombination von Messungen, die auf diesen Effekten, z. B. der Ramanstreuung, aufbauen und den üblichen Messungen der Aerosolrückstreuung ist es u. a. möglich, die Partikel- und Molekülstreuung zu trennen und Vertikalprofile der Konzentration der atmosphärischen Gase, z. B. des Wasserdampfes, zu erhalten.

Die stärksten Streueffekte im optischen und radio-optischen Bereich und damit allerdings auch die stärksten Dämpfungsprozesse erfolgen durch c) *Partikelstreuung* (*Miestreuung* — wenn die Partikeldurchmesser $> 0,1 \lambda$ sind — oder *Rayleighstreuung* an „kleinen“ Partikeln). Auf der starken Rückstrefähigkeit der atmosphärischen Beimengungen beruht die Anwendung der Radar- bzw. Lidarverfahren in der Wolken- und Niederschlagsphysik bzw. Aerosolphysik. Die Miestreuung ist zusätzlich noch mit einer nichtselektiven Absorption im Partikelmedium behaftet. Die Dämpfung der elektromagnetischen Strahlung durch Partikelstreuung und -Absorption ist für Funklinien ein sehr großes Handicap. Die auftretenden Effekte können wesentlich stärker sein als die der molekularen Absorption. So „überdeckt“ ein Regen von 10 mm/h oder ein Nebel mit einer Sichtweite von etwa 30 m bereits die molekularen Absorptionslinien bzw. -banden. Die Dämpfung beträgt bei einer Wellenlänge von 3 cm etwa 0,1 dB/km, bei 2 cm etwa 0,3 dB/km und bei 1 cm etwa 1,5 dB/km. Die Berücksichtigung der Dämpfung stellt

auch hier ein bisher nicht überwundenes Problem bei der quantitativen Regenmessung mit Radar (bzw. Konzentrationsbestimmung mit dem Lidar) dar. In die den Methoden zugrunde liegende Radargleichung geht sowohl die Dämpfung auf der Strecke als auch die Rückstreuung an den „Partikelwolken“ ein. Außerdem fehlen endgültige Angaben über die benötigten Tropfenspektren und auch über das Aerosolspektrum. Besonders unsicher sind die Aussagen für Hagel- und Schneeteilchen. Die Erfolge der Radar/Lidarsysteme auf diesem Gebiet sind deshalb bisher vor allem qualitativer Art.

Am weitesten verbreitet sind z. Z. in der Meteorologie Pulsradargeräte. Weitere detaillierte Informationen und Aufschlüsse erhält man durch den Einsatz von Doppler-Radargeräten (Bewegungsfeld) und FM-CW-Radargeräten (Feinauflösung atmosphärischer Schichten bis herab zu einem m).

An der Verbesserung der indirekten Meßmethoden wird heute intensiv gearbeitet. Wenn auch zur Überwindung der gegenwärtigen Mängel noch viel Grundlagenforschung zu leisten sein wird, so werden diese Verfahren doch die „meteorologischen Meßinstrumente“ der Zukunft sein. Schon jetzt kann aber festgestellt werden, daß mit ihrer Hilfe sehr wertvolle neue Erkenntnisse gewonnen und die meteorologische Forschung entscheidend befruchtet wurde. Insbesondere dürfte die Kopplung optischer und radiooptischer Verfahren (ergänzt evtl. durch Schallradargeräte) sehr effektive Möglichkeiten für das Studium atmosphärischer Probleme bieten.

Optische Interferenzerscheinungen an Regentropfenspektren

Zusammenfassung

Wie es schon von PERNTER gezeigt wurde, sind die relative Intensität und die Farbe der Regenbögen eine Funktion des Regentropfendurchmessers. Unter Verwendung eines Computerprogramms (FORTRAN IV) konnten diese Rechnungen auf verschiedene Regentropfenspektren erweitert werden. Die scheibenförmige Ausdehnung der Sonne wurde in diesen Rechnungen berücksichtigt. Außerdem wurden die relativen Intensitäten von Regenbögen, die von dem Licht einer monochromatischen, punktförmigen Lichtquelle herrühren, berechnet. Es wurde festgestellt, daß unterschiedliche Verteilungen von Intensitäten und Farben in den Regenbögen für unterschiedliche Regentropfenspektren zu erwarten sind.

Abstract

As was already shown by PERNTER the relative intensity and the colour of rainbows are a function of the raindrop diameter. By the use of a computer program (FORTRAN IV) the calculations could be extended for different raindrop spectra. The expansion of the sun in the shape of a disk was taken into consideration for these calculations. Moreover, the relative intensities of rainbows originating from the light of a monochromatic point source were calculated. It was stated that different distributions of intensities and colours in the rainbows could be expected for different raindrop spectra.

1. Einleitung

Unter dem physikalischen Aspekt von optischen Interferenzerscheinungen an Regentropfenspektren werden hier die bekannten Naturphänomene der Regenbögen näher betrachtet. Es ist bekannt, daß die Farb- und die Intensitätsverteilung der Regenbögen mit dem Tropfenspektrum in Zusammenhang stehen (1). Deshalb lag der Gedanke nahe, diese Farb- bzw. Intensitätsverteilung zu berechnen, um im Vergleich mit Messungen ggf. auch an künstlich erzeugten Regenbogenercheinungen Rückschlüsse auf das Tropfenspektrum ziehen zu können. Dazu war eine Überprüfung der bisherigen theoretischen Arbeiten auf diesem Gebiet notwendig. Es zeigte sich, daß zurück bis in die Frühgeschichte der Menschheit ein besonderes Interesse für die Deutung des Phänomens des Regenbogens bestand (2). Mit dem Beginn des modernen naturwissenschaftlichen Denkens war der Regenbogen stets ein außergewöhnliches Prüfobjekt für die jeweils vorherrschende Theorie des Lichtes. So ist u. a. die alte geometrisch-optische Erklärung des Regenbogens von DESCARTES und die neuere wellenoptische Deutung des Regenbogenphänomens von AIRY zu erwähnen. Hinzu kommt noch eine erst in den letzten Jahrhunderten durchgeführte Entwicklung der Farbentheorie (3), (4). Basierend auf diese Theorien wurde von PERNTER um die Jahrhundertwende eine Farbberechnung des Regenbogens aufgestellt (5), (6). Diese sollte insbesondere zur Klärung des Phänomens des weißen Regenbogens beitragen. PERNTER führte seine Berechnungen jeweils nur für eine Tropfengröße durch. Außerdem wurde die flächenförmige Ausdehnung der Sonnenscheibe nicht hinreichend genug berücksichtigt, denn PERNTER teilte die Intensität des Sonnenlichtes in sechs gleiche Teilbeträge auf, die von sechs Punkten längs der Mittellinie der Son-

ne ausgehen sollen. Dank der heute vorhandenen elektronischen Großrechenanlagen konnten diese mühsamen Berechnungen auf ein Tropfenspektrum bzw. auf eine flächenförmig ausgedehnte Sonnenscheibe erweitert werden. Der Einfluß der Deformation der größeren Regentropfen ($\phi > 1 \text{ mm}$) auf die relative Intensität bzw. auf die Farbverteilung im Regenbogen wurde hier wie bei den Rechnungen von PERNTER nicht berücksichtigt. Es ist zu erwähnen, daß ein Beitrag zu diesem Grenzflächenproblem bereits um die Jahrhundertwende von MÖBIUS gegeben wurde (7).

2. Mathematischer Formalismus

In der Natur werden im allgemeinen zwei verschiedene Regenbögen beobachtet: Der Haupt- und der Nebenregenbogen. Diese werden hier auch als 1. und 2. Bogen bezeichnet. Die Radiuswinkel dieser Bögen betragen etwa $41,5^\circ$ und 52° . Die Farbe des 1. Bogens ist außen rot. Zum inneren Rand schließt sich ein spektralfarbenähnliches Band an. Am inneren violetten Rand können noch weitere mehr oder weniger gut ausgeprägte Bögen, die sogenannten überzähligen Regenbögen, auftreten. Bei dem 2. Bogen ist die Farbfolge gerade umgekehrt, d. h. der innere Rand ist rot. Dann schließen sich die anderen Farbbänder und die überzähligen Bögen nach außen an.

Das Licht wird bei dem 1. Bogen einmal und bei dem 2. Bogen zweimal im Innern des Regentropfens reflektiert. Da bei jeder Reflexion ein Teil des Lichtes aus dem Tropfen wieder austritt, ist der 2. Bogen lichtschwächer als der 1. Bogen. Abb. 1 zeigt schematisch den Strahlengang von monochromatischem Sonnenlicht in einem Regentropfen bei dem 1. Bogen. Die ursprünglich ebene

Wellenfront erscheint nach dem Austritt der stark divergierenden Strahlen aus dem Tropfen als eine virtuelle, gekrümmte Wellenfront. Diese Wellenfront besitzt in der Winkellage des mindestgedrehten Strahls (Strahl Nr. 11 auf Abb. 1) einen Wendepunkt. In der Nähe des mindestgedrehten Strahls tritt eine Anhäufung von Strahlen auf, die fast parallel sind. Deshalb ist die jeweilige Spek-

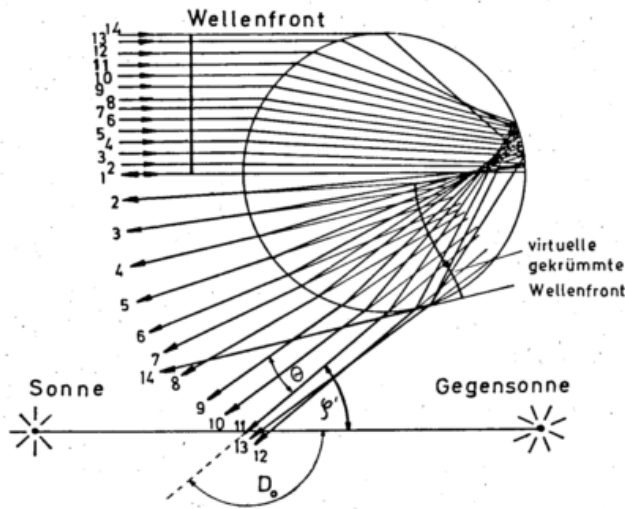


Abb. 1

Der Strahlengang von monochromatischem Licht im Regentropfen bei dem 1. Bogen.

tralfarbe der Sonne in diesem Winkelbereich mit dem Auge wahrzunehmen. Entsprechende Überlegungen gelten für den Strahlengang des Lichtes im Tropfen bei zwei Reflexionen an der inneren Tropfenwand.

Der Winkel D_0 , den der mindestgedrehte Strahl mit der Sonnenstrahlrichtung bildet, berechnet sich aus dem Brechungsindex n des Regenwassers und der Anzahl der Reflexionen k im Tropfeninnern

$$D_0(n) = k \cdot \pi + 2 \left[\arcsin \left(\sqrt{\frac{(k+1)^2 - n^2}{(k+1)^2 - 1}} \right) - (k+1) \cdot \arcsin \left(\sqrt{\frac{(k+1)^2 - n^2}{(k+1)^2 - 1}} \right) \right] \quad [1]$$

Diesem Winkel D_0 ist der Radiuswinkel φ' des Regenbogens zugeordnet (s. Abb. 1).

Jeder Punkt der virtuellen Wellenfront kann als Ausgangspunkt einer Kugelwelle angenommen werden. Da hier nur ein Querschnitt durch den Tropfenmittelpunkt betrachtet wird, sind diese Wellen kreisförmig. Diese Wellen interferieren und führen zu einer geringfügigen Verschiebung des Hauptmaximums der Regenbogenfarbe in Richtung des Winkels θ . Außerdem können in dem Winkelbereich von θ noch mehrere Maxima und Minima auftreten. Zur Beschreibung der relativen Intensität dieser Interferenzerscheinungen ist das AIRYSche Regenbogenintegral wesentlich:

$$f(z) = \int_0^\infty \cos \frac{\pi}{2} (u^3 - zu) du \quad [2]$$

Darin ist z eine Funktion des Winkels θ , der Lichtwellenlänge λ und des Tropfenradius r :

$$z = \frac{4 \sin \theta}{\lambda} \left(\frac{3 r^2 \lambda}{4 h \cos \theta} \right)^{\frac{1}{3}} \quad [3]$$

Die Größe h in dieser Gleichung ist eine Funktion des Brechungsindex n und der Reflexionszahl k :

$$h = \frac{[(k+1)^2 - 1]^2}{(k+1)^2 (n^2 - 1)} \sqrt{\frac{(k+1)^2 - n^2}{n^2 - 1}} \quad [4]$$

Das Quadrat des AIRYSchen Integrals wurde durch numerische Integration mit einer Großrechenanlage (IBM 360-75) gewonnen, und zwar für z im Bereich von -2 bis 87 in Abständen von $0,1$ z. Da zu diesen Berechnungen sehr viel Rechenzeit benötigt wird, wurden diese Werte gespeichert bzw. auf Lochkarten ausgestanzt. Zwischenwerte des Quadrats des AIRYSchen Integrals werden im Rechenprogramm durch lineare Interpolation gewonnen.

Der Radiuswinkel (RW) einer Stelle im Regenbogen, für die die relative Intensität bestimmt werden soll, berechnet sich aus der Winkellage des mindestgedrehten Strahls und dem Winkel θ . Diese relative Intensität als Funktion des Radiuswinkels wird aus drei Summationen gewonnen:

$$I(RW) = \sum_{r=r_1}^{r_N} \sum_{\lambda=\lambda_1}^{\lambda_8} \sum_{FL=FL_1}^{FL_{100}} S(\lambda) r^{\frac{7}{3}} \sqrt{\frac{1}{h^2 \lambda}} \cdot f^2(z) P(r) F(FL) [R(\lambda) + G(\lambda) + V(\lambda)] \quad [5]$$

Die erste Summation erstreckt sich über 100 gleich breite, parallele Streifen FL, in die die Sonnenscheibe aufgeteilt wird. F ist der prozentuale Anteil dieser Flächenanteile an der Sonnenscheibe. Diese prozentualen Anteile der Strahlung sollen von dem Mittelpunkt des jeweiligen Streifens bzw. von der Mittellinie durch die Sonnenscheibe ausgehen. Es ist zu beachten, daß für jedes Flächenelement der Winkel θ und damit $f(z)$ sich verändert.

Die zweite Summation erstreckt sich über die 8 charakteristischen Wellenlängen λ aus denen sich das Sonnenlicht nach PERNTER zusammensetzt. Dabei verändert sich der Strahlungsintensitätswert S der Sonne, dessen Summe für die 8 Wellenlängen auf 1000 normiert ist. Außerdem ist der Rot-(R), Grün-(G) und Violettanteil (V) für jede der 8 Wellenlängen verschieden.

Die dritte Summation erstreckt sich über die Radien r_1 bis r_N des Tropfenspektrums. Dabei variiert der prozentuale Anteil P der Tropfenradien. Wenn z. B. das Regentropfenspektrum aus $N = 20$ Tropfengrößen besteht, dann berechnet sich die relative Intensität aus der Summe von $20 \times 8 \times 100 = 16000$ Einzelwerten. Daraus erkennt man, daß der Einsatz einer Großrechenanlage notwendig ist.

Im folgenden wird angedeutet, wie nach PERNTER die Farbe des Regenbogenlichtes bestimmt wird. Dazu werden die Rot- (I_r) , Grün- (I_g) und Violettanteile (I_v) der Regenbogenfarbe mit Gl. [5] berechnet, indem nur mit R , bzw. G , bzw. V in der rechten Klammer multipliziert wird. Daraus erhält man durch Division von Größen, die sich aus dem Farbdreieck von PERNTER ergeben, die Werte α , β und γ :

$$\alpha = \frac{I_r}{240}; \beta = \frac{I_g}{383}; \gamma = \frac{I_v}{377} \quad [6]$$

Der kleinste dieser drei Werte wird mit $\text{Min}(\alpha, \beta, \gamma)$ bezeichnet. Dann ist der prozentuale Anteil der Spektralfarbe:

$$Z = 100 - W/I(RW) \quad [7]$$

Darin ist der Weißanteil der Regenbogenfarbe:

$$W = \text{Min}(\alpha, \beta, \gamma) \cdot 100000 \quad [8]$$

Für die Spektralfarbe Z kann man die Farbkomponenten Rot (R'), bzw. Grün (G'), bzw. Violett (V') auf den Schenkeln des Farbdreiecks von PERNTER (s. Abb. 2) berechnen:

$$\begin{aligned} R' &= [\alpha - \text{Min}(\alpha, \beta, \gamma)] \cdot 2400/Z \\ G' &= [\beta - \text{Min}(\alpha, \beta, \gamma)] \cdot 3830/Z \\ V' &= [\gamma - \text{Min}(\alpha, \beta, \gamma)] \cdot 3770/Z \end{aligned} \quad [9]$$

Eine dieser drei Größen wird immer Null sein, da einer der Werte α , β oder γ gleich dem Wert $\text{Min}(\alpha, \beta, \gamma)$ ist. Mit den beiden übrigen Komponenten, deren Größe jeweils ein Maß für den Anteil der jeweiligen Farbkomponente ist, kann auf den Schenkeln des Farbdreiecks von PERNTER die Regenbogenfarbe ermittelt werden.

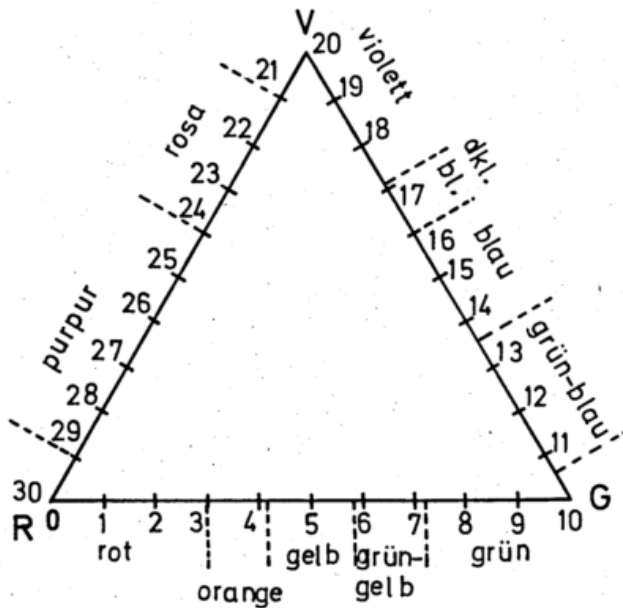


Abb. 2
Das Farbdreieck von PERNTER

Wenn z. B. V' Null ist, dann ist der Abstand des Farbpunktes auf dem Schenkel R-G von der Ecke G gleich dem Rotanteil R' und von der Ecke R gleich dem Grünanteil G' . Diese Farbberechnungen werden von der Großrechenanlage durchgeführt und in Tabellen wie bei PERNTER ausgedruckt.

Tab. 1

Die Farben des zweiten Regenbogens
Die Sonnenscheibe wurde in 100 Streifen aufgeteilt. Der relative Teilbetrag der Tropfenradien ist:

0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
0.00001	0.00003	0.00007	0.00019	0.00040	0.00080	0.00160	0.00320
0.00300	0.00560	0.01050	0.01970	0.04090	0.10870	0.80850	

Die Radien der Regentropfen sind:

2563	2438	2313	2188	2063	1938	1813	1688	1563	1438	1313
1188	1063	938	813	688	563	438	313	183	63	13 Mikrometer

Grad	Min.	rel. Intens.	W %	Z %	Lage v. Z	Farbe v. Z
50	12	26.82	18.06	81.94	1.87	rot
51	0	173.42	13.25	86.75	2.35	rot
51	52	364.01	21.25	78.75	5.72	gelb
51	55	368.30	24.11	75.89	5.98	grüngelb
52	0	377.24	29.87	70.13	6.43	grüngelb
52	20	429.54	64.47	35.53	8.54	grün
53	0	452.90	65.24	34.76	16.43	dunkelblau
53	5	454.62	64.67	35.33	17.07	dunkelblau
53	35	408.54	66.39	33.61	18.35	violett
54	14	308.56	80.60	19.40	17.67	violett
54	15	307.27	80.84	19.16	17.67	violett

3. Anwendungsbeispiele

Tab. 1 zeigt einen Schrieb des Rechenprogramms für die Farben des 2. Bogens bei Landregen. Es wurden dabei einzelne interessierende Radiuswinkel herausgegriffen (8). In dem Kopf des Schriebes erscheinen alle wesentlichen Eingabedaten. Es steht dort, um welchen Bogen es sich handelt, z. B. um den 1., 2. usw. Ferner sind

dort der relative Teilbetrag der Tropfenradien und die Größe der Radien aufgeführt. In den Spalten dieser Tabelle wird der Radiuswinkel, die relative Intensität, der Weißanteil, der spektrale Farbanteil, die Lage der Farbe auf den Schenkeln des Farbdreiecks von PERNTER und schließlich die Farbe des Bogens ausgedruckt.

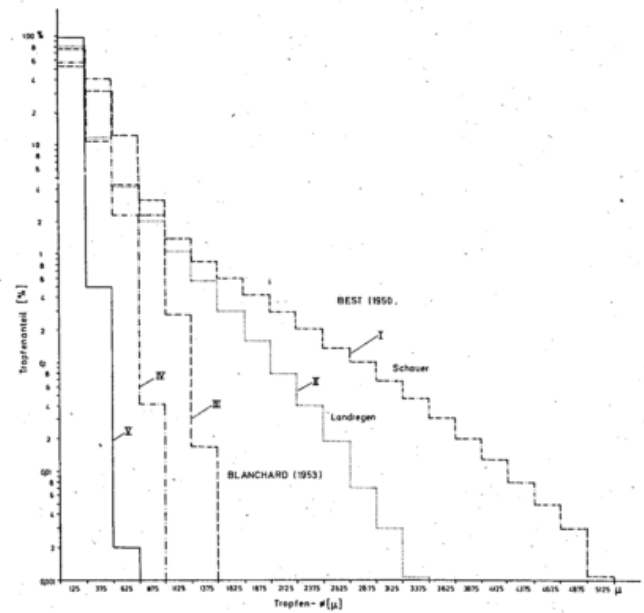
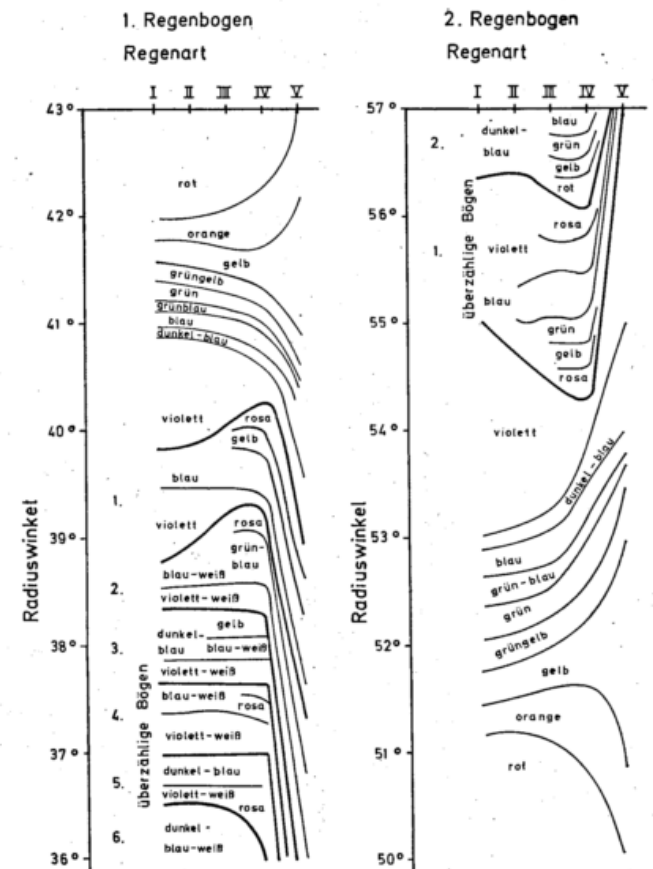


Abb. 3
Die fünf Tropfenspektren

Abb. 3 enthält fünf Tropfenspektren, die in Anlehnung an Messungen von BEST (Spektrum I und II) und BLANCHARD (Spektrum III, IV und V) aufgestellt worden sind.



5°C Regentemp.
Abb. 4
Die Farben des 1. und des 2. Bogens bei den fünf Tropfenspektren

Für diese Tropfenspektren wurden die Farbberechnungen des 1. und des 2. Bogens in einem Bereich des Radiuswinkels von 7° in Abständen von einer Bogensekunde durchgeführt. Die Regentemperatur, die sich im Brechungsindex des Wassers äußert, wurde als 5°C angenommen. Abb. 4 zeigt schematisch das Ergebnis dieser Berechnungen. Es wurde angenommen, daß ein kontinuierlicher Übergang zwischen den fünf Regentropfenspektren besteht, so daß Begrenzungslinien der Farbbereiche eingezeichnet werden konnten. Die Diagramme zeigen, daß für die verschiedenen Regentropfenspektren die Lage der Farbbänder sich verschiebt. Bei den Tropfenspektren mit hauptsächlich feinen Tropfenanteilen (Spektrum III und IV) treten verschiedene Farbbänder in den überzähligen Bögen auf, während bei den Regenarten mit dicken Tropfenanteilen (Spektrum I und II) im Bereich der überzähligen Bögen die violette und die blaue Farbe überwiegen. Die überzähligen Bögen werden jeweils durch ein violettes Farbband abgeschlossen. Die Interferenzerscheinungen, die von den dickeren Tropfen herrühren, kann man in dem Teil des Bogens beobachten, der auf einer horizontalen Ebene liegt, da dort die Querschnitte dieser deformierten Tropfen kreisförmig sind. Bei dem Tropfenspektrum V, das hauptsächlich aus kleinsten Tropfendurchmessern ($125\text{ }\mu\text{m}$) besteht, erweitert sich der gelbe Farbstreifen im Hauptteil des Bogens. Das deutet auf einen Übergang zum weißen Regenbogen hin.

Die Computerzeichnungen der relativen Lichtintensität der Regenbögen werden im folgenden beschrieben. Abb. 5 und Abb. 6 zeigen die relative Intensität des 1. und des 2. Bogens als Funktion des Radiuswinkels aufgetragen. Insbesondere bei den Regenspektren III und IV mit den feinen Tropfenanteilen treten periodische Intensitätsschwankungen im Bereich der überzähligen Bögen auf. Die Kurve für das Regenspektrum V, das hauptsächlich sehr kleine Tropfen enthält, sondert sich von den übrigen Kurven stark ab. Abb. 7 und Abb. 8 zeigen die relative Intensität des 1. und des 2. Bogens, wenn diese von einer monochromatischen, punktförmigen Lichtquelle, z. B. von einem Laserstrahl, erzeugt werden. Diese Kurven zeigen, daß eine deutliche Verschiebung des Hauptmaximums der relativen Intensität in Bezug auf den Radiuswinkel des Bogens bei den fünf Tropfenspektren vorhanden ist. Diese Verschiebung ist bei dem

2. Bogen größer als bei dem 1. Bogen. Der Kurvenverlauf für das Tropfenspektrum V mit den kleinsten Tropfenradien sondert sich wieder von den übrigen Kurven besonders auffallend ab.

4. Schlußfolgerung

Die vorliegenden Berechnungen zeigen, daß Interferenzerscheinungen an verschiedenen Regentropfenspektren mit den heute vorhandenen Großrechenanlagen relativ leicht durchzuführen sind. Damit könnten die theoretischen Grundlagen für experimentelle Bestimmungen von Regentropfenspektren aus diesen optischen Interferenzerscheinungen gegeben sein. Intensitätsberechnungen an weiteren Spektren und die Ausarbeitung einer geeigneten experimentellen Meßmethode wären notwendig.

Der Verfasser möchte Herrn Prof. PAETZOLD sowie Herrn Dr. LAUBE für die Förderung dieser Arbeit danken.

Literatur

- (1) VOLZ, F.: Der Regenbogen. In: LINKE, F.; MÖLLER, F. (Hrsg.), Handbuch der Geophysik, Bd. 8. Berlin: Gebr. Bornträger 1961. S. 944, S. 973.
- (2) BOYER, G. B.: The Rainbow. New York-London: Thomas-Yoseloff, 1959.
- (3) HALBERTSMA, K. T. A.: History of the theory of color. Amsterdam: Swets und Zeitlinger, 1949.
- (4) WYSZECH, G.; STILES, W. S.: Color Science. New York u. a.: John Wiley and Sons, Inc., 1967.
- (5) PERNTER, J. M.: Sitz.-Ber. Kaiserl. Akad. Wiss. Wien 114 (1905) S. 785.
- (6) PERNTER, J. M.; EXNER, F. M.: Meteorologische Optik. 2. Auflage. Wien-Leipzig: W. Braumüller, 1922.
- (7) MÖBIUS, W.: Abh. Kgl. Sächs. Ges. Wiss., naturwiss. R. Bd. 56, Leipzig 1909. S. 107.
- (8) PREUSS, E.: Besteht eine Beziehung zwischen den Anstiegswinkeln der ägyptischen Pyramiden und gewissen atmosphärisch-optischen Himmelserscheinungen? Umschau 69 (1969), H. 21, S. 703.

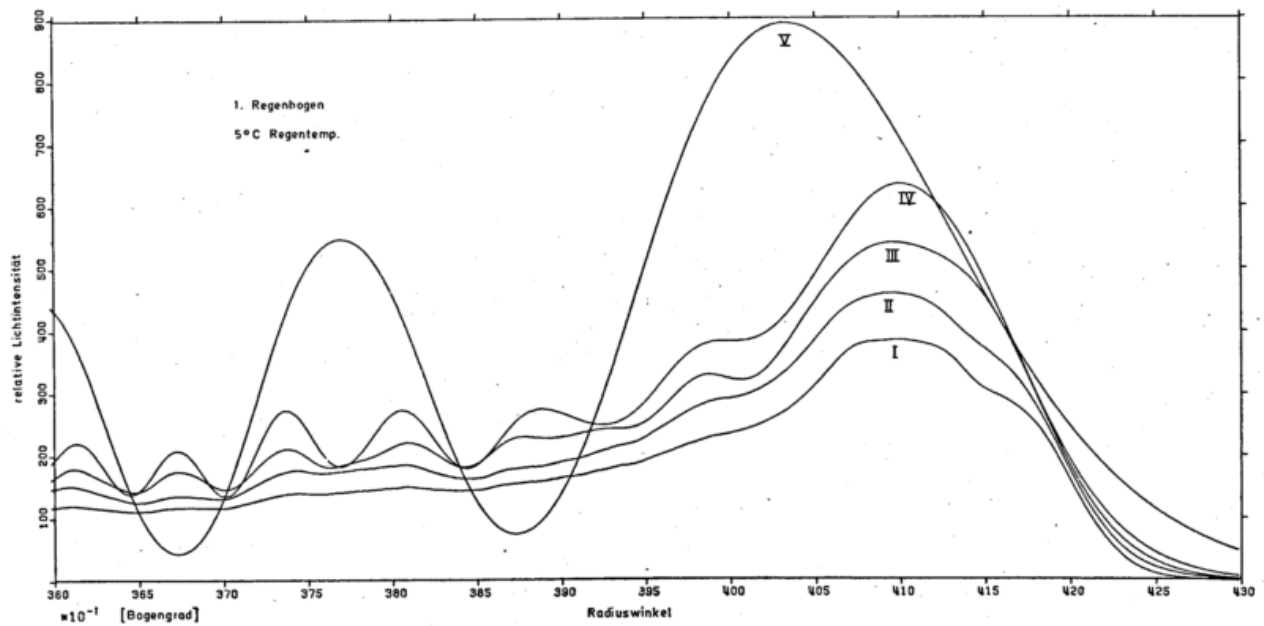


Abb. 5
Die relative Lichtintensität des 1. Bogens für die fünf Tropfenspektren

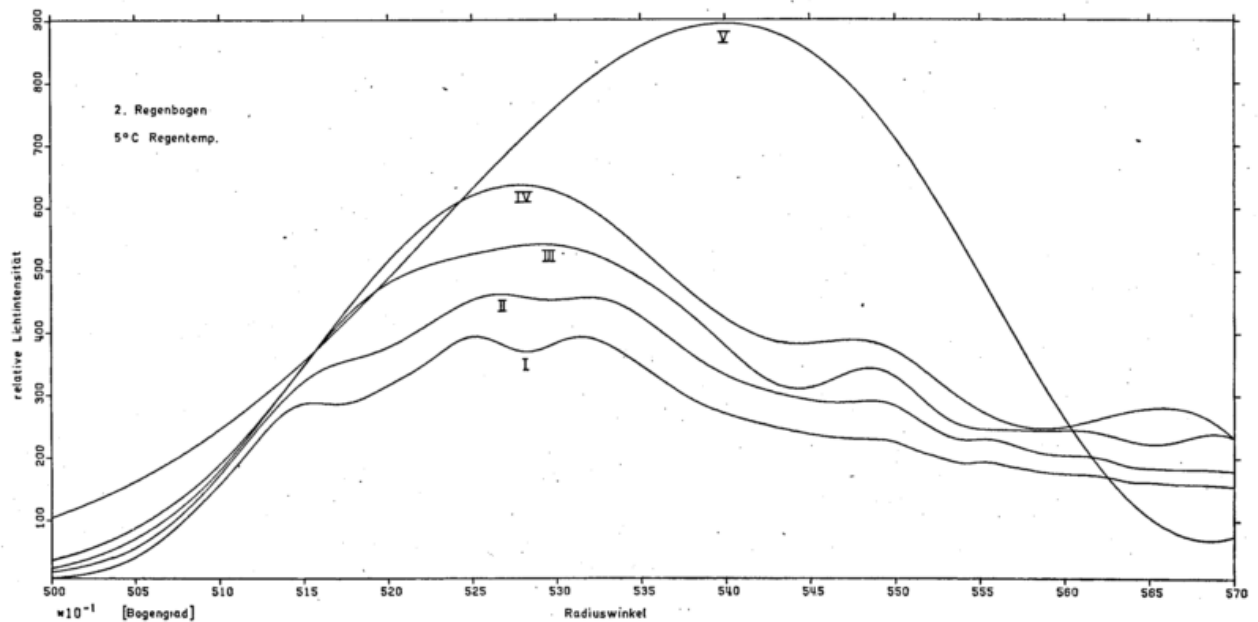


Abb. 6
Die relative Lichtintensität des 2. Bogens für die fünf Tropfenspektren

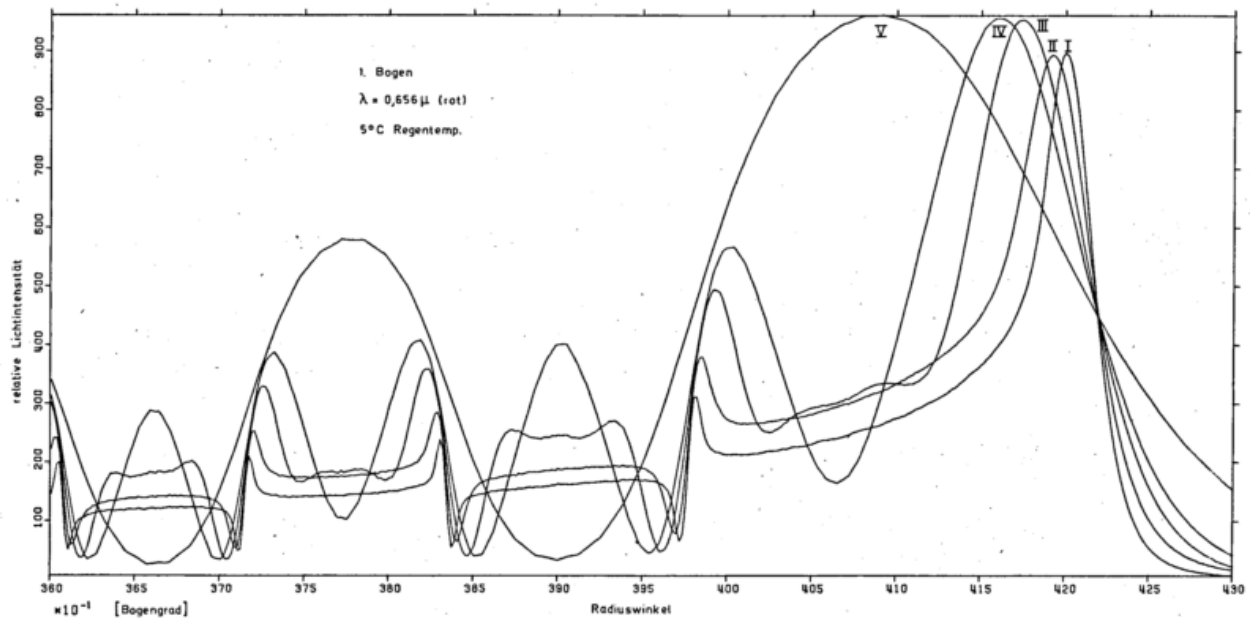


Abb. 7
 Die relative Lichtintensität des 1. Bogens für die fünf Tropfenspektren, wobei eine monochromatische, punktförmige Lichtquelle den Bogen erzeugt.

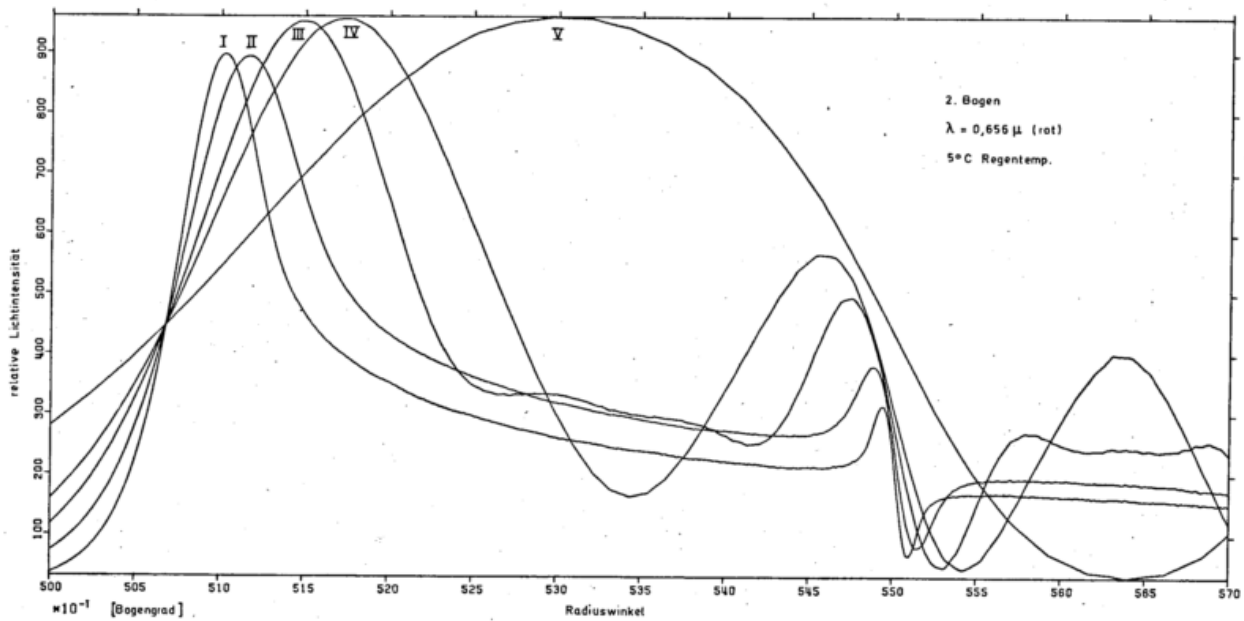


Abb. 8
 Die relative Lichtintensität des 2. Bogens für die fünf Tropfenspektren, wobei eine monochromatische, punktförmige Lichtquelle den Bogen erzeugt.

Die technische Problematik bei Lidarmessungen in der Atmosphäre

Der Einsatz von Lidargeräten zur Sondierung der Atmosphäre ist zweifelsohne ein Schritt, der seit Beginn derartiger Untersuchungen im Jahre 1963 in den USA neben einigen neuen Erkenntnissen über den Aufbau der Atmosphäre auch neue, praktisch nutzbare Meßmöglichkeiten sowohl für alte, als auch sehr aktuelle meteorologische Probleme gebracht hat. Zur ersten Gruppe gehört sicherlich die Messung der Wolkenhöhe und die Bestimmung der Sichtweite, während die Ausnutzung der Raman-Streuung für die Ermittlung der Gaskomponenten der Luft oder die Messung der Luftfeuchtigkeit mittels Lidar zwar zur Zeit noch unausgereifte, aber durchaus realisierbare sehr moderne Meßverfahren sein können.

Die Fülle der Publikationen über Lidar in der Meteorologie sollte aber nicht darüber hinwegtäuschen, daß diese Technik noch immer in den Kinderschuhen steckt und bestenfalls mit dem Entwicklungsstand der Radartechnik am Ende des Krieges verglichen werden kann. Wenn die Anwendung der Lidartechnik bis heute im wesentlichen auf einige Forschungsstellen beschränkt ist, so liegen die Gründe dafür weniger bei dem noch immer relativ hohen finanziellen Aufwand, sondern vielmehr in der Verquickung von physikalischen Gegebenheiten mit einer gegenwärtig noch unzureichenden Technik, oder besser gesagt, mit unzureichend ausgenutzter bzw. eingesetzter Technik. Sieht man einmal von den finanziellen Beschränkungen ab, so wäre in dieser Situation schon viel gewonnen, wenn sich der Hersteller von Lidargeräten, der Techniker also, ein wenig mehr der verschiedenen speziellen Probleme annehmen würde. Auf der anderen Seite sollte der Anwender, der Meteorologe oder Physiker, mehr technisches Verständnis aufbringen, um sein Meßergebnis auch in dieser Hinsicht kritischer beurteilen zu können. Beides ist leider noch nicht immer der Fall und trägt dazu bei, daß wir leider zu leicht geneigt sind, aus dem erkennbaren großen Informationsgehalt einer Lidarmessung theoretische Gebäude aufzubauen, obwohl wir andererseits noch nicht in der Lage sind, diese vielfältigen Informationen mit ausreichender Sicherheit quantitativ zu fassen oder auch nur in eine qualitative Form zu bringen, die dem Routine-Anwender eine sofortige und eindeutige Interpretation erlaubt.

Unsere Erfahrungen in Aachen basieren auf Arbeiten mit einem Lidargerät, das bereits 1967 von der Firma ELTRO in Heidelberg gebaut wurde. Damals wußte weder der Hersteller noch wir, worauf es eigentlich bei einer solchen Anlage ankommt, wenn man damit nicht nur demonstrieren, sondern messen will. Trotz aller Mängel, die wir heute sehen und beklagen, hat es sich in seiner Grundkonzeption gehalten. Vergleicht man es mit den Geräten modernerer Bauart, so muß man leider feststellen, daß wesentliche Schwächen nach wie vor in diesen Apparaturen stecken.

Bei reinen Laufzeitmessungen mit Lidar wie bei der Wolkenhöhenbestimmung, bei der der ausgesandte Lichtimpuls von den Wolkenpartikeln reflektiert und eigentlich nur die Zeit zwischen Senden und Empfang des Signals ermittelt wird, treten keine wirklichen Probleme auf. Man erwartet lediglich eine Ja-Nein-Information, die durch eine sehr genaue Zeitmessung fixiert werden kann. Kritischer wird die Angelegenheit, wenn die Wolkenhöhenmessung nicht mehr in der Vertikalen, sondern über sehr flache Abstrahlungswinkel erfolgt, wie das z. B. bei der Messung der Untergrenze tiefer Wolken in den Anflugschneisen von Flugplätzen der Fall wäre. Um hier die Wolkenbasis von 200 m in 10 km Entfernung mit der möglichen Genauigkeit von ± 10 m zu messen, braucht man eine Winkelgenauigkeit von etwa 1–2 Minuten. Diese Forderung an die Richtmechanik eines Gerätes machen schon einige Anstrengungen notwendig.

Wenn wir nun die Stärke und Struktur des zurückgestreuten Signals von Wolken oder aus der wolkenfreien Atmosphäre als Funktion der Entfernung untersuchen wollen (und hier beginnt Lidar erst wirklich interessant zu werden), dann muß man zwangsläufig eine Reihe von technischen Komponenten berücksichtigen, deren jeweiliger Einfluß leider nicht mehr im erforderlichen Maße bestimmt werden kann.

Die Schwierigkeiten beginnen bereits beim Lasersender, von dem wir bei jedem Schuß wissen sollten, welche Impulslichtleistung er tatsächlich emittiert, wie die Impulsform und die Lichtintensitätsverteilung ist und auf welcher Wellenlänge das ausgesandte Licht liegt. Bedingt durch den physikalisch-technischen Ablauf des Laservorgangs sind diese Größen keineswegs konstant, wobei insbesondere bei der Ausgangsleistung unkontrollierte Schwankungen bis 50% der Nennleistung auftreten können. Die Ursachen dafür sind in erster Linie unzureichende Kühlung des Laserkristalls und ungenügende Konstanz der zugeführten Pumpenergie. Obwohl diese Faktoren in den letzten Jahren erheblich verbessert werden konnten, reichen sie für exakte Messungen mit Lidar bei verschiedenen Anwendungen noch nicht aus. Da wir zur Lösung spezieller meteorologischer Meßaufgaben aber nicht nur eine gute Konstanz der Ausgangsleistung fordern müssen, sondern auch eine möglichst hohe Impulsfolgerate von etwa 60 Schuß pro Minute haben sollten, gelangen wir schnell an die Grenze des zur Zeit technisch möglichen. Als ein gewisser Trost bleibt zu vermerken, daß für viele Einsatzmöglichkeiten von Lidar Ausgangsleistungen von einigen Megawatt genügen, so daß wenigstens in diesem Punkt keine besonderen technischen Anstrengungen gemacht werden müssen.

Die Leistungsschwankungen des Lasersenders zwingen zur ständigen Kontrolle der Ausgangsenergie. Die

Abzweigung eines Teilbetrages vom Laserlicht und dessen Ausmessung mit einer Photodiode ist die heute meist praktizierte Notlösung. Wegen der sehr kurzen Impulszeiten von 10 bis 50 Nanosekunden ist diese Methode jedoch selbst mit Fehlern behaftet, die sehr rasch den Betrag von 10% überschreiten. Außerdem hat sie zur Folge, daß jede einzelne Lidarmessung separat korrigiert werden muß, was im Dauerbetrieb nur über entsprechende Automaten rationell zu lösen ist.

Ein Problem besonderer Art ist die Frequenzverschiebung des Laserlichtes infolge von Temperaturveränderungen des Lasermaterials, die sich besonders beim Rubinlaser stark bemerkbar machen. Ein Temperaturwechsel von 20° hat bereits eine Wellenlängenänderung von 1 Å zur Folge. Das mag zunächst wenig erscheinen, führt aber beim Rubinlaser, der bei normaler Raumtemperatur auf der Wellenlänge $\lambda = 6943$ Å arbeitet dazu, daß mit der angegebenen Temperaturänderung eine Absorptionslinie des Wasserdampfes bei $\lambda = 6943,8$ Å durchlaufen wird, die durch ihren Extinktionseffekt eine Rückstreuung spürbar beeinflussen kann. Wenn man diesen Effekt andererseits kultiviert und wenn es gelingt die temperaturbedingten Frequenzänderungen exakt zu kontrollieren, kann man erreichen, daß aus Rückstreuungsmessungen auf und neben der Absorptionslinie der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre zu bestimmen ist, der dann proportional der Differenz aus zwei Messungen ist.

Während die Entwicklung der letzten Jahre auf dem Gebiet der Lasergeneratoren im ganzen gesehen bemerkenswerte Fortschritte gemacht hat, die natürlich auch der Lidartechnik zugute kommen, liegen die Verhältnisse auf der Empfangsseite eines Lidarsystems nach wie vor sehr im argen. Im allgemeinen wird bekanntlich ein Teil des Lichtstromes der Rückstreuung von einem optischen System aufgefangen und nach Durchlaufen eines schmalbandigen Filters auf die Photokathode eines Photovervielfachers fokussiert. Beim Lidarbetrieb wird nun dem Detektor eine Strahlungsleistung angeboten, die u. U. einen Bereich von mehr als 10 Dekaden umfaßt, die er linear in Strom umsetzen und um den Faktor 10^5 bis 10^7 verstärken soll. Wir erwarten jedoch nicht nur die exakte Licht-Stromproportionalität und eine sehr große Grenzempfindlichkeit, sondern auch die Übertragung der vollen Bandbreite des Signals, die bei troposphärischen Messungen über 50 MHz liegt. Die Empfangssysteme von Lidargeräten erfüllen diese hohen Forderungen bisher nur ungenügend. Zwar wird hier und dort mit Erfolg versucht mit geeigneten Schaltungsstricks dem einen oder anderen Übel abzuwehren, die Problematik der Licht-Stromproportionalität, die Übersteuerung von Photovervielfachern mit den daraus resultierenden Verstärkungsverzerrungen bleiben jedoch weitgehend ungelöst und sind ein ganz wesentlicher Unsicherheitsfaktor bei allen Lidarmessungen. Die Entwicklung von neuen Halbleiter-Photodioden, kombiniert mit integrierten Verstärkern, die in der letzten Zeit erstaunliche Fortschritte gemacht hat, gibt zu der Hoffnung Anlaß, daß der Photovervielfacher mit seiner bisher überlegenen Empfindlichkeit als einzig möglicher Detektor bei Lidargeräten abgelöst wird. Neben einer technischen Vereinfachung und einem Gewinn an Meßsicherheit wäre damit auch die Nutzung des nahen Infrarotbereiches für Lidar Zwecke möglich, die bisher aus Mangel an geeigneten Detektoren weitgehend unerschlossen geblieben ist.

Der Anodenstrom des Photovervielfachers erzeugt an seinem Arbeitswiderstand Spannungsänderungen, die auf der Bildröhre eines Oszillographen das elektrische Signal der Rückstreuung in eine optische Form umsetzt, und zwar meistens in einer Zeit-Amplitudendarstellung. An dieser Nahtstelle stoßen wir erneut auf Schwierigkeiten, die einmal zu Lasten der Meßgenauigkeit gehen, zum anderen den Betrieb eines Lidarsystems umständ-

lich und die genaue Auswertung der Messung sehr langwierig machen. Die Meßunsicherheit resultiert in erster Linie daraus, daß die quasi-momentan anfallenden sehr großen Pegelunterschiede von Lidarsignalen über linear arbeitende Verstärkereinheiten verarbeitet werden und damit bei fixierter Verstärkung nicht mehr mit gleicher Genauigkeit von der Bildröhre abgenommen werden können. Logarithmische Verstärker oder Umsetzer, die dieses Problem elegant lösen können, sind gegenwärtig noch nicht erhältlich. Offenbar ist die erforderliche Bandbreite mit derartigen Geräten zur Zeit noch nicht zu erreichen.

Für den Routinebetrieb fallen andere Unzulänglichkeiten allerdings viel stärker ins Gewicht. Wegen der Kurzzeitigkeit und der Einmaligkeit des Meßsignals wird die Auswertung des Oszillographenbildes bisher nur über den Umweg einer photographischen Aufnahme praktiziert. Begnügt man sich mit einer qualitativen Abschätzung der Situation, und werden nur Einzelmessungen in größeren Zeitabständen vorgenommen, so mag dieses Verfahren ausreichen, zumal die Polaroid-Technik uns inzwischen umständliche Filmentwicklungsprozeduren erspart. Wenn man jedoch quantitative Ergebnisse erzielen will, so muß die analoge Bildinformation mit allen Details in digitale Werte umgewandelt werden, mit denen dann ein mehr oder weniger umfangreicher Rechenprozeß eingeleitet wird. Die Analog-Digitalumwandlung kann bestenfalls mit einem Halbautomaten durchgeführt werden, wobei dieser Schritt nicht nur viel Zeit beansprucht, sondern auch eine ergiebige Quelle zusätzlicher Fehler ist. Der anschließende Rechenvorgang auf einer Maschine dauert dann zwar nur Sekunden, die zuvor notwendige Datenaufbereitung erfordert aber so viel Zeit, daß schließlich von einem aktuellen Endergebnis überhaupt keine Rede mehr sein kann. Mit anderen Worten: Ohne die Vollautomatisierung der Meßwerterfassung und der Datenverarbeitung kann der vielfältige und hohe Informationsgehalt von Lidarmessungen nicht für den unmittelbaren praktischen Einsatz voll ausgenutzt werden.

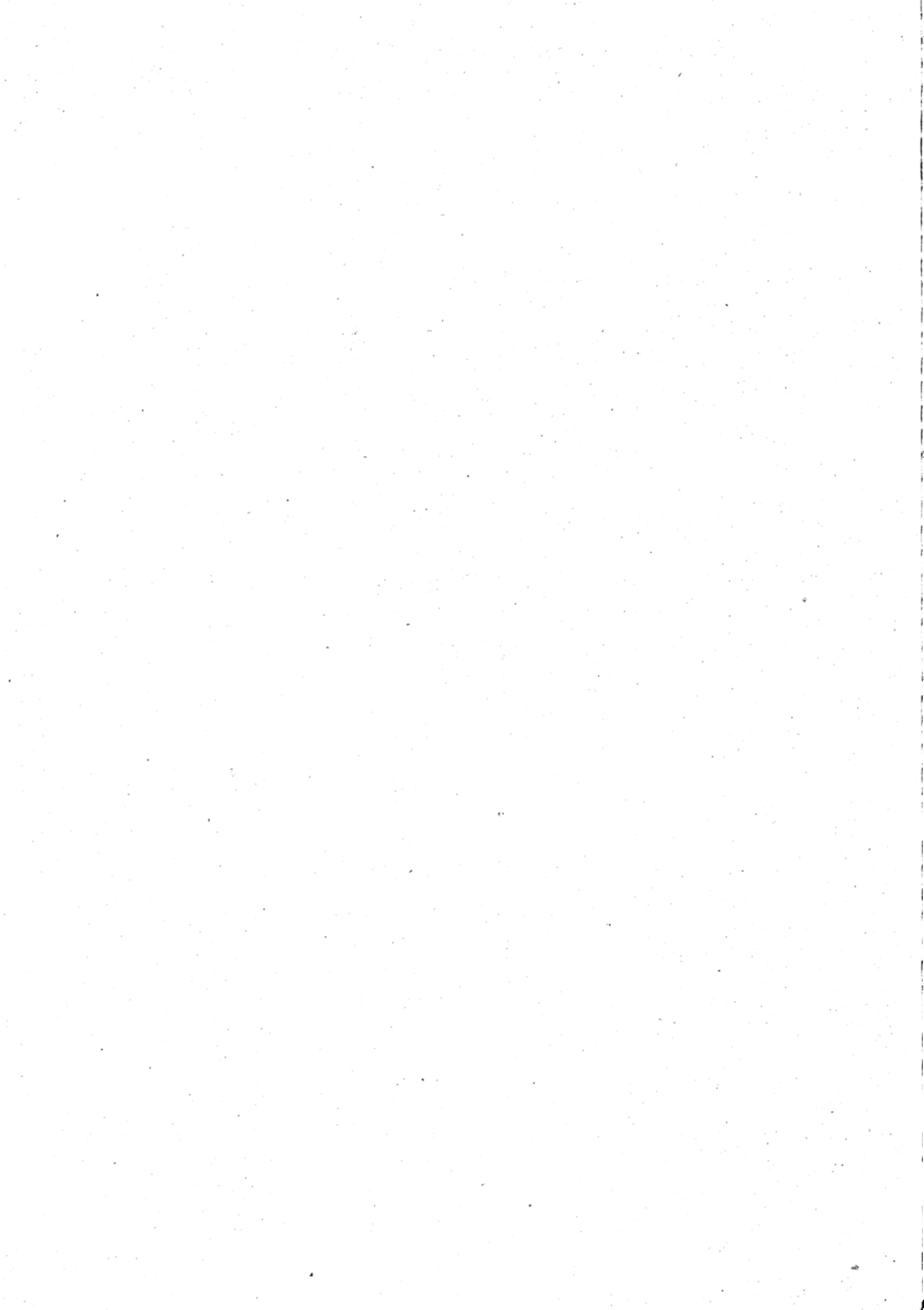
Während die eigentliche Datenverarbeitung heute mit Hilfe handelsüblicher Prozeßrechner zu erledigen ist und somit keine technischen Probleme aufwirft, ist bei der Meßwerterfassung die Analog-Digitalumwandlung des sehr schnellen und einmaligen Lidarsignals die kritische Grenze, die lange nicht überwunden werden konnte. Inzwischen werden entsprechende Geräte zu allerdings sehr stolzen Preisen angeboten, die mit einer brauchbaren Auflösung Umwandlungsraten bis etwa 10 MHz erreichen. Diese Entwicklung kommt den Wünschen bei Lidaruntersuchungen bereits weit entgegen, der hohe finanzielle Aufwand wird aber noch lange als Hinderungsgrund für den praktischen Einsatz bestehen bleiben.

Ein Verfahren der Analog-Digitalumsetzung, das zumindestens um den Faktor 10 preisgünstiger ist, und außerdem eine höhere Amplituden- und Zeitauflösung erreicht, wurde vom III Physikalischen Institut der RWTH-Aachen für uns entwickelt. Hierbei wird das zu digitalisierende Signal auf einem Oszillographen dargestellt und mit einer Fernsehkamera aufgenommen. Auf Grund des Speichereffekts in der Kameraröhre steht das Bild für mehrere Bildwechsel zur Verfügung. Nach Drehung der Kamera um 90° wird aus der internen Zeilenabtastung eine Vertikalabtastung des Signalbildes. Bei dem Vertikalabtastvorgang nach der Triggerung des Oszillographen wird das Videosignal der Kamera digitalisiert, wobei die Messung relativ zu einer Nulllinie erfolgt. Der Ausgang des A-D-Wandlers liefert 312 Worte zu 8 bit, die in einem Digitalrechner on-line gespeichert und verarbeitet werden können.

Die Reihe der angesprochenen meßtechnischen Schwierigkeiten ließe sich um weitere mehr oder weniger kri-

tische Einzelheiten erweitern. Allen gemeinsam ist, daß sie das Meßergebnis beeinflussen und u. U. soweit verfälschen, bis irrige Rückschlüsse auf das eigentliche Meßobjekt die Folge sind. Diese Gefahr besteht nicht nur bei der relativ jungen Lidartechnik, sondern gilt auch im Bereich der Meteorologie ganz allgemein seit dem Ein-

zug komplexer Meßverfahren. Wenn über die Möglichkeiten gesprochen wird, die uns neue Techniken wie Laser eröffnen, sollte auch eine realistische Einschätzung der technischen Probleme nicht fehlen, da uns diese auf der Suche nach physikalischen Gesetzmäßigkeiten auf Schritt und Tritt begleiten werden.



Über die verschiedenen Methoden zur Trennung von Rückstreuung und Extinktion bei Lidarsignalen aus der unteren Atmosphäre

Ziel einer Lidarmessung ist es meist, eine quantitative Aussage über das Aerosol in verschiedenen Höhen (bis ca. 3 km) über dem Erdboden zu bekommen. Betrachtet man aber die mannigfachen Schwierigkeiten, die bereits bei Labormessungen auftreten, so wird man sich zumin-

dest für die praktische Anwendung mit einer Aussage über die Extinktion begnügen. Daß selbst dies erhebliche Schwierigkeiten bereitet, zeigt die folgende Untersuchung.

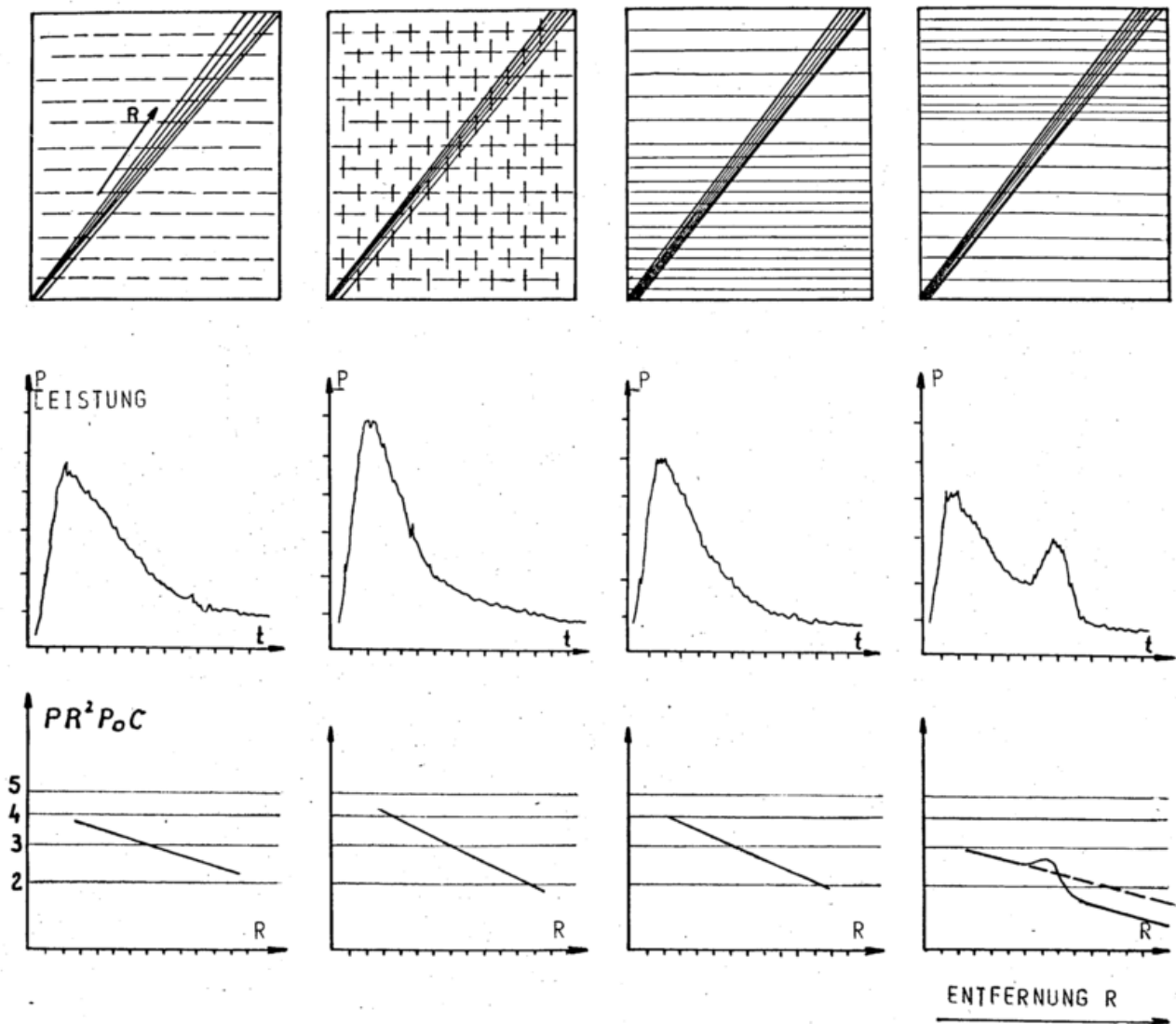


Abb. 1

Prinzipskizze zur Lasermessung
 1. Reihe: Atmosphärische Verhältnisse
 2. Reihe: Oszillographenschirmbilder
 3. Reihe: Auswertung

Betrachtet man die Lidarformel, wie sie z. B. von COLLIS (1) angegeben wird

$$P = C \cdot P_0 \cdot \frac{1}{R^2} \beta_{180} \exp \left(-2 \int_0^R \sigma(r) dr \right)$$

(P = empfangene Leistung, P_0 = Ausgangsleistung, C = Meßapparaturkonstante, R = Entfernung, β_{180} = Rückstreuungskoeffizient, σ = Extinktionskoeffizient)

so sieht man, daß in ihr zwei Parameter enthalten sind, die von den atmosphärischen Bedingungen beeinflusst werden. Es ist dies einmal der Extinktionskoeffizient σ , zum anderen der Rückstreuungskoeffizient β_{180} . Da nur eine Gleichung zur Verfügung steht, in der diese zwei Unbekannten enthalten sind, ist mathematisch keine exakte Lösung anzugeben. Man muß daher auf zusätzliche Annahmen zurückgreifen. Die einfachste dieser Annahmen ist die, daß die Atmosphäre in dem betrachteten Gebiet homogen ist und wir deshalb β_{180} als konstant ansehen können. Betrachtet man die Abbildung 1 links, so ist oben ein schematisches Bild der homogenen Atmosphäre mit dem durchgehenden Lasersignal skizziert, darunter sieht man das daraus resultierende Oszillographenschirmbild. Im unteren Bild schließlich ist die Signalstärke multipliziert mit dem Quadrat der Entfernung und dividiert durch den Apparatfaktor C sowie die Ausgangsleistung P_0 in logarithmischem Maßstab über der Laufzeit und damit der Entfernung aufgetragen. Es ergibt sich eine Gerade, deren negative Steigung das Doppelte der Extinktion beträgt. In den nächsten drei Skizzen der Abb. 1 sieht man einen ähnlichen Fall, nur daß die Atmosphäre stärker verschmutzt ist. Die Steigung der Geraden ist dementsprechend steiler. Das Verfahren versagt, sobald die Voraussetzung der Homogenität nicht mehr gegeben ist, wie man an den Skizzen erkennen kann. Eine Schicht mit größerer Aerosoldichte, wie sie z. B. bei einer Inversion auftritt, liegt in einer gewissen Höhe, die man ohne weitere Schwierigkeiten dem Oszillographbild entnehmen kann. Die Auswertung des Signals jedoch ist in diesem Fall keine Gerade mehr und führt bei konsequenter Anwendung zu dem befremdlichen Ergebnis einer negativen Extinktion oder einer Lichtzeugung vor der Schicht. Hinter der Inversionsschicht wird eine zu große Extinktion angezeigt. Man könnte selbstverständlich derartige Inhomogenitäten bei der Auswertung ausklammern (Verfahren LANG (2)), falls man immer feststellen könnte, wo sich diese befinden. Ist die Inhomogenität nicht so ausgeprägt, wie dies im letzten Fall dargestellt war, sondern ändert sich der Zustand der Atmosphäre allmählich, wie dies in den vorletzten Bildern dargestellt ist, kann man bei der Auswertung ebenfalls eine Gerade erhalten und aus ihr eine bestimmte Extinktion berechnen. Diese ist aber sicher nicht richtig. Nimmt die Rückstreuung zu, wird die Extinktion zu niedrig, nimmt sie ab, so wird die Extinktion zu hoch angegeben werden. Es ist also anzunehmen, daß man auf diesem Weg nicht zu einer Lösung gelangen kann.

Eine weitere Möglichkeit ist die eines funktionellen Zusammenhangs zwischen σ und β_{180} . In Abb. 2 ist dieser Zusammenhang für weißes Licht nach Messungen verschiedener Autoren dargestellt. Während CURCIO und KNESTRICK (3) einen Fehler von 20% angeben, wird von BARTENEVA (4) ein Fehler von 50% genannt. Diese unterschiedliche Angabe dürfte daher rühren, daß bei den ersten Messungen nur in maritimen Regionen gemessen wurde, während BARTENEVA (4) in den verschiedensten Gegenden, unter anderem auch im Gebirge, Messungen durchführte. FENN (5), der theoretisch den Zusammenhang zwischen β_{180} und σ für monochromatisches Licht untersuchte und dazu verschiedene Aerosolmodelle betrachtete, gibt an, daß man keineswegs mit einem sicheren Zusammenhang rechnen kann. TWOMEY und HOWELL (6)

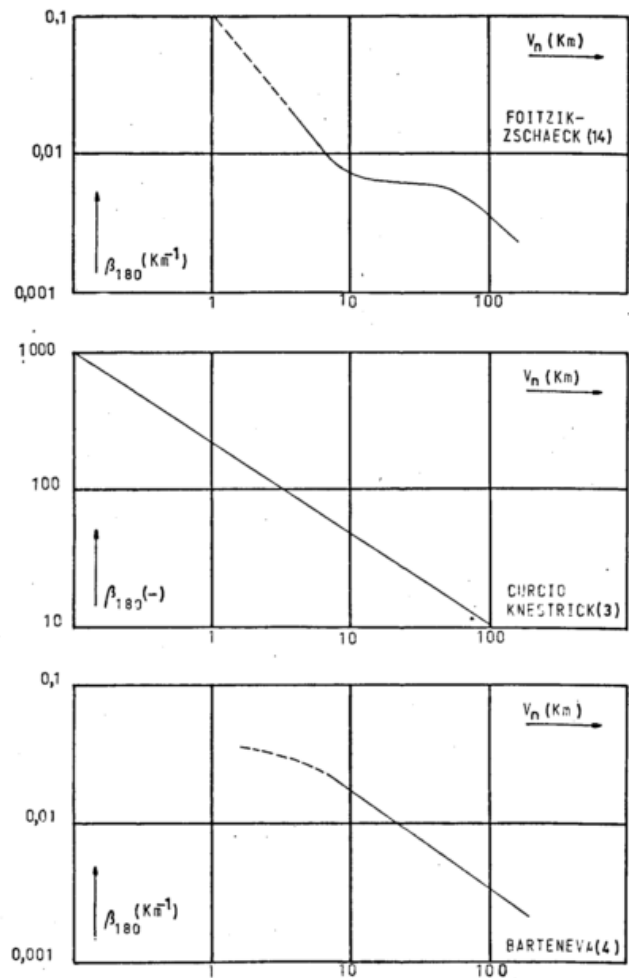


Abb. 2
Der Zusammenhang zwischen Sicht und Rückstreuung nach Messungen verschiedener Autoren.

kommen zu einem ähnlichen Ergebnis, wobei sie bemerken, daß man bei der Verwendung von weißem Licht mit einem besseren Zusammenhang rechnen kann, da sich hierbei die Unregelmäßigkeiten durch die Verwendung der verschiedenen Wellenlängen herausmitteln.

EVANS (7) und DAVIS (8) finden bei Messungen in Cirren einen Zusammenhang der Art $\sigma/\beta_{180} = 28$ bzw. $\sigma/\beta_{180} = 31$. Dieses Ergebnis ist verständlich, da es sich nur um Wassertropfchen handelt und man nicht mit verschmutzenden Beimengungen rechnen muß. Man kann zusammenfassend sagen, daß eine gewisse Abhängigkeit von Rückstreuung und Extinktion besteht, daß diese jedoch von Fall zu Fall wechselt und vor allem bei Messungen in einer Industriemmosphäre keine brauchbare Lösung ergibt.

Ein weiteres Verfahren wird von YAMANAKA (9) angegeben und ist schematisch in Abb. 3 dargestellt. YAMANAKA geht davon aus, daß man in kleinen Bereichen eine der beiden Größen als konstant ansehen darf und damit die andere berechnen kann. Läßt man die Bereiche, wie aus der Abb. 3 ersichtlich, überlappen, so kann man sowohl die Extinktion als auch die Rückstreuung konti-

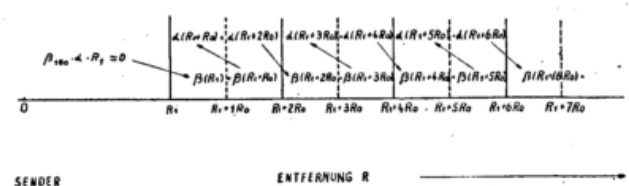


Abb. 3
Prinzipskizze zum Stufenverfahren von YAMANAKA

nuierlich angeben. Leider versagt dieses Verfahren bei zunehmender Rückstreuung ebenfalls, da sich dann negative Extinktionswerte ergeben. Auch eine von YAMANAKA (9) selbst angegebene Verbesserung, die auf einer linearen Extrapolation beruht, kann diese Mängel nicht beheben.

Von HAMILTON (10), JOHNSON (11) und KANO (12) wird ein weiteres Verfahren angegeben, das schematisch in Abb. 4 dargestellt ist. Man geht davon aus, daß die At-

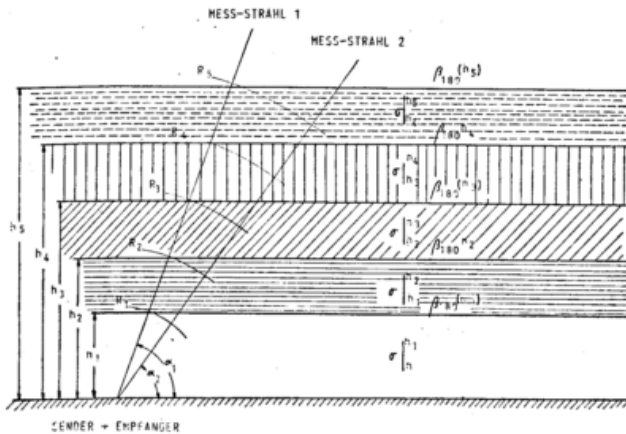


Abb. 4
Prinzipskizze zum Doppelstrahlverfahren

mosphäre horizontal geschichtet ist, d. h., daß in gleichen Höhen über dem Erdboden gleiche Streubedingungen herrschen. Führt man nun zwei Messungen unter verschiedenen Höhenwinkeln durch, so läßt sich der Ex-

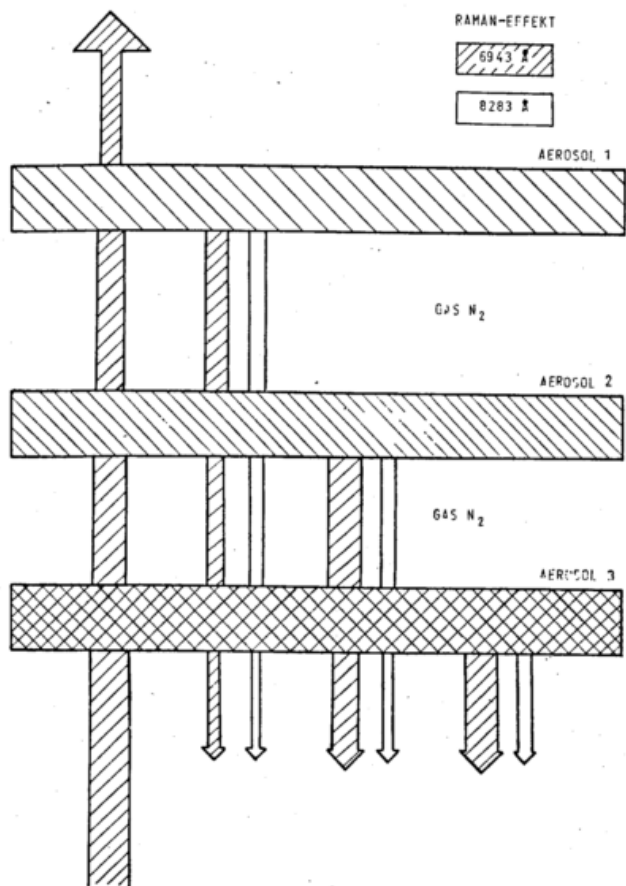


Abb. 5
Prinzipskizze zum Ramaneffekt.
Von verschiedenen dichten Aerosolschichten wird ein verschiedenes starkes Signal rückgestreut, während die Raman(rück)streuung konstant ist.

tinktionskoeffizient wegen der unterschiedlichen Laufzeiten berechnen. Diese Methode erlaubt es auch bei zunehmender Rückstreuung realistische Werte zu erhalten. Erforderlich ist jedoch ein sehr exaktes Meßsignal sowie die Erfüllung der Annahme einer horizontalen Schichtung. Während das erstere durch wiederholte Messungen und durch Mittelwertbildung erreicht werden könnte, ist man beim zweiten häufig auf Vermutungen angewiesen. Dennoch scheint das letztgenannte Verfahren die bisher besten Ergebnisse zu liefern.

Eine letzte Möglichkeit, die allerdings erst im Laborstadium besteht, ist in Abb. 5 dargestellt und beruht auf der Ausnutzung des Ramaneffektes. Trifft Licht der Wellenlänge 6943 Å auf Stickstoffmoleküle, so wird von diesen Licht von 8283 Å abgestrahlt. Mißt man also einmal das zurückgestreute Lasersignal zum anderen das Ramansignal, so kann man aus beiden Messungen die Rückstreuung errechnen, da man annehmen darf, daß die Stickstoffkonzentration zumindestens in den untersten 3 km der Atmosphäre konstant ist. Erste Messungen hierzu, deren Ergebnis recht ermutigend ist, haben bereits COONEY, ORR und TOMASETTI (13) durchgeführt.

Die auftretenden Schwierigkeiten haben sehr viel mit denen der Radartechnik gemein, wo man aus den Rückstreibedingungen auf die Stärke des Niederschlags schließt und versucht, die auf dem Ausbreitungsweg erfolgte Dämpfung durch verschiedene Ansätze zu eliminieren. Man kann nur hoffen, daß man in der Lidartechnik nicht in eine ähnliche Sackgasse läuft, wie dies beim Niederschlagsradar derzeit der Fall zu sein scheint.

Literatur

- (1) COLLIS, R. T. H.: Lidar. Advances in Geophysics. Academic Press New York and London. 13, 113 (1969).
- (2) LANG, M.: Untersuchungen über die Anwendungsmöglichkeiten eines Lasers für Schrägsichtmessungen. Mittlg. Zentralinst. ELTRO, Heidelberg (1969).
- (3) CURCIO, J. A.; KNESTRICK, G. L.: Correlation of atmospheric transmission with backscattering. J. Opt. Soc. Amer. 48 (1958) S. 686.
- (4) BARTENEVA, O. D.: Scattering indicatrices in the near-ground layer of the atmosphere. Bull. Acad. Sci. USSR. Geophys. Ser. 12 (1960) S. 852.
- (5) FENN, R. W.: Correlation between atmospheric backscattering and meteorological visual range. Appl. Opt. 5 (1966) S. 293.
- (6) TWOMEY, S.; HOWELL, H. B.: The relative merit of white and monochromatic light for the determination of visibility by backscattering measurements. Appl. Opt. 4 (1965) S. 501.
- (7) EVANS, W. E.: Remote probing of high cloud cover via satellite borne lidar. Final Rep. Contr. NASr-49 (27), SRI Proj. 6622 (1968).
- (8) DAVIS, P. A.: The analysis of lidar signatures of cirrus clouds. Appl. Opt. 8 (1969) S. 2099.
- (9) YAMANAKA, C.: Meteorologisches Laser-Radar. Laser. 1 (1969) S. 18.
- (10) HAMILTON, P. M.: Lidar measurement of backscatter and attenuation of atmospheric aerosols. Atmosph. Environment 3 (1969) S. 221.
- (11) JOHNSON, W. B.: Lidar applications in air pollution studies. Stanford Res. Inst. Menlo Park, California (1968).

- (12) KANO, M.: On the determination of backscattering and extinction coefficient of the atmosphere by using a laser radar. Pap. Meteor. Geophys., Tokyo, 19 (1968) S. 121.
- (13) COONEY, J.; ORR, J.; TOMASETTI, C.: Measurements separating the gaseous and aerosol components of laser atmospheric backscatter. Nature. 224 (1969) S. 1098.
- (14) FOITZIK, L.; ZSCHAECK, H.: Messungen der spektralen Zerstreuungsfunktion bodennaher Luft bei guter Sicht, Dunst und Nebel. Z. Meteor. 7 (1953) S. 1.

Über die Möglichkeit der Bestimmung der relativen Feuchte durch Lidar-Messungen in der Atmosphäre

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Meßprinzipien zur indirekten Bestimmung der Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre beschrieben. Durch Lidar-Messungen innerhalb und außerhalb einer Absorptionslinie des Wasserdampfes kann die Verteilung in der Atmosphäre gemessen werden. Anhand von Meßergebnissen werden die Grenzen dieses Verfahrens dargelegt. Benutzt man das Aerosol als Tracer zur Feuchtebestimmung, so kann man über die bekannte Beziehung der Normsichtweite zur relativen Feuchte Aussagen über die Feuchte machen.

Abstract

This paper describes at first a method to determine the vertical profile of water vapor by lidar measurements within and adjacent a water vapor absorption line. The boundaries of this method are described. At a second method the aerosol is used as a tracer. The aerosol is bound to the air mass and swells or contracts with changing of the relative humidity. Humidity profiles in the atmosphere can be calculated indirectly.

1. Meßprinzipien

Mit drei Lidar-Methoden ist es möglich, die Wasserdampfverteilung oder die relative Feuchte zu bestimmen:

- Messung der Raman-Rückstrahlung von N_2 und H_2O Molekülen. Diese Methode ergibt direkt den Wert des Mischungsverhältnisses. Sie wurde von COONEY (1) und MELFI (10) beschrieben. In unserem Institut ist sie zur Zeit in Erprobung.
- Methode der Linienverschiebung. Bei diesem Verfahren wird die emittierte Laser-Linie durch Temperaturvariation des Rubins über den Bereich einer Wasserdampfabsorptionslinie verschoben (11).
- Das dritte Verfahren benutzt das Aerosol als Träger zur Feuchtemessung.

2. Prinzip der Wasserdampfmessung durch Linienverschiebung

Die für Rückstreumessungen verwendete Lidar-Gleichung lautet (2), (6), (7):

$$F = F_o \cdot G \cdot \frac{1}{R^2} \cdot \tau^2 \cdot (f_r + f_d)$$

- wobei F = empfangener Strahlstrom (Watt)
 F_o = ausgesendeter Strahlstrom (Watt)
 G = Geometriefunktion des Systems
 R = Aufpunkthöhe
 f_r = Rayleigh-Rückstreuungsfunktion ($m^{-1} sr^{-1}$)
 f_d = Dunst-Rückstreuungsfunktion ($m^{-1} sr^{-1}$)
 und τ = Transmission bis zum Aufpunkt ist.

Die Transmission setzt sich zusammen aus:

$$\tau = \exp \left(- \int_0^R (\sigma_r + \sigma_d + p_v K) dR \right)$$

- mit σ_r = Rayleigh Streukoeffizient (m^{-1})
 σ_d = Dunst-Streukoeffizient (m^{-1})
 K = Wasserdampfabsorption
 p_v = Precipitable Water.

Die Laser-Wellenlänge läßt sich beim Rubin-Laser um mehrere Ängströmeinheiten durch Temperaturvariation des Rubins verschieben. In Abb. 1 ist die rela-

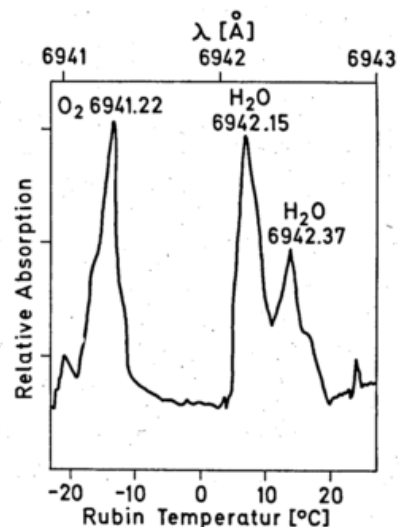


Abb. 1

Absorption der atmosphärischen Gase nach LONG (1963) bei der Rubin-Laser Wellenlänge (Rubintemperaturmaßstab unten).

tive Absorption in ihrer Wellenlängenabhängigkeit aufgetragen (9). Die Laserwellenlänge ist zusätzlich durch

die Rubintemperatur in Abb. 1 gekennzeichnet. Nimmt man für ein Experiment zwei benachbarte Wellenlängen

innerhalb und außerhalb der 6942.15 Å- oder 6942.37 Å-Absorptionslinie, so erhält man folgende Gleichungen:

$$F_i = F_{oi} \cdot G_i \cdot \frac{1}{R^2} \cdot (f_r + f_d)_i \cdot \exp \left[-2 \int_0^R ((\sigma_r + \sigma_d)_i + p_v K_i) dR \right]$$

$$F_a = F_{oa} \cdot G_a \cdot \frac{1}{R^2} \cdot (f_r + f_d)_a \cdot \exp \left[-2 \int_0^R ((\sigma_r + \sigma_d)_a + p_v K_a) dR \right]$$

Dividiert man beide Gleichungen, so erhält man unter der Annahme, daß

$$(f_r + f_d)_i = (f_r + f_d)_a$$

$$(\sigma_r + \sigma_d)_i = (\sigma_r + \sigma_d)_a$$

ist:

$$Z(R) \equiv \frac{F_a}{F_i} = \frac{F_{oa}}{F_{oi}} \cdot \frac{G_a}{G_i} \cdot \exp \left[-2 \int_0^R (p_v K_a - p_v K_i) dR \right]$$

Die in den Geometriewerten enthaltene Transmission des Interferenzfilters ändert sich je nach benutzter Wellenlänge. In erster Näherung kann man aber hier $G_i = G_a$ setzen. Dann ist

$$\ln Z(R) \equiv \ln \frac{F_a}{F_i} = \ln \frac{F_{oa}}{F_{oi}} - 2 \int_0^R p_v (K_a - K_i) dR$$

und da K_i und K_a Konstanten sind

$$\ln Z(R) = \ln \frac{F_{oa}}{F_{oi}} + 2 (K_i - K_a) \int_0^R p_v dR$$

oder

$$\int_0^R p_v dR = \frac{1}{2 (K_i - K_a)} \left(\ln \frac{F_a}{F_i} - \ln \frac{F_{oa}}{F_{oi}} \right)$$

Eine experimentelle Schwierigkeit bereitet bei den Lidar-Systemen die Aufpunkthöhe 0 m. Hier ist eine Korrektur anzubringen:

$$\int_{R_1}^R p_v dR = \frac{1}{2 (K_i - K_a)} \left(\ln \frac{F_a}{F_i} - \ln \frac{F_{oa}}{F_{oi}} \right) - \int_0^{R_1} p_v dR$$

2.1. Messungen

Bei beiden Meßreihen im Juni 1970 und Juli 1971 zeigte sich ein Effekt der Atmosphäre, der die gemachte Annahme zunichte macht. Wenn man mit einem Lidar-System innerhalb von 3 Minuten zwei Profile bei unterschiedlicher Temperatur aufnimmt, ändert sich in dieser Zeit die Aerosolverteilung durch den turbulenten Austausch und durch Windeinflüsse. Die gemachte Annahme, daß $(f_r + f_d)_i = (f_r + f_d)_a$ ist, kann wegen des Zeitunterschiedes nicht aufrechterhalten werden. Die Gleichung lautet dann:

$$\int_0^R p_v dR = \frac{1}{2 (K_i - K_a)} \left(\ln \frac{F_a}{F_i} - \ln \frac{F_{oa}}{F_{oi}} \right) - \frac{1}{2 (K_i - K_a)} \ln \frac{f_a}{f_i}$$

Das letzte Glied bewirkt die starken Änderungen der berechneten Profile. Abb. 2 zeigt ein Beispiel der Messungen.

$(\ln F_a/F_i - \ln F_{oa}/F_{oi})$ ist in der Höhenabhängigkeit aufgetragen. Es müßte sich ein monoton steigender Verlauf ergeben, wie er in der dünn gezeichneten Kurve für das Precipitable Water eingezeichnet ist. Die Profile 1 gelten für die Messung früh 7 Uhr, 2 für 12 Uhr mittags und 3 für zwei Profile bei gleicher Temperatur.

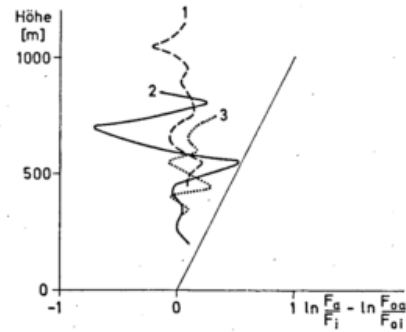


Abb. 2

Meßbeispiel.

$(\ln F_a/F_i - \ln F_{oa}/F_{oi})$ ist in der Höhenabhängigkeit aufgetragen.

Es zeigt sich einmal, daß die Schwankung im Verlauf eines Tages zunimmt (Profil 1 und 2), wie dies an einem Strahlungstag auch zu erwarten ist. Abb. 3 zeigt die Schwankungen im Verlauf eines Tages. Das quadrati-

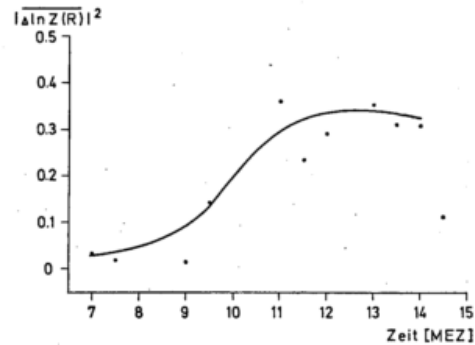


Abb. 3

Quadratischer Mittelwert der Abweichung im zeitlichen Verlauf.

sche Mittel der Abweichungen ist im zeitlichen Verlauf dargestellt. Man sieht deutlich den Anstieg der Schwankungen am Morgen und das Maximum um 12 Uhr.

Messungen, die in der Nacht durchgeführt werden, müßten nach dieser Darstellung bessere Resultate liefern. Eine Messung am 22. 7. 1971, 20 Uhr, bestätigt dies. Die nächste Abbildung 4 gibt den Höhenverlauf von $\ln F_a/F_i - \ln F_{oa}/F_{oi}$ wieder. Die eingezeichneten Linien gelten als Grenzen für das Precipitable Water aus Boden- und Temp-Werten. Man sieht, daß die Schwankungen zwar noch spürbar sind, der allgemeine Verlauf aber recht gut mit den berechneten Werten übereinstimmt.

Aus dieser Darstellung der Wasserdampfmessung durch Linienverschiebung wird klar, daß der Abstand zwischen den beiden Laserprofilen von 3 bis 5 Minuten zu groß ist. Dieser Zeitraum war aber erforderlich, um den Rubin von einer Temperatur auf die andere zu bringen. Die Schwankungen gelten aber auch allgemein für jede Lidar-Messung, wo durch Integration mehrerer Profile Aussagen gemacht werden sollen. Das sind die Methoden der Photonenzählung und die Aufnahme von Höhenprofilen durch bistatische Systeme.

Um die Messungen dennoch exakt durchführen zu können, müssen zwei Systeme zur Verfügung stehen.

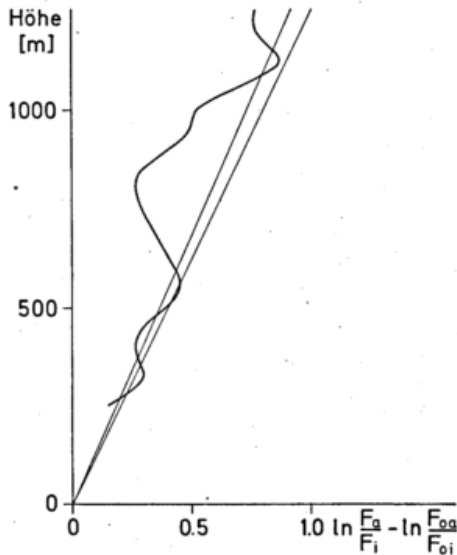


Abb. 4
Meßbeispiel.
($\ln F_a/F_i - \ln F_{oa}/F_{oi}$) ist in der Höhenabhängigkeit aufgetragen.

Zwei Systeme, bei denen die Rubine unterschiedliche Temperatur haben und die gleichzeitig gezündet werden können. Wir sind im Augenblick dabei, die Messungen aufgrund dieser Erkenntnisse weiterzuführen.

3. Methode unter Benutzung des Aerosols als Tracer

Eine weitere Methode zur Bestimmung der relativen Feuchte benutzt das Aerosol als Tracer. Arbeiten von FRANKENBERGER (1964, 1967)* haben eine enge Korrelation zwischen der Änderung der relativen Feuchte und der Änderung der Normsichtweite ergeben. Arbeiten von RUPPERSBERG (7) und HÄNEL (4) beziehen sich darauf. Da das Aerosol an die Luftmasse gebunden ist, wird es sich mit ihr verändern. Neben der Normsichtweite V_N und dem Streukoeffizienten σ kann auch die mit dem Lidar-System gemessene Rückstreuung f ein Maß für die Veränderung sein. Nach FRANKENBERGER (3) ergibt sich eine Abhängigkeit der Normsichtweite von der relativen Feuchte, wie sie in Abb. 5 dargestellt ist.

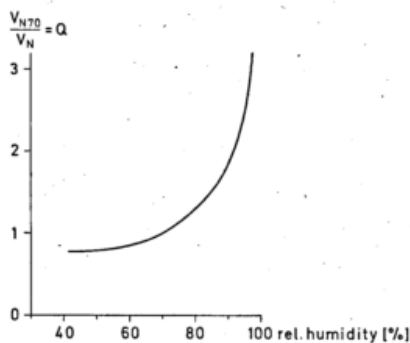


Abb. 5
Abhängigkeit der Normsichtweite V_N von der relativen Feuchte nach (4).

Mit der Beziehung $V_N = 3,91/\sigma$ erhält man die Abhängigkeit des Streukoeffizienten von der relativen Feuchte

$$\frac{V_{N70}}{V_N} = \frac{\sigma}{\sigma_{70}} = Q$$

Da σ proportional der Rückstreuung f ist, kann man schreiben

$$\frac{f}{f_{70}} \sim Q$$

Bei den Messungen wird so verfahren, daß der Aufpunkt des Lidar-Profiles bei einer bestimmten relativen Feuchte als Bezugspunkt genommen wird.

Abb. 6 zeigt das Meßprinzip. Aus der relativen Feuchte in der Aufpunkthöhe erhält man den Wert Q (Quelung). Aus der Gleichung kann man nun f_N 70 % errechnen (f_N 70 % = F_A 70 %). Dieser Wert gilt für alle folgenden Niveaus $Z = B, C, D \dots$ (vergl. Abb. 6) als Be-

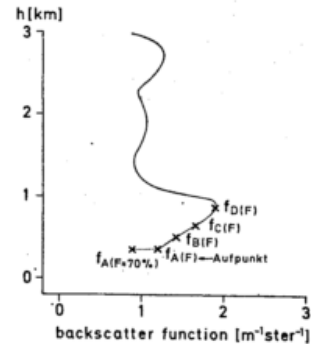


Abb. 6
Meßprinzip.

zugsgröße: Für jedes Niveau wird das Verhältnis $f_B, C \dots / f_A$ 70 % = R der im betreffenden Niveau tatsächlich gemessenen zu der im Niveau A auf 70 % relativer Feuchte reduzierten Rückstreuung gebildet.

Ein Vergleich mit dem Verlauf des Quotienten Q über dieselben Niveaus hinweg ergibt Aussagen über das Verhalten des Aerosols. Zum Beispiel steige ein Luftpaket langsam vom Niveau A in die Niveaus B, C... auf. Das darin enthaltene Aerosol quillt oder schrumpft dann entsprechend der von Niveau zu Niveau unterschiedlichen relativen Feuchte. Folglich müssen die Werte von R und Q in diesem Fall den gleichen Verlauf mit der Höhe aufweisen, vorausgesetzt, daß die hier aus FRANKENBERGERS Messungen übernommenen Q -Werte für das vorliegende Aerosol zutreffen. Weisen R und Q nicht denselben Verlauf auf, so darf man schließen, daß es sich um verschiedene Aerosol- bzw. Luftmassen handelt.

3.1. Meßergebnisse

In der Abb. 7 ist der Streukoeffizient σ berechnet aus der Normsichtweite und die relative Feuchte F im zeitlichen Verlauf dargestellt. Darunter ist die Rückstreuung

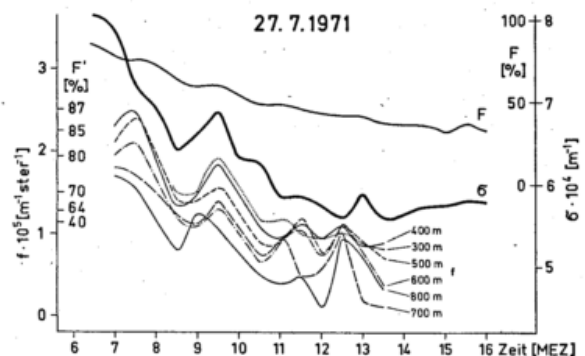


Abb. 7
Zeitlicher Verlauf des Streukoeffizienten σ , der relativen Feuchte F und der Rückstreuung f (Parameter ist die Höhe).

funktion f aufgetragen (Maßstab links). Als Parameter ist die Höhe angegeben.

Die Kurven für σ und f zeigen den gleichen Verlauf. Aus den Werten von f kann man auf Q schließen und daraus die Feuchte F bestimmen. (Skala links).

Man benötigt dazu lediglich eine Bezugsmessung zur Feuchte, ein $f_{70}\%$. Im angegebenen Beispiel wurde die Rückstreufunction in 300 m Höhe zur Feuchte am Boden bezogen. Die anderen Werte ergeben sich dann aus dem Quotienten Q .

Die nächsten Abbildungen 8 und 9 zeigen Messungen, die während des Atlantischen Passat Experiments (APAX) 1969 im NO-Passat gemacht wurden (8). Betracht-

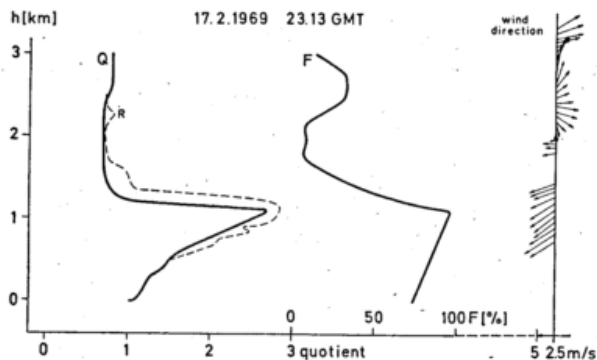


Abb. 8

Meßbeispiel.

Vergleich der aus der relativen Feuchte nach FRANKENBERGER bestimmten Werte Q mit Lidar-Messungen R .

tet man zunächst den 17. 2. 1969 (Abb. 8), so ist der Aufpunktwert $f_A = 2.97 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ in 510 m Höhe bei einer relativen Feuchte von 85%. Aus der Feuchte folgt ein Wert $Q = 1.54$. Die Bezugshöhe ist dann

$$f_{70\%} = 1.93 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}.$$

In Abb. 8 sind die Werte Q aus der relativen Feuchte, R aus dem Verhältnis der Rückstreuwerte zur Bezugsgröße sowie die relative Feuchte und Windrichtung in ihrer Höhenabhängigkeit dargestellt.

Der annähernd gleiche Verlauf der Kurven Q und R läßt darauf schließen, daß die im Prinzip erläuterten Annahmen berechtigt sind. Es ergibt sich aus der Darstellung, daß es sich um nur eine Aerosolmenge handelt, die unterhalb der Passatinversion ihre Eigenschaften nur infolge der Quellung ändert. Die Konzentration des Aerosols ist an diesem Tage relativ gering, es herrschten Sichtweiten um 70 km.

Am 21. 2. 1969 ist nach Abb. 9 oberhalb der Inversion eine weitere Aerosolschicht in 2.4 km Höhe gemessen worden. Der Aufpunktwert $f_A = 6.44 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ in 700 m Höhe bei einer relativen Feuchte von 89%. Aus der Feuchte folgt der Wert $Q = 1.76$. Die Bezugsgröße ist dann $f_{70\%} = 3.66 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. In Abb. 9 sind die berechneten Werte Q und R_{1-3} sowie Feuchte und Windrichtung dargestellt.

Vergleicht man Kurve R_1 mit der Kurve Q , so ist nur bis ca. 1200 m ein ähnlicher Verlauf festzustellen. Bei

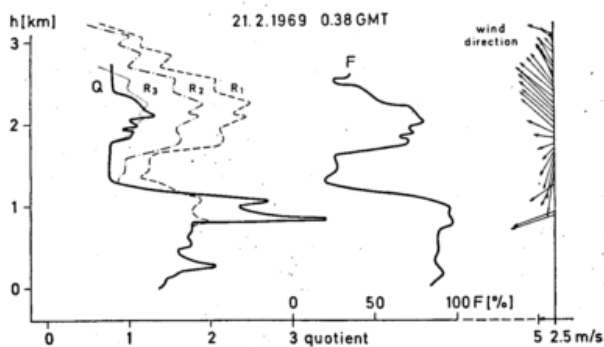


Abb. 9

Meßbeispiel.

Vergleich der aus der relativen Feuchte nach FRANKENBERGER bestimmten Werte Q mit Lidar-Messungen R .

850 m wurden 100% Feuchte gemessen, hier liegen also kompliziertere Verhältnisse bei der Quellung der Teilchen vor. Der erneute Anstieg bei 1700 m liegt wesentlich über den durch Quellung zu erwartenden Werten. Da der Verlauf aber ähnlich ist, kann man schließen, daß hier eine zweite Aerosolmenge auftritt. Dies wird auch durch die Änderung der Windrichtung verdeutlicht. Es ist also nötig, eine zweite Bezugsgröße festzulegen.

Die Kurve R_2 wurde mit der Bezugsgröße bei 1200 m bestimmt. Die Annäherung an die Kurve Q ist schon besser. Bei Kurve R_3 ist als Bezugsgröße der Wert in 1875 m genommen. (Die Bezugsgröße für dieses Aerosol ist doppelt so groß wie die Bezugsgröße für das unter der Inversion vorhandene Aerosol ($7.53 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ gegenüber $3.66 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$).

Die Grenzen dieser Methode, die das Aerosol als Tracer für die Feuchtebestimmung benutzt, liegen einmal im Bezugspunkt (ein Wert der Feuchte muß bekannt sein), zum anderen an der Luftmasse und zum dritten an der Quellung – unter 50 % und über 90% relativer Feuchte sind Aussagen mit der FRANKENBERGERSchen Beziehung ungenau.

4. Schlußbemerkungen

Man darf annehmen, daß die Beziehungen, die für die Änderung der Normsichtweite mit der relativen Feuchte gelten, auch auf die Änderung des Rückstreu-koeffizienten anwendbar sind. In der ersten Näherung geben die gezeigten Beispiele das Verhalten richtig wieder. Durch Lidar-Messung der vertikalen Aerosolverteilung ist es möglich, bei Kenntnis der relativen Feuchte die Quellung der Teilchen zu bestimmen. Unterschiedliche Luftmassen mit verschiedenem Aerosolgehalt lassen sich durch diese Methode trennen. Der vertikale Austausch des Aerosols ist dadurch bestimmbar.

Literatur

- (1) COONEY, J. A.: Comparisons of water vapor profiles obtained by radiosonde and laser backscatter. J. appl. Meteor. 10 (1971) S. 301–308.
- (2) FIOCCO, G.: Observations of the aerosol layer at 20 km by optical radar. J. atmosph. Sci. 21 (1964) S. 323–324.
- (3) FRANKENBERGER, E.: Beziehungen zwischen der Normsichtweite und der relativen Feuchte nach Messungen in Quickborn. Beitr. Phys. Atmosph. 37 (1964) S. 183–196.
- (4) FRANKENBERGER, E.: Über die Normsicht bei Quickborn/Holstein und den Austausch von trübendem Aerosol. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 106 (1967).
- (5) HÄNEL, G.: Neue Ergebnisse zur Abhängigkeit der Sichtweite von der relativen Luftfeuchtigkeit und ihre Bedeutung in einem Modell zur Sichtweitevorschäze. Beitr. Phys. Atmosph. 44 (1971) S. 137–167.
- (6) KASTEN, F.; NEUMANN, D.: Ein Verfahren zum Nachweis stratosphärischer Aerosolpartikeln durch Streuung von Laser-Strahlung. Beitr. Phys. Atmosph. 40 (1967) S. 70–94.
- (7) KATERLE, H.-J.: Die Messung der Rückwärtsstreuung an Molekülen und Aerosolen in der Stratosphäre mittels Rubin-Laserstrahlen vom Boden aus. Diss. Univ. München, 1970.
- (8) RUPPERSBERG, G. H.: Die Änderung des maritimen Dunst-Streukoeffizienten mit der relativen Feuchte. Meteor. Forsch.-Ergebn., Reihe B, Heft 6 (1971) S. 37–60.

- (9) WERNER, C.: Ein Lidar-System zur Messung der vertikalen Dunstverteilung in der Atmosphäre während des Atlantischen Passat-Experiments (APEX) auf W.F.S. „Planet“. 2. Meßergebnisse. Meteor Forsch.-Ergebn., Reihe B, Heft 5 (1970) S. 62-84.
- (10) LONG, R. K.: Absorption of laser radiation in the atmosphere. Rep. Ohio State Univ. Res. Foundation under Contract AF 33(657)-10824 (1963).
- (11) MELFI, S. H.; LAWRENCE, J. D.; MCCORMICK, M. P.: Observation of Raman scattering by water vapor in the atmosphere. Appl. Phys. Lett. 15 (1969) S. 295-297.
- (12) SCHOTTLAND, R.: Study of active probing of water vapor profiles and results of experiments. New York Univ. Contract DA-36-039 AMC -03411 (E) (1965).

Wellenleitereffekte über See bei kurzen Richtfunkstrecken im cm-Band

Zusammenfassung

Für Modellrechnungen zur Ausbreitung von Radar-Wellen über See innerhalb des Horizonts wird ein Verfahren entwickelt, das von der Strahlenoptik als Grundlage ausgeht. Angewendet wird das Verfahren auf ein lineares und ein logarithmisches Profil des modifizierten Brechungsmoduls. Beim Wellenleiterprofil kommt es allein aufgrund der an der Erdoberfläche reflektierten Feldkomponente zu einer Konzentration der elektrischen Energie in Bodennähe. Ferner gibt es bei der logarithmischen Höhenabhängigkeit des Brechungsindex immer eine bestimmte Höhe, in der das Empfangsfeld völlig zusammenbrechen kann. Nimmt die Ductdicke zu, wandert dieser besondere Empfangspunkt aufwärts. Mit steigendem Wellenleiter durchfährt die Empfangsfeldstärke eine mehr oder minder große Anzahl von Interferenzlappen. Dieser theoretisch gefundene Zusammenhang zwischen der Feldstärke und der Ductdicke wird durch Experimente im wesentlichen bestätigt.

Abstract

On the basis of ray tracing, this paper proposes a method for model calculations on microwave propagation over sea within the horizon. The method is applied to a linear and a logarithmic profile of the modified refractive modulus. For the duct profile, a concentration of the electric energy near the ground is only caused by that component of the field which is reflected at the earth's surface. Furthermore, for the logarithmic height dependence of the refractive index there always exists a certain height where the receiving field may completely break down. This special receiving point is shifted upwards by increasing duct. With increasing duct thickness the receiving field strength passes through a number of interference lobes. This dependence of the field strength on duct thickness, which has been found out theoretically, has been essentially verified by experiments.

1. Einführung

Ausbreitungsexperimente über See mit Überhorizontrichtfunkverbindungen, wie sie seit Jahren vom Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg — Institut der Fraunhofer Gesellschaft — gemeinsam mit dem Meteorologischen Institut der Universität Hamburg durchgeführt werden, dienen dazu, die Ausbreitungsbedingungen über dem Meer zu studieren und durch geeignete charakteristische Parameter zu erfassen. Ein wesentliches Ergebnis dieser Arbeiten ist der Nachweis, daß in der maritimen Grenzschicht Wellenleiterbedingungen (Ductbedingungen) dominieren und das Vertikalprofil des Brechungsindex meist eine logarithmische Form hat oder zumindest durch eine logarithmische Höhenabhängigkeit angenähert werden kann (4). Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Ausbreitungsproblemen der elektromagnetischen Wellen im cm-Band über See innerhalb der radiooptischen Sicht. Insbesondere wird der Einfluß des maritimen Verdunstungswellenleiters auf das Empfangsfeld bei diesen relativ kurzen Richtfunkstrecken betrachtet.

2. Theoretische Erfassung des Problems

2.1. Allgemeine Betrachtungen

Grundlage der theoretischen Betrachtungen ist die Strahlenoptik. Sie läßt das Empfangsfeld als Teil eines sich vor dem Sender aufbauenden Interferenzfeldes er-

scheinen (5). Die eine Komponente des Empfangsfeldes gelangt auf direktem Wege (direkter Strahl) vom Sender zum Empfänger (s. Abb. 1). Die zweite erreicht den Beobachtungsort erst nach einer Reflexion an der Erdober-

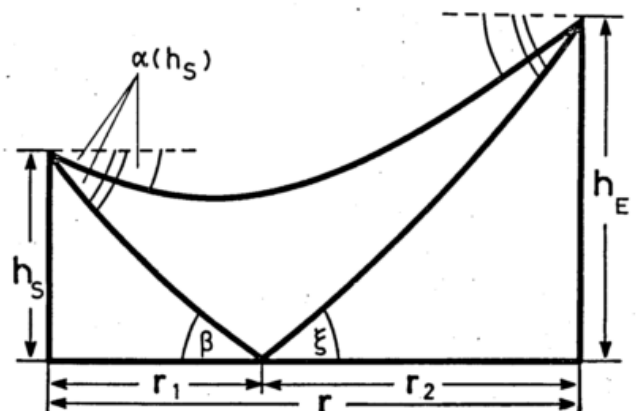


Abb. 1
Schema des direkten und des reflektierten Strahls auf einer Vorhorizontstrecke.

fläche (reflektierter Strahl). Der Absolutbetrag des Empfangsfeldes ergibt sich dann zu

$$|E|^2 = E_0^2 (A_1^2 + |R|^2 A_2^2 + 2 |R| A_1 A_2 \cos(\psi_2 - \psi_1)). \quad [1]$$

E_0 ist die Freiraumfeldstärke. $|R|$ berücksichtigt den bei der Bodenreflexion auftretenden Energieverlust. Bei den durchgeführten Rechnungen wurden hierfür versuchsweise die FRESNELSchen Koeffizienten verwendet.

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_c m(z) ds = \frac{2\pi}{\lambda} \left[r + (e_0 M(h_S) - \frac{\text{tg}^2 a(h_S)}{2}) r + \int_{h_S}^{h_E} \text{tg} a(z) dz \right] \quad [2]$$

Darin ist m der modifizierte Brechungsindex und dementsprechend das Integral über die Strahlbahn zu erstrecken in einem Koordinatensystem, das die Erde als Ebene erscheinen läßt. λ bezeichnet die Freiraumwellen-

ψ_1 und ψ_2 bezeichnen die Phase der direkten und der reflektierten Welle. Für die zu einer bestimmten Strahlbahn gehörende Phase läßt sich ableiten mit $e_0 = 10^{-6}$

$$M = (m-1) \cdot 10^6 = (n \left(1 + \frac{z}{a}\right) - 1) \cdot 10^6 \approx \left(n - 1 + \frac{z}{a}\right) \cdot 10^6 = N + 10^6 \frac{z}{a} \quad [3]$$

wobei a den Erdradius und z die Höhenkoordinate angeben. h_S und h_E sind die Höhen der Sende- und Empfangsantenne und r der Abstand zwischen deren Fußpunkten. Der Winkel a steht für die Neigung der Strahlbahn gegen die Horizontale und läßt sich schreiben als

$$\text{tg} a(z) = \pm \sqrt{2 e_0 (M(z) - M(h_S)) + \text{tg}^2 a(h_S)} \quad [4]$$

A_1 und A_2 sind Fokussierungskoeffizienten. Durch sie wird die Bündelung der Energie relativ zur Freiraumausbreitung auf dem Wege der beiden Strahlen erfaßt. Sie lassen sich über den Querschnitt eines Strahlenbündels bestimmen und ergeben sich (3) näherungsweise zu

$$A = \sqrt{\frac{r da(h_S)}{dh_E}} \quad [5]$$

Die Differentiale da und dh_E bezeichnen darin den Öffnungswinkel des Strahlenbündels am Sender und den vertikalen Abstand der Randstrahlen des Bündels am Ort des Empfängers.

Die Beziehungen [2] und [5] machen deutlich, daß man zur Berechnung von ψ_1 und ψ_2 sowie A_1 und A_2 die Strahlbahnen kennen muß. Einen analytischen Ausdruck kann man sowohl für die Phasen als auch für die Fokussierungskoeffizienten solange angeben, wie sich für die zugrunde liegende Differentialgleichung der Strahlbahn

$$\frac{d^2 z}{dx^2} = \frac{dm}{dz} = e_0 \frac{dM}{dz}; x = \text{horizontale Koordinate} \quad [6]$$

eine Lösung finden läßt. Im anderen Fall kann die Auswertung der Integrale und Differentialausdrücke mit

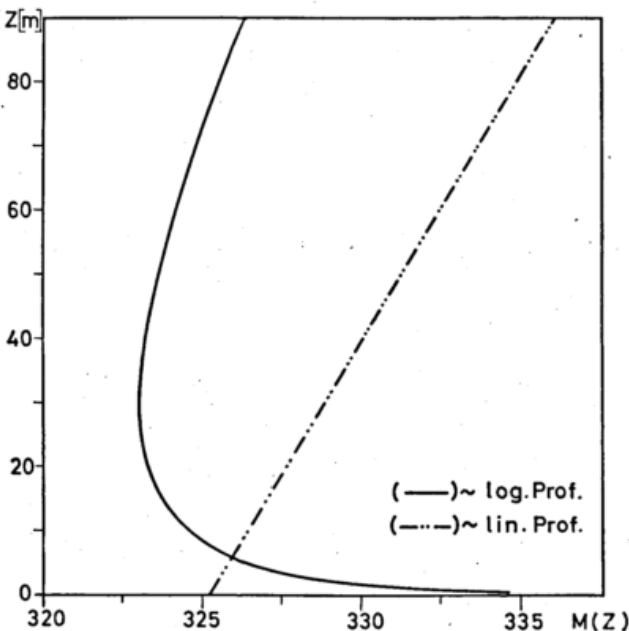


Abb. 2
Modifizierter Brechungsindex als Funktion der Höhe.

länge der benutzten Strahlung. M ist der modifizierte Brechungsindex. Zwischen m und M sowie dem Brechungsindex n und dem Brechungsindex N besteht die Beziehung

Hilfe numerischer Verfahren erfolgen. Die strahlenoptische Betrachtungsweise kann solange als gültig angesehen werden, wie gilt $\psi_2 - \psi_1 \geq 2\pi$. Der Empfänger liegt dann oberhalb der Beugungszone und innerhalb des Interferenzbereichs.

2.2. Praktische Anwendung der Strahlenoptik

Bei der Planung von Richtfunkverbindungen oder bei Reichweitenberechnungen von Radargeräten wird heute auch über dem Meer i. a. eine lineare Höhenabhängigkeit des Brechungsindex vorausgesetzt. Die angegebenen Beziehungen werden deshalb nicht nur für das logarithmische, sondern auch für das lineare Profil ausgewertet. Auf diese Weise wird gleichzeitig deutlich, welche Konsequenzen die grobe Vereinfachung der wirklichen Verhältnisse, die man durch die Annahme eines konstanten Gradienten vornimmt, hat bzw. haben kann. Die Gleichungen der beiden Profile, für die je ein Beispiel in Abb. 2 angegeben ist, werden dabei angesetzt als

$$\text{Lin. Profil: } M(z) = c(z - z_1) + M(z_1) \quad [7]$$

$$\text{Log. Profil: } M(z) = c(z - z_1 - (d + z_0) \ln \frac{z + z_0}{z_1 + z_0}) + M(z_1) \quad [8]$$

Darin wird, wie es allgemein üblich ist, angenommen $c = 0,12$. z_1 ist eine Bezugshöhe, d die Ductdicke und z_0 der Rauigkeitsparameter.

Im Falle des linearen Profils lautet die Differentialgleichung der Strahlbahn damit

$$\frac{d^2 z}{dx^2} = e_0 c \quad [9]$$

Die Neigung der Bahn gegen die Horizontale und die Bahngleichung selber ergeben sich daraus zu

$$\text{tg} a(x) = e_0 c x + \text{tg}(h_S) \quad [10]$$

$$z(x) = \frac{e_0 c}{2} x^2 + \text{tg} a(h_S) x + h_S \quad [11]$$

Für die Fokussierungskoeffizienten des direkten und des reflektierten Strahls erhält man

$$A_1^2 \approx 1; \quad A_2^2 = \left| \frac{-1}{1 + \frac{2e_0 c r_1 r_2}{\text{rtg} \xi}} \right| \quad [12]$$

Dabei bezeichnet r_1 den Abstand des Reflexionspunktes vom Sender und ξ den sogenannten Glanzwinkel.

Das Integral auf der rechten Seite der Gleichung [2] ist beim direkten Strahl durch

$$I_1 = \pm \frac{2}{3} \sqrt{2e_0 c (h_E - h_S + \frac{\text{tg}^2 a(h_S)}{2e_0 c})^3} - \frac{\text{tg}^3 a(h_S)}{3e_0 c} \quad [13]$$

und beim reflektierten durch

$$I_2 = \frac{2}{3} \sqrt{2e_0 c} \left\{ \sqrt{(h_S + \frac{\text{tg}^2 \xi}{2e_0 c})^3} + \sqrt{(h_E + \frac{\text{tg}^2 \xi}{2e_0 c})^3} \right\} - \frac{2\text{tg}^3 \xi}{3e_0 c} \quad [14]$$

gegeben.

Für das logarithmische Profil lautet die Differentialgleichung der Strahlbahn

$$\frac{d^2z}{dx^2} = e_0 c \left(\frac{z-d}{z+z_0} \right) \quad [15]$$

Einer analytischen Behandlung dieses Ausdruckes stehen mathematische Schwierigkeiten entgegen, die die Anwendung numerischer Integrationsverfahren als geeignet erscheinen lassen. In der Beziehung [5] werden dazu die Differentiale durch Differenzen ersetzt

$$A = \sqrt{\frac{r \Delta a(h_S)}{\Delta h_E}} \approx \sqrt{\frac{r \Delta a(h_S)}{\Delta h_E}} \quad [16]$$

Dabei bezeichnet Δh_E in der Entfernung r vom Sender den vertikalen Abstand zweier Strahlen voneinander;

die dort die Höhen $h_E - \frac{\Delta h_E}{2}$ bzw. $h_E + \frac{\Delta h_E}{2}$ durchlaufen.

Die beiden Bahnen selber werden auf numerischem Wege bestimmt. Ihre Abstrahlwinkel auf der Senderseite unterscheiden sich um $\Delta a(h_S)$.

Die Integrale I_1 und I_2 erhalten wegen der Gl. [4] und [8] die Form

$$I_1 = \int_{h_S}^{h_E} \sqrt{2e_0 c \left(z - h_S - (d+z_0) \ln \frac{z+z_0}{h_S+z_0} \right) + \text{tg}^2 a(h_S)} dz \quad [17]$$

und

$$I_2 = \int_0^{h_S} \text{tg} a_R(z) dz + \int_0^{h_E} \text{tg} a_R(z) dz \quad [18]$$

mit

$$\text{tg} a_R(z) = \sqrt{2e_0 c \left(z - (d+z_0) \ln \frac{z+z_0}{z_0} \right) + \text{tg}^2 \xi} \quad [19]$$

Die Auswertung der Integrale erfolgt wiederum auf numerischem Wege.

3. Ergebnisse aus der Theorie

Die maximal mögliche Empfangsfeldstärke wird wesentlich durch die beiden Fokussierungskoeffizienten bestimmt. In Abb. 3 sind einige Beispiele für ihre Abhängigkeit von der Empfängerhöhe angegeben. Man sieht, daß eine logarithmische Brechungsindexverteilung eine Zunahme von A_1 mit der Höhe erzeugt, bei der eine asymptotische Annäherung an eins erfolgt. Beim linearen Profil ist der zum direkten Strahl gehörende Fokussierungskoeffizient dagegen immer konstant gleich eins. Der dem reflektierten Strahl entsprechende Fokussierungskoeffizient ist im Falle des linearen Profils stets kleiner als eins und nimmt außer in unmittelbarer Bodennähe mit der Empfängerhöhe zu. Für logarithmische Schichtungsverhältnisse erreicht A_2 in geringer Höhe ein Maximum. A_2 ist hier größer als A_1 und kann sogar Werte über eins annehmen. Liegt das Wellenleiterprofil vor, kommt es also auch auf Sichtstrecken zu einer Konzentration der elektrischen Energie in Bodennähe. Sie entsteht allein aufgrund des reflektierten Strahlenbündels.

In Abb. 4 ist für beide Profile die Höhenabhängigkeit der Empfangsfeldstärke bei unterschiedlichen Streckenlängen, Schichtungsverhältnissen und Polarisierungen dargestellt. Man erkennt, daß mit zunehmender Empfängerhöhe in regelmäßigem Wechsel eine Reihe von Feldstärkemaxima und Feldstärkeminima durchlaufen wird. Mit wachsender Entfernung vom Sender wandert das Interferenzlappensystem aufwärts, wobei sich gleichzeitig die Einbrüche auseinanderziehen. Das Interferenzlappensystem für das lineare Profil liegt immer am höchsten über dem Boden. Bei einer logarithmischen Brechungsindexverteilung reicht es umso weiter herab, je größer die Ductdicke ist.

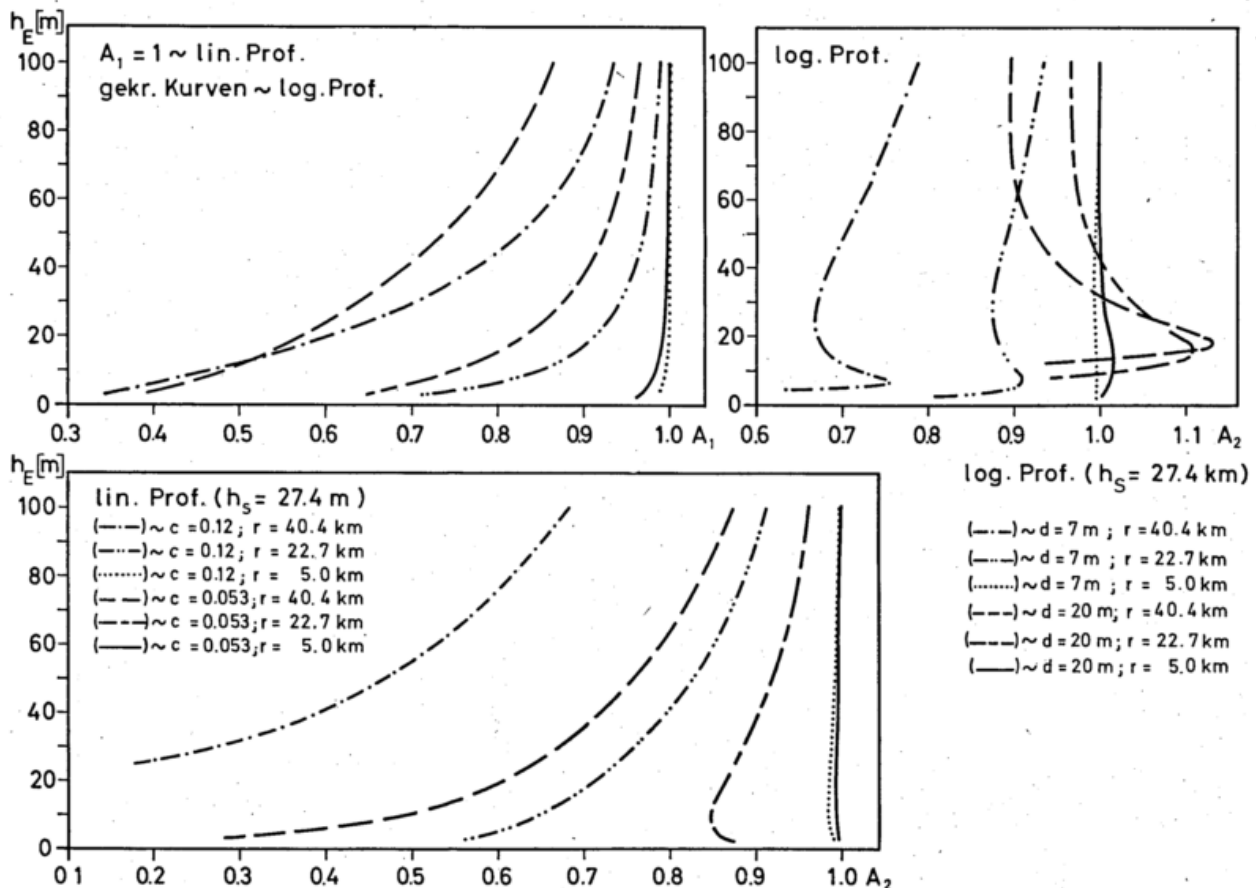


Abb. 3
Fokussierungskoeffizienten als Funktion der Empfängerhöhe.

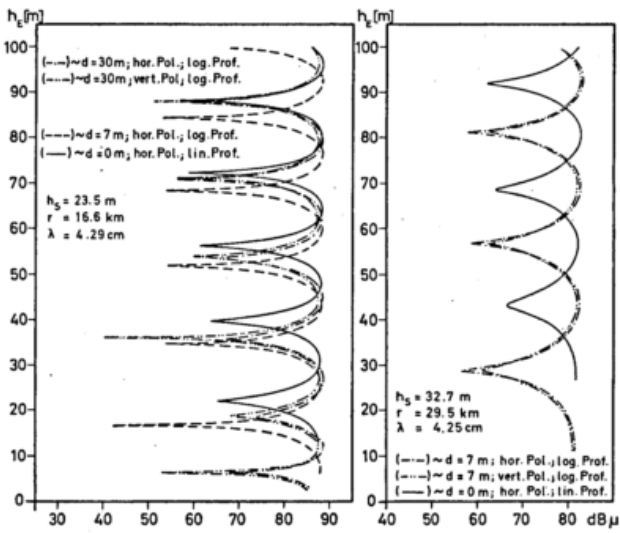
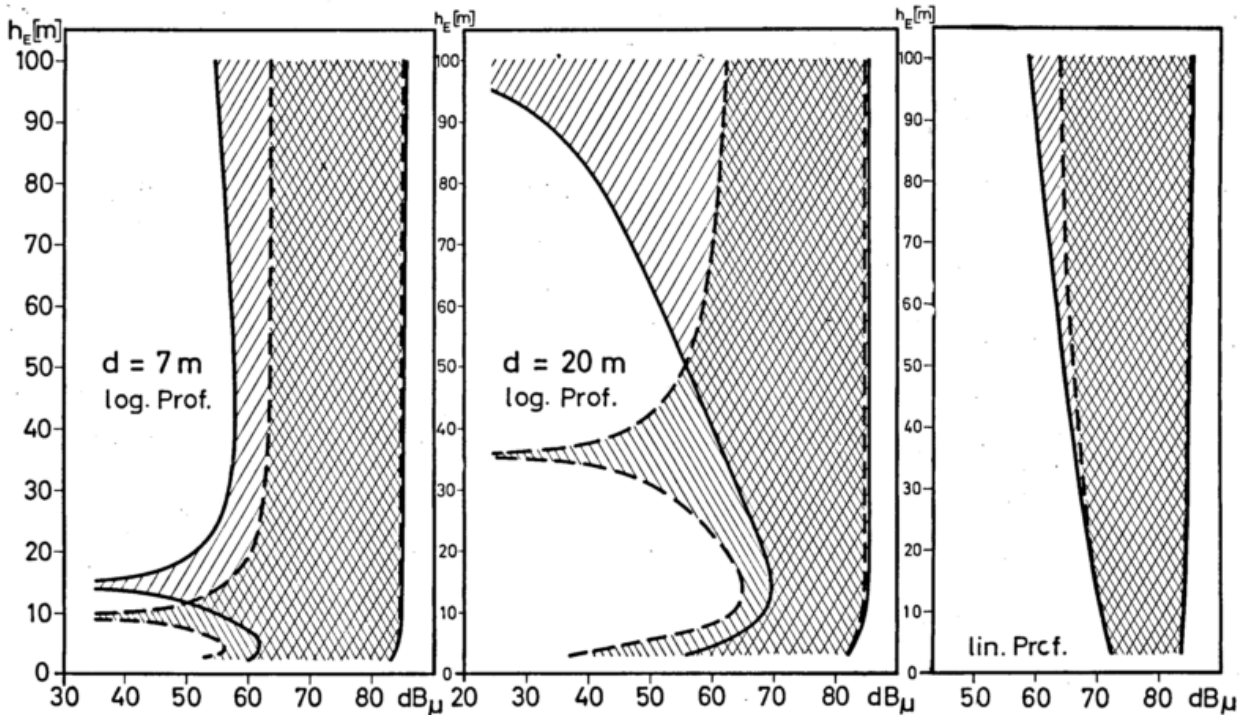
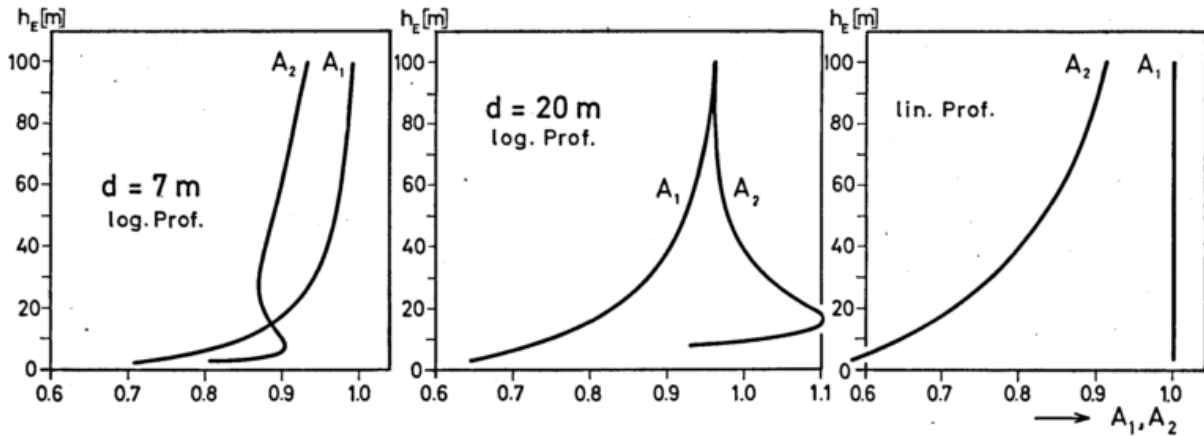


Abb. 4
Feldstärke als Funktion der Empfängerhöhe.

Wesentliche Unterschiede zwischen dem Wellenleiterprofil und dem linearen Profil ergeben sich bei den Maximal- und Minimalfeldstärken. Sie sind durch die Einhüllenden der Interferenzlappensysteme gegeben. Abb. 5 zeigt in ihrem unteren Teil einige Beispiele für den Verlauf der Einhüllenden. Es wird deutlich, daß die mögliche Tiefe der Interferenzeinbrüche (Max.-Min.) praktisch allein durch die Minimalfeldstärke festgelegt wird. Im Falle des log. Profils gibt es immer eine bestimmte Empfängerhöhe, für die der Interferenzeinbruch zu einer verschwindenden Feldstärke führen kann. Das bedeutet, daß Wellenleiterbedingungen, die in der Beugungszone Empfangsverbesserungen erzeugen, auf Sichtstrecken zu einem Zusammenbruch des Empfangsfeldes führen können. Diese durch Interferenz bedingte „Totale Auslöschung“ tritt genau dann auf, wenn die Höhe eines Interferenzminimums, die Emp-

Abb. 5
Oben:
Fokussierungskoeffizienten als Funktion der Empfängerhöhe.
Unten:
Maximal- und Minimalfeldstärke als Funktion der Empfängerhöhe.



$h_S = 27.4 \text{ m}; r = 22.7 \text{ km};$ hor. Pol., vert. Pol.

fängerhöhe und die Höhe des Minimums der unteren Einhüllenden zusammenfallen. Zustande kommt sie dadurch, daß die Kurven der beiden Fokussierungskoeffizienten sich in einer bestimmten Höhe schneiden (s. Abb. 5 oben). Unter dem Schnittpunkt erreicht A_2 und darüber A_1 den höheren Wert. Mit wachsender Ductdicke wandert dieser besondere Empfangspunkt aufwärts. Bei vertikaler Polarisation liegt er niedriger und verlagert sich mit steigendem Wellenleiter auch langsamer aufwärts als bei horizontaler Polarisation. Beim linearen Profil ist A_2 immer kleiner als A_1 . Deshalb wird hier erstens die Minimalfeldstärke nirgends zu Null und ist zweitens die Tiefe der Interferenzminima bei horizontaler Polarisation ständig größer als bei vertikaler. Angewendet auf die Verhältnisse beim Radar bedeuten diese Ergebnisse offenbar, daß es über See wegen des Verdunstungswellenleiters z. B. für ein Schiffsradar Zonen gibt, die nicht eingesehen werden können.

4. Vergleich zwischen Theorie und Experiment

Eine teilweise Überprüfung der Theorie durch experimentelle Untersuchungen kann über den Zusammenhang, der zwischen der Empfangsfeldstärke und der Wellenleiterdicke besteht, erfolgen. In Abb. 6 ist zunächst das Empfangsfeld, wie es sich aus der Theorie ergibt, als Funktion der Ductdicke für vier Richtfunkverbindungen unterschiedlicher Streckengeometrie dar-

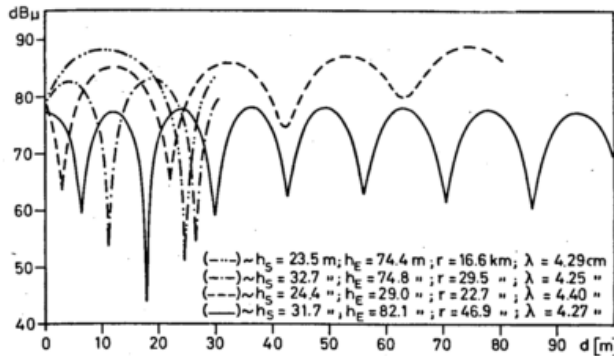


Abb. 6
Empfangsfeldstärke als Funktion der Ductdicke.

gestellt. Alle Beispiele zeigen, daß mit wachsendem d — ähnlich wie im vorhergehenden Abschnitt mit steigender Empfängerhöhe — eine mehr oder minder große Anzahl von Interferenzlappen durchlaufen wird. Das entspricht der von der Höhenabhängigkeit der Empfangsfeldstärke gewonnenen Vorstellung, nach der ein zunehmender Wellenleiter das gesamte Interferenzlappensystem herunterzieht.

Bei verschwindender Ductdicke geht das log. Profil in eine Brechungsindexschichtung mit konstantem Gradienten über. Für $d = 0$ muß also das Ductprofil denselben Feldstärkewert ergeben wie das entsprechende lineare Profil. In diesem Wert schneidet die auf der Grundlage der Strahlenoptik für die log. Schichtung berechnete Feldstärkekurve die Ordinate des $dBμ$ - d -Diagramms, wenn die Empfangsantenne beim entsprechenden konstanten Brechungsindexgradienten im Interferenzfeld liegt. Das ist in Abb. 6 der Fall bei den drei kürzeren Strecken. Befindet sich der Empfänger im Halbschatten oder in der Beugungszone, wie bei der 46,9-km-Strecke, gibt das Beugungsfeld, das der linearen Brechungsindexschichtung entspricht, einen Hinweis auf

den Abfall, der vom ersten Interferenzmaximum an mit kleiner werdendem Wellenleiter zu erwarten ist.

Ebenso wie bei der Höhenabhängigkeit der Empfangsfeldstärke kann man auch zu den hier vorliegenden Interferenzlappensystemen die Einhüllenden berechnen. Ein Beispiel ist in Abb. 7 angegeben. Man sieht, daß die Differenz der Extremalfeldstärken zunächst mit dem Wellenleiter ansteigt, unendlich wird und dann wieder zurückgeht. Bei vertikaler Polarisation ist zum Erreichen des absoluten Minimums der Feldstärke eine größere Ductdicke erforderlich als bei horizontaler. Die Erklärung dieses Verhaltens der Einhüllenden liegt in der schon betrachteten Höhenabhängigkeit der Empfangsfeldstärke. Danach liegt das absolute Feldstärkeminimum bei verschwindender Ductdicke unterhalb der

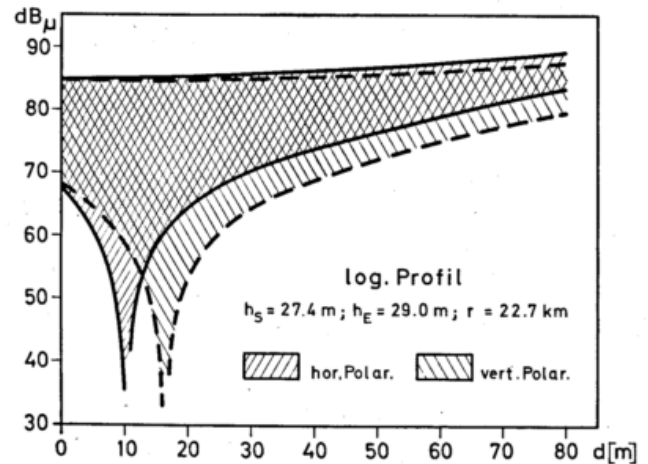


Abb. 7
Maximal- und Minimalfeldstärke als Funktion der Ductdicke.

Empfangsantenne, schiebt sich mit wachsendem d weiter an sie heran, erreicht sie schließlich bei einer bestimmten Mächtigkeit des Wellenleiters und wandert dann über sie nach oben hinaus.

Die Abhängigkeit der gemessenen Feldstärke von der „gemessenen“ Ductdicke zeigt die Abb. 8 in den Ausschnitten a) bis d) für vier Richtfunkverbindungen gleicher Streckenlänge aber unterschiedlicher Antennenhöhen — im folgenden kurz mit SO—EO, SU—EO, SO—EU, SU—EU bezeichnet. Die zugehörigen theoretischen Feldstärkekurven sind im Teilbild h) aufgetragen. Die „gemessenen“ Ductdicken wurden nach der von BROCKS gegebenen Methode bestimmt (1), (2). Die Darstellungen e) bis g) geben Korrelationen zwischen den Empfangsfeldstärken der Strecke SU—EU einerseits und denen der drei anderen Strecken andererseits wieder. Bei der Strecke SU—EU liegt der Empfänger hinter dem Horizont. Dementsprechend zeigt die Feldstärke auch lediglich einen Anstieg mit dem Wellenleiter. Die Streuung der Punktwolke ist teilweise dadurch bedingt, daß das wirkliche Brechungsindexprofil durch das log. Profil nur angenähert wird. Der gleiche Effekt tritt in den Abb. a), b), c) auf. In den Abb. e), f), g) ist er dagegen eliminiert. Die Punktwolke für die Antennenanordnung SO—EO zeigt, daß das Empfangsfeld mit steigender Ductdicke ein Interferenzlappensystem durchläuft. Bei den Strecken SU—EO und SO—EU befindet sich die Antenne gerade im Übergangsbereich zwischen der Beugungszone und der Interferenzzone. Mit der Einschränkung, daß sie in Richtung kleiner Ductdicken verschoben sind, verhalten sich die theoretischen Kurven wie die Punktwolken.

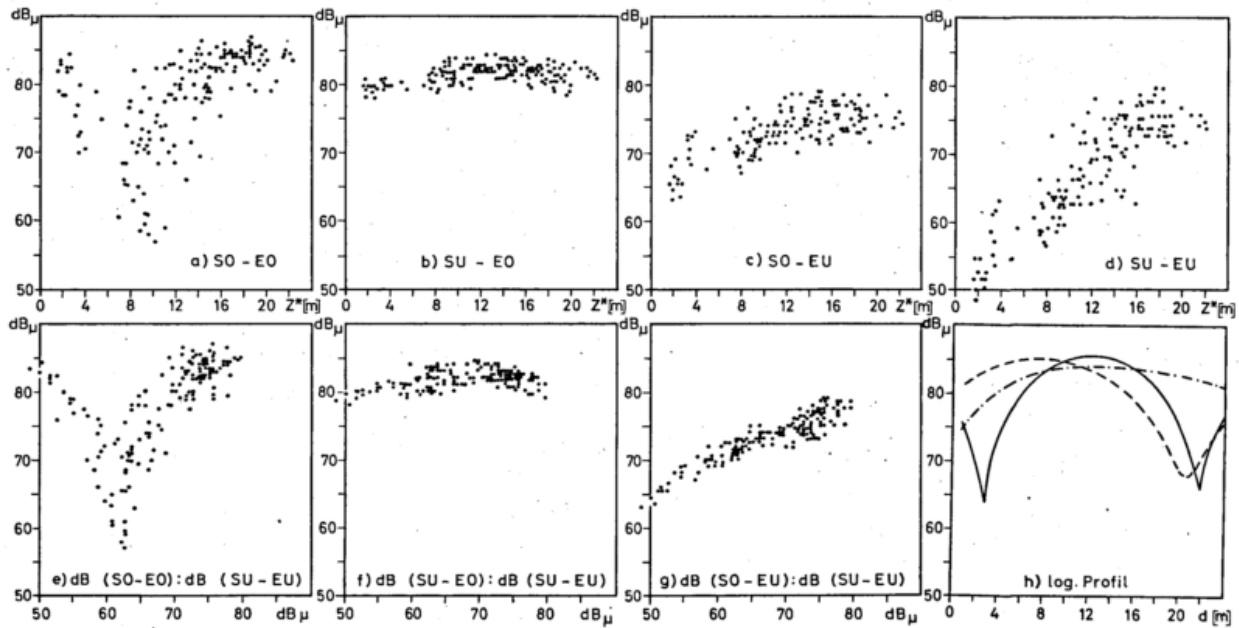


Abb. 8

a — d:

Korrelation gleichzeitig gemessener Feldstärken und Ductdicken

e — g:

Korrelation gleichzeitig gemessener Feldstärken

h: Theoretische Feldstärkekurven

Die verwendeten Wertepaare genügen der Bedingung:

$$-0,02 \leq Ri_{1m} \leq 0,002; u \geq 5 \text{ m/sec}; 270^\circ \leq DD \leq 360^\circ;$$

$$P \geq 0 \text{ m ü. N. N.}$$

(Ri_{1m} : Näherungswert der RICHARDSONschen Zahl in 1 m Höhe; u : Windgeschwindigkeit in 6 m Höhe; DD : Windrichtung;

P : Wasserstand).

Literatur

- (1) BROCKS, K.: Der Brechungsindexgradient für elektromagnetische Wellen (cm- bis m-Band) in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre. Dt. hydrogr. Z. 8 (1955) S. 186—194.
- (2) BROCKS, K.; HASSE, L.: Der Brechungsindexgradient für elektromagnetische Wellen (cm- bis m-Band) in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre, 2. Beitrag. Dt. hydrogr. Z. 9 (1956) S. 217—221.
- (3) FEHLHABER, L.: Beitrag zur Ausbreitung der dm- und cm-Wellen über See. Techn. Ber. Nr. 5501 Fernmeldetechn. Zentr.-Amt Dt. Bundespost, Darmstadt (1960).
- (4) JESKE, H.: Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im cm- und m-Band über dem Meer unter besonderer Berücksichtigung der meteorologischen Bedingungen in der maritimen Grenzschicht. Hamburger geophys. Einzelschr. Heft 6. Hamburg: Verlag Cram, de Gruyter u. Co. 1965.
- (5) FRÜCHTENICHT, H. W.: Atmosphärische Einflüsse auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen über See innerhalb des radiooptischen Horizonts. Diss. Univ. Hamburg (1971).

Indirekte Messung troposphärischer Geschwindigkeiten mit Pulsradar oder Funkstrecken

Zusammenfassung

Elektromagnetische Wellen im Frequenzbereich oberhalb von 1 GHz werden an turbulenzbedingten Inhomogenitäten des Brechwertes in der Troposphäre gestreut. Am Empfangsort entsteht dabei eine in Raum und Zeit statistisch schwankende Feldstruktur, aus der gewisse Rückschlüsse auf die streuende Brechwertstruktur möglich sind. In den beiden Fällen der Rückstreuung beim Radar und der Vorwärtsstreuung bei einer Transhorizont-Funkstrecke kann so die Vertikalkomponente der Turbulenzgeschwindigkeit bestimmt werden. Die Funkstrecke erlaubt darüber hinaus auch die Bestimmung der Windkomponente quer zur Ausbreitungsrichtung. Über das Meßverfahren und die Meßergebnisse wird berichtet.

Abstract

Electromagnetic waves in the frequency range above 1 GHz are scattered from turbulent inhomogeneities of the refractivity in the troposphere. At the receiving site a field structure is met, that varies in a statistical manner in space and time and that allows conclusions to be drawn with respect to the refractivity structure. With back scattering in the case of radar and forward scattering in the case of a transhorizon radio path the vertical component of the turbulence velocity can be determined. A transhorizon link moreover allows determining the wind component perpendicular to the direction of propagation. This report gives measuring methods and results.

1. Einleitung

Das Radar ist dem Meteorologen längst zu einem wichtigen Hilfsmittel zur Ortung von Niederschlagsgebieten geworden. Neben den Niederschlagsechos, Flugzeugechos und Festzielen werden häufig auch sogenannte „Geisterechos“ oder „Angel“ auf dem Radarschirm beobachtet, über deren Herkunft lange Zeit Unklarheit herrschte. Inzwischen dürfte aber klar sein, daß die Mehrzahl der sogenannten „Punktangel“ durch Vögel und Insekten verursacht werden. Neben diesen kohärenten Echos werden aber auch gelegentlich diffuse und unkohärente Echos beobachtet, die mehr Schichtcharakter haben und deshalb „Schichtangel“ genannt wurden. Sie sind im allgemeinen schwach und nur mit Geräten hoher Leistung oder bei großer Empfängerempfindlichkeit festzustellen.

Seit BOOKER und GORDON (1) im Jahre 1950 nachwiesen, daß Inhomogenitäten der Brechzahl der Luft elektromagnetische Wellen in nachweisbarem Maß streuen können, lag es nahe, die Schichtangel als Rückstreuung aus der Troposphäre zu deuten. Dieser Effekt ist inzwischen von einer Reihe von Autoren mehr oder weniger eingehend untersucht worden. Zu nennen sind hier SAXTON (2), HARDY (3), ATLAS (4), FEHLHABER (5).

STRATMANN (6) dürfte dieses Phänomen wohl am eingehendsten untersucht haben. Ein Teil der in diesem Bericht vorgelegten Ergebnisse ist in Zusammenarbeit mit Herrn STRATMANN entstanden.

Die Streuwellen erzeugen am Ort des Radars ein Empfangsfeld, das in Raum und Zeit statistisch schwankt. Die zeitlichen Schwankungen sind dabei eine Folge der Bewegung der Brechzahl-inhomogenitäten,

d. h. des Windes und der turbulenten Luftbewegungen. Die Eingangsspannungsschwankungen des Radars sollten deshalb Rückschlüsse auf diese Bewegungsvorgänge erlauben. Nachzuweisen, daß das tatsächlich mit einem normalen Pulsradar möglich ist, ist Ziel dieser Arbeit.

Die Inhomogenitäten der Brechzahl streuen nicht nur rückwärts. Die Vorwärtsstreuung ist sogar um Größenordnungen intensiver und wird deshalb zur Nachrichtenübertragung über Entfernungen von vielen hundert Kilometern praktisch genützt. Man kann deshalb auch die Vorwärtsstreuung verwenden, um Aufschlüsse über troposphärische Bewegungsvorgänge zu gewinnen. Auf unsere Untersuchungen in dieser Richtung wird am Schluß dieses Berichts kurz eingegangen. Der Schwerpunkt aber wird bei den Radarmessungen liegen, weil ihre Ergebnisse dem Meteorologen detailliertere Auskünfte geben als die nur für den Radiophysiker bedeutsameren Messungen auf der Funkstrecke.

2. Meßprinzip und Meßverfahren der Troposonde

Als „Troposonde“ bezeichnen wir ein Pulsradar, das vertikal in die Atmosphäre strahlt. Ein solches Gerät wurde bei unseren Untersuchungen verwendet. Eine schematische Darstellung gibt Abb. 1. Die einfachste zu Beginn verwendete Version zeigt Abb. 1a. Sie hat sich aus zwei Gründen nicht bewährt. Erstens zeigte sich, daß über die Nebenzipfel der Antennendiagramme zu viele bodennahe Ziele sichtbar wurden und die sehr schwachen troposphärischen Signale überdeckten. Dieser Mangel konnte durch Eingraben der Antenne in eine kegelförmige Erdgrube beseitigt werden. Darüber hinaus war eine bessere Entkopplung zwischen Sender und Empfänger notwendig, um ungestörte Meßergebnisse

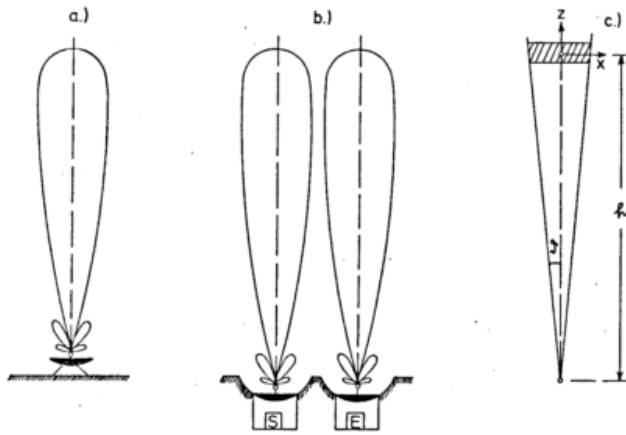


Abb. 1
Die Tropsonde schematisch

aus möglichst geringen Höhen zu erhalten. Das gelang nur durch Trennung von Sender und Empfänger. So entstand die in Abb. 1b gezeigte Anordnung. Mit ihr konnten Messungen von 300 m Höhe an vorgenommen werden, da sich von da an die beiden Strahlungsdiagramme der Antennen bereits soweit überdeckten, daß die Meßergebnisse verwendbar waren. Selbstverständlich war dabei eine Korrektur des Überdeckungsfehlers notwendig.

Das von einem einzelnen Impuls in einem bestimmten Augenblick am Empfänger ankommende Signal stammt aus einem Streuvolumen, dessen horizontale Ausdehnung durch das Strahlungsdiagramm der Antennen bestimmt ist, während die vertikale von der Impulsdauer abhängt (Abb. 1c). Der halbe Öffnungswinkel ϑ des Antennendiagramms (Halbwertsbreite) betrug etwa 0,03 rad, so daß der horizontale Durchmesser des Streuvolumens in 1 km Höhe zu etwa 60 m abgeschätzt werden kann.

Ziel der Untersuchungen war die Bestimmung der Geschwindigkeiten, mit denen sich die Brechzahl-inhomogenitäten im Streuvolumen bewegen. Wie leicht nachzuweisen ist (siehe beispielsweise (8)), sind diese Geschwindigkeiten mit den mechanischen Geschwindigkeiten der Luft identisch. Es seien nun v_x , v_y und v_z die Komponenten dieser Geschwindigkeiten in einem bestimmten Punkt des Streuvolumens. Diese Größen lassen sich in Mittelwert und Abweichung zerlegen.

$$v_x = \bar{v}_x + v_x' \quad v_y = \bar{v}_y + v_y' \quad v_z = \bar{v}_z + v_z' \quad [1]$$

Zu mitteln ist dabei über das Streuvolumen. Das Achsenkreuz wurde so gewählt, daß x - und y -Richtung horizontal verlaufen, z vertikal ist und außerdem die x -Richtung mit der Windrichtung übereinstimmt. Dadurch wird $\bar{v}_y = 0$ und $\bar{v}_x$ ist die Windgeschwindigkeit. Der Mittelwert $\bar{v}_z$ beschreibt eine Hebung oder Senkung der Luft im gesamten Streuvolumen und ist deshalb konvektiv bedingt. Die Abweichungen v_x' , v_y' und v_z' schließlich kennzeichnen die Turbulenzgeschwindigkeit.

Der Empfänger filtert die Eingangsspannung so, daß die Pulsfolgefrequenz unterdrückt wird, und demoduliert dann. Als Meßergebnis stehen infolgedessen die Schwankungen der Trägeramplitude am Empfänger Ausgang zur Verfügung. Aus ihr müssen nun die Aufschlüsse über die verschiedenen Geschwindigkeitsvorgänge im streuenden Volumen gewonnen werden.

Durch die Streuung der Welle an einem bewegten Volumelement entsteht eine Dopplerverschiebung der Frequenz. Sie hängt von der Änderungsgeschwindigkeit s des gesamten Laufweges s der Welle Radar – Volumelement – Radar ab. Aus geometrischen Überlegungen

erhält man bei genügend kleinem Antennenöffnungswinkel

$$s = 2 \left(\bar{v}_z + \frac{x}{h} \bar{v}_x + v_z' \right). \quad [2]$$

Dabei ist h nach Abb. 1 die Höhe der Mitte des Streuvolumens über der Radarantenne. In den Dopplereffekt gehen die beiden horizontalen Turbulenzkomponenten nicht ein. Sie beeinflussen das Meßergebnis nicht und sind deshalb mit diesem Verfahren auch nicht bestimmbar.

Da v_z' örtlich veränderlich ist, gilt das auch von s . Das am Empfänger eintreffende Wellengemisch hat deshalb keine diskrete Frequenz mehr, sondern ein durch den Dopplereffekt verbreitertes Spektrum. Diese spektrale Leistungsverteilung wird Dopplerspektrum genannt. Die Frequenzen liegen um die Trägerfrequenz f_0 , wie es Abb. 2b zeigt. Wie leicht nachzuweisen ist, beträgt diese Verbreiterung kaum 100 Hz. Sie ist also außerordentlich

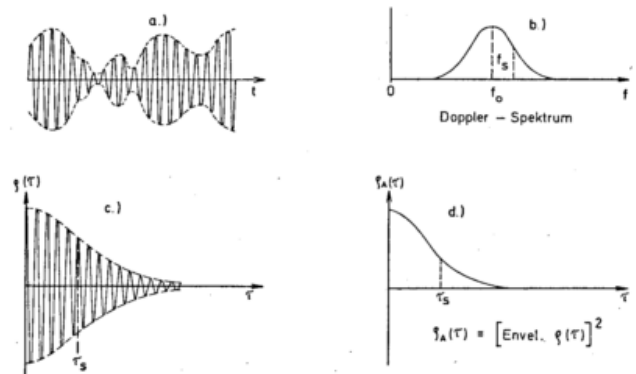


Abb. 2
Spektrum und Autokorrelationsfunktionen des Empfangsfeldes

klein im Vergleich zur Trägerfrequenz, die bei unserem Gerät 3 GHz (= 10 cm Wellenlänge) betrug.

Die Form des Dopplerspektrums hängt wesentlich von der statistischen Verteilung der vertikalen Turbulenzkomponenten v_z' im Streuvolumen ab. Mit der plausiblen Annahme, daß v_z' normalverteilt ist mit dem Mittelwert 0 und einer Standardabweichung w_t , kann das zu erwartende Dopplerspektrum berechnet werden. Dabei geht der Antennenöffnungswinkel ϑ (siehe Abb. 1) in das Ergebnis ein. Man erhält eine Normalverteilung der Empfangsleistung mit der Varianz

$$f_s^2 = \left(\frac{2 w_t}{\lambda} \right)^2 + 2 \left(\frac{\vartheta \bar{v}_x}{\lambda} \right)^2. \quad [3]$$

Hierin ist λ die Wellenlänge der Trägerfrequenz und

$$w_t^2 = \overline{v_z'^2} \quad [4]$$

die Varianz von v_z' . Der Antennenöffnungswinkel ϑ und die Wellenlänge λ sind vom Gerät vorgegeben. Kennt man also die Windgeschwindigkeit $\bar{v}_x$ aus anderen Unterlagen und kann man die Breite f_s des Dopplerspektrums messen, so liefert [3] den quadratischen Mittelwert w_t der vertikalen Turbulenzkomponenten v_z' .

Die Bestimmung von f_s müßte nach den vorstehenden Überlegungen unser Ziel sein. Leider liefert aber ein normales Pulsradar diese Größe nicht ohne weiteres, zumindest nicht ohne ganz wesentliche Umbauten. Man muß einen Umweg gehen und kann dann indirekt aus dem Meßergebnis auf f_s schließen. Durch die Interferenz der vielen Streuwellen mit Dopplerverschiebung wird die Eingangsspannung phasen- und amplitudenmoduliert. Sie hat die Form von Abb. 2a. Ihr Leistungsspektrum ist, wie oben festgestellt, das Dopplerspektrum (Abb. 2b). Anstatt durch ihr Leistungsspektrum

kann man diese Schwingung aber auch durch ihre Autokorrelationsfunktion charakterisieren. Abb. 2c zeigt, wie diese Funktion aussieht. Die Abnahme ihrer Amplitude enthält die eigentliche Information. Unter den oben gemachten Voraussetzungen über die statistische Verteilung von v_x ist diese Amplitudenkurve eine Gaußfunktion, die bei einer Zeitverschiebung τ_s auf $e^{-1/2}$ sinkt. Die Kohärenzzeit τ_s hängt mit der Breite f_s des Dopplerspektrums eng zusammen:

$$\tau_s = \frac{1}{2\pi f_s} \quad [5]$$

Diese Beziehung leitet sich aus dem Theorem von Norbert WIENER her, demzufolge die Autokorrelationsfunktion die Fouriertransformierte des Leistungsspektrums ist (siehe beispw. (9), (10) oder (11)).

Leider ist auch die Autokorrelationsfunktion der Eingangsspannung nicht direkt meßbar, wohl aber die der demodulierten Spannung am Empfängerausgang. Zwischen beiden Autokorrelationsfunktionen und der Demodulationskennlinie bestehen sehr einfache Beziehungen. Ist die Demodulationskennlinie quadratisch – bei unserem Empfänger war das mit genügender Genauigkeit der Fall – so kann τ_s auch der Autokorrelationsfunktion $\varrho_A(\tau)$ der Ausgangsspannung entnommen werden, denn es ist

$$\varrho_A(\tau_s) = e^{-1}. \quad [6]$$

Die Beziehung zur Berechnung des quadratischen Mittelwertes w_t der vertikalen Turbulenzkomponenten lautet also

$$w_t = \frac{\lambda}{4\pi\tau_s} \left[1 - 80 \left(\frac{\tau_s \vartheta \bar{v}_x}{\lambda} \right)^2 \right]^{1/2} \quad [7]$$

Sie enthält als Bestimmungsgrößen die Geräteparameter ϑ und λ , die Windgeschwindigkeit $\bar{v}_x$ und die Meßgröße τ_s . Im Verlauf der Messungen hat sich ergeben, daß in fast allen Fällen

$$80 \left(\frac{\tau_s \vartheta \bar{v}_x}{\lambda} \right)^2 \ll 1$$

ist. Das bedeutet, daß bereits ein ungenauer Wert von $\bar{v}_x$ ausreichte, um ein genügend genaues w_t zu erhalten. Deshalb durfte aus Routineaufstiegen die Windgeschwindigkeit über Stuttgart entnommen werden, obgleich die Troposonde in Darmstadt stand. Ob diese Vereinfachung auch noch oberhalb unserer Meßgrenze von 4 km Gültigkeit hat, ist nicht bekannt. In der Höhe des Windmaximums sind wahrscheinlich genauere Werte der Windgeschwindigkeit erforderlich. Tabelle 1 enthält die Gerätedaten.

Tab. 1
Gerätedaten

Frequenz	3 GHz
Senderleistung (Impulsspitze)	80 kW
Impulsdauer	1 μ s
Pulsfolgefrequenz	1 kHz
Halber Antennenöffnungswinkel ϑ	0,03 rad
Antennendurchmesser (Rotationsparabol)	3 m
Antennenabstand	7 m

Zu erwähnen bleibt, daß durch eine dem Dicke-Verfahren der Radioastronomen ähnliche Schaltung und durch Mittelung von Meßwerten die Empfängerempfindlichkeit um einen Faktor 400 verbessert wurde. Schließlich sorgte ein verstellbares Zeittor dafür, daß stets nur Werte aus einem bestimmten Höhenintervall von etwa 150 m an den Empfängerausgang gelangten. Dadurch erst war es möglich, zeitliche Schwankungen sauber zu erfassen.

3. Ergebnisse der Troposondenmessungen

An 19 Tagen in der Zeit zwischen dem 12. 9. und 12. 11. 1969 wurden 82 Messungen von w_t unter verschiedenen Wetterbedingungen und in Höhen zwischen 300 m und 4 km vorgenommen. Sie zeigten, daß die Meßwerte zwar stark schwankten, daß aber im Mittel in diesem Höhenbereich keine nennenswerte Höhenabhängigkeit von w_t existiert. Abb. 3 zeigt zwei statistische Verteilungen. Die ausgezogene Kurve umfaßt alle Werte, die

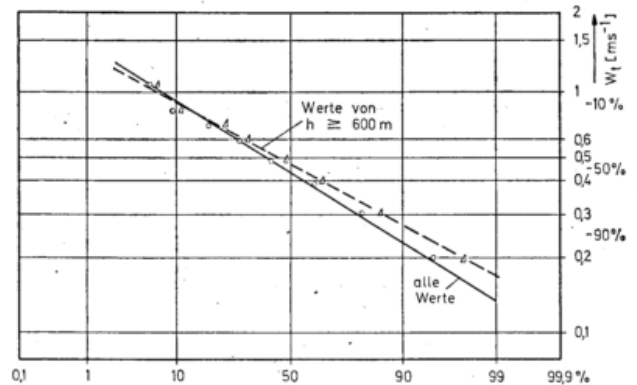


Abb. 3
Häufigkeitsverteilungen der vertikalen
Turbulenzkomponente w_t .

gestrichelte nur diejenigen aus Höhen oberhalb 600 m. Der Unterschied ist offensichtlich gering. 50 % aller Werte sind größer als 0,45 ms⁻¹.

Weitere interessante Ergebnisse erhält man durch eine von STRATMANN (6) vorgeschlagene Einteilung der Meßwerte in verschiedene Klassen. STRATMANN fand, daß in wolkenfreier Luft zwei verschiedene Arten von Brechzahlinhomogenität auftreten. Die eine von ihnen wird nur in den untersten 1000 m der Atmosphäre beobachtet und dort auch nur tagsüber und bei Konvektion. Die Radarbilder zeigen strukturlose, diffuse Rückstreuung. STRATMANN nennt diesen Typ „Konvektionsinhomogenität“. Oberhalb von etwa 1000 m und in der Nacht auch in Bodennähe findet man Inhomogenität nur in einzelnen Schichten, die so dünn sind, daß der Radarimpuls keine weitere Auflösung erlaubt. Diese Form nannte STRATMANN „Schichtinhomogenität“. Untersuchungen von RICHTER (12) mit einem hochauflösenden FM-CW-Radar haben gezeigt, daß diese inhomogenen Schichten oft nur 1 bis 2 m dick sind. Darüber hinaus sind sie anscheinend stets mit statisch stabilen Schichten gekoppelt. Auch das konnte STRATMANN (6) nachweisen.

Gliedert man die 82 Meßwerte in diese beiden Gruppen und nimmt noch Wolken und Niederschläge hinzu, so ergeben sich anstelle des einen Medianwertes 0,45 ms⁻¹ die vier Werte der folgenden Tabelle 2:

Tab. 2
Medianwerte von w_t

	ms ⁻¹
Schichten	0,29
Konvektion	0,49
Wolken	0,51
Niederschlag	0,70

Die Turbulenzkomponenten in Konvektion und Wolken unterscheiden sich also nicht wesentlich. In Schichten hingegen sind sie niedriger als aus direkten Turbulenzmessungen bekannt ist. Das läßt sich sicher durch

die räumliche Bindung der Schichten an statisch stabile Bereiche der Atmosphäre erklären. Ob der in Niederschlägen gemessene Wert von $0,70 \text{ ms}^{-1}$ tatsächlich die Turbulenzkomponente angibt, erscheint fraglich. Hier entsteht die Rückstreuung nicht durch die Brechzahl-inhomogenität, sondern durch Niederschlagsteilchen.

4. Messungen auf einer Transhorizontstrecke

Will man die Luftgeschwindigkeit mit der Vorwärtststrecke mit der Rückstreuung messen, so muß man verhindern, daß den Empfänger die direkte oder die an der Erdoberfläche gebeugte Strahlung erreicht. Das gelingt am einfachsten dadurch, daß man den Empfänger genügend weit hinter dem Horizont des Senders aufstellt. Bei einer derartigen Transhorizontstrecke ist das Streuvolumen — im Gegensatz zur Troposonde — allein durch die Antennen-Strahlungsdiagramme bestimmt. Man kann dann mit einer kontinuierlich abgestrahlten diskreten Frequenz arbeiten. Abb 4 zeigt die Geometrie der von uns verwendeten 418 km langen Versuchsstrecke zwischen Hamburg und Darmstadt (Frequenz: 1715 MHz).

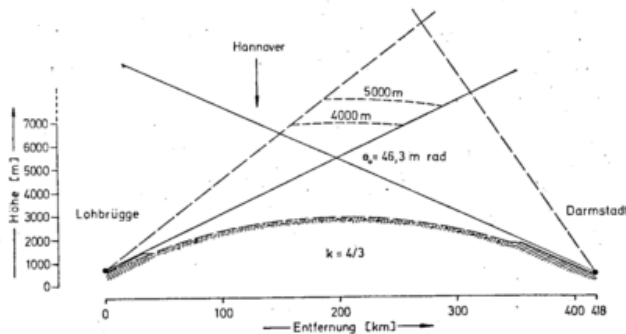


Bild 4

Abb. 4
Streckenprofil der Strecke Hamburg — Darmstadt
(aus Techn. Ber. 5579, Abb. 9).

Das Meßprinzip ist dabei praktisch unverändert, nur sind die Verhältnisse etwas komplizierter. Außerdem darf nicht erwartet werden, daß die Meßergebnisse denen des Pulsradars gleichen, denn das Streuvolumen ist bei der Funkstrecke sehr viel größer als beim Radar. Auf der obengenannten Strecke war das Streuvolumen ein ellipsoidähnlicher Körper mit einem Längsdurchmesser von 80 km, einer Breite von 6 km und einer Höhe von 2 bis 3 km. Ein solches Gebilde hat als ganzes keine meßbare Vertikaldrift $\bar{v}_z$, die als Konvektion gedeutet werden könnte. Die konvektiven Bewegungen sind hier vielmehr in w_t enthalten. Das auf einer solchen Strecke gemessene w_t kann deshalb auch nicht mehr zu Recht als Turbulenzgeschwindigkeit bezeichnet werden. Wir haben sie deshalb Fluktuationgeschwindigkeit genannt. Aus Messungen, die sich über mehr als ein Jahr erstreckten, ergab sich ein Medianwert dieser Größe von $0,65 \text{ ms}^{-1}$, also wesentlich mehr als beim Radar.

In die Beziehung zur Berechnung von w_t geht bei der Strecke nicht die Windgeschwindigkeit, sondern ihre Komponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ein. Im Gegensatz zum Radar kann sie aber mitgemessen werden, wenn man anstatt nur einer Antenne zwei quer zur Ausbreitungsrichtung horizontal versetzte Antennen verwendet und neben der Autokorrelationsfunktion auch die Kreuzkorrelationsfunktion der beiden Eingangsspannungen bestimmt. Ein Vergleich der so gemessenen

Windkomponenten mit der entsprechenden geostrophischen Windkomponente in 3 km Höhe (700 mb) ergab Korrelationskoeffizienten, die durchweg größer als 0,8 waren. Die Meßwerte waren aber um etwa 10 % kleiner als die entsprechenden geostrophischen.

5. Diskussion der Ergebnisse

Die Funkstrecke scheint nach den Ergebnissen des vorangegangenen Abschnitts kaum ein geeignetes Hilfsmittel für den Meteorologen zu sein. Umso mehr verspricht jedoch das Radar, wenn es um die Früherkennung von sogenannten clear-air-Turbulenzen geht. Leistungen von 80 kW, wie sie in unseren Versuchen verwendet wurden, reichen dafür allerdings nicht aus. Der erfassbare Höhenbereich müßte auf das drei- bis vierfache vergrößert werden. Eine Steigerung der Empfindlichkeit über Leistungssteigerung und größere Antennen um einen Faktor 100 sollte ausreichen, um die gesuchten Effekte zu entdecken. Dabei muß noch eine Voraussetzung erfüllt sein: Die Turbulenzen müssen mit Brechzahl-inhomogenitäten verknüpft sein, um überhaupt Echos hervorrufen zu können. Wie weit das zutrifft, bedarf noch weiterer Untersuchungen.

Literatur

- (1) BOOKER, H. G.; GORDON, W. E.: A theory of radio scattering in the troposphere. Proc. IRE 38 (1950) S. 401—412.
- (2) SAXTON, J. A.; LANE, J. A.; MEADOWS, R. W.; MATTHEWS, P. A.: Proc. IEE, 111 (1964) S. 275.
- (3) HARDY, K. R.; ATLAS, D.; GLOVER, K. M.: Multi-wavelength backscatter from the clear atmosphere. J. Geophys. Res. 71 (1966) Nr. 6, S. 1537—1552.
- (4) ATLAS, D.; HARDY, K. R.: Radar analysis of the clear atmosphere: Angels. Progr. in Radio Sci. 1963—1966, Proc. during the XVth General Assembly of URSI, München, Sept. 1966.
- (5) FEHLHABER, L.; GROSSKOPF, J.: Untersuchung der Struktur der Troposphäre mit einem Vertikalradar. Nachr. Techn. Z. 17 (1964) S. 503.
- (6) STRATMANN, E.: Untersuchung der Rückstreuungsfähigkeit der Troposphäre mit einem 10-cm-Vertikalradar und ihre Bedeutung für die Scatterausbreitung. Nachr. Techn. Z. 22 (1969) S. 577—584.
- (7) FEHLHABER, L.; STRATMANN, E.: Messung der vertikalen Turbulenzgeschwindigkeit mit einem vertikal strahlenden 10-cm-Pulsradar. Techn. Ber. des FI des FTZ Nr. A 102 TBr 3, Febr. 1970.
- (8) FEHLHABER, L.; GROSSKOPF, J.: Das elektromagnetische Feld am Empfangsort einer troposphärischen Scatterstrecke. Nachr. Techn. Z. 20 (1967) S. 511—520, S. 649—657.
- (9) BATCHELOR, G. K.: The theory of homogeneous turbulence. Cambridge Univ. Press. 1956.
- (10) FISCHER, F. A.: Einführung in die statistische Übertragungstheorie. Mannheim: Bibliogr. Inst. 1969.
- (11) LUMLEY, J. L.; PANOFSKI, H. A.: The structure of atmospheric turbulence. New York u. a.: Interscience Publ. J. Wiley and Sons 1964.
- (12) RICHTER, J. H.: High resolution tropospheric radar sounding. Radio Sci. 4 (1969) S. 1261—1268.

Ausbreitungsmessungen im cm-Bereich über See als Hilfsmittel zur Untersuchung der Windschichtung in der Troposphäre

(Experimente mit schwenkbaren Antennensystemen)

Zusammenfassung

Es werden indirekte aerologische Windmessungen anhand von Ausbreitungsuntersuchungen mit einem schwenkbaren Antennensystem diskutiert. Diese Messungen wurden auf einer 77,2 km langen Transhorizont-Richtfunkstrecke über See auf den Frequenzen 7 und 16 GHz durchgeführt. Das Prinzip dieser Untersuchungen besteht darin, daß die mit dem Wind driftenden Inhomogenitäten des Brechungsindex eine Dopplerverschiebung der Sendefrequenz verursachen. Diese Dopplerverschiebung ist u. a. abhängig vom Windvektor. Spezielle Schwenkexperimente gestatten nun eine vertikal-zeitliche bzw. räumliche Darstellung der Dopplerverschiebung (Fadingfrequenz), die — unter Annahme von Einfachstreuung — ein direktes Abbild der vertikalen und zeitlichen Windänderung bzw. des räumlichen Windfeldes ist. Diese Ergebnisse konnten anhand direkter Höhenwindmessungen mit einem Radargerät nachgeprüft werden.

Abstract

The beam-swinging technique (SHF propagation measurements) is used to discuss the interdependence between the fading structure of the received fieldstrength and the wind stratification. The measurements described here were carried out along a 77.2 km transhorizon path on the carrier frequencies 7 and 16 GHz. In principle these investigations make use of the physical effect that the refractive index inhomogeneities drifting with the wind cause a Doppler shift of the transmitting frequency. This Doppler shift is a. o. dependent on the wind vector. Now, special beam-swinging experiments allow as well a vertical and temporal as a spatial representation of the Doppler shift. Under the assumption of single scattering this representation gives as well an image of the vertical and temporal variation of the wind as of the two-dimensional wind field. These results could be proved by means of vertical wind profiles which were directly measured with radar.

Spezielle Antennenschwenkexperimente gestatten unter bestimmten Voraussetzungen über eine Analyse des „kurzperiodischen“ Szintillationsfadings Aussagen bezüglich des raumzeitlichen Windfeldes.

Es sei ein Volumen V in einer turbulenten Troposphäre vorgegeben, die durch ein stochastisch schwankendes raum-zeitliches Brechungsindexfeld charakterisiert sei. Das Volumen V — das durch die Öffnungskegel der Antennencharakteristiken gebildet wird — ist demnach mit Brechungsindexinhomogenitäten ausgefüllt. Innerhalb des Volumens werde eine mittlere Winddrift V angenommen, mit deren Driftgeschwindigkeit sich die Brechungsindexinhomogenitäten bewegen sollen. Fällt ein monochromatisches Hochfrequenzsignal in das Volumen V ein und trifft dabei im einfachsten Falle auf zwei Brechungsindexinhomogenitäten mit der oben beschriebenen Driftgeschwindigkeit, so erleidet es eine Dopplerverschiebung. Das aus den zwei am Empfänger interferierenden Wellen geringen Frequenzunterschiedes resultierende Hochfrequenzsignal ist eine Schwebung. Die Envelope dieser Schwebung wird — ebenso wie die Turbulenzstruktur des Brechungsindexfeldes — selbst eine stochastische Größe sein und in der Termi-

nologie der Radiowellenausbreitung als Fading bezeichnet. Die Frequenzversetzung ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \nu - \nu_0 = \frac{1}{2\pi} (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{V} \\ &= \frac{1}{2\pi} (\vec{K}) \cdot (\vec{V}) \\ &= \frac{1}{2\pi} |\vec{K}| \cdot |\vec{V}| \cdot \cos(\vec{K}, \vec{V}) \end{aligned} \quad [1]$$

Dabei ist ν die Dopplerfrequenz, ν_0 die Sendefrequenz. Die Frequenzversetzung ist demnach gleich dem Skalarprodukt aus dem Differenzvektor $\vec{K}$, der spektralen Vektorkomponente des Brechungsindex-Wellenzahlenspektrums (BOLGIANO, 1968), und dem Windvektor $\vec{V}$. Der Zusammenhang zwischen dem Vektor $\vec{K}$ sowie den Wellenzahlvektoren der einfallenden ($\vec{k}_1$) bzw. gestreuten Welle ($\vec{k}_2$) ergibt sich aus Abb. 1.

$$\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2, \text{ wobei } \vec{K} = \{K_x, K_y, K_z\} \quad [2]$$

Für gleiche Höhe beider Antennen ist $\vec{K}$ vertikal gerichtet, und daher gilt:

$$\vec{K} = \{0, 0, K_z\} \quad [3]$$

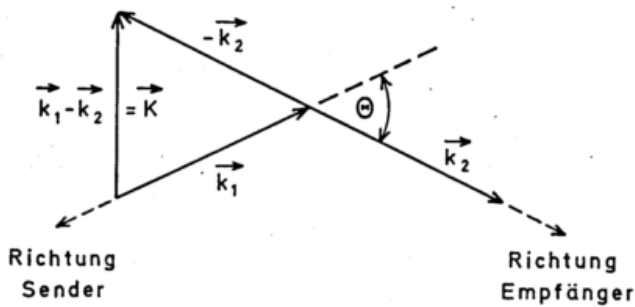


Abb. 1

Vektordiagramm der elektromagnetischen und spektralen Wellenzahlkomponenten.

Aus einer einfachen geometrischen Überlegung folgt (siehe auch Abb. 1) sofort die BRAGGSche Beziehung:

$$|\vec{K}| = K_z = 2 \cdot k \cdot \sin \Theta/2 = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \sin \Theta/2 \text{ mit } k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\vec{K} = \left\{ 0, 0, \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \sin \Theta/2 \right\} \quad [4]$$

Θ ist der Winkel zwischen den beiden Ausbreitungsvektoren $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$, λ die Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung. Der Vektor $\vec{V}$ in Gleichung [1] beinhaltet sowohl die mittlere Drift $\vec{V}$ wie eine turbulente Zusatzkomponente $\vec{V}'$. Den weiteren Betrachtungen liegt die Annahme zugrunde, daß die Dopplerverschiebung in Gleichung [1] hauptsächlich durch den Horizontalvektor des Windes ($\vec{V} \rightarrow \vec{V}_H$) beeinflusst wird. Stark labile Wetterlagen wurden ausgesondert, da hier auch die mittlere Vertikaldrift merkliche Dopplerverschiebungen erzeugen kann. Die turbulente Zusatzkomponente spielt für die hier angestellten Betrachtungen nur eine untergeordnete Rolle. Damit ergibt sich die Frequenz der Envelope (Fadingfrequenz) als Betrag der aus Formel [1] folgenden Dopplerverschiebung:

$$f \sim \Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \left| \left| \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \sin \Theta/2 \right| \cdot \left| \vec{V}_H \right| \cdot \cos(\vec{K}, \vec{V}_H) \right| \quad [5]$$

Somit ändert sich die Fadingfrequenz durch Variation des Differenzvektors $\vec{K}$ bzw. des horizontalen Windvektors $\vec{V}_H$. Der Differenzvektor $\vec{K}$ wiederum variiert mit der Wellenlänge λ bzw. dem Streuwinkel Θ (Gleichung [5]).

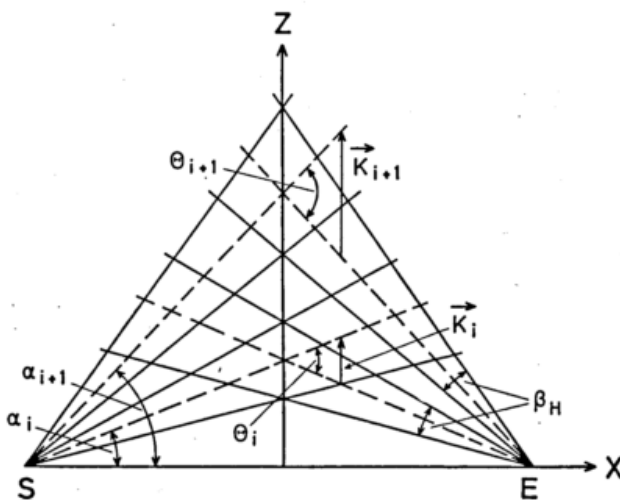


Abb. 2

Antennenelevation während Experiment A
vertikale Elevation der Antennen

α_i, α_{i+1} Streuwinkel
 Θ_i, Θ_{i+1} spektrale Wellenzahlkomponenten für die i-te bzw. i+1-te Einstellung ($i = 0, 1, \dots, m$)
 K_i, K_{i+1} Halbwertsbreiten der Antennen
 β_H

Im Rahmen dieses Beitrages werden zwei Experimente beschrieben, in deren Verlauf eine vertikale (Experiment A) bzw. horizontale (Experiment B) Translation des konstanten Differenzvektors $\vec{K}$ durchgeführt wurde. Abb. 2 zeigt die während Experiment A vorgenommene Verlagerung (in vertikale Richtung) von $\vec{K}$, die durch synchrone Drehung beider Antennen um die in die Bildebene hineinstoßenden horizontalen Achsen erreicht wurde. Experiment B (Abb. 3) unterscheidet sich von Experiment A nur insofern, als die Drehung beider Antennen zwar ebenfalls synchron, aber in gegenläufige Richtung erfolgt. Damit wird erreicht, daß der Differenzvektor $\vec{K}$ auf einer schwach gekrümmten Kurve zwischen den Endpunkten der Richtfunkstrecke be-

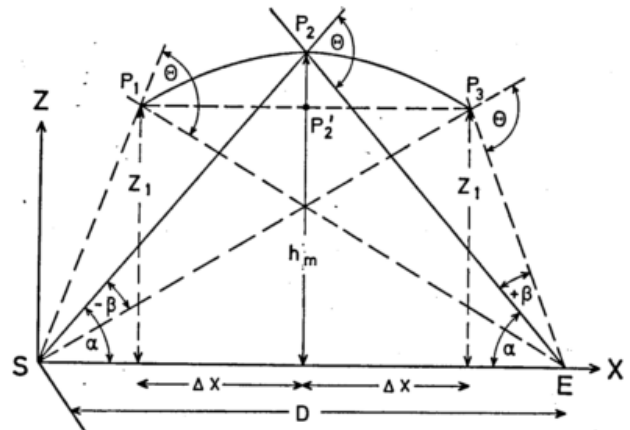


Abb. 3

Antennenelevationen während Experiment B
Folgende geometrische Punkte und Antennenelevationen entsprechen einander:

$P_2(D/2; h_m) \leftrightarrow \alpha_t = \alpha_r = \alpha$
 $P_1(D/2 - \Delta x; z_1) \leftrightarrow \alpha_t = \alpha + \beta; \alpha_r = \alpha - \beta$
 $P_3(D/2 + \Delta x; z_1) \leftrightarrow \alpha_t = \alpha - \beta; \alpha_r = \alpha + \beta$
 α_r, α_t sender- bzw. empfängerseitiger Elevationswinkel der Antennen

wegt wird. Eine schematische Darstellung (Abb. 4) gibt eine räumliche Vorstellung von der Verlagerung des Vektors $\vec{K}$. Man erkennt, daß 1. während Experiment A der Betrag von $\vec{K}$ auch für eine feste Wellenlänge durch Änderung des Streuwinkels und 2. während Experiment B die Richtung von $\vec{K}$ ($\vec{K}$ steht normal auf der schwach gekrümmten Bahnkurve) variiert. Es konnte jedoch

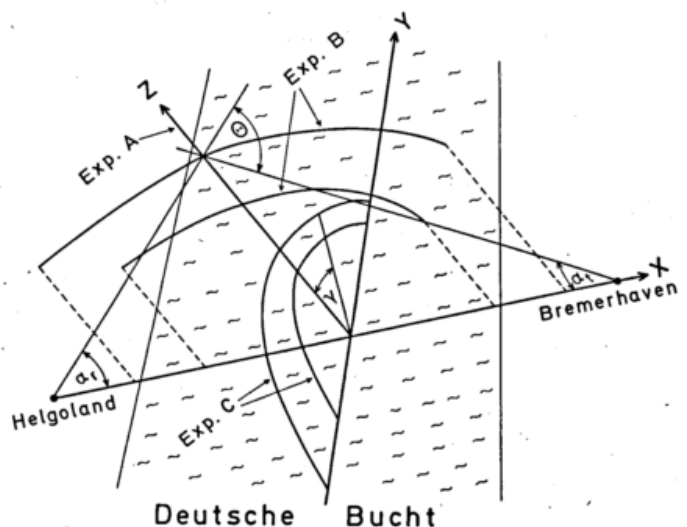


Abb. 4

Dreidimensionale Darstellung der Positionsänderung des Streuvolumens während der Experimente A und B.

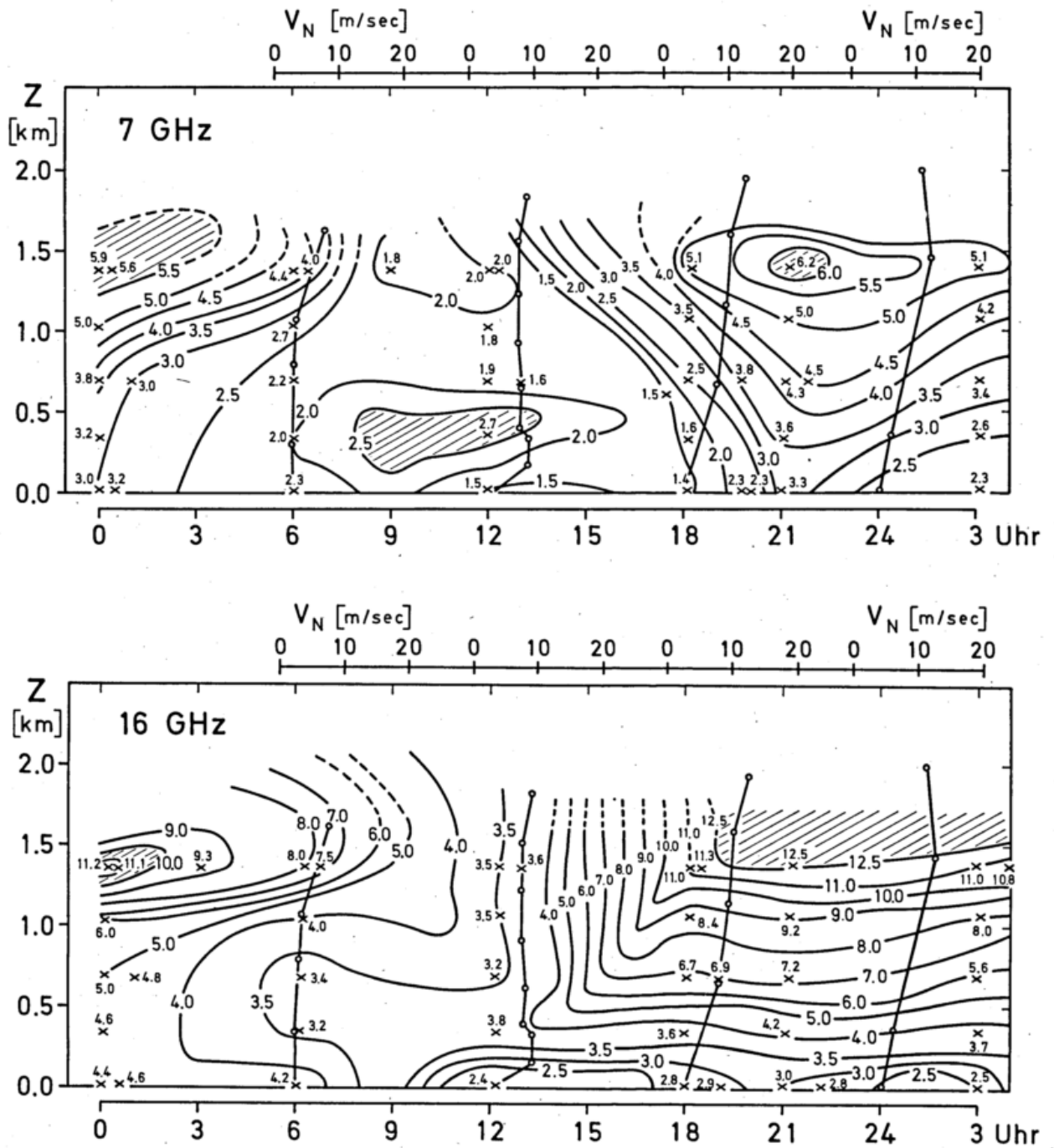


Abb. 5
 Linien gleicher Fadingfrequenz (7 und 16 GHz)
 Untere Abszisse: Uhrzeit; Ordinate: Höhe (km)
 Obere Abszisse: Normalkomponente der Windgeschwindigkeit
 (bezieht sich auf die eingezeichneten Vertikalprofile).

nachgewiesen werden, daß sowohl die schwache Richtungsänderung von $\vec{K}$ in Experiment B wie die Streuwinkeländerung in Experiment A nur einen vernachlässigbar kleinen Einfluß auf die Fadingfrequenz haben. Somit kann der Vektor $\vec{K}$ während beider Experimente — wie schon erwähnt — als konstant angesehen werden. Eine Änderung der Fadingfrequenz für eine feste Betriebswellenlänge in der jeweiligen Translationsrichtung ist daher ausschließlich auf eine räumliche Änderung der Windgeschwindigkeit zurückzuführen. Mißt man demnach während der Experimente A und B die Fadingfrequenz, so läßt sich die horizontale bzw. vertikale Windscherung qualitativ bestimmen.

Für die Experimente wurden zwei 77.2 km lange Richtfunkstrecken der Frequenzen 7 und 16 GHz mit nahezu gleichen Antennenhöhen von ca. 30 m benutzt. Die Halbwertsbreiten der benutzten Antennen betrugen für beide Betriebsfrequenzen 1.8° . Während jedes Experimentes wurden Radiosondenaufstiege zur Erfassung der vertikalen Brechungsindexschichtung durchgeführt. Es wurden nur solche Messungen benutzt, für die das Vertikalprofil des Brechungsindex über dem Meßgebiet als annähernd linear betrachtet werden konnte. Die vollständige Strahlbahndifferentialgleichung für ein lineares Brechungsindexvertikalprofil wurde gelöst. Mit dieser Lösung in Verbindung mit den jeweils gemessenen Vertikalprofilen des Brechungsindex war es möglich, die einem vertikalen Elevationswinkel der Antenne, α_i (Abb. 2) entsprechende Höhe des $\vec{K}$ -Vektors (bzw. die Höhe, aus der die am Boden in der Empfangsstation gemessene Fadingfrequenz resultiert) innerhalb des Meßgebietes zuzuordnen. Das gleiche gilt für die horizontale Verlagerung von $\vec{K}$.

Gleichzeitig mit den Radiosondenaufstiegen wurden mit Hilfe eines Ballonverfolgungsradars Messungen des Vertikalprofils des Windes durchgeführt.

Als Fadingfrequenz wird innerhalb dieses Beitrags die Anzahl der positiven Durchgänge durch ein Bezugsniveau pro Zeiteinheit definiert.

Führt man mehrere im Abstand einer halben oder vollen Stunde aufeinanderfolgende Meßserien des Experiments A durch, so erhält man ein „Raster“ von Fadingfrequenzen und deren zeitliche und vertikale Zuordnung. Es entsteht so eine Darstellung von Linien gleicher Fadingfrequenz für die zwei Betriebsfrequenzen 7 und 16 GHz (Abb. 5). In der unteren Abszisse ist die Uhrzeit, in der Ordinate die Höhe in km aufgetragen. Die obere Abszisse bezieht sich auf die eingezeichneten Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, die im allgemeinen alle drei Stunden gemessen wurden. Die Drängung der Isolinien in Abb. 5 ist somit ein Maß für die zeitliche Variabilität des Windes bzw. die vertikale Windänderung (Windscherung).

Wenn hier nicht im Detail eine Übereinstimmung zwischen Ausbreitungsmessungen und gemessenem Windprofil besteht, so liegt das daran, daß die direkten Messungen nicht im Zentrum des Ausbreitungsweges, sondern nur an dessen einem Endpunkt in Helgoland durchgeführt werden konnte. Ein ziemlich enger Zusammenhang zwischen den Gradienten der Isolinien der Fadingfrequenz und den gemessenen Vertikalprofilen des Windes ist jedoch unverkennbar. Vergleicht man die Kontouren der Fadingfrequenz für beide Betriebsfrequenzen, so ist die Übereinstimmung nicht zu übersehen. Insbesondere liegen beide Maxima der Fadingfrequenz für 7 und 16 GHz in der gleichen Höhe und werden zur ungefähr gleichen Zeit beobachtet. Die unterschiedlichen Absolutwerte der Fadingfrequenz resultieren aus ihrer Trägerfrequenzabhängigkeit (Formel [5]). Die Isolinien wurden gestrichelt gezeichnet, wo ihr Verlauf wegen fehlender Meßwerte unsicher war.

Die Kombination von Experiment A und B ermöglicht eine räumliche (zweidimensionale) Darstellung der Fadingkontouren. Die Zeitachse in Abb. 5 wird dabei durch die in die Richtung des Ausbreitungsweges gelegte Achse (Verbindungsline Sender—Empfänger) ersetzt (Abb. 6). Die räumlichen Fadingkontouren (d. h., die mit elektromagnetischer „Methode“ gewonnene Windänderung) können leider nur unvollkommen durch das gemessene Vertikalprofil des Windes nachgeprüft werden, da der

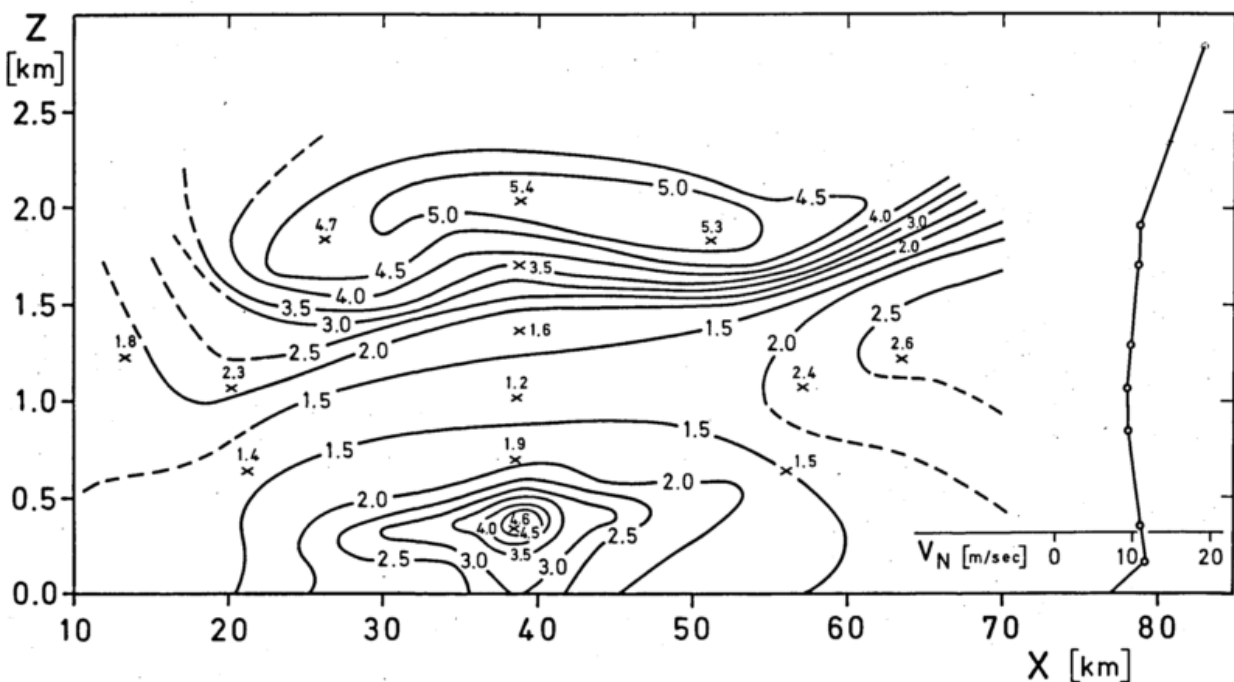


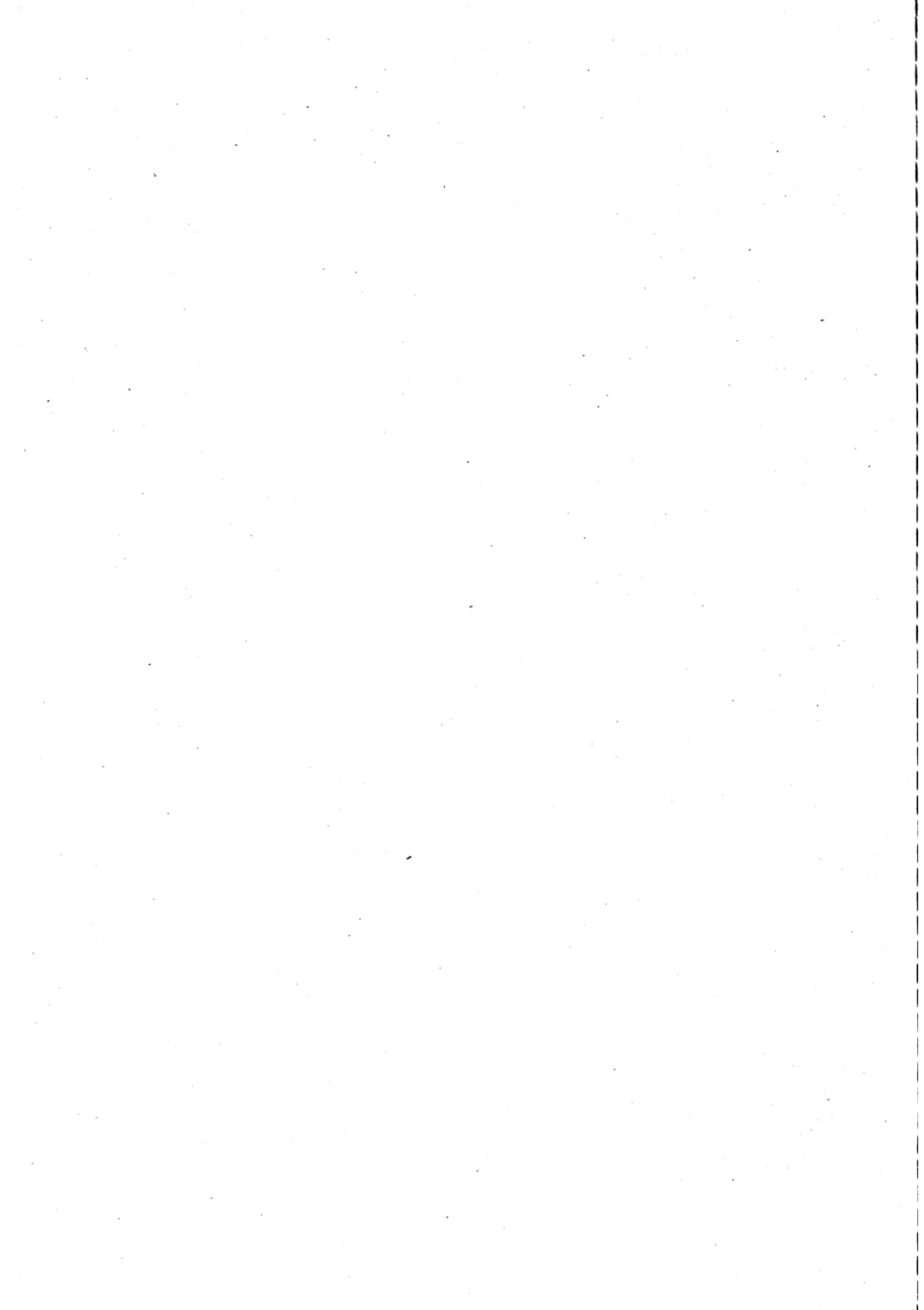
Abb. 6
Linien gleicher Fadingfrequenz (7 GHz)
Abszisse: Horizontalkoordinate entlang der Verbindungsline
Sender—Empfänger.
Ordinate: Höhe (km)

Meßort des Ballonverfolgungsradars bereits außerhalb des Bereiches lag, der durch die Schwenkexperimente erfaßt werden konnte. Dieser Bereich erstreckte sich über 60 km. Abb. 6 zeigt das Beispiel einer „Momentaufnahme“ der räumlichen Fadingstruktur im Gebiet zwischen Bremerhaven und Helgoland. In praxi wären mindestens zwei Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit mit genügender gegenseitiger Distanz innerhalb des durch die elektromagnetischen Messungen erfaßten Gebietes erforderlich, um beweisen zu können, daß die Fadingkontouren eine Reproduktion des zweidimensionalen Windfeldes sind. Es lag jedoch nur das am Endpunkt der Strecke in Helgoland gemessene Vertikalprofil des Windes vor. Man erkennt in Abb. 6 eine fast über das ganze Meßgebiet verlaufende Zone kräftiger Änderung der Fadingfrequenz in rund 1800 m Höhe. Verlängert man diese Zone unter Beibehaltung ihrer Neigung

bis über Helgoland, so liegt sie hier im Bereich zwischen 2000 und 3000 m, fällt also mit einer Zone kräftiger Windscherung über Helgoland zusammen (wie aus dem gemessenen Windprofil über Helgoland zu erkennen ist). Ebenso deutet sich die klar erkennbare Abschwächung der Windscherung im direkt gemessenen Windprofil über Helgoland unterhalb 1900 m Höhe auch in den Fadingkontouren an. Zu beachten ist ferner im Zentrum der Strecke in rund 300 m Höhe der Bereich starker Windscherung, eine Art „low-level-jet“, der durch direkte Messungen leider nicht nachgewiesen werden konnte.

Literatur:

BOLGIANO, R., Jr.: Tropospheric propagation of VHF — UHF — waves. AGARD Lecture Ser. XXIX, Radio wave propagation. London 1968.



Grundsätzliche Probleme und Möglichkeiten der quantitativen Flächenniederschlagsmessung mittels Radar

Zusammenfassung

Anhand der Radargleichung werden die wichtigsten Glieder für die quantitative Flächenniederschlagsmessung erörtert. Daraus ergeben sich für die praktische Messung grundsätzliche Voraussetzungen, die aufgezeigt und deren Realisierung kurz besprochen wird.

Einzelne Meßergebnisse sollen den Begriff des Flächenniederschlags im Gegensatz zur Punktmessung und die gerätetechnischen Probleme der Messung erläutern. Die Möglichkeiten der Radarniederschlagsmessung und die erforderlichen instrumentellen Voraussetzungen werden dargelegt.

Abstract

Based on the radar equation the most important parts of it for quantitative measurements of area precipitation are discussed. The resulting suppositions and their realization for practical measurements are shown.

Some results are given to demonstrate the difference between the measurement of area precipitation and the measurement of precipitation at one point. Finally the possibilities of area precipitation measurement by aid of radar and the instrumental necessities for it are demonstrated.

1. Einleitung

Das Radargerät wurde vor rund 3 Jahrzehnten zur Ortung beweglicher Ziele in der Atmosphäre entwickelt, nachdem bereits 1904 ein Gerät von HÜLSMEYER zur Aufnahme der von einem Schiff reflektierten Funkwellen patentiert wurde [1]. Es zeigte sich, daß durch das Wettergeschehen Störungen dieses Funkortungsverfahrens auftreten, die Schlechtwettergebiete wirken ebenfalls als Impulsreflektoren und erzeugen Echos auf dem Bildschirm. Es ist sicher nicht verwunderlich, daß die Meteorologen nicht nur das Radar als Funkortungsgerät bei der Windmessung einsetzen, sondern diesen „Störereffekt“ bald in den Mittelpunkt ihrer meteorologischen Untersuchungen stellten.

2. Grundlagen der Radarniederschlagsmessung

Nach der Mie-Theorie ergibt sich mit der Rayleigh-Approximation (Tropfendurchmesser wesentlich kleiner als benutzte Wellenlänge) die allgemeine Radargleichung zu:

$$P_r = \frac{P_t h A_e}{8 \pi r^2} \cdot F \cdot K \Sigma \sigma$$

dabei ist

- P_r = empfangene Energie
- P_t = ausgestrahlte Energie
- h = Impulslänge
- A_e = effektive Antennenfläche
- r = Entfernung zum Echogeber
- F, K = Korrekturfaktoren
- σ = äquivalente Rückstrahlfläche

Die Größen dieser Gleichung können in zwei Hauptgruppen zusammengefaßt werden, Größen die sich aus dem Radargerät ergeben und Größen die durch den Echogeber, in unserem Fall die Niederschlagsteilchen, bedingt sind. Soll mit einem Radargerät der Niederschlag quantitativ gemessen werden, so ergibt sich aus Gleichung [1] zwangsläufig die Forderung nach einer Konstanz der elektronischen Daten des Gerätes während der Messung. In der Praxis bedeutet dies meist, daß die auf qualitative Messung ausgelegten Anlagen erst auf diese Erfordernisse gebracht werden müssen; dabei dürfen auch mögliche klimatische Einflüsse nicht übersehen werden. Erst nach wirklicher Konstanz der in [1] eingehenden elektronischen Daten ist eine quantitative Radarniederschlagsmessung sinnvoll. Selbstverständlich müssen die kritischen Radardaten, wie: Sendeleistung, Pulsdauer, absolute Empfängerempfindlichkeit, regelmäßig überprüft werden. (Im Verlauf einer Niederschlagsmessung sollte zumindest der Empfänger alle 2 bis 3 Stunden kurzzeitig auf seine Empfindlichkeit überwacht werden.)

Die Niederschlagsteilchen sind in der äquivalenten Rückstrahlfläche σ enthalten

$$\Sigma \sigma = \pi^5 \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right)^2 \frac{\Sigma n_i D_i^6}{\lambda^4} \quad [2]$$

ϵ = komplexe Dielektrizitätskonstante

λ = Wellenlänge

n = Tropfenzahl

D = Tropfendurchmesser

Sind die gerätetechnischen Voraussetzungen erfüllt, so ergibt sich aus [2] die meteorologische Hauptschwierig-

keit: Die Summe der Niederschlagströpfchen, die den Boden erreichen, soll gemessen werden, der Durchmesser dieser Tröpfchen geht mit der sechsten Potenz in die Gleichung ein. Um praktisch verwertbare Ergebnisse zu erhalten, muß man entweder das Tropfenspektrum von Fall zu Fall kennen oder einen anderen gangbaren Weg suchen. Aus der Literatur, besonders aus Arbeiten von M. DIEM und Mitarbeitern, z. B. (2), ist bekannt, daß das Tropfenspektrum sehr stark von der Wittersituation, vom Ort und von der Jahreszeit abhängt. Auch innerhalb eines Schauers können durchaus unterschiedliche Tropfenspektren auftreten.

Für nicht konvektiven Regen in gemäßigter Breite benutzt man heute vielfach die auf MARSHALL u. PALMER (3) zurückgehende mittlere Beziehung:

$$\sum n_i \cdot D_i^6 = Z = 200 \cdot R^{1,6} \quad [3]$$

dabei ist Z = Radarreflektivität; R = Regenintensität in mm/std. Für die Einzelmessung reicht diese Beziehung nicht aus, man braucht dazu das momentane Tropfenspektrum am Meßort. Eine weitere Voraussetzung ist, daß die aus praktischen Gründen am Boden gemessenen Tropfenspektren wirklich repräsentativ für die Verhältnisse im Radarvolumen sind. Das Radarvolumen ist jener Raum, aus dem das Echo empfangen wird; seine Größe hängt in erster Linie vom Querschnitt des Radarstrahls und von der Impulsdauer ab. Der Querschnitt des Radarstrahls, also der Querschnitt der Hauptkeule, ist eine Funktion der Größe und Form des Radarspiegels. Für die quantitative Niederschlagsmessung sollte der Radarstrahl möglichst scharf gebündelt sein, um zu erreichen

daß 1. das gesamte Radarvolumen auch in größerer Entfernung vom zu messenden Niederschlag erfüllt wird (nur dann gelten die oben angegebenen Gleichungen); daraus ergibt sich die meteorologisch noch sinnvolle maximale Größe der Strahlbreite in der Horizontalen,

daß 2. möglichst knapp über der Erdoberfläche der Niederschlag erfaßt wird, um sicher zu sein, daß die Teilchen gemessen werden, die den Boden erreichen und die störenden Einflüsse der Wolkenpartikeln vermieden werden,

daß 3. die Übergangszone zwischen Wassertropfen und Eisteilchen, also der Bereich der Nullgradgrenze, nicht erfaßt wird, da in diesem Bereich eine quantitative Niederschlagsmessung praktisch nicht möglich ist. Daraus muß eine möglichst scharfe Bündelung des Radarstrahls in der Vertikalen gefolgert werden.

Abb. 1 zeigt die Ausdehnung zweier, heute vielfach üblicher Radarstrahlwinkel als Funktion der Entfernung. Es kann leicht daraus entnommen werden, daß eine Strahlbreite von 1° bereits in 100 km bis zu 3 km

Höhe reicht, bei 2° liegt die obere Grenze bei einem Abstrahlwinkel von 2° bereits 6 km hoch. Bei jeder Antenne treten neben der Hauptkeule auch Nebenkeulen auf, deren Echo störend wirkt und die deshalb möglichst schwach gehalten werden müssen; sie sind auch der Grund, daß normalerweise das Radar nicht horizontal abstrahlt, sondern leicht nach oben, damit die Nebenkeulenechos stark abgeschwächt werden oder ganz verschwinden; in Abb. 1 sind deshalb Abstrahlwinkel von 1° bzw. 2° angenommen.

3. Spezielle Meßbeispiele

In den letzten Jahren setzt sich bei der Flächen-niederschlagsmessung immer mehr der zweite Weg der Aneicherung an ein Regenmeßnetz durch, bei dem die Unsicherheit der Tropfenspektrenmessung entfällt. In der Literatur wurde diese Methode zuerst von J. WILSON (4) genannt. Sie wurde seit Beginn dieser Untersuchungen im Sommer 1969 auch am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg benutzt. Einige Beispiele sollen die damit erhaltenen Flächenniederschlagsmessungen zeigen.

Die Untersuchungen wurden mit einem X-Band-Radar (Wellenlänge 3.2 cm) ausgeführt. Die wesentlichsten Daten des Gerätes sind:

Spitzenleistung:	nominell 75 kW
Antenne:	parabolischer Sektor vert.: 4.25 m hor.: 0.70 m
Strahlbreite:	Horizontal 2.75° Vertikal 0.6°
Pulslänge:	0.5 bzw. 2 μ s
Pulsfrequenz:	250 pps.

d. h. in 20 km Entfernung ist das Radarvolumen 200 m hoch, 1000 m breit und 150 m tief.

Dämpfung der Nebenkeulen:	hor.: besser als -27 dB innerhalb $\pm 5^\circ$ besser als -35 dB außerhalb $\pm 5^\circ$
	vert.: besser als -30 dB innerhalb $\pm 3^\circ$ besser als -37 dB außerhalb $\pm 3^\circ$

Der Empfänger des Gerätes kann in quantitativ genau festgelegten Stufen abgeschwächt werden. Daraus ergibt sich folgende Meßmethode: Vom Horizontalbildschirm werden im 5-Minuten-Abstand Aufnahmeserien der einzelnen Abschwächungsstufen gemacht, wobei mit der stärksten Abschwächungsstufe begonnen wird, um die störenden Effekte des Nachleuchtens des Bildschirms zu vermeiden.

Eine Aufnahmeserie dauert etwa 2 Minuten. Bei der Auswertung der Filme wird jede Aufnahme einer Serie auf ein Gitternetz projiziert und die Fläche der betreffenden Abschwächungsstufe eingezeichnet. Als Ergebnis erhält man eine Darstellung der verschiedenen Radar-echostärkestufen jeder Serie (Abb. 2). Anhand der in Gleichung [3] aufgezeigten mittleren ZR-Beziehung werden für jeden Gitterpunkt die Radarwerte in die Niederschlagsrohwerte umgerechnet. Die Niederschlagsrohwerte jeder Serie werden dann für die Dauer des betreffenden Niederschlags aufaddiert. Die Additionsergebnisse an jedem Gitterpunkt ermöglichen dann das Zeichnen von Linien gleichen Rohniederschlags (Isohyeten).

Um diese Flächenniederschläge mit den am Erdboden gemessenen Niederschlägen vergleichen zu können, wurde ein Sondernetz mit etwa 50 Regenschreibern vom Typ Hellmann und 4 am Observatorium Hohenpeißenberg entwickelten digitalen Niederschlagsanlagen auf-

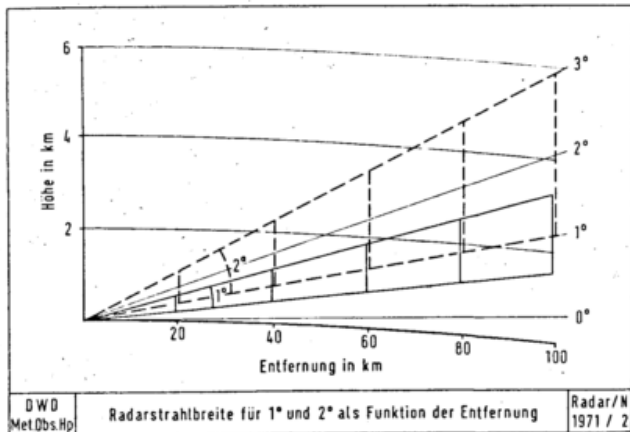


Abb. 1

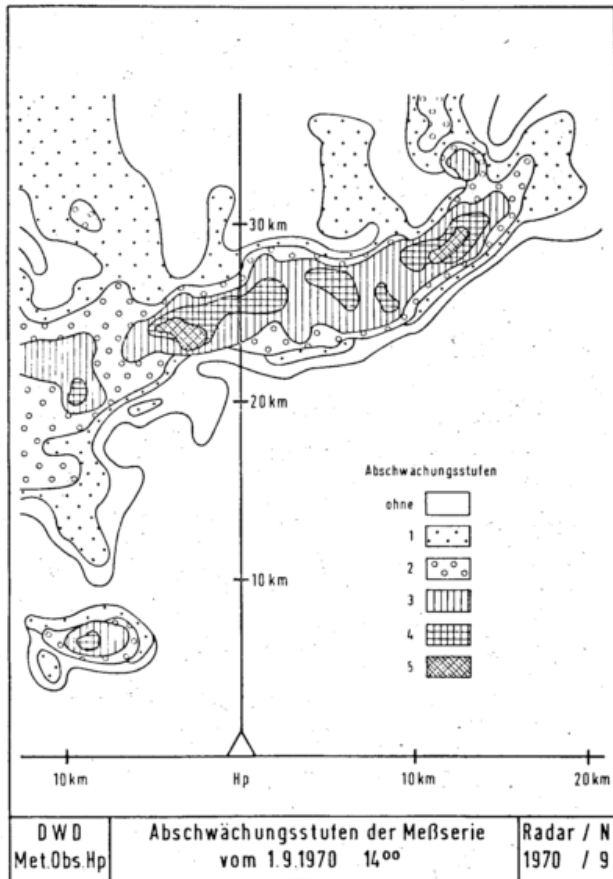


Abb. 2

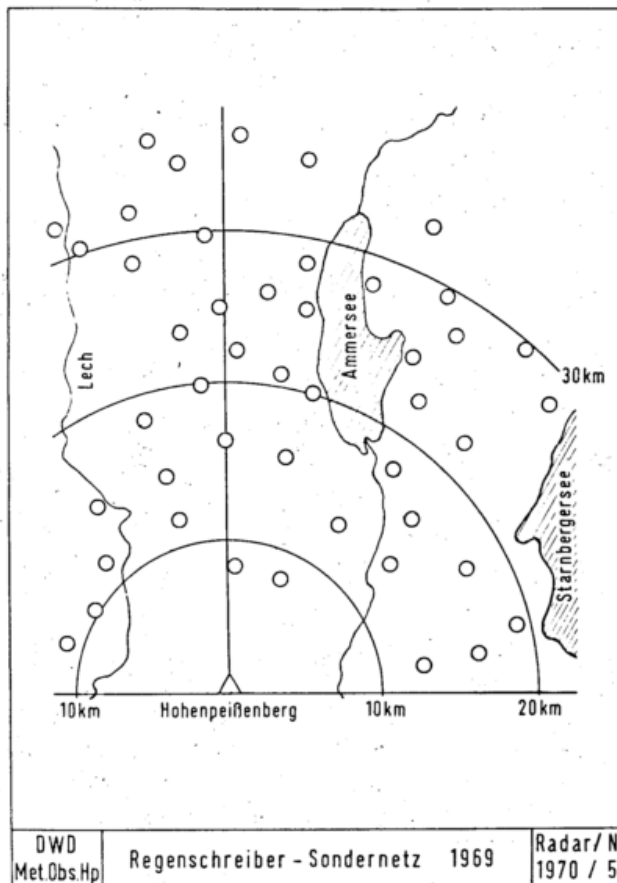


Abb. 3

gebaut. Die Testfläche umfaßt knapp 1000 qkm, sie liegt zwischen Lech und Starnberger See in einem Abstand von 10 bis 35 km nördlich des Hohenpeißenbergs (Abb. 3). Obgleich dieses Netz etwa 50 mal so dicht ist wie ein normales Niederschlagsnetz, reicht es nicht aus, im Einzelfall anhand der Meßergebnisse der Niederschlagsmesser eine eindeutige Niederschlagsverteilungskarte zu zeichnen. Es werden deshalb in der Vergleichsdarstellung nur die Niederschläge an den einzelnen Stationen als Punktwert eingetragen.

Der letzte Arbeitsgang bei der Radarmessung ist jetzt das Angleichen der Radarniederschlagsrohwerte mit Hilfe eines Korrekturfaktors, der aus dem gemessenen Gesamtniederschlag abgeleitet wird. Dieser Faktor wird aus dem Vergleich des Radarwertes und des am Boden gemessenen Wertes an einer Station in der Nähe des Maximalniederschlags gewonnen.

Abb. 4 gibt ein Beispiel für einen schwachen sog. Dauerregen. Die Übereinstimmung zwischen den in den Kreisen stehenden Millimeterwerten des Niederschlags an den einzelnen Regenmeßstationen und den aufgrund der Radarmessung gezeichneten Isohyeten ist sehr gut. Die Niederschlagsmessung bei Durchzug einer sog.

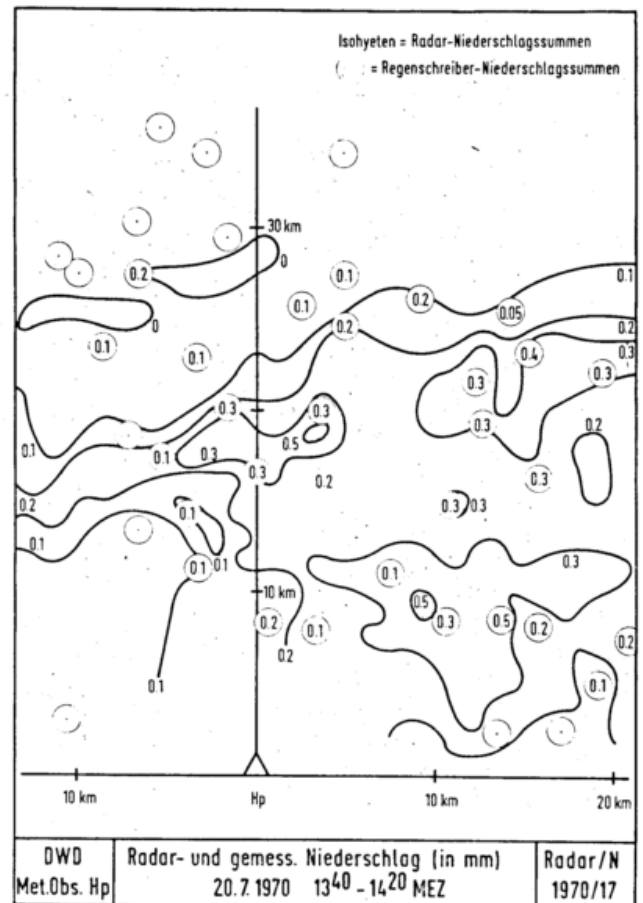


Abb. 4

nannten Schauerstraße zeigt Abb. 5. Auch hier ist die Übereinstimmung zwischen Radarniederschlag und Messungen an den einzelnen Bodenstationen recht gut. Die Abbildung zeigt sehr deutlich, daß es unmöglich ist, die einzelnen Niederschlagskerne mit normalen Niederschlagsmessern zu erfassen; es ist reiner Zufall, daß der Kern des Niederschlags in der rechten unteren Ecke der Abbildung von einem Regenmesser erfaßt werden konnte. Die anderen beiden Kerne in der Mitte der Abbildung wären ohne Radarniederschlagsmessung überhaupt nicht gefunden worden. Die von 13.35 bis 15.10 Uhr erhaltene Niederschlagsmessung bei einer herannahenden Kaltfront aus nördlicher Richtung und gleichzeitiger

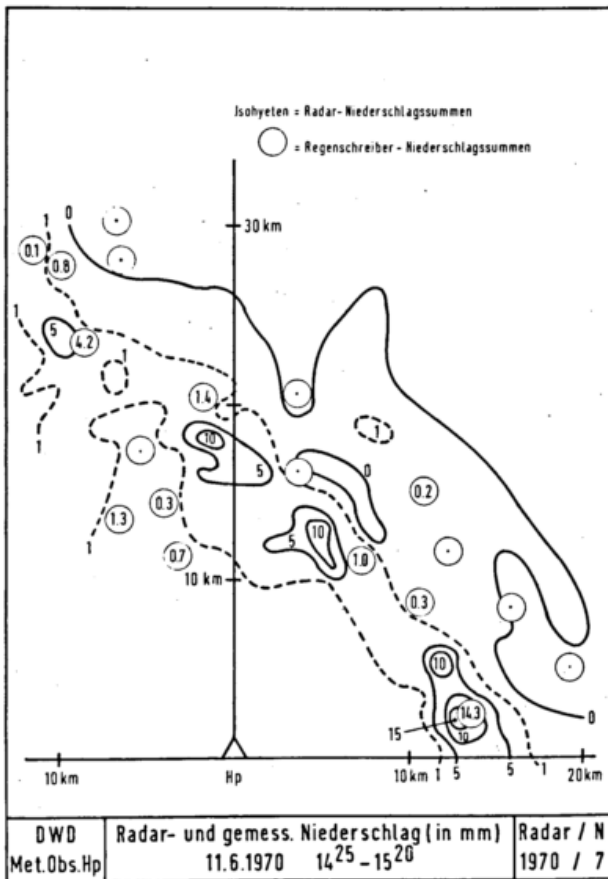


Abb. 5

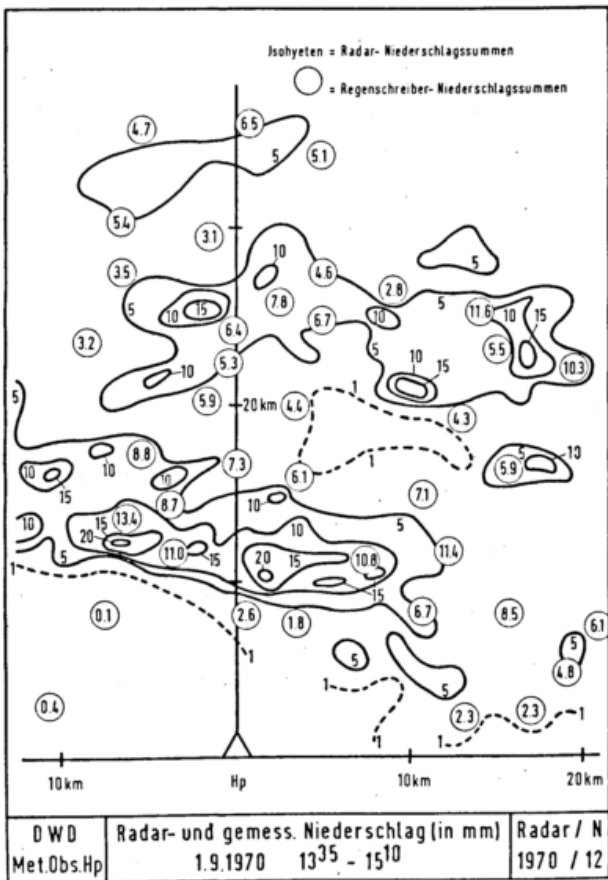


Abb. 6

Entwicklung eines lokalen Gewitters westlich der Station zeigt Abb. 6. Die obere Hälfte des Bildes gibt den

Niederschlag in Zusammenhang mit der Kaltfront, die untere Hälfte zeigt den Niederschlag des Gewitters. Im Bereich des Gewitters ist die Übereinstimmung zwischen Radarmessung und ortsgebundener Messung recht gut. Nur am Rande und zwischen den beiden Hauptniederschlagsgebieten zeigen die Regenmesser wesentlich höhere Werte als die Radarmessung. Spaltet man den Gesamtniederschlag in kürzere Zeitabschnitte auf, so findet man die Lösung dieser zu geringen Erfassung der Niederschläge durch das Radar. Abb. 7 gibt den ge-

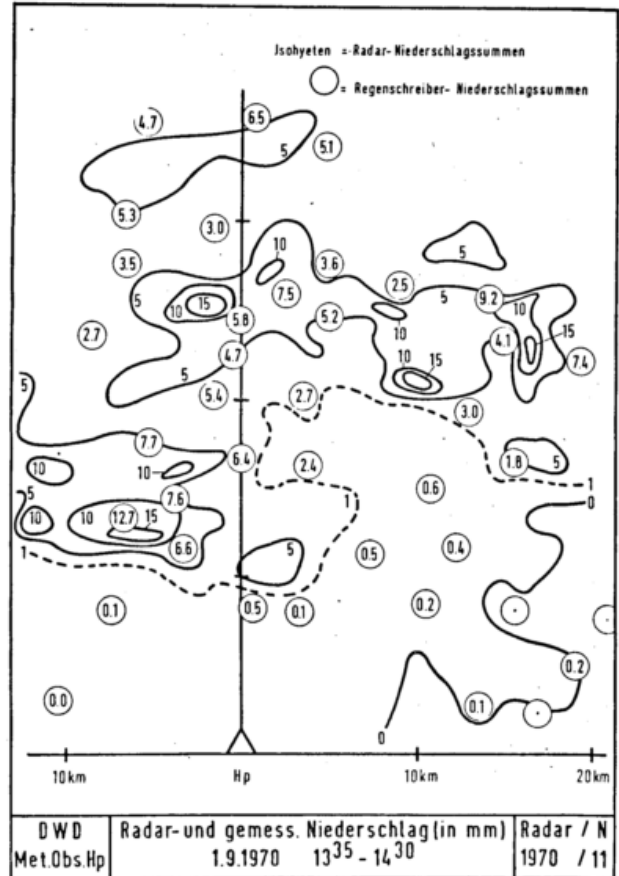


Abb. 7

fallenen Niederschlag zwischen 13.35 und 14.30 Uhr wieder. Hier liegt der Hauptniederschlag des Gewitters noch nordwestlich des Radars, die Niederschläge der Kaltfront im Norden stimmen auch recht gut mit der Flächenniederschlagsmessung überein. Im weiteren Verlauf zog nun das Gewitter ostwärts und legte sich zwischen dem Hohenpeißenberg und das herannahende Niederschlagsgebiet der Kaltfront. Die Radarenergie wurde offensichtlich durch den starken Gewitterniederschlag so abgeschwächt, daß der dahinter liegende Niederschlagsbereich nicht mehr voll erfaßt werden konnte. In gewissen Grenzen kann man diese Dämpfung korrigieren; man muß sich aber im Klaren sein, daß die zur Korrektur benutzte Niederschlagsintensität selbst bereits gedämpft sein kann. Eine Korrektur wird völlig unmöglich, wenn von einer bestimmten Entfernung ab im Niederschlagsgebiet der gesamte dorthin gerichtete Radarstrahl absorbiert wird.

Mit dem zur Verfügung stehenden X-Band-Radar können einzelne Regengebiete, besonders Schauer und leichte, anhaltende Regen, innerhalb eines Radius von etwa 20 km gut erfaßt werden. Eine kleine Statistik soll dies näher darlegen. Die Ergebnisse der Regenmesser an den einzelnen Stationen und der Radarmessung an diesen Stationen wurden aufgrund einer logarithmischen Skala: < 0.1, 0.10, 0.16, 0.25, 0.40, 0.63, 1.0, 1.6 mm usw. klassifiziert. Die Differenzen der beiden jeweiligen

		1970 / 1-6						1970 / 7					
		$\Delta K_{Ra} - K_{Rs}$						$\Delta K_{Ra} - K_{Rs}$					
		+2	+1	0	-1	-2	-3	+2	+1	0	-1	-2	-3
Entfernung der Stationen vom Radar	> 30 km			2	3	4	5			1	2	1	
	25-30 km			14	15	2				6	2	1	
	20-25 km		2	20	9		1			5	1		
	15-20 km	1	1	41	5					5	1	4	1
	< 15 km	1	3	26						7		1	
Σ		2	6	103	32	6	6			24	6	7	1

Tab. 1 Vergleich der Niederschlagsmengen von Regenschreibern (Rs) und Radar (Ra) nach Klassen (Kl) für die Meßreihen 1970/1-7 (Zahl der Fälle)

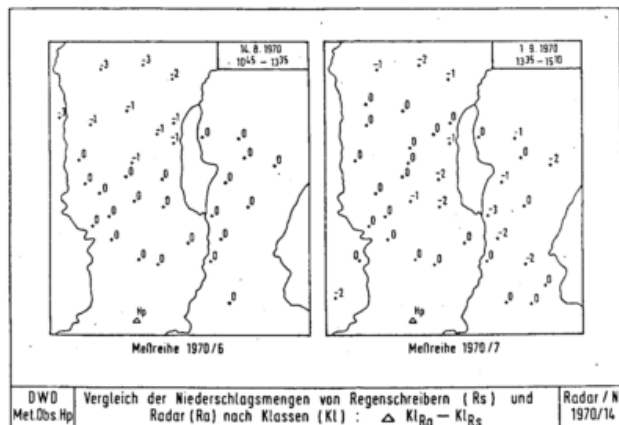
Niederschlagsmessungen sind in Tab. 1 als Funktion der Entfernung von der Radarstation zusammengestellt. Die Meßreihen 1-6, die linke Hälfte der Tabelle, zeigen bis 20 km recht gute Übereinstimmung zwischen der Radarniederschlagsmessung an der jeweiligen Station und der Messung durch den Regenschreiber. In größerer Entfernung überwiegen beim Radar die zu geringen Werte im Vergleich zur Punktmessung. Die rechte Hälfte der Tabelle zeigt den in Abb. 6 dargestellten Fall der teilweisen Abdeckung eines Regengebietes durch ein anderes. Hier treten bereits unter 20 km Entfernung verstärkt zu geringe Werte der Radarniederschlagsmessung auf. Faßt man die Stationen in zwei Hauptgruppen, Stationen unter 20 km und über 20 km, zusammen (Tab. 2), so zeigt sich sehr klar, daß bis zu 20 km eine fast

		Kl _{Ra}											
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Kl _{Rs}	1	7											
	2	4	2										
	3		1	3									
	4			3	1								
	5		1	2	2	3	1						
	6			2	2	3	6						
	7				1	2	5	6					
	8					2	3	4					
	9							5	2				
	10									1	3		
	11											1	
	12												1

Stationen > 20 km entfernt Stationen < 20 km entfernt

Tab. 2 Vergleich der Niederschlagsmengen von Regenschreibern (Rs) und Radar (Ra) nach Klassen (Kl) für die Meßreihen 1970/1-6 (Zahl der Fälle)

völlige Übereinstimmung zwischen Radarmessung und Punktmessung besteht, während darüber hinaus die Radarmessung systematisch zu wenig anzeigt. Zwei Einzelfälle sollen zeigen, daß dies durch Abschwächung des Radarstrahls geschieht (Abb. 8). Die Meßreihe 6,



1970, gibt völlige Übereinstimmung bis in 20-22 km Entfernung, darüber hinaus weist die Bodenmessung höhere Werte auf als die Radarmessung. Bei dem bereits mehrfach erwähnten Abdeckungsfall beginnt dieser Effekt schon in 10-12 km, hier treten bereits drei Klassen Unterschiede hinter dem Gewitter-Niederschlag auf.

Die Berechnungen des Korrelations-Koeffizienten zwischen den unklassifizierten Regenmeßergebnissen und den Radardaten für die jeweiligen Meßstationen für die Messungen 1-6 ergeben:

$$r = 0.996 \text{ (für 78 Doppelwerte der Stationen bis 20 km Entfernung vom Radar)}$$

$$r = 0.938 \text{ (für 77 Doppelwerte der Stationen in mehr als 20 km Entfernung).}$$

Die gefundenen Korrelationskoeffizienten sind unerwartet hoch. Dabei muß berücksichtigt werden, daß mit einer Ausnahme nur Flächenniederschlagsmessungen von einzelnen Schauern oder Gewittern bzw. von schwachen sog. Dauerregen innerhalb einer Entfernung von max. 35 km zugrunde liegen, bei deren Messung keine Abschwächung des Radarstrahls durch dazwischen liegenden Niederschlag vorhanden war. Die ideale Lage des freistehenden Hohenpeißenberg für elektronische Messungen jeder Art, die es in unserem Fall meist gestattet, den Niederschlag zwischen Wolkenuntergrenze und Erdboden zu erfassen, hat sicher Anteil an den guten Meßergebnissen. Weiter muß erwähnt werden, daß durch die sehr scharfe Bündelung (0.6 Grad) des Radarstrahls in der Vertikalen Störungen der Nullgradgrenze bei diesen Messungen ausgeschlossen und daß so die ZR-Beziehung im jeweiligen Radarvolumen als konstant angesehen werden konnte.

Bekanntlich gibt der Korrelationskoeffizient keine Aussage über die absolute Übereinstimmung der beiden korrelierten Größen; eine objektive Aussage darüber ermöglichen nur die in den Tab. 1 und 2 zusammengestellten Werte.

4. Überlegungen zur Entwicklung einer praxisgerechten Meßmethode

Die statistischen Untersuchungen zeigen, daß die angewandte Meßmethode für praktische Messungen sehr gut geeignet ist. Der Vergleich zwischen Radarflächen-niederschlagsmessung und Punktmessung unterstreicht, daß nur mit Hilfe des Radargerätes wirklichkeitsgetreue Flächenniederschlagsmessungen möglich sind. Die seit 1969 am Hohenpeißenberg durchgeführten Messungen erlauben den Schluß, daß Radarniederschlagsmessungen in unserem Bereich sinnvoll und reell sind. Sie zeigen aber auch, daß die benutzte Wellenlänge nicht alle vorkommenden Niederschlagsarten und -mengen in einem ausreichenden Abstand zu erfassen gestattet. Die Abschwächung der Radarenergie durch den Niederschlag ist eine Funktion der Wellenlänge. Wie aus Abb. 9 erkennbar, beträgt bei einer Wellenlänge von 3.2 cm und einer Niederschlagsintensität von 100 mm in der Stunde die vom Niederschlag verursachte Dämpfung bereits 6.2 dB pro Kilometer. Die Dämpfung ist bei 10 cm wesentlich geringer, sie beträgt weniger als 0.1 dB pro Kilometer; sie liegt bei 5.7 cm Wellenlänge etwa bei 0.9 dB pro Kilometer. Die ideale Wellenlänge für Niederschlagsmessung wäre eigentlich 10 cm. Weiter oben wurde aber darauf hingewiesen, daß eine sehr scharfe Bündelung des Radarstrahls erforderlich ist. Wie aus Tab. 3 hervorgeht, erhält man mit einem Schirmdurchmesser von 7 m für das 10 cm Radar eine Strahlbreite von 1 Grad; beim 5 cm Radar braucht man dazu nur einen Parabolspiegel von 3.5 m Durchmesser.

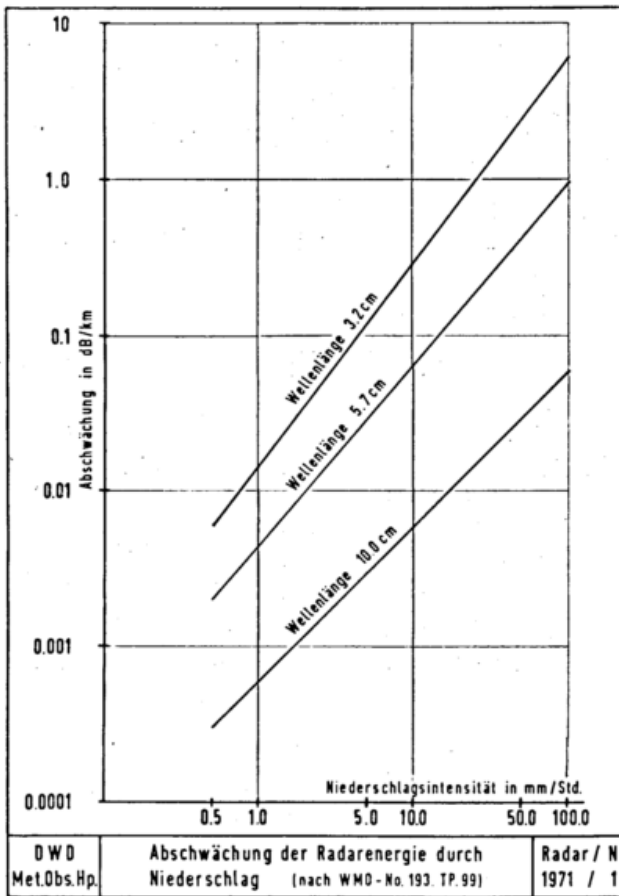


Abb. 9

Tab. 3
Radarspiegeldurchmesser für verschiedene
Wellenlängen und Strahlbreiten

λ (cm)	3.2	5	10	Wellenlänge
Strahl- breite	1°	2.1	3.5	7.0
	2°	1.0	1.8	3.5
				durchmesser (m)

Diese Tatsachen müssen sehr gut überlegt werden, wenn man ein für die Praxis einsetzbares Radar beschaffen will. Die Größe des Radarspiegels ist eine Gewichts- und eine Geldfrage, Sicher dürfte heute sein, daß

quantitative Niederschlagsmessungen bis zu einer Entfernung von etwa 100 km mit ausreichender Genauigkeit möglich sind. In noch größerer Entfernung mißt der Radarstrahl aufgrund seiner räumlichen Ausdehnung und der Krümmung der Erde weitgehend in der Wolke und nicht mehr im eigentlichen Niederschlagsbereich, dadurch werden die Messungen zwangsläufig schlechter.

Voraussetzung für quantitative Niederschlagsmessung ist ein elektronisch stabiles Radargerät mit einem Radarstrahlwinkel von möglichst $\leq 1^\circ$ in der Vertikalen und $\leq 2^\circ$ in der Horizontalen. Weiter muß gefordert werden, daß die Videosignale des Gerätes sofort digitalisiert und in einen kleinen Rechner gegeben werden, der es erlaubt, jederzeit für jeden gewünschten Zeitabschnitt Flächenniederschlagswerte auszugeben. In die Überlegungen über die Gestaltung des Radarantennenspiegels sollten auch die vertikalen parabolischen Segmente einbezogen werden. Mit ihrer Hilfe ist eine sehr scharfe vertikale Bündelung verhältnismäßig einfach, es muß allerdings eine ausreichende horizontale Bündelung gewährleistet sein. Die „Orangenschalen Spiegel“ sind vielfach auch in der Dämpfung der Seitenkeulen besser als volle Parabolspiegel. Vielleicht kann in einigen Jahren das Problem der Größe und Gestalt der Radarspiegel durch Anwendung des Phasenantennenprinzips gelöst werden. Soweit bekannt, gibt es bereits erste Entwicklungen in dieser Richtung.

Weiter sind für den Meßbereich für jede Wetterlage in den einzelnen Jahreszeiten typische Tropfenspektren sehr wertvoll, mit deren Hilfe möglichst gute „Rohdaten“ des Flächenniederschlags gewonnen werden und nicht zuletzt werden im Meßbereich repräsentativ verteilte digitale Niederschlagsmesser mit direkter Datenübertragung zum Radar zum Angleichen der Rohdaten benötigt. Wie weit ein umfangreicher Tropfenspektrenkatalog ein Angleichen überflüssig machen kann, muß die Zukunft zeigen.

Literatur

- (1) BROCKHAUS: Lexikon Bd. 4 (1954).
- (2) DIEM, M.: Zur Struktur der Niederschläge, III. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. B 16 (1968) S. 347–390.
- (3) MARSHALL, J. S.; PALMER, W. M.: The distribution of raindrops with size. J. Meteor. 5 (1948) S. 165–166.
- (4) WILSON, J. W.: Integration of radar and raingauge data for improved rainfall measurement. J. appl. Meteor. 9 (1970) S. 489–497.

Die quantitative Bestimmung von Niederschlagsdichten mit Hilfe digitaler Meßwerterfassung und -verarbeitung von Wetterradardaten

Zusammenfassung

Es wird über eine Datenerfassungsanlage berichtet, die es gestattet, Niederschlagsgebiete gitternetzartig abzutasten und die Radarechowerte zu digitalisieren. Die gespeicherten Werte werden mit speziellen Rechenprogrammen weiterverarbeitet. Die Darstellung der Niederschlagsgebiete in Form von Gitternetzkarten mit hoher Auflösung der Strukturen ist möglich. Korrekturverfahren, u. a. Näherungsrechnungen zur Kompensation der Streckendämpfung, werden beschrieben. Erste Ergebnisse der quantitativen Bestimmung von Niederschlagsmengen und -dichten werden gezeigt.

Abstract

A data acquisition system is described which permits scanning of precipitation areas in a gridlike fashion and digitalizing of the reflected energy. The results are stored and processed using special algorithms. It is possible to chart the precipitation areas in the form of grid maps at a high degree of resolution. Methods to compensate for atmospheric attenuation and experimental errors are described. First results of the quantitative determination of precipitation volume and densities will be presented.

1. Einleitung

Radargeräte sind gut geeignet für eine unmittelbare qualitative und quantitative Erfassung von Niederschlagsmessungen nach ihrem Ort und ihrer zeitlichen Änderung. Werden wolkenphysikalische Fragen einbezogen, so muß oft neben einer quantitativen Messung von Niederschlagsmengen oder Niederschlagsdichten auch die räumliche Struktur der Niederschlagsgebiete bestimmt werden. Für diese gemeinsame Aufgabe erweisen sich die üblichen Beobachtungsmethoden über eine Auswertung des Bildschirms als nicht genügend leistungsfähig. Eine mögliche Lösung der oben genannten Meßaufgabe ist gegeben durch eine rasterförmige Abtastung eines vorgegebenen Gebietes mit Einzelimpulsen und die Digitalisierung der Echomeßwerte. Die gitternetzartige Abtastung eines Gebietes und die durch Digitalisierung gegebene hohe Auflösung der Meßwerte erlaubt die Darstellung von Strukturen in Form von Gitternetzkarten; der Informationsgehalt des Radarechos und die Leistungsfähigkeit des Radargerätes werden auf diese Weise weit besser genutzt. Die Genauigkeit der Meßwerte ist ein sicherer Ausgangspunkt für eine quantitative Bestimmung von Niederschlagsdichten. Quantitative Messungen beinhalten stets eine Anzahl numerischer Rechenprozesse, beispielsweise numerische Integrationen und Korrekturverfahren. Radarmessungen, die gitterpunktartig ein vorgegebenes Gebiet erfassen, geben deshalb besonders günstige Voraussetzungen für eine Anwendung numerischer Verfahren.

2. Die Datenerfassungsanlage

Ausgehend von diesen Überlegungen wurden von der Wetterradar-Abteilung des Instituts Steuereinheiten

für das Wetterradar METEOR 200 entwickelt (1), die eine Messung in dem oben beschriebenen Sinne ermöglichen. Die Steuereinheit, durch die eine rasterartige Abtastung erreicht wird, soll im folgenden kurz beschrieben werden (Abb. 1): Das Radargerät sendet einen Meßimpuls aus und gibt gleichzeitig einen Startimpuls für den Entfernungsintervall-Zähler (EZ). Gezählt wer-

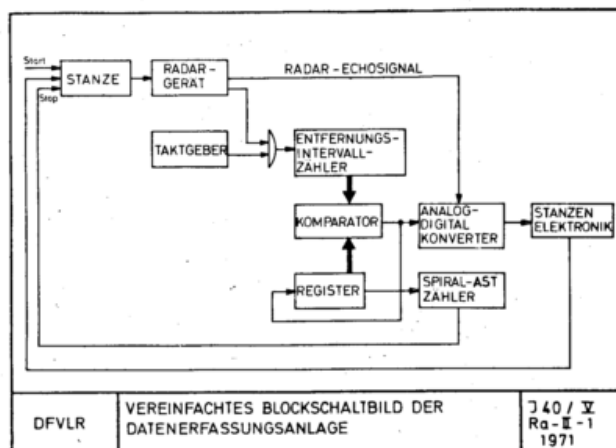


Abb. 1

den die von einem Taktgeber gelieferten Impulse. In einem zweiten Zähler (Register) können zwei Zählerstände, Anfangs- und Endwert, wählbar vorgegeben werden. Erreicht der EZ während des Hochzählens Gleichstand mit dem Anfangswert des Registers, so wird ein ADW freigegeben und das im Augenblick anliegende Echosignal digitalisiert. Der digitalisierte Meßwert gelangt, nach einer Umkodierung, in eine Lochstanze und

*) Vortragender

wird auf einem 5-Kanal-Lochstreifen abgelegt. Durch Wiederholung des Zählvorganges bei gleichzeitiger schrittweiser Heraufsetzung des Anfangswertes bis zum Endwert des Registers wird eine punktweise Abtastung in äquidistanten Entfernungsintervallen längs einer Speiche erreicht. Durch Wiederholung des gesamten Zählvorganges und gleichzeitiges Drehen der Radarantenne erfolgt somit eine gitterpunktartige Aufteilung eines vorgegebenen Gebietes (Abb. 2). Durch eine be-

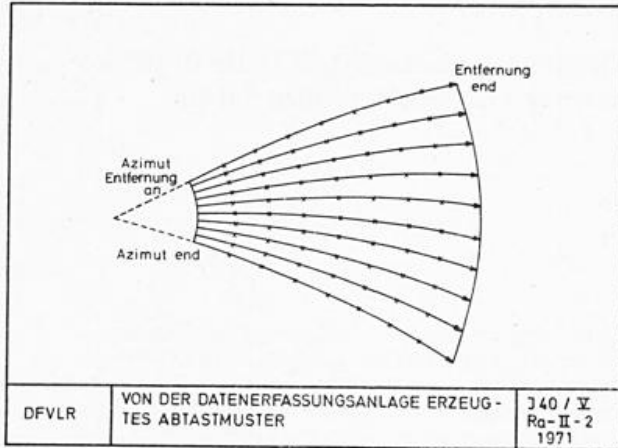


Abb. 2

sondere Antennensteuerung (E. KIRSCHSLAGER) wird der gesamte Meßvorgang automatisiert und gleichzeitig durch eine Hellsteuerung das bei einer Messung erfaßte Gebiet auf dem Bildschirm unmittelbar sichtbar gemacht (Abb. 3). Die Registrierung der Meßwerte erfolgt im gegenwärtigen Entwicklungsstand mit einer Geschwindigkeit von 37 Meßwerten/s. Diese Rate kann



Abb. 3

durch den geplanten Einsatz von Magnetband-Geräten um annähernd das Acht- bis Zehnfache heraufgesetzt werden. Abtastung kann in horizontaler und vertikaler Richtung durchgeführt werden. Setzt man die erhöhte Meßgeschwindigkeit voraus, dann sollte es möglich sein, die Strukturen von Niederschlagsgebilden auch räumlich darzustellen.

3. Numerische Verarbeitung der Radarmessdaten

3.1. Bestimmung der Niederschlagsdichten

Ein besonderer Vorteil der Zwischenspeicherung von Meßergebnissen liegt darin, die Meßwerte mit beliebigen Rechenprogrammen nach verschiedenen Gesichtspunkten verarbeiten zu können. Ein spezielles Algol-Rechenprogramm wurde entwickelt, mit dem die aufgenommenen Meßwerte in Form von Gitternetzkarten aufgezeichnet werden können (Abb. 4). Infolge der ho-

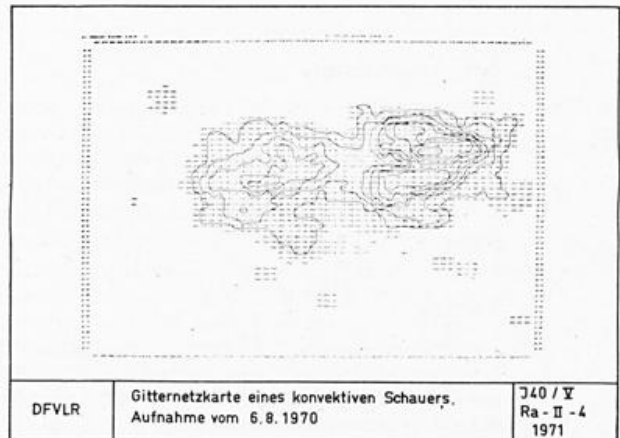


Abb. 4

hen Auflösung der Meßwerte werden die inneren Strukturen sehr gut sichtbar. Der statistische Charakter der hier untersuchten Objekte und des Übertragungsmediums bedingen, daß die Echoimpulse stark schwanken. Um einen repräsentativen Wert für die Einzelmessung zu erhalten, muß über mehrere Impulse gemittelt werden. Das Rechenprogramm enthält deshalb neben der Organisation von Meßdaten, wahlweise einschaltbare Mittelungsprozesse. Die Ergebnisse neuerer Arbeiten über Schwankungserscheinungen bei Echoimpulsen, (2), (3), scheinen darauf hinzuweisen, daß die Mittelung über eine relativ kleine Zahl von Einzelwerten hinreichend ist. In das Rechenprogramm können beliebige Gleichungen für die Berechnung von Niederschlagsdichten R aus den empfangenen Pegelwerten S eingesetzt werden. Die hier verwendete Form der Gleichung ergibt sich sofort aus der bekannten Radargleichung (siehe z. B. (4)), wenn die empfangene Strahlungsleistung P

$$P_e \sim S^2 \quad [1]$$

$$Z = a R^b \quad [2]$$

$$R = A \left(\frac{10^{D_i/10}}{10^{D_o/10}} \cdot \frac{P_{s0}}{P_{s1}} \cdot \frac{\Delta t_o}{\Delta t_1} \right)^{\frac{1}{b}} \cdot \left(\frac{E}{E_o} \cdot \frac{MG_o}{MG_1} \right)^{\frac{2}{b}} \cdot S^{\frac{2}{b}} \quad [3]$$

$$P_s = \frac{P_m}{\Delta t \cdot f} \quad [4]$$

$$R = A \left(\frac{10^{D_i/10}}{10^{D_o/10}} \cdot \frac{P_{mof1}}{P_{m1f0}} \right)^{\frac{1}{b}} \left(\frac{E}{E_o} \cdot \frac{MG_o}{MG_1} \right)^{\frac{2}{b}} \cdot S^{\frac{2}{b}} \quad [5]$$

Gleichungen für die Umrechnung der Pegelwerte in Niederschlagsdichten

durch S ersetzt und die Radarreflektivität Z durch die übliche $Z-R$ -Beziehung ausgedrückt wird (Gl. [1]–[5]). Als freie Parameter enthält die Gleichung die Betriebsgrößen, die während der Messungen willkürlich einstellbar sind oder gemessen werden können: die Dämpfung D im Eingang des Empfängers, die Impulsspitzenleistung P_s bzw. Mittelstrichleistung P_m , Impulsfolgefrequenz f , Impulsbreite Δt und Master-Gain MG . E ist die Entfernung zwischen Radargerät und Meßpunkt. Die Größen A, b , in denen alle unveränderten Parameter der Meßapparatur enthalten sind, müssen durch vergleichende Messungen mit Regenschreibern bestimmt werden. Um eine möglichst problemlose Handhabung der Gleichung zu gewährleisten, wurde diese in eine Relativform gebracht (H. SALBREITER, H. SCHUSTER), d. h. jede Berechnung wird bezogen auf eine Entfernung D_0 , P_{m0} , Δt_0 , f_0 und MG_0 , für die auch Eichmessungen die Größen A, b bestimmt wurden. Der Vorteil dieser Formulierung liegt darin, daß die so definierten und bestimmten Größen A, b ihren Wert für jede Änderung der Betriebsgrößen ungeändert beibehalten. Die Ermittlung der Größen A, b geschieht in üblicher Form durch doppelt-logarithmische Darstellung der mit dem Regenschreiber gemessenen Niederschlagsdichten R und der zugehörigen Pegelwerte S (Abb. 5). Um bestmögliche

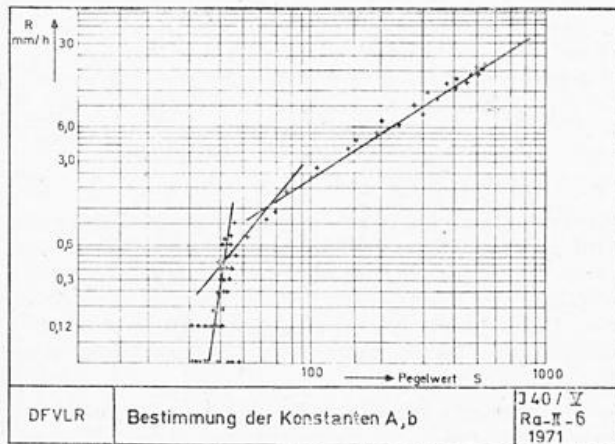


Abb. 5

Zuverlässigkeit der A, b -Werte zu erhalten, wurde die theoretisch geforderte lineare Funktion mit einem Rechenprogramm nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Teilt man den vorgegebenen Bereich der Niederschlagsdichten in Klassen auf und bestimmt die besten Geraden für jeden dieser Teilbereiche, so scheinen die hier gefundenen Ergebnisse darauf hinzuweisen, daß die Größen A, b abhängig sind von den Niederschlagsdichten. Berücksichtigt man die Ergebnisse von Arbeiten wie z. B. (5), in denen ein Zusammenhang von Niederschlagsintensität und Tropfenspektrum gefunden wird, dann ist die eben genannte Abhängigkeit der A, b -Werte von der Niederschlagsdichte durchaus zu erwarten. Die Beträge von A und b haben erheblichen Einfluß auf die Berechnung der Niederschlagsdichten aus den gemessenen Pegelwerten. Eine Korrekturfunktion, die eine Auswahl bestimmter Wertepaare in Abhängigkeit von den gemessenen Pegelwerten zuläßt, soll in das Rechenprogramm aufgenommen werden. Die quantitative Erfassung niedriger Niederschlagsdichten im Bereich $R \leq 5$ mm/h ist besonders schwierig. Die durch Anwendung der eben besprochenen Korrektur erzielbaren Ergebnisse sind dann auch hier befriedigend (Abb. 6).

Die durchgeführten Radareinzelmessungen können als Momentanwerte aufgefaßt werden. Soll mit einer Regenschreiberaufzeichnung verglichen werden, so muß eine sehr gute Synchronisation beider Messungen ge-

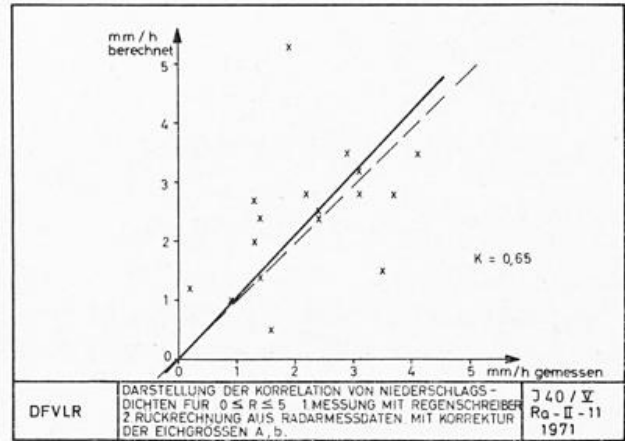


Abb. 6

währleistet sein. Dazu wurden spezielle UKW-Empfänger entwickelt (K. REKER) und mit den Regenschreibern gekoppelt. Mit Hilfe eines Senders können vom Radargerät aus an den etwa 30 km entfernten Regenschreibern auf den Registrierstreifen willkürlich Marken gesetzt und damit Zeiteichungen durchgeführt werden. Der Einfluß von Zeitverschiebungen zwischen Radar- und Regenschreibermessung auf die Korrelation beider Messungen ist erheblich (Abb. 7).

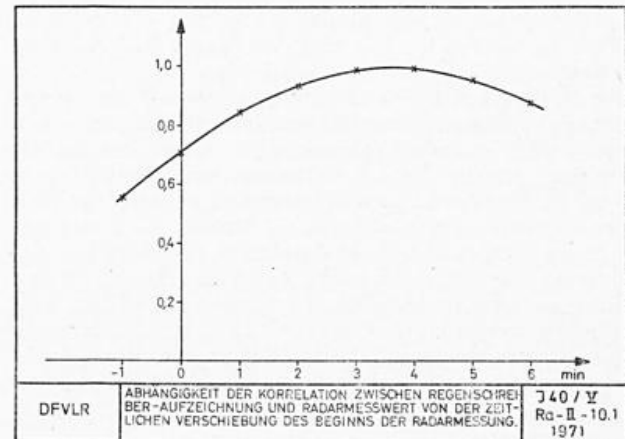


Abb. 7

3.2. Die Korrektur der Streckendämpfung bei Radarsignalen

Die eingangs dieses Berichtes genannte doppelte Meßaufgabe führt zu grundsätzlichen Schwierigkeiten: gute räumliche Auflösung eines gegebenen Objektes bedingt kleine Wellenlängen; die Dämpfung und damit Verfälschung von Radarsignalen kann bei kleinen Wellenlängen ($\lambda \leq 3$ cm) erheblich sein. Quantitative Messungen können dadurch infrage gestellt werden. Es wurde deshalb versucht, eine halbempirische Näherungsverfahren zu entwickeln, das den durch Dämpfung der Signale verursachten Fehler möglichst gut korrigiert (H. SCHUSTER). Voraussetzung für den Aufbau dieses Näherungsverfahrens ist eine gut gesicherte Beziehung zwischen dem Dämpfungsfaktor k und der Niederschlagsdichte R und ein Meßverfahren, das eine gitternetzartige Abtastung eines vorgegebenen Gebietes zuläßt. Ein empirisches Gesetz, das den Zusammenhang zwischen k und R beschreibt, ist bekannt (6). Geht man von der Radargleichung aus und berücksichtigt die Dämpfung des Signals, so läßt sich ein Näherungsverfahren im Prinzip nach folgendem Schema aufbauen: unter der Annahme, daß der wahre Wert P_0 der Echoleistung im Anfangspunkt E_0 der Abtastung bekannt ist, wird mit Hilfe des gemessenen Wertes R^*_1 im Punkt E_1

$$K(\lambda) = C(\lambda, T) R^{\alpha(\lambda)}$$

$$P_{1,0}^* = P_1^*$$

$$P_{1,0} = \frac{P_o}{P_o^*} P_{1,0}^* 10^{0.1 \Delta E \{K(P_o) + K(P_{1,0}^*)\}}$$

$$P_{1,1} = \frac{P_o}{P_o^*} P_{1,0} 10^{0.1 \Delta E \{K(P_o) + K(P_{1,0})\}}$$

$$P_{1,j} = \frac{P_o}{P_o^*} P_{1,j-1} 10^{0.1 \Delta E \{K(P_o) + K(P_{1,j-1})\}}$$

$$P_{1,j} = P_1$$

Korrektur im i-ten Punkt

$$P_{i,j} = \frac{P_{i-1}}{P_{i-1}^*} P_{i,j-1} 10^{0.1 \Delta E \{K(P_{i-1}) + K(P_{i,j-1})\}}$$

$$P_{i,j} = P_i$$

Schema eines Näherungsverfahrens für die Korrektur der Streckendämpfung bei Radarsignalen (Erläuterung im Text)

ein verbesserter Wert in E_1 berechnet. Dieser erste Näherungswert wird rekursiv, durch j -fache Rekursion, weiter verbessert. Anschließend wird der so gewonnene Wert als wahrer Wert P_1 in E_1 eingesetzt und das Verfahren auf E_2 angewendet. Nachteil dieser Formulierung des Näherungsverfahrens ist es, daß eine sehr große Zahl von Rekursionen für jedes Entfernungsintervall notwendig ist, um hinreichende Näherungswerte zu gewinnen. Die für die Durchführung der Korrektur notwendige Rechenzeit wird dadurch beträchtlich. Der großen Datenmengen wegen, die bei Messungen dieser Art auftreten können, müssen minimale Rechenzeiten angestrebt werden. Das kann, beispielsweise in diesen Näherungsverfahren dadurch geschehen, daß durch Einführung bestimmter Faktoren die für hinreichende Näherung notwendige Zahl der Rekursionen weitgehend herabgesetzt wird. Der Wertebereich dieser Beschleunigungs-

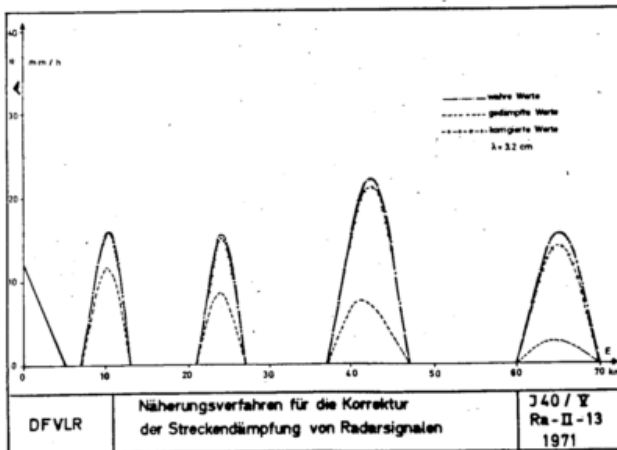


Abb. 8

ungsfaktoren hängt von den vorgegebenen Randbedingungen der durchzuführenden Messungen ab und muß durch eine Modellrechnung bestimmt werden. Aus den hier gezeigten Beispielen von Modellrechnungen (Abb. 8, 9) ist der Verlauf einer willkürlich vorgegebenen Niederschlagsverteilung, der Verlauf der berechneten scheinbaren Niederschlagsverteilung infolge Dämpfung des Signals und die Wirkung der Korrektur zu ersehen. Beide Abbildungen zeigen die maximal mögliche Korrektur und damit die Grenzen des Näherungsverfahrens. Die Rechenzeit für die Durchführung der Korrekturen konnte bei allen Modellrechnungen auf weniger als 4 s beschränkt werden. Sie ist damit hin-

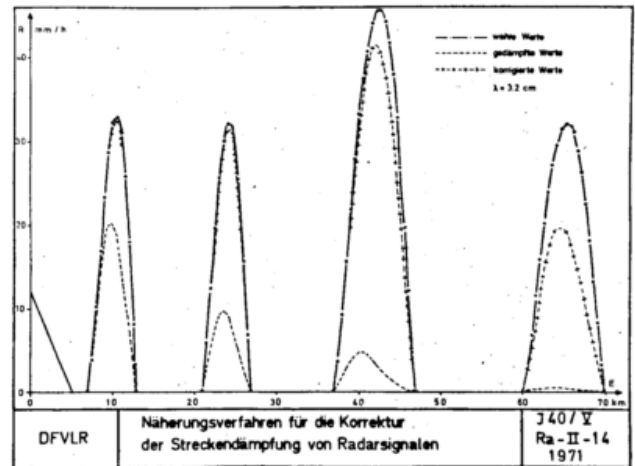


Abb. 9

reichend klein. An der Verbesserung des Verfahrens wird gearbeitet. Die ersten bisher erzielten Ergebnisse lassen die Erwartung zu, daß mit diesem Näherungsverfahren die Dämpfung von Radarsignalen weitgehend quantitativ erfaßt werden kann und damit eine gute quantitative Bestimmung von Niederschlagsdichten möglich sein sollte.

Literatur

- (1) KUERS, D.: Digitale Meßwertverarbeitung und Verarbeitung von Wetterradardaten. DLR-Forschungsbericht FB 70-32, Oktober 1970.
- (2) LHERMITTE, R. M.; KESSLER, E.: Estimation of the average intensity of precipitation targets. Proc. 13th Weather Radar Conf. 20-23 Aug. 1968. McGill Univ. Montreal, Canada.
- (3) SMITH, P. L.: Interpretation of the fluctuating echo from randomly distributed scatterers. Proc. 13th Weather Radar Conf. 20-23 Aug. 1968. McGill Univ. Montreal, Canada.
- (4) BATTAN, L. J.: Radar Meteorology. Chicago: University of Chicago Press 1959.
- (5) MARSHALL, J. S.; PALMER, W. M.: The distribution of raindrops with size. J. Meteor. 5 (1948) S. 165-168.
- (6) BENOIT, A.: Signal attenuation due to neutral oxygen and water vapour, rain and clouds. Microwave J., 1968, Nov.

Messung der Beziehung zwischen Radarreflektivität und Niederschlagsrate mit einem speziell entwickelten Radarsystem in Bonn

Zusammenfassung

In den Jahren 1968 bis 1970 wurden in Bonn quantitative Niederschlagsmessungen mit Radar durchgeführt. Das anfänglich einfache X-Band Radargerät wurde zu einer umfangreichen Meßanlage erweitert, deren verschiedene Anwendungsmöglichkeiten aufgezeigt werden. Die Eichung des Gerätes mit Aluminiumkugeln verschiedener Größe (31, 52, 100 cm ϕ) wird beschrieben. Die Radarreflektivität wurde gemessen in 1000 m Höhe über 6 Regenschreibern, die auf einer Fläche von 0,5 km² verteilt waren. Die gemessenen Radarreflektivitäten wurden mit einem einfachen Dämpfungsansatz korrigiert. Abschließend wird eine Gesamtstatistik der für die verschiedenen Wetterlagen im Raum um Bonn gemessenen ZR-Beziehungen mitgeteilt.

Abstract

Quantitative rainfall measurements were made by the Radar in Bonn from 1968–70. A description of the special Radar equipment and its calibration by aluminium spheres of different sizes (31, 52, 100 cm ϕ) is given. The Radar reflectivity was measured 1000 m above 6 rain gauges within an area of about 0.5 km². To eliminate the 3 cm wave attenuation a simple linear model was used. ZR-relationships are computed for different weather conditions.

1. Beschreibung der Bonner Radaranlage

Während der 40er Jahre wurde zum speziellen Zweck der Funkortung von schnell bewegten Zielen eine gewisse Konzeption eines Mikrowellen-Meßgerätes – eben jener Prototyp des sogenannten Radargerätes – geschaffen, die heute noch nahezu unverändert von der einschlägigen Industrie als Vielzweck-Wetterradar verkauft wird (4). Für die Meßaufgaben im Rahmen der meteorologischen Forschung und Praxis ist dieser Gerätetyp aber weitgehend ungeeignet, und es bedarf erheblicher Anstrengungen und finanzieller Aufwendungen, um ein solches „Wetterradar“ für eine spezielle Untersuchung durch Umbauten und Zusatzgeräte brauchbarer zu machen. Obwohl diese Probleme eigentlich von Anfang an erkannt und beklagt wurden, ist es vornehmlich aus finanziellen und administrativen Schwierigkeiten bisher nur zu einigen wenigen Eigenentwicklungen von meteorologischen Mikrowellen-Meßanlagen auf nicht-kommerzieller Basis gekommen. Solche Geräte wurden labormäßig fast ausschließlich in Amerika als Doppler-Radars zur Erforschung von Problemen gebaut, die mit der quantitativen Erfassung des Bodenniederschlags nur sehr indirekt zu tun haben. Andererseits ist aber gerade die großflächige quantitative Erfassung des Bodenniederschlags eine der wichtigsten Aufgaben für Forschung und Praxis in Meteorologie und Hydrologie.

Die Grundkonzeption einer Mikrowellen-Meßanlage für Bodenniederschlag wurde im vorstehend angegebenen Beitrag (4) bereits ausführlich dargestellt. Der Bonner Arbeitsgruppe steht ein solches Gerät leider nicht zur Verfügung. Wir begannen im Jahre 1965 mit einem preiswerten 3-cm-Standardgerät vom Typ Selenia Meteor 200 Radarmeteorologie zu treiben. Zunächst be-

schränkten wir uns auf Messungen von Schauerhöhen und -zugrichtungen und versuchten, Niederschlagsstrukturen und -verteilungen kinematographisch und statistisch zu registrieren. In der meßfreien Zeit jedoch wurde die Anlage durch Umbauten und diverse elektronische Zusatzgeräte stetig weiterentwickelt mit dem Ziel, eine Gerätekombination zu erstellen, die es möglich machte, quantitative Untersuchungen der Rückstreuung von Niederschlagszielen und der Beziehung zwischen Radar-Echointensität und Bodenniederschlag durchzuführen.

Abb. 1 zeigt das Blockschaltbild des Bonner Radarsystems, und zwar ist hier nur die Empfangsanlage dargestellt, da der Sender lediglich durch den Zusatz von Frequenz-, Leistungs- und Wellenleiter-Überwachungsgeräten herkömmlicher Bauart erweitert, sonst aber nicht modifiziert wurde.

Das dargestellte Empfangssystem ermöglicht die folgenden Operationen: Logarithmische Verstärkung der I.F.-Information um 90 dB; automatische Entfernungskorrektur für Regen-(Volumen-)Ziele; automatische Rauschunterdrückung; automatische Filmaufnahme (35 mm – 120 m Filmkassette) des gesamten PPI pro Umlauf in drei bzw. sechs Intensitätsniveaus, die beliebig einstellbar und helligkeitskontrolliert sind; Helligkeitskorrektur mit Gunn-Filter; laufende gleichzeitige A-Scope-Darstellung in digitalisierten Intensitäts-Niveaus; automatische selektive Analog-Messung der Radarreflektivität über 2 festen und einem beweglichen Meßort in beliebiger Entfernung bis 180 km; dreistellige Analog-Digital-Wandlung der Meßergebnisse mit synchroner Digitalanzeige, -druck und -lochung; automatisches Antennen-Höhenprogramm mit 15 beliebig einstellbaren Höhenniveaus.

*) Vortragende

BONNER RADAREMPFANGSSYSTEM

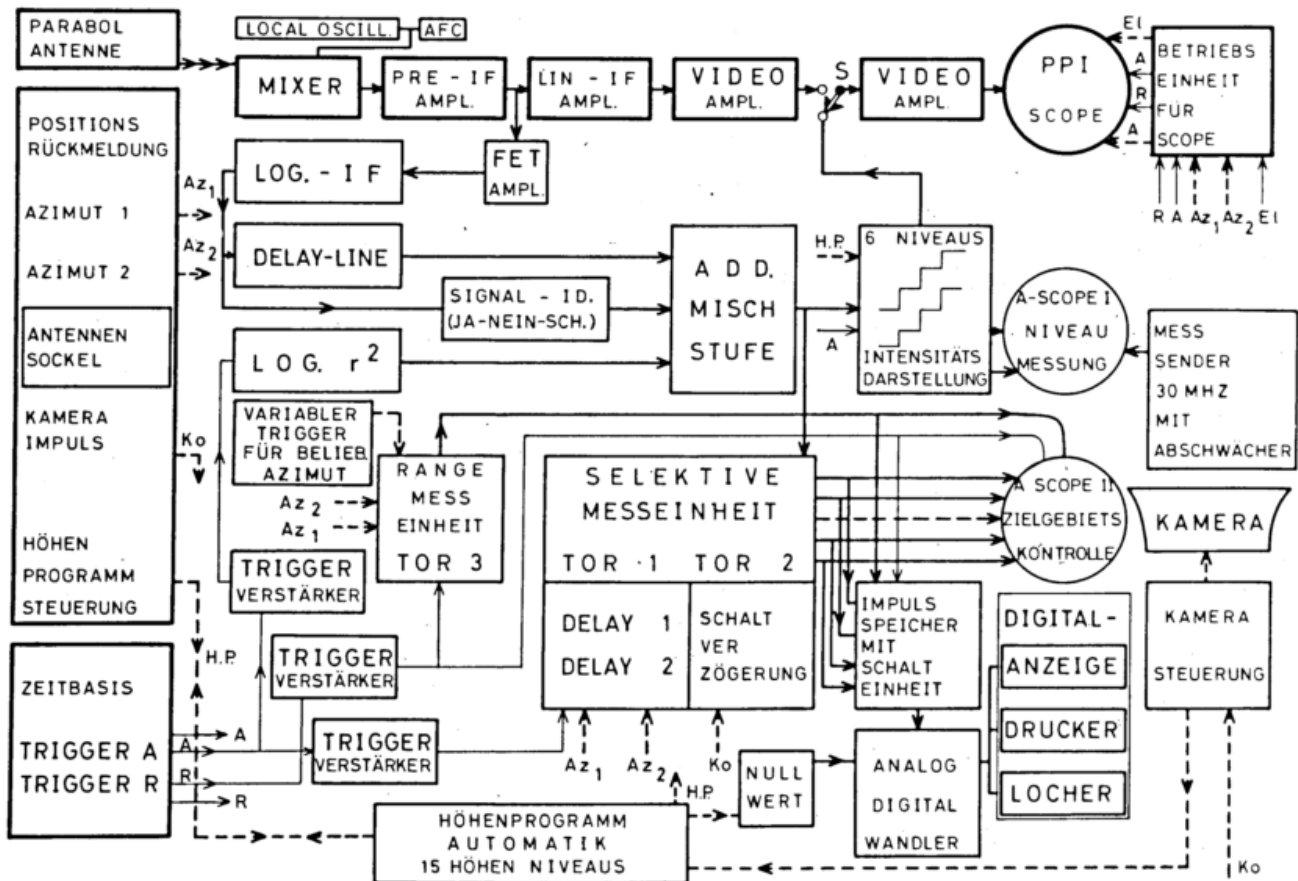


Abb. 1
Blockschaltbild des Bonner Radarempfangssystems.

Ein wesentlicher Bestandteil der Anlage ist ein von Joss (5) entwickeltes Zusatzgerät, welches den I.F.-Verstärker, die Entfernungskorrektur und die Intensitätsdarstellung für das PPI enthält. Von Arnold & Richter wurde eine 35 mm Arriflex-Studiokamera mit Eimergetriebe eingebaut. Die Analog-Digitalwandlung erfolgt mit einem UCM-Umsetzer der Firma Rohde & Schwarz.

Die technischen Daten der Gesamtanlage sind wie folgt:

Wellenlänge (λ)	3,2 cm
Pulslänge (τ)	0,5 bzw. 3 μ s
Pulsfolgefrequenz	1200 bzw. 240 pps
Pulsleistung (P_t)	200 kW
Antenne	2 m ϕ Parabol
Halbwertsbreite (θ)	1,2°
Antennengewinn (G)	42 dB
I.F.-Verstärkung:	90 dB log.
Rauschleistung:	9 dB
Min. Eingangssignal: (P_r)	$1,2 \cdot 10^{-13}$ W

Dem Aufbau der zuvor beschriebenen Station lag die Erkenntnis zugrunde, daß die einzige Möglichkeit, mit einem 3-cm-Gerät alter Bauart vernünftige quantitative Niederschlagsforschung zu treiben, darin besteht, sich auf die meßtechnische Erfassung der Radar-Reflektivität über wenigen ausgesuchten Regenmeßplätzen zu beschränken. Die zusätzliche Kameraausrüstung zur Aufzeichnung des gesamten großflächigen PPI dient wäh-

rend des Einsatzes der Anlage zur quantitativen Regenmessung lediglich dem Zweck einer gleichzeitigen Strukturuntersuchung des Niederschlagsgeschehens im weiteren Umkreis der Meßstationen. Sie ist unabhängig von der elektronischen Messung und liefert sowohl aktuelle Informationen für den jeweiligen Meßeinsatz als auch gespeicherte Angaben über die ungefähre Größe der Zwischendämpfung auf der Meßstrecke zwischen Ziel und Antenne.

2. Theoretische Grundlagen

Den Zusammenhang zwischen der zurückgestreuten Leistung, den Gerätekosten und den physikalischen Eigenschaften des zu ordnenden Objektes (Target) liefert die Radargleichung für Einzelziele:

$$P_r = \frac{1}{64 \pi^3} (P_t G^2 \lambda^2) \cdot \left(\frac{\sigma}{r^4} \right) = \frac{C_T}{r^4}$$

In der ersten Klammer sind die Gerätekosten zusammengefaßt (siehe Beschreibung des Gerätes). Die zweite Klammer bezieht sich auf das Target mit der Entfernung r vom Radargerät; hierbei ist σ der Rückstreuquerschnitt, der für eine Metallkugel, deren Radius erheblich größer ist als die Wellenlänge, gleich dem geometrischen Querschnitt ist (6).

Für Niederschlag mit Tropfendurchmesser D gilt für den Rückstreuquerschnitt σ die Rayleigh-Approximation streng, wenn $\pi D < 0,13 \lambda$ für 3 cm Wellenlänge und in guter Näherung, wenn $\pi D < 0,3 \lambda$ ist; d. h. bei 3 cm Wellenlänge dürfen die Tropfendurchmesser nicht größer als 1,4 mm bzw. 3,0 mm sein, (3), (10).

Dann schreibt sich die Radargleichung für den Fall, daß das gesamte Strahlvolumen mit Niederschlagspartikeln ausgefüllt ist (7):

$$\bar{P}_r = \frac{\pi^3 c}{1024 \ln 2} \left[\frac{P_t \tau G^2 \Theta^2}{\lambda^2} \right] \left[\frac{|K|^2 \cdot Z}{r^2} \right] = \frac{C_N \cdot Z}{r^2}$$

Auch hier stehen in der ersten Klammer Gerätekonstanten und in der zweiten die Größen, die sich auf den Niederschlag beziehen.

3. Eichung

Um quantitative Aussagen über die mit dem Radargerät beobachteten Niederschlagschos machen zu können, mußten wir unser Gerät zunächst eichen. Eine Eichmethode besteht darin, daß man alle in der Radargleichung auftretenden Gerätekonstanten separat mißt. Wir hielten es jedoch für vernünftiger, die Gesamtanlage mit all ihren Funktionen integrierend zu eichen (2), (9).

Für diese Art der Eichung wurden Targets mit ausreichend großem Rückstreuquerschnitt in verschiedenen Entfernungen angemessen. Als Target eignet sich am besten eine Kugel, da deren Rückstreuquerschnitt von der Strahlrichtung unabhängig ist. Nach KERR (6) ist dieser Rückstreuquerschnitt gleich dem geometrischen Querschnitt der Kugel, wenn der Durchmesser groß gegenüber der Wellenlänge ist. Abb. 2 zeigt die Abnahme der Echointensität V der Targets in Watt mit der Entfernung r im doppelt-logarithmischen Maßstab. Die mittlere dick

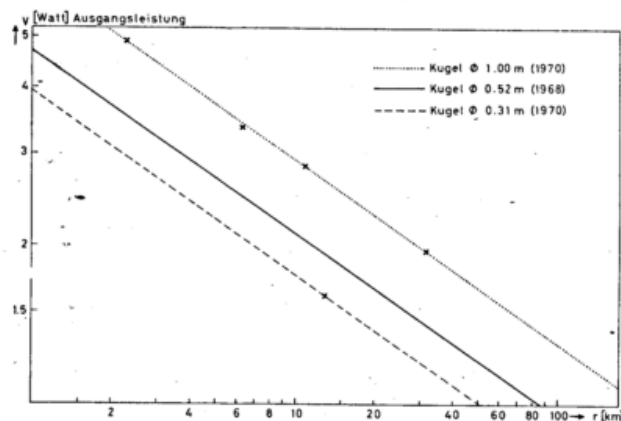


Abb. 2
Eichdiagramme bei verschiedenen Meßkugeln
 V = Empfängerausgangsleistung in Watt, r = Entfernung

ausgezogene Linie zeigt eine Messung mit einer Kugel von 52 cm Durchmesser im Sommer 1968. Diese Kugel hing an einem freifliegenden Ballon und konnte bis zu einer Entfernung von 70 km kontinuierlich verfolgt werden. Der Korrelationskoeffizient durch die Meßwerte betrug -0.95 . Um jedoch Echointensitätswerte von gleicher Größenordnung wie die des Niederschlages zu erhalten, mußten wir größere Kugeln anfertigen und kürzere Distanzen wählen. Die größte Kugel hatte einen Durchmesser von 100 cm und ein Gewicht von über 6 kg. Diese wurde im Sommer 1970 an gefesselten Ballonen an vier Orten in verschiedenen Entfernungen angemessen. Der nächste Punkt lag dabei in 2.25 km Entfernung vom Radargerät. Die dabei ermittelte Echointensität betrug 4.9 W (ca. 52 dB), was in etwa der Echointensität von starken Niederschlägen entspricht. Die Steigung der Geraden ist fast gleich der 1968 gemessenen. Der Achsenabschnitt dagegen ist abhängig von der Größe der Kugel und läßt sich leicht von einer Kugelgröße auf eine andere umrechnen. Der untere Meßpunkt wurde mit einer 31-cm-Kugel gemacht. Diese wurde am Ort unseres Niederschlagsmeßplatzes - 13 km vom Radargerät entfernt - hochgelassen. Der Echointensitätswert liegt auf der vorher berechneten Geraden.

Die allgemeine Form der Regressionsgeraden durch die Meßpunkte des Targets lautet:

$$\log V = A \log r^{-2} + B$$

(V = Ausgangsleistung am Empfänger, r = Zielentfernung)

Nach der Radargleichung ist die zurückgestreute Leistung eines Punktzieles, wie es die Kugel darstellt, von der 4. Potenz der Entfernung abhängig: $P = C_T/r^4$. Wegen der im Gerät automatisch erfolgenden Entfernungskorrektur nach r^{-2} nimmt die zurückgestreute Leistung der Kugel am Empfängerausgang nur noch mit dem Quadrat der Entfernung ab. Nach Einsetzen der Radargleichung ergibt sich der Zusammenhang zwischen der zurückgestreuten Leistung am Antenneneingang P und der Leistung am Empfängerausgang V :

$$\log V = \underbrace{A \log P}_{\text{I}} + \underbrace{A \log r^2}_{\text{II}} + \underbrace{B + A \log C_T}_{\text{III}}$$

Die Gleichung setzt sich zusammen aus der logarithmischen Verstärkung (I), der Entfernungskorrektur (II) und einem Wert für die Gerätekonstanten (III). Mit der allgemeinen Form der Radargleichung für Niederschlag ergibt sich jetzt eine Beziehung zwischen der Echointensität V , die am Empfängerausgang gemessen wird, und der Radarreflektivität Z :

$$\log V = A \log Z + A \log C_N/C_T + B$$

In dem Verhältnis C_N/C_T brauchen nur noch drei Gerätekonstanten bestimmt werden: die Wellenlänge, die Pulsdauer sowie die Halbwertsbreite der Antenne. Die ausgesandte Pulsleistung und der Antennengewinn gehen in die Rechnung nicht mehr ein.

4. Messungen

Im Rahmen einer größeren Untersuchung der Niederschlagsverteilung wurden in den Monaten Mai bis Oktober der Jahre 1968 und 1970 alle Niederschläge im Umkreis von 100 km (1968) bzw. 40 km (1970) erfaßt. Für die Bestimmung der Niederschlagsrate wurde ein Gebiet im Nordwesten von Bonn gewählt. Der Meßplatz, der 600 m lang und 500 m breit ist, liegt in einer großen Ebene auf dem 13 km entfernten Gelände des Versuchsgutes der Universität Bonn, Dikopshof. Die Größe dieses Platzes entspricht etwa dem auf die Bodenfläche projizierten Radarvolumen in dieser Entfernung. In diesem Rechteck wurden 6 Regenschreiber (HELLMANN, 1 mm Vorschub pro 3 min.) gleichmäßig verteilt aufgestellt. Die Meßwerte der Regenschreiber wurden gemittelt und die Niederschlagsrate für 3-Minuten-Intervalle berechnet.

Zur Bestimmung der Radarreflektivität wurde der Impulsspeicher des Radargerätes elektronisch auf die Koordinaten dieses Boden-Niederschlagsmeßplatzes in 13 km Entfernung vom Radargerät eingestellt. Zur genauen Ortsbestimmung dienten Bodensichtziele, wie z. B. die Masten von Überlandleitungen. Die Genauigkeit der Einstellung wurde mit einem Fesselballonaufstieg am Meßort überprüft. Bei jedem Umlauf öffnete eine Torschaltung über diesem Platz den Speicher. Der Impulsspeicher mittelte die Echointensität über 24 Pulse, wobei eine Fläche von 450×600 m überstrichen wird. Die Echointensität wurde in 900 bis 1100 m Höhe gemessen, um Störungen durch Bodenechos in niederen Höhen auszuschalten. Wie vorbereitende Messungen mit dem Antennenhöhenprogramm zeigten, ergibt sich für dieses Höhenintervall die beste Korrelation zwischen dem am Boden gemessenen Niederschlag und der Echointensität.

5. Dämpfungskorrektur

In den Sommern 1968 und 1970 wurden für insgesamt 27 Tage mit länger anhaltendem Niederschlag die ZR-

Tab. 1
ZR-Beziehungen 1968

Datum	ZR-Beziehung	N	$R_{\max}$ mm/h	Q mm	Wetterlage
22./23. 7.	Z = 398 $R^{1.17}$	47	2.4	2.9	Warmfront
23. 7.	Z = 598 $R^{0.85}$	93	9.3	9.0	Kaltfront
1. 8.	Z = 61 $R^{2.33}$	37	35.5	21.5	Kaltfront
13. 8.	Z = 662 $R^{1.64}$	18	1.5	0.9	Warmfront
30./31. 8.	Z = 173 $R^{1.27}$	158	9.8	42.0	VB-Lage
11. 9.	Z = 234 $R^{1.65}$	45	9.0	11.2	Kaltfront
24. 9.	Z = 266 $R^{1.67}$	28	5.5	3.4	Konv. Linie
26. 9.	Z = 166 $R^{1.36}$	26	10.5	6.1	Okklusion
28. 9.	Z = 336 $R^{1.18}$	24	8.0	4.8	Kaltfront
30. 9.	Z = 140 $R^{1.76}$	48	23.3	16.0	Okklusion

ZR-Beziehungen 1970

29. 6.		Z = 224 $R^{0.80}$	12	4.2	1.2	Kaltfront
8. 7.		Z = 171 $R^{2.35}$	21	99.0	16.3	Kaltfront (m. Gewitt.)
14. 7.	17h	Z = 163 $R^{0.81}$	92	4.6	7.2	Warmsektor
14. 7.	22h	Z = 94 $R^{1.39}$	28	42.2	4.0	Kaltfront
15. 7.		Z = 92 $R^{1.51}$	36	3.0	2.0	Kaltluft von Norden
19. 7.		Z = 164 $R^{0.80}$	40	2.6	1.9	Warmfront
20. 7.	5h	Z = 110 $R^{1.36}$	27	3.7	1.3	Tiefdruckzentrum
20. 7.	9h	Z = 96 $R^{1.12}$	40	4.5	3.5	Kaltfront
24. 7.		Z = 132 $R^{1.35}$	28	20.5	4.0	Kaltfront (m. Gewitt.)
26./27. 7.		Z = 34 $R^{1.12}$	33	2.1	1.3	Warmfront
28./29. 7.		Z = 137 $R^{1.21}$	167	14.6	20.1	Kaltfront
5. 8.	19h	Z = 241 $R^{1.68}$	31	50.0	6.7	örtliche Gewitter
5. 8.	23h	Z = 180 $R^{1.34}$	31	7.0	3.5	örtliche Gewitter
10. 9.		Z = 180 $R^{1.25}$	86	11.9	7.7	Tiefdruckzentrum
11. 9.		Z = 228 $R^{1.60}$	23	2.9	1.1	Kaltfront
15. 9.		Z = 200 $R^{1.49}$	17	29.0	3.4	Kaltfront (m. Gewitt.)
16. 9.	2h	Z = 214 $R^{1.07}$	38	8.5	2.7	Kaltfront
16. 9.	12h	Z = 136 $R^{0.91}$	42	8.6	4.2	Kaltfront
Gesamt		Z = 170 $R^{1.43}$	1316		209.9	

N Niederschlagsdauer (Anzahl der 3min-Intervalle)
 $R_{\max}$ größte mittlere Niederschlagsrate eines 3min-Intervalls
 Q Niederschlagssumme, gemessen mit Regenschreiber

Beziehungen berechnet. Die während der jeweiligen Messung zwischen dem Radargerät und dem Regenmeßplatz durchziehenden Niederschlagsgebiete müssen vom Radarpuls durchdrungen werden, wobei bei unserem 3 cm Gerät Dämpfungseffekte in Form eines Energieverlustes auftreten (3), (1), (4).

Ein Beispiel für den Einfluß der Dämpfung auf die Meßwerte wird in Abb. 3 dargestellt. Hier ist zunächst der mit Regenschreibern nach Hellmann gemessene zeitliche Verlauf der Regenintensität R am Meßplatz aufgezeichnet. Das Maximum beträgt 23 mm/Std. Die gestrichelte Linie zeigt die direkt gemessene Radarreflektivität. Die beiden Kurven zeigen eine gewisse Übereinstimmung. Allerdings sind bei den hohen Niederschlagsraten die Maxima der Radarreflektivität offenbar durch Dämpfungseinfluß sehr stark abgeflacht. Um diesen Einfluß der Dämpfung zu eliminieren, wurde ein stark vereinfachtes Modell angewandt, welches eine homogene Niederschlagsverteilung zwischen Sendeantenne und Niederschlagsmeßplatz annimmt. Diese wird der gemessenen Intensität am Niederschlagsmeßplatz gleichgesetzt. In über 90 % aller Fälle war tatsächlich der Weg längs des Radarstrahles von Echos bedeckt, wobei zumindest bei Messungen von Aufgleitniederschlägen auf dem gleichzeitig von der Filmkamera er-

faßten Radarschirmbild ein homogenes Echointensitätsniveau beobachtet wurde. Mit diesem groben Dämpfungsansatz wurde die gemessene Radarreflektivität korrigiert. Die obere Kurve zeigt den Verlauf dieser korrigierten Z -Werte. Man erkennt, daß die Radarreflektivität bei geringen Niederschlagsraten durch den Dämpfungsansatz kaum erhöht wird, bei hohen Niederschlagsraten jedoch die Maxima auch im Detail gut wiedergegeben werden.

6. ZR-Beziehungen

Tab. 1 gibt einen Überblick der in den Jahren 1968 und 1970 gemessenen ZR-Beziehungen. An 27 Tagen wurden insgesamt 28 ZR-Beziehungen berechnet. N ist die Anzahl der 3-Minuten-Intervalle und gibt somit die Niederschlagsdauer an. Die kürzeste Schauerperiode betrug 36 min., die längste 8 Std. 21 min. $R_{\max}$ ist die größte mittlere Niederschlagsrate eines 3-Minuten-Intervalls. Maximaler Extremwert für diese Mittelwerte über 3 min. waren 99 mm/h. Q ist die gesamte Niederschlagssumme über diesen Schauer gemessen mit den Regenschreibern. Um einen Überblick darüber zu bekommen, ob bestimmte Wettersituationen auffällig die ZR-Beziehung beeinflussen, wird in der letzten Spalte

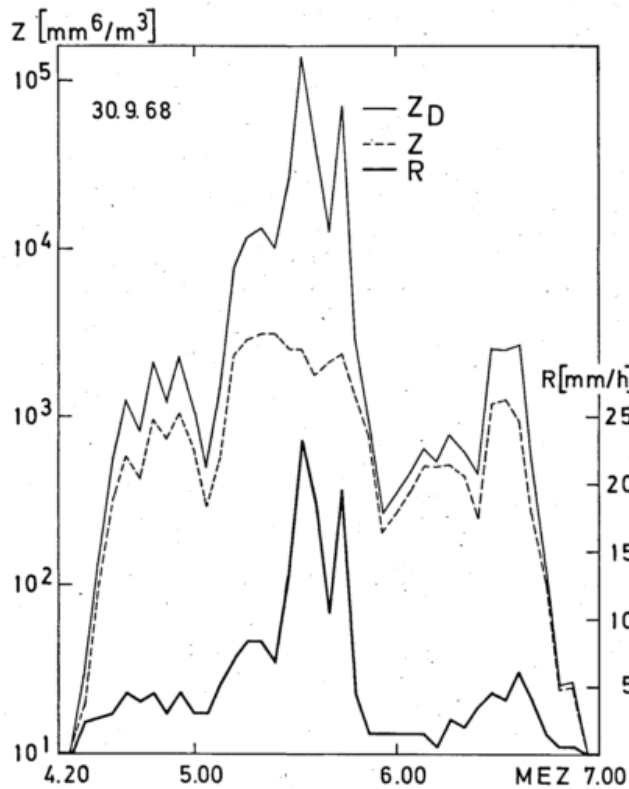


Abb. 3

Einfluß der Dämpfung auf die Radarreflektivität
 R = Niederschlagsrate, Z = gemessene Radarreflektivität,
 Z_D = mit Dämpfungsansatz korrigierte Radarreflektivität.

eine kurze Wetterinformation gegeben. Bei den ZR-Beziehungen variiert der Faktor a zwischen 34 und 662 und der Exponent b zwischen 0.80 und 2.35. Die größten

Exponenten treten bei Schauerlagen hoher Niederschlagsrate auf, die niedrigsten bei Aufgleitniederschlägen an Warmfronten. Eine statistisch systematische Aufgliederung nach Regentypen läßt sich z. Z. noch nicht durchführen, da dafür das bisher gesammelte Material zu gering ist. Da es im Hinblick auf eine praktische Verwendbarkeit von Radaranlagen zur Routineniederschlagsmessung erstrebenswert wäre, einheitliche ZR-Beziehungen verwenden zu können, wurden alle 28 Niederschlagsperioden zusammengefaßt. Dabei ergab sich als mittlere Relation:

$$Z = 170 R^{1.43}$$

7. Niederschlagsberechnung

Aus der Radarreflektivität Z wurde für die einzelnen Schauerperioden des Jahres 1970 mit Hilfe der über das Gesamtmaterial gemittelten ZR-Beziehungen der jeweilige Niederschlag berechnet. Tab. 2 zeigt den Faktor a sowie den Exponenten b der ZR-Beziehung. Die mittlere ZR-Beziehung für 1970 lautet: $Z = 141 R^{1.53}$. Mit dieser Beziehung wurden also aus den Radarwerten alle Niederschläge berechnet. $R_{\max}$ ist die größte mit Hellmann-Schreiber gemessene mittlere Niederschlagsrate eines 3-Minuten-Intervalls. Die gesamten Niederschlagssummen der jeweiligen Schauerperioden sind mit Q_G (mit Regenschreiber gemessen) und Q_R (aus o. a. mittlerer ZR-Beziehung berechnet) bezeichnet. Die letzte Spalte zeigt das Verhältnis von Q_R und Q_G . In 10 Fällen stimmen Rechnung und Messung mit einer Differenz von weniger als 15 % recht gut überein. Die größte Abweichung zeigt ein Nieselregen am 26./27. 7. mit einer besonders kleinen ZR-Beziehung. Eine an diesem Tage am Meßort mitlaufende Tropfenspektrographenmessung (8) bestätigte diese kleine ZR-Beziehung. Bei großen Regenintensitäten in stark strukturierten Schauerlagen können aufgrund des nicht mehr zutreffenden Dämpfungsansatzes keine Berechnungen der Niederschlags-

Tab. 2
 Niederschlagssummen 1970

Datum	a	b	$R_{\max}$ mm/h	Q_G mm	Q_R mm	Q_R/Q_G
29. 6.	224	0.80	4.2	1.2	1.2	1.00
8. 7.	171	2.35	99.0	16.3	D	
14. 7. 17h	163	0.81	4.6	7.2	6.9	0.96
14. 7. 22h	94	1.39	42.2	4.0	D	
15. 7.	92	1.51	3.0	2.0	1.7	0.85
19. 7.	164	0.80	2.6	1.9	2.7	1.42
20. 7. 5h	110	1.36	3.7	1.3	1.2	0.92
20. 7. 9h	96	1.12	4.5	3.5	2.4	0.96
24. 7.	132	1.35	20.5	4.0	3.7	0.93
26./27. 7.	34	1.12	2.1	1.3	0.5	0.38
28./29. 7.	137	1.21	14.6	20.1	17.0	0.85
5. 8. 19h	241	1.68	50.0	6.7	D	
5. 8. 23h	180	1.34	7.0	3.5	3.5	1.00
10. 9.	180	1.25	11.9	7.7	8.3	1.08
11. 9.	228	1.60	2.9	1.1	1.5	1.36
15. 9.	200	1.49	29.0	3.4	6.7	1.97
16. 9. 2h	214	1.07	8.5	2.7	3.0	1.11
16. 9. 12h	136	0.91	8.6	4.2	3.2	0.76
Gesamt	141	1.53		65.1	63.5	0.98

a Faktor der ZR-Beziehung
 b Exponent der ZR-Beziehung
 $R_{\max}$ größte mittlere Niederschlagsrate eines 3min-Intervalls
 Q_G Niederschlagssumme, mit Regenschreiber gemessen
 Q_R Niederschlagssumme, mit Radar gemessen

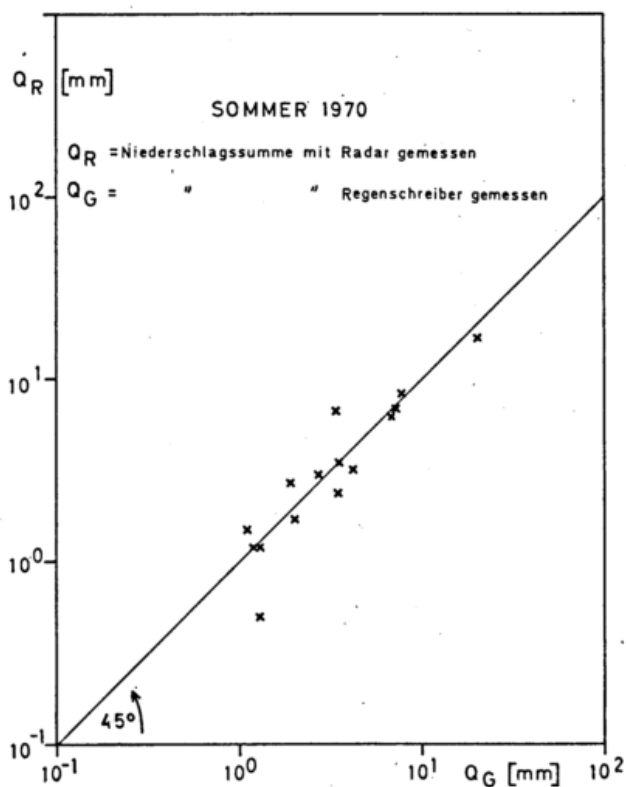


Abb. 4

Vergleich der Niederschlagssummen, die im Jahre 1970 mit Regenschreibern gemessen und mit der mittleren ZR-Beziehung aus Radarmesswerten berechnet wurden.

summen durchgeführt werden. Diese wurden in der Tabelle mit einem D gekennzeichnet. Die Addition aller 15 Schauerperioden mit geringen bis mittleren Niederschlagsintensitäten ergibt aus den mit Radar ermittelten Werten 63.5 mm und für die mit dem Regenschreiber gemessenen Summen 65.1 mm Gesamtniederschlag. In der Abb. 4 sind in der Ordinate die nach Radarwerten errechneten und in der Abszisse die mit dem Regenschreiber gemessenen Mengen aufgetragen. Die Standardabweichung des Quotienten Radarregen/Regenschreiber beträgt 26 %. Man sieht also, daß bei kleinen bis mittleren Niederschlagsraten schon mit dem groben Dämpfungsmodell recht ordentliche Ergebnisse erzielt wurden. Die quantitative Messung von Starkregen mit einem 3 cm Radargerät verlangt hingegen eine detaillierte Ermittlung der Zwischendämpfung.

Es ist geplant, mit Hilfe einer 3 cm Dämpfermeßstrecke, die parallel zur Radarmessung zwischen Zielgebiet und Antenne aufgebaut werden soll, die Zwischendämpfung integrierend zu erfassen. Doch hier ist eine natürliche Grenze immer dann gesetzt, wenn die Regenintensität so hoch ist, daß eine völlige Auslöschung von Teilen des Zielgebietes entsteht. In solchen Fällen kann nur die Benutzung der für die Niederschlagsmessung idealen 10-cm-Welle Abhilfe schaffen.

Literatur

- (1) ATLAS, D.; BANKS, H. C.: The interpretation of microwave reflections from rainfall. J. Meteor. 8 (1951) S. 271–282.
- (2) ATLAS, D.; MOSSOP, S. C.: Calibration of a weather radar using a standard target. Bull. Amer. Meteor. Soc. 41 (1960) No. 7, S. 377–382.
- (3) BATTAN, L. J.: Radar Meteorology. Chicago: The Univ. of Chicago Press 1960.
- (4) BREUER, L. J.: Das Wetterradar als wichtiges und preiswertes meteorologisches Meßgerät der Zukunft. Ann. Meteor. N. F. Nr. 6 (1972).
- (5) JOSS, J.: Ein Zusatzgerät zum Wetterradar für quantitative Messungen der Echointensität von Niederschlagsfeldern. Schweiz. Techn. Z. 7 (1968) S. 113–117.
- (6) KERR, D. E.: Propagation of Short Radio Waves. New York 1951.
- (7) PROBERT-JONES, J. R.: The radar equation in meteorology. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 88 (1962) S. 485–495.
- (8) RUPRECHT, E.; BREUER, L. J.; SCHEIDTMANN, E.: Vergleichende Untersuchung der in Bonn gemessenen Radar-Reflektivitäten, Regen-Intensitäten und Tropfenspektren. Ann. Meteor. N. F. 6 (1972).
- (9) SMITH, P. L. Jr.: Calibration of weather radars. Proc. 13th Weather Radar Conf. Montreal 1968. S. 60–65.
- (10) WMO — No. 193. TP. 99: Use of ground-based radar in meteorology (excluding upper — wind measurements). Techn. Note No. 78. Geneva (1966).

Vergleichende Untersuchung der in Bonn gemessenen Radarreflektivitäten, Regenintensitäten und Tropfenspektren

Zusammenfassung

Es wird der Versuch unternommen, die Beziehung zwischen der Radarreflektivität Z und der Regenintensität R (ZR-Beziehung) mit Tropfenspektren in Zusammenhang zu bringen. Die mit dem Bonner Radargerät gemessenen und aus Tropfenspektren berechneten Z -Werte stimmen so gut überein, daß für die vorliegende Untersuchung die ZR-Beziehungen allein aus den Tropfenspektren berechnet werden konnten. Unabhängig davon zeigt eine theoretische Abschätzung, daß der Exponent b mit zunehmender Breite des Tropfenspektrums $D_{\max}$ anwächst und umgekehrt der Faktor a kleiner wird, wenn das Maximum des Spektrums N_m zunimmt. Die berechneten ZR-Beziehungen aus den Tropfenspektren (gemessen von Mai bis Juni 1971) bestätigen diese theoretischen Ergebnisse.

Abstract

An attempt is made to relate the droplet size distribution with the radar reflectivity - rain intensity relationships (ZR-relationship: $Z = a R^b$). The reflectivities measured with the Bonn radar equipment are in good agreement with those computed from the droplet size distributions. Thus the ZR-relationship was derived only from the droplet size distribution. An independent theoretical calculation shows:

1. The exponent "b" in the ZR-relationship should increase with increasing width of the droplet spectrum $D_{\max}$.
2. The factor "a" should decrease with increasing maximum of the droplet spectrum N_m . The ZR-relationships determined by the droplet size distributions (measured during May-June 1971) confirm these theoretical results.

Die ZR-Beziehung stellte die Brücke dar zwischen der Radartechnik und der Radarmeteorologie. Über die Architektur dieser Brücke kennen wir jedoch erst wenig Details. Der heutige Stand unserer Kenntnis über den Zusammenhang zwischen dem angepeilten Regen und der zurückgestreuten Energie ist noch nicht auf dem Niveau, das für eine problemlose Anwendung des Radargerätes für Niederschlagsforschung notwendig ist. Die Ergebnisse schwanken stark. Die ZR-Beziehungen weichen z. T. erheblich von der bekannten Relation $Z = 200 R^{1.6}$ ab. Auch die Meßergebnisse mit dem Bonner Gerät zeigen die Verschiedenartigkeit der ZR-Beziehung (1). Gibt es eine Möglichkeit, Ordnung in diese Verschiedenartigkeit zu bringen? Diese Fragestellung ist so alt wie die Radarmeteorologie selbst. Ihre Beantwortung ist in zwei Richtungen versucht worden:

1. durch eine Einteilung der ZR-Beziehungen nach Wetterlagen und nach Klimaten u. a. von CATANEO (2); STOUT und MUELLER (9); CATANEO und STOUT (3);
2. durch eine Differenzierung aufgrund von Tropfenspektren u. a. von DIEM (4), JOSS et al. (7).

Die Ordnung der ZR-Beziehungen nach Klimadaten, wie es z. B. CATANEO (2) versucht hat, bleibt ein statistisches Problem. Die grundsätzlichen wolkenphysikalischen Parameter können nur über die Tropfenspektren

einbezogen werden. Bisher konnte jedoch noch keine eindeutige Beziehung gefunden werden. Das Problem liegt bei der Messung der Tropfenspektren. Mit dem neuen Spektrographen nach JOSS und WALDVOGEL (6) ist es möglich, kontinuierlich und automatisch Tropfenspektren zu registrieren, ein Vorteil, der für diese Arbeiten unbedingt gefordert werden muß. Da die Radarreflektivität Z das Integral über die 6. Potenz des Tropfendurchmessers darstellt, ist es besonders wichtig, die sehr seltenen großen Tropfen zu erfassen. Ein einziger Tropfen mit dem Durchmesser von 4 mm macht für die Radarreflektivität soviel aus wie ca. 50 Tropfen von 2 mm und ca. 5 000 von 1 mm Durchmesser; bei der Regenintensität R entsprechen einem Tropfen von 4 mm 10 von 2 mm und 150 von 1 mm Durchmesser. Nur durch eine kontinuierliche Messung ist es möglich, die wenigen aber so wichtigen großen Tropfen mitzufassen.

Das Ziel unserer Arbeit ist es, Ordnung in die ZR-Beziehungen zu bringen, um eine vernünftige Anwendung des Radargerätes für Niederschlagsforschung zu gewährleisten. Es geht damit um die Praxis der Radarmessungen und weniger um das Verhalten der Tropfenspektren selbst. Wir müssen uns daher die Frage vorlegen, inwieweit die mit Radar gemessenen Reflektivitäten (Z_R) mit denen aus dem Tropfenspektrum berechneten (Z_S) übereinstimmen. Eine Gleichheit ist aus zwei Gründen nicht unbedingt sicher:

*) Vortragender

1. Die oben zitierte Abhängigkeit von Tropfendurchmesser und Reflektivität gilt nur im sogenannten Rayleigh-Bereich. Für ein 3-cm-Gerät heißt das, Tropfen > 1.3 mm haben einen Rückstreuquerschnitt, der nicht mehr der einfachen Form der Rayleigh-Approximation entspricht.
2. Die Tropfenspektren werden am Boden aufgenommen, die zum Radargerät zurückgestreute Energie kommt im allgemeinen von Tropfen aus 500 bis 1000 m Höhe. Während des Falles bis zum Boden können die Tropfen zahlreichen Prozessen unterliegen, die ihre Verteilung ändern (z. B. Verdunstung, Koaleszenz, Verdriftung durch Wind).

Unsere Ergebnisse aus dem Jahre 1970, in dem wir an einer Station Tropfenspektren am Boden und die Radarreflektivitäten in 1000 m Höhe darüber gemessen haben, zeigen jedoch, daß beide Z-Werte überraschend gut übereinstimmen. In Abb. 1 ist der zeitliche Verlauf (während $1\frac{1}{4}$ Std.) der Reflektivitäten aufgetragen. Obwohl

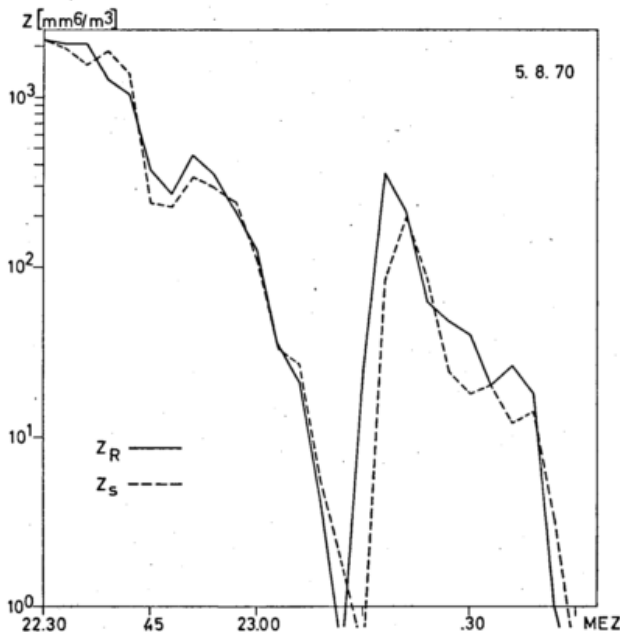


Abb. 1
Zeitlicher Verlauf der Radarreflektivitäten Z
 Z_R mit dem Radargerät gemessen
 Z_S aus dem Tropfenspektrum berechnet

die Werte über mehr als 3-Zehner-Potenzen variieren, ist der Unterschied zwischen Z_R und Z_S vernachlässigbar klein. Es muß hinzugefügt werden, daß alle Radar-gemessenen Werte mit dem linearen Dämpfungsansatz korrigiert worden sind (1). Die Abb. 2 zeigt einen weniger gut übereinstimmenden Verlauf. Hiermit werden die Fehler durch Dämpfungseffekte der 3-cm-Welle demonstriert. Die Abb. 2 zeigt den Durchzug einer Schauerfront. Die Differenz zu Beginn ist durch die starke Zwischendämpfung zu erklären, die Frontrichtung war parallel zu der Geraden zwischen dem Radaraufstellungs-ort (Bonn) und dem 13 km entfernten Radarmeßort (Dikopshof). Um 20.30 Uhr nimmt der Regen noch einmal zu, die Zwischendämpfung ist jedoch wesentlich geringer als es der lineare Ansatz angibt. Dadurch wird zu viel korrigiert, so daß Z_R den Spektrwert Z_S übersteigt. Auch im zweiten Teil des Regens treten die Dämpfungseffekte auf, solange Z-Werte $> 10^3$ mm⁶/m³ annimmt. In der nächsten Abbildung (Abb. 3) sind alle bisher ausgewerteten Messungen des Jahres 1970 zusammengefaßt. Die Punkte scharen sich recht gut um die 45°-Gerade. Daß das im vorherigen Bild gezeigte Beispiel eines der wenigen mit schlechter Übereinstimmung darstellt, wird an zwei Extrempunkten deutlich ($Z_S = 2 \cdot 10^4$, $Z_R =$

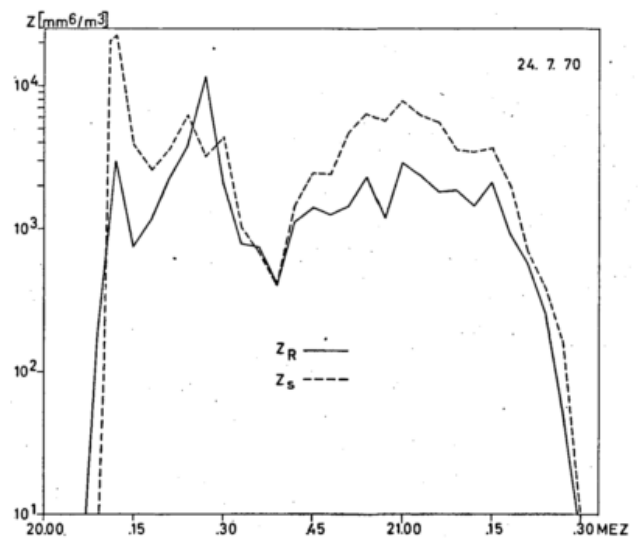


Abb. 2
Zeitlicher Verlauf der Radarreflektivitäten Z
 Z_R mit dem Radargerät gemessen
 Z_S aus dem Tropfenspektrum berechnet

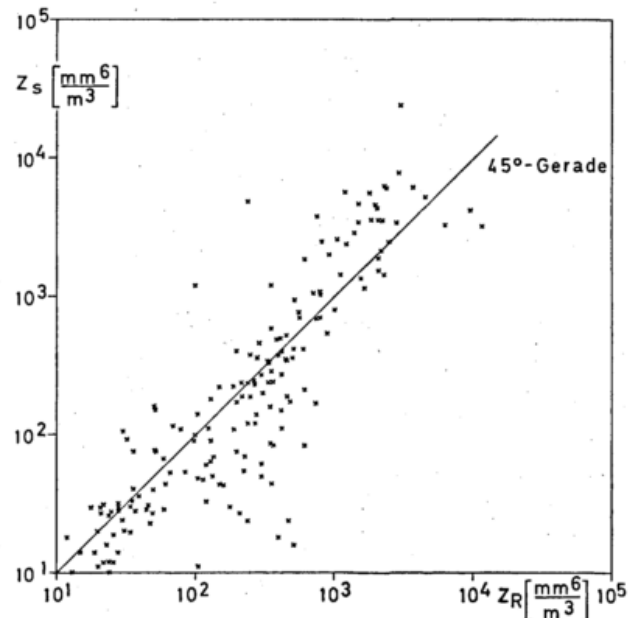


Abb. 3
Vergleich zwischen den Radarreflektivitäten Z_R (gemessen mit Radar) und Z_S (berechnet aus Tropfenspektren).

$3 \cdot 10^3$ und $Z_R = 1.5 \cdot 10^4$, $Z_S = 3 \cdot 10^3$), die beide aus diesem Beispiel entnommen sind. Die Abweichungen durch die Mie-Streuung an den großen Tropfen scheint, solange es sich um Wassertropfen handelt, nicht zu sehr ins Gewicht zu fallen. Die Verdunstung ändert die Tropfenverteilung am großtropfigen Ende für unsere Klimaverhältnisse nur unwesentlich, wie die Rechnung mit den „handlichen“ Gleichungen nach KÜHME (8) gezeigt hat. Aus unseren Ergebnissen können wir dann schließen, daß auch die anderen Prozesse keinen großen Einfluß auf das Z haben. Joss et al. (7) konnten ebenfalls durch ihre Messungen der Reflektivitäten in verschiedenen Höhen mit einem Vertikalradar zeigen, daß sich die Niederschläge bis ca. 1 km i. a. unwesentlich ändern. Erst ab diesem Niveau ergaben sich — hauptsächlich beim Auftreten des „bright band“ — erhebliche Änderungen.

Diese Ergebnisse der guten Übereinstimmungen haben uns veranlaßt, in diesem Jahr die Z_R -Beziehungen direkt aus den Tropfenspektren abzuleiten. Zum Vergleich

zwischen den ZR-Beziehungen und den Tropfenspektren und dem Versuch der Klassifizierung sind nur die aus den Spektren errechneten Werte herangezogen worden. Dazu sind ca. 8000 min-Spektren aus der Periode Mai-Juni 1971 verarbeitet worden. Die Varianzen des Faktors a und des Exponenten b in der gesuchten Beziehung sind etwa die gleichen wie die der direkten Radarmessungen der letzten Jahre (1). Der Faktor a liegt zwischen 133 und 552 und der Exponent b zwischen 1.13 und 1.57.

Welche Parameter sind geeignet das Tropfenspektrum zu beschreiben und wie hängen sie mit a und b zusammen? Die Gleichungen für Z und R geben darauf die beste Antwort.

Radarreflektivität:

$$Z = \int_0^{D_{\max}} N(D) D^6 dD = N_m \int_0^{D_{\max}} f(D) D^6 dD$$

Regenintensität:

$$R = \int_0^{D_{\max}} N(D) \frac{\pi}{6} D^3 v(D) dD = \frac{\pi}{6} N_m \int_0^{D_{\max}} f(D) v(D) D^3 dD$$

Tropfenspektrum: $N(D) = N_m f(D)$

Fallgeschwindigkeit: $v(D)$ nach GUNN und KINZER (5)

$N(D)$ ist das Tropfenspektrum mit der normierten Funktion $f(D)$. Jeweils alle über eine Niederschlagsperiode gemittelten Tropfenspektren hatten ein eindeutiges Maximum um 1 mm Durchmesser. Mit dieser maximalen Tropfenanzahl ist das Spektrum normiert worden. Die Fallgeschwindigkeit $v(D)$ ist - wie allgemein üblich - nach GUNN und KINZER (5) angesetzt worden. Für Z und R ergeben sich die bekannten Gleichungen. Das Integral ist hier zu nehmen über den gesamten Tropfenbereich von 0 bis zum größten Tropfen mit dem Durchmesser $D_{\max}$, der auch gleichzeitig die Breite des Spektrums angibt. Bis auf den 2. Teil des Integranden und einer Konstanten sind beide Integrale gleich. Die beiden Ausdrücke D^6 und $v(D) \cdot D^3$ definieren die unterschiedliche Zunahme von Z und R (Abb. 4). Da das Verhältnis der Zunahmen eine Funktion der Spektrenbreite ist, wie aus Abb. 4 direkt hervorgeht, ergibt eine Abschätzung, daß der Exponent b mit $D_{\max}$ anwachsen muß. Andererseits ergibt die Rechnung, daß der Faktor a umgekehrt

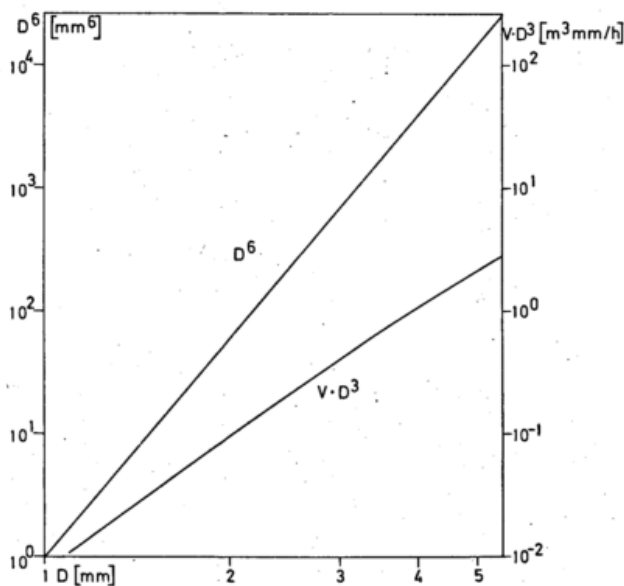


Abb. 4

Anstieg der Integranden (ohne Tropfenspektrum) mit dem Tropfendurchmesser D für die Radarreflektivität (D^6) und die Regenintensität ($v \cdot D^3$).

proportional einer Exponentenfunktion der maximalen Tropfenanzahl sein muß, solange man $f(D)$ nicht zu sehr variieren läßt. Wir haben daher mit Meßwerten aus dem Jahre 1971 die folgenden Fragen zu beantworten versucht:

1. Wächst der Exponent b wirklich mit der Spektrenbreite $D_{\max}$?
2. Nimmt a mit zunehmender maximaler Tropfenanzahl N_m ab?

Dazu wurden zu den Niederschlagsperioden, für die die einzelnen ZR-Beziehungen abgeleitet worden waren, die mittleren Tropfenspektren berechnet. Die Ergebnisse aus 28 ZR-Beziehungen und den dazugehörigen mittleren Tropfenspektren sind in den beiden nächsten Abbildungen (Abb. 5 und 6) dargestellt.

Abb. 5 beantwortet Frage 1 nach dem Zusammenhang zwischen der Spektrenbreite $D_{\max}$ und dem Exponenten b . Die Ausgleichsgerade steigt mit zunehmendem $D_{\max}$

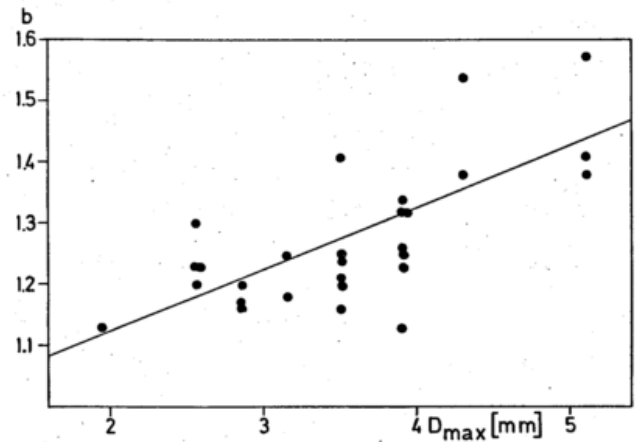


Abb. 5

Abhängigkeit des Exponenten b in der ZR-Beziehung von der Breite des Tropfenspektrums $D_{\max}$.

an. Sie gibt daher eine positive Antwort auf unsere 1. Frage: zu einem breiten Spektrum gehört ein großer Exponent.

Die Frage nach dem Zusammenhang des Faktors a und der maximalen Tropfenanzahl soll die Abb. 6 versuchen zu beantworten. Auch hier stimmen die Ergebnisse recht gut mit unserer Annahme überein. Die

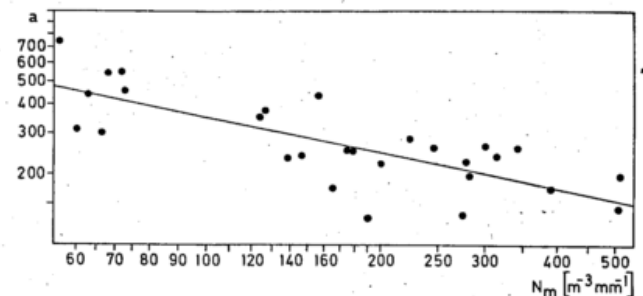


Abb. 6

Abhängigkeit des Faktors a in der ZR-Beziehung vom Maximum im Tropfenspektrum N_m .

$$\text{Ausgleichsgerade: } a = \frac{\text{const.}}{\sqrt{N_m}}$$

Regressionsgerade hat in dem logarithmischen Maßstab gerade die Steigung -0.5 , das heißt, wir erhalten den gleichen Zusammenhang, wie er sich für die MARSHALL-PALMER-Tropfenverteilung für a und N_0 ergibt.

Diese Auswertung war ein erster Versuch, eine Klassifizierung der ZR-Beziehungen zu erreichen. Die Ergebnisse lassen eine weitere Arbeit in dieser Richtung

sinnvoll erscheinen. Wir glauben, daß die Streuung der Werte noch geringer wird, wenn wir statt mittleren Tropfenspektren über mehrstündige Schauerperioden die Spektren von kurzzeitigem gleichartigem Niederschlag für den Vergleich heranziehen.

Bei der vollständigen Bestätigung unserer Ergebnisse, d. h. einem eindeutigen Zusammenhang zwischen Tropfenspektren und ZR-Beziehungen würden wir für den oberflächlichen Beobachter das Problem nur von einer Seite (Radar) auf die andere (Tropfenspektrum) schieben. Der Vorteil dieser Verlagerung ist aber sofort ersichtlich, wenn man an die praktische Durchführung der Messungen denkt. Bei der Installierung eines Radargerätes — insbesondere in schwer zugänglichen Gebieten — ist es wesentlich einfacher, zeitsparender und auch billiger, die ZR-Beziehungen aus Tropfenspektren abzuleiten, als sie durch jahrelange Vergleiche zwischen Regenmessern und Radargerät zu ermitteln. Insbesondere für die experimentelle Vorbereitung von Expeditionen über See, an denen auch Radargeräte eingesetzt werden sollen, scheint die Bestimmung der ZR-Beziehungen mit Hilfe von Tropfenspektren die einzig sinnvolle Methode zu sein.

Literatur

- (1) BREUER, L. J.; SCHEIDTMANN, E.; RUPRECHT, E.: Messung der Beziehung zwischen Radarreflektivität und Niederschlagsrate mit einem speziell entwickelten Radarsystem in Bonn. Ann. Meteor. N. F. 6 (1972).
- (2) CANTANEO, R.: A method for estimating rainfall rate — radar reflectivity relationships. Proc. 13th Radar Meteor. Conf., Montreal (1968) S. 360—363.
- (3) CATANEO, R.; STOUT, G. E.: Raindrop-size distributions in humid continental climates, and associated rainfall rate — radar reflectivity relationships. J. appl. Meteor. 7 (1968) S. 901—907.
- (4) DIEM, M.: Zur Struktur der Niederschläge III. Regen in der arktischen, gemäßigten und tropischen Zone. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. Ser. B 16 (1968) S. 347—390.
- (5) GUNN, R.; KINZER, G. D.: The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air. J. Meteor. 6 (1949) S. 243—248.
- (6) JOSS, J.; WALDVOGEL, A.: Ein Spektrograph für Niederschlagstropfen mit automatischer Auswertung. Pure and appl. Geophys. 68 (1967) S. 240—246.
- (7) JOSS, J.; SCHRAM, K.; THAMS, J. C.; WALDVOGEL, A.: Untersuchungen zur quantitativen Bestimmung von Niederschlagsmengen mittels Radar. Veröff. Schweiz. Meteor. Zentr.-Anst. 14 (1969), 37 S.
- (8) KÜHME, H.: Ein Verfahren zur Bestimmung der Größenänderung fallender Regentropfen in Abhängigkeit von Temperatur und Feuchte. Beitr. Phys. Atmosph. 43 (1970) S. 75—86.
- (9) STOUT, G. E.; MUELLER, E. A.: Survey of relationships between rainfall rate and radar reflectivity in the measurement of precipitation. J. appl. Meteor. 7 (1968) S. 465—474.

W. ATTMANNSPACHER, J. RIEDL

DK 551.508.8 : 551.577.21 : 551.577.22

Neuentwicklung einer digitalen Niederschlagsmeßanlage*)

Zusammenfassung

Die Anlage mißt Niederschlagsdauer und -menge. Die Ermittlung der Niederschlagsdauer beruht auf einer Widerstandsmessung und ist auf eine Minute genau. Zur Messung der Niederschlagsmenge werden zwei Fühler benutzt — der künstliche Tropfen und die Wippe. Bei einer Auffangfläche von 200 cm² wird mit dem Tropfen eine lineare Eichkurve bis zu einer Intensität von 1,5 mm/min erreicht; die Eichkurve ist bis 7 mm/min praktisch linear. Die Auflösung beträgt beim Tropfen 0.005 und bei der Wippe 0.09 mm Niederschlag. Die Tropfen bzw. die Kippvorgänge werden auf optoelektronischem Weg gezählt. Die verschiedenen Meßfühler können entsprechend den fachlichen Anforderungen und den finanziellen Möglichkeiten in einem Baukastensystem zusammengebaut werden. Eine neuartige Beheizung ermöglicht auch im Winter zeitgerechte Niederschlagsmessungen.

Abstract

The unit measures duration and amount of precipitation. The duration is determined with an accuracy of one minute by measuring a resistance. To determine the amount of precipitation two primary sensors — an artificial drop and a tipping bucket are used. Related to a sampling gauge of 200 cm² the artificial drop shows a linear calibration curve up to an intensity of 1.5 mm/min; the calibration curve of the tipping bucket is practically linear up to 7 mm/min. The resolution of the artificial drop is 0.005, that of the tipping bucket 0.09 mm precipitation. The number of drops respectively tipplings are counted by an optoelectronic device. Corresponding to requirements and price the three primary sensors can be combined in a subassembly system. A new heating system enables a realistic relation between time and precipitation amount during winter season too.

*) Die Originalveröffentlichung ist für die „Berichte des Deutschen Wetterdienstes“ vorgesehen.

Strahlung und Satellitenmeteorologie

Zusammenfassung

Elektromagnetische Strahlung im Wellenlängenbereich zwischen etwa $0.1 \mu\text{m}$ und 1 cm , die sowohl solaren als auch terrestrischen Ursprungs sein kann, ist seit vielen Jahren Gegenstand und auch Mittel der meteorologischen Forschung und Routinearbeit. Ein wesentliches Ziel dieses Interesses ist die Gewinnung zuverlässiger Angaben über den Energietransport durch Strahlung in verschiedenen Niveaus des Systems Atmosphäre-Erde einschließlich der oberen Schichten der Ozeane. Dieses Ziel kann angestrebt werden durch eingehende Studien der Strahlungsausbreitung in der Atmosphäre und eine parametrische Erfassung der den Strahlungsübergang beeinflussenden festen, flüssigen und gasförmigen Komponenten.

Ein Teil der notwendigen Beobachtungen kann von künstlichen Erdsatelliten aus geschehen. Darüber hinaus gestatten deren Messungen der die Erde verlassenden Strahlung die weltweite Erfassung der Bewölkung, von Oberflächentemperaturen, vertikalen Temperaturprofilen und Angaben über den horizontalen Wind und über den Gesamtgehalt an Wasserdampf und Ozon. Wesentlich neue Erkenntnisse konnten über die Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre erhalten werden.

1. Strahlungstransport im System Erde-Atmosphäre

Die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung des Wellenlängenbereiches zwischen etwa $\lambda = 0.1 \mu\text{m}$ und $\lambda = 1 \text{ cm}$ in der Erdatmosphäre beruht auf verschiedenen physikalischen Prozessen. Durch Reflexionen, Beugungen und Brechungen an Inhomogenitäten des Brechungsindex im Medium, das sind alle Luftmoleküle, Aerosole, Wolkenteilchen und die Erdoberfläche, werden Strahlungsquanten z. T. mit Energieverlust aus ihrer Bahn abgelenkt und in alle Richtungen nach bestimmten Gesetzmäßigkeiten gestreut. Dabei erfolgt teilweise Polarisierung. Die mitgeführte Energie wird in der Atmosphäre von den Molekülen einiger atmosphärischer Gase (hauptsächlich Wasserdampf, Kohlendioxyd, Ozon und Sauerstoff), aber auch von Aerosolen und Wolkenteilchen teilweise absorbiert und irreversibel zumeist in Wärmeenergie übergeführt. Sie steht somit unmittelbar für Zirkulationsprozesse zur Verfügung. Umgekehrt verfügen die gleichen Bestandteile der Atmosphäre auch über die Eigenschaft unter gewissen Voraussetzungen (bei Gasen: lokales thermodynamisches Gleichgewicht) mit der ihnen eigenen Temperatur Energie als Wärmestrahlung an die Umgebung abzugeben, die dort teilweise wieder absorbiert wird. Das in der Atmosphäre oder an deren oberer und unterer Begrenzung beobachtbare Strahlungsfeld wird also von der Atmosphäre selbst weitgehend modifiziert.

Am gesamten Strahlungsaustausch innerhalb des Systems Erde-Atmosphäre ist die Erdoberfläche dominierend beteiligt. Sie absorbiert mehr als 50 % der einfallenden extraterrestrischen solaren Strahlungsenergie, die bekanntlich innerhalb des Wellenlängenbereiches zwischen $0.1 \mu\text{m}$ und $3.0 \mu\text{m}$ fast vollkommen enthalten ist. Langwellige Wärmestrahlung der Erdatmosphäre wird nahezu vollkommen absorbiert. Die dabei aufgenommene Energie wird über Land fast sofort oder

über Ozeanen erst nach sehr langer Speicherung an die Atmosphäre in Form von Strahlungsenergie oder anderer Wärmeformen abgegeben.

Die diesen Vorgängen zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten, z. B. das spektrale Absorptions- und Streuvermögen der dunst- und wolkenfreien Atmosphäre oder die Richtungsabhängigkeit der Streuung in Wolken etc., sind qualitativ und auch quantitativ soweit bekannt, daß in der Theorie der Strahlungsübergang in idealisierten Atmosphärenmodellen z. T. befriedigend genau nachvollzogen werden kann. Die dabei erzielten Rechenergebnisse bilden die notwendige Grundlage zur Interpretation spektraler Strahlungs- oder auch Polarisationsmessungen in Termen bestimmter atmosphärischer Zustandsparameter. Solche Messungen erfolgen meist von meteorologischen Satelliten aus. Ihre Auswertung und nutzbare Anwendung sind ein Anliegen der „Satellitenmeteorologie“.

Die meteorologische Strahlungsforschung muß sich also nicht nur mit Gesetzmäßigkeiten befassen, um nur den Energietransport durch Strahlung im System Erde-Atmosphäre quantitativ genau erfassen zu können. Sie hat darüber hinaus die Aufgabe das zu beobachtende Strahlungsfeld als Mittel zur Erforschung der Atmosphäre selbst zu benutzen. Dabei bedient sie sich sowohl „aktiver“ Methoden (Radar, Lidar) als auch „passiver“ Methoden (alleinige Beobachtung des natürlichen Strahlungsfeldes solaren oder terrestrischen Ursprungs). Nur die letzteren sollen Gegenstand dieser Ausführungen sein, denn aktive Strahlungsquellen, wie Radar und Lidar, wurden bisher noch nicht in Satelliten geflogen.

2. Strahlung als Energiequelle für die atmosphärische Zirkulation

Der Energietransport durch Strahlung wird in den hydrodynamischen Gleichungen berücksichtigt, die allen

numerischen Verfahren zur Simulierung der atmosphärischen Zirkulation oder zur Vorhersage in verschiedenen modifizierter Form zugrundeliegen. Deswegen sollte die meteorologische Strahlungsforschung ihre Hauptaufgabe in der Beschaffung genauer Angaben über die Energieumsätze in von den Theoretikern näher zu definierenden Schichten der Tropo- und Stratosphäre sehen.

Von der Strahlungsklimatologie ist bekannt, daß der vom Äquator zum Pol gerichtete Gradient der Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre Motor aller Zirkulationsvorgänge in der unteren Atmosphäre ist. Ferner zeigt die Strahlungsbilanz — z. B. ausgedrückt als Nettostrahlungsfluß durch ein horizontales Flächenelement — der Atmosphäre gegenüber derjenigen des Erdbodens stets einen (größeren) Strahlungsverlust, nämlich durch Emission und Reflexion in den Weltraum, wodurch auch vertikale Zirkulationsvorgänge angeregt werden.

Globale Beobachtungen des Strahlungsumsatzes in verschiedenen als wichtig erachteten Niveaus der Atmosphäre werden in einem lückenlosen Netz und in möglichst kurzen Zeitabständen wohl nie möglich sein. Das derzeit bestehende Netz an Bodenstationen könnte zumindest genügend verdichtet werden. Die in Niveaus konstanter Dichte driftenden Ballone könnten (nach Lösung technologischer Schwierigkeiten) zusätzliche Plattformen sein.

Weitere quantitative Angaben über den täglichen Strahlungshaushalt der Erdatmosphäre müssen jedoch dann aus anderen meteorologischen Beobachtungen, z. B. alle synoptischen Beobachtungen, Photos- und Strahlungsmessungen meteorologischer Satelliten, über Regressionsbeziehungen und möglichst handliche Rechenmodelle abgeleitet werden. Solche Beziehungen gibt es noch nicht.

Grundlage für ihre Darstellung bildet einerseits die genaue Kenntnis der physikalischen Vorgänge bei der Strahlungsübertragung und ihrer quantitativen Merkmale (z. B. Absorptionsfunktionen, Streu- und Reflexionscharakteristiken) sowie deren Handhabung in theoretischen Simulationsmodellen. Auf der anderen Seite müssen auch Methoden entwickelt werden, die den tatsächlichen Zustand der Atmosphäre in den Strahlungsübergang charakterisierenden Größen (z. B. Trübung durch Aerosole in verschiedenen Schichten, optische Dicke von Wolken, Wasserdampfverteilung, Reflexionsvermögen und Temperatur des Bodens) darzustellen gestatten.

Die wissenschaftlichen und organisatorischen Grundlagen von diesbezüglichen koordinierten Arbeitsprogrammen sind in den Veröffentlichungen über das globale Atmosphärenforschungsprogramm GARP — z. B. (3) — skizziert und erklärt. Sie werden in der weiteren Diskussion auch innerhalb der Bundesrepublik im Rahmen des DFG-Schwerpunktprogrammes „Energiehaushalt und allgemeine Zirkulation“ — mit Substanz aufgefüllt und noch näher definiert werden. Erste koordinierte Untersuchungen dieser Art werden schon in der Sowjetunion im Rahmen des Programmes CENEX (2) durchgeführt.

Diese Arbeiten führen nicht nur zu einem besseren Verständnis und einer parametrischen Erfassung der durch Strahlung bewirkten Energieumsätze in der Atmosphäre — und vielfach auch in den oberen Schichten der Ozeane. Vielmehr werden auch bessere Methoden zur indirekten Sondierung in der Atmosphäre entwickelt werden können, für deren weltweite Anwendung meteorologische Satelliten eine ideale Plattform darstellen.

3. Meteorologische Beobachtungen mittels Satelliten

Der stürmischen technologischen Entwicklung während der vergangenen Dekaden verdankt die Meteorologie künstliche Erdsatelliten als Instrumententräger für globale Beobachtungen des atmosphärischen Zustandes zur Unterstützung der konventionellen Wetteranalyse und -vorhersage. Allerdings sind diese Beobachtungen wegen des notwendigen großen Abstandes der Satelliten von der Erdoberfläche nur auf Messungen der die Erdatmosphäre verlassenden kurz- und langwelligen Strahlung beschränkt. Zusätzlich können aber die Satelliten auch als Datenspeicher und -übermittler für Meßplattformen an schwer zugänglichen oder gänzlich unbewohnbaren Gebieten fungieren. Diese integrale Funktion von Satelliten, die insbesondere in den Plänen für GARP (1) berücksichtigt worden ist, hat SUOMI (4) in einer eindrucksvollen Skizze wiedergegeben (Abb. 1).

Die vor allem in den USA durchgeführten Entwicklungsarbeiten ermöglichen es jetzt, daß von künstlichen Erdsatelliten aus täglich die gesamte Erde fotografiert werden kann, wodurch das tägliche Bewölkungsbild eine anschauliche Interpretation des Zustandes der globalen Troposphäre ermöglicht. Bilder einzelner erdstationärer Satelliten (bislang ATS-1 und ATS-2) gestatten zudem noch die zeitliche Verfolgung von Wolkenbewegungen anhand derer Windrichtung und -geschwindigkeit abgeschätzt werden können. Nationale Wetterdienste können (derzeit noch kostenlos) automatisch Photos überfliegender Satelliten selbst aufnehmen und weiterverwenden. Spektrale Messungen der in den Weltraum emittierten Wärmestrahlung zwischen 11 und 16 μm (15 μm -Bande des CO_2) erlauben eine Bestimmung des vertikalen Temperaturprofiles in der Atmosphäre bis zu einer Höhe von 30–40 km, wobei Abweichungen von weniger als 2–3 Grad um gleichzeitige oder zeitlich und örtliche nahe Radiosondenmessungen erzielt wurden. Durch Kombination dieser Temperaturprofile mit den konventionellen Beobachtungen gelingt z. T. eine wesentliche Verbesserung der Darstellung des Massen- und Bewegungsfeldes der Troposphäre (leider fehlen über diese Verbesserungen gründliche und objektive Statistiken).

Ferner gelangen globale Beobachtungen des Gesamtgehaltes von Ozon in einer vertikalen Luftsäule und der Strahlungsbilanz am oberen Rand der Atmosphäre. Auswertungen der Strahlungsbilanzmessungen ergaben einen dunkleren (Albedo = 29–30 %) und wärmeren Planet (Ausstrahlung entspricht einer Temperatur von 253–254 K) als frühere Berechnungen mit Klimadaten (35 % bzw. 250 K). Schließlich gelangen auch räumlich hoch aufgelöste Untersuchungen der Meerestemperatur und der mittleren Bewölkung in wöchentlichen und monatlichen Intervallen. In der derzeitigen Fachliteratur findet man eine Vielzahl von Detailstudien, denen Satellitenmessungen zugrundeliegen.

Es ist zweifellos interessant, eine Vielzahl von Experimenten in Satelliten zu fliegen. Der hohe finanzielle Aufwand zwingt jedoch Prioritäten festzulegen, die entsprechend den Bedürfnissen der praktischen Meteorologie — also der kurz- und langfristigen Wettervorhersage — ausgewählt werden. Deswegen liegt in naher Zukunft der Schwerpunkt bei der Verbesserung der vertikalen Temperatursondierung, wobei man insbesondere den Wolkeneinfluß vermindern will und deren Anwendung bei der Berechnung von Topographien. Ferner sollen die Windbeobachtungen verbessert werden, wofür man nicht Wolkenelemente, sondern driftende Ballone nimmt. Ein wichtiges Vorexperiment ist hierzu das derzeitige EOLE-Experiment in französisch-amerikanischer Zusammenarbeit. Diese in Niveaus konstanter Dichte driftenden Ballone liefern auch die notwendige Information zur Festlegung eines Referenzniveaus.

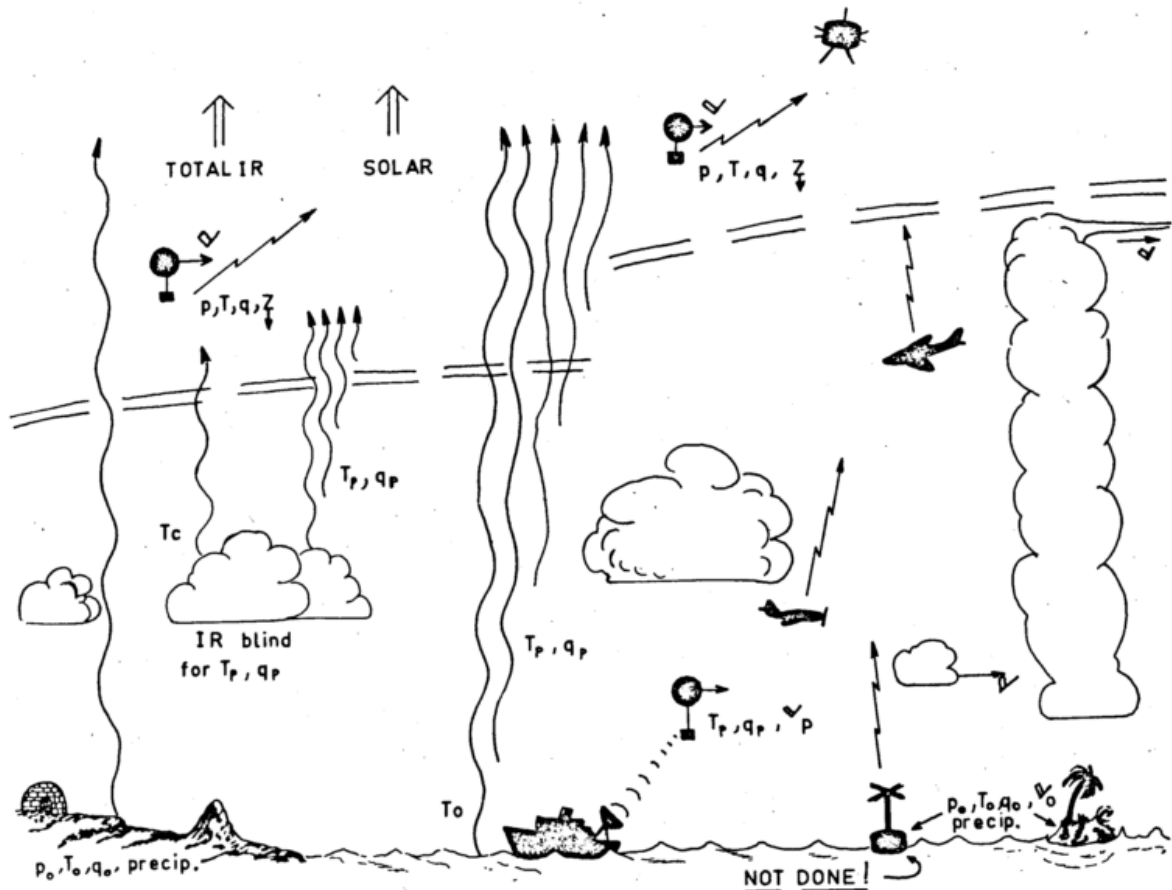


Abb. 1
Schematische Darstellung der Sondier- und Meßmöglichkeiten
von einem meteorologischen Satelliten aus (4).

Experimente dieser Art sollen in dem für GARP konzipierten System von 4 erdstationären und 2 polarumlaufenden Satelliten installiert werden. Die Forschung beabsichtigt darüber hinaus, Angaben über eine mittlere Bodenfeuchte aus Polarisations- und Mikrowellenbeobachtungen zu gewinnen. Letztere sind außerdem vorzüglich zur Kontrolle der Eis- und Schneebedeckung geeignet. Gleichzeitige Beobachtungen der Streustrahlung in ultravioletten Banden des Sauerstoffs und Ozons und der direkten Solarstrahlung im gleichen Spektralbereich können einigen Aufschluß über solarertristische Beziehungen geben. Beobachtungen der Strahlungsbilanz, obwohl nicht unbedingt für die nächste Zukunft gefordert, werden als beste Möglichkeit zur Kontrolle der mit lokalen und regionalen Klimatrends verbundenen Strahlungshaushaltsänderungen angesehen.

4. Abschließende Bemerkungen

Die meteorologische Strahlungsforschung hat durch die Notwendigkeit der weltweiten, quantitativen Erfassung des Strahlungshaushaltes in verschiedenen Niveaus der Atmosphäre eine konkrete Aufgabenstellung, für die sie ihr gesamtes theoretisches und tech-

nologisches Wissen einsetzen kann. Zusätzliche Impulse erhielt sie durch die Möglichkeit, indirekte Sondierungen in der Atmosphäre von künstlichen Satelliten aus vorzunehmen. Beiden Aufgabenstellungen kann nur im international koordinierten Rahmen innerhalb GARP und bezogener Unterprogramme (z. B. GATE = GARP Atlantic Tropical Experiment) nachgegangen werden.

Literatur

- (1) COSPAR, W. G. 6: Systems possibilities for an early GARP Experiment, GARP Publ. Ser. No. 2, WMO, Genf (1969).
- (2) KONDRATIEV, K. YA.; ORLENKO, L. R.; RABINOVICH, YU. I.; TER-MARKARYANZ, N., E.; SHLYAKOV, Y. I.: Complex Energetics Experiment (CENEX) WMO Bull. 14 (1970) S. 217-222.
- (3) MÖLLER, F.; RODGERS, C. D.: Problems of atmospheric radiation in GARP. GARP Publ. Ser. No. 5, WMO, Genf (1970).
- (4) SUOMI, V.: Observing the atmosphere - some possibilities in GARP. Report of the Study Conference, Stockholm. WMO, Genf (1968).

Das Spektrum der thermischen Infrarotstrahlung der Atmosphäre und seine synthetische Darstellung

Zusammenfassung

Der Simulation atmosphärischer Spektren kommt zunehmende Bedeutung für die Optimierung von indirekten Sondierungsmethoden zu. Aus diesem Grunde ist es wichtig zu wissen mit welcher Genauigkeit man dabei rechnen kann. Zu diesem Zweck werden gemessene mit synthetischen Spektren verglichen. Letztere werden Linie für Linie aus theoretischen Linienparametern und gemessenen vertikalen Temperatur-, Feuchte- und Ozonprofilen berechnet. Aus den Vergleichen können notwendige Korrekturen der theoretischen Daten abgeleitet werden. Auf die Schwierigkeiten bei der parametrischen Darstellung enger Spektralbereiche mit Hilfe von Bandenmodellen wird hingewiesen.

Abstract

Growing attention is paid to the possibility to simulate atmospheric spectra with regard to the search for optimum remote sensing methods. It is therefore mandatory to investigate the obtainable degree of accuracy. For this purpose measured spectra are compared with synthetic spectra. These are computed line by line from theoretical line data and measured temperature, humidity as well as ozone profiles. From the comparisons necessary corrections for the theoretical data can be derived. The difficulty to approximate the emission of narrow spectral intervals by means of band models is discussed.

1. Einleitung

Bei den Anforderungen, die an die theoretische Kenntnis des atmosphärischen Infrarotspektrums gestellt werden müssen, sind zwei Anwendungen zu unterscheiden:

1. Untersuchungen über den Wärme- und Energiehaushalt der Atmosphäre,
2. Die indirekte Sondierung der Atmosphäre.

Die beiden Probleme sind grundverschieden. Für Untersuchungen des Energiehaushaltes benötigen wir die Größe von Strahlungsflüssen und Strahlungsdivergenzen integriert über das gesamte Spektrum. Die dabei für die Strahlungsdivergenzen angestrebte Genauigkeit liegt bei 10 %. Das entspricht — je nach der Schichtdicke für die eine Divergenzberechnung durchgeführt werden soll — einer wesentlich höheren Genauigkeit bei den Strahlungsflüssen. Dabei ist es unwichtig, ob das Spektrum richtig wiedergegeben wird; allein das Integral muß stimmen.

Anders bei der indirekten Sondierung der Atmosphäre. Hier wird meistens nur ein winziger Ausschnitt aus dem Spektrum verwendet. Für diesen Ausschnitt muß die Wiedergabe des Spektrums mit hoher Genauigkeit möglich sein, die für die Transmissionsfunktion bei 0,5 % liegt.

Da es noch keine verlässliche Methode gibt, die Strahlungsdivergenzen in der Atmosphäre mit hinreichender Genauigkeit und präzise angebbaren Fehlergrenzen direkt über das gesamte Spektrum zu messen, führt

eine Prüfung unserer theoretischen Grundlagen notgedrungen in beiden Fällen auf einen spektralen Vergleich von Strahldichten hinaus. Die Methode, die für solche Vergleiche hier diskutiert wird, ist für Routinezwecke nicht praktikabel. Sie ist jedoch als Referenzmethode geeignet, um einfachere Verfahren — das heißt Verfahren, die geringeren Rechenaufwand erfordern — zu überprüfen und gegebenenfalls den Bedingungen optimal anzupassen.

2. Linienweise Berechnung atmosphärischer Spektren

Die einzige Methode, die geeignet ist ein Spektrum in allen Details wiederzugeben, ist die linienweise Berechnung dieses Spektrums. Die Anwendung dieses Verfahrens ist insbesondere deswegen notwendig, weil beispielsweise jede Wasserdampflinie eine individuelle Halbwertsbreite und Temperaturabhängigkeit dieser Halbwertsbreite besitzt.

Es kann hier nicht im Einzelnen auf das angewandte Rechenverfahren eingegangen werden — vgl. (2) —, es sollen nur einige der dabei auftretenden Probleme diskutiert werden.

Um den Grad der Schwierigkeit eines Vorhabens zu demonstrieren, das darauf abzielt, das gesamte atmosphärische Spektrum zu simulieren, sind in der Tab. 1 die Banden mit jeweils der Anzahl der bekannten Linien zusammengestellt, für die gegenwärtig Linien-daten erhältlich sind.

Tab. 1
Quantitativ bekannte Liniendaten

Gas	Spektralbereich in cm^{-1}	Anzahl	Gas	Spektralbereich in cm^{-1}	Anzahl
CO_2	4546,23 – 5348,89	3360	N_2O	547,36 – 589,62	150
	3093,73 – 3830,55	5680		2143,40 – 2257,28	263
	2046,46 – 2495,55	4556		2501,17 – 2616,18	356
	1975,02 – 2191,97	596	NH_3	19,097 – 490,769	625
	503,71 – 860,81	2221			
H_2O	4212,16 – 6158,19	3600	CH_4	2493,90 – 3192,49	1092
	2864,34 – 4373,31	4480	CO	1990,25 – 2254,74	197
	640,46 – 2596,69	5037	NO	1900,12 – 1900,57	2
	0,742 – 1004,488	2470			
O_3	607,187 – 2134,756	13767			

Die Berechnung atmosphärischer Emissions-Spektren geht von der Strahlungsübertragungsgleichung in ihrer integralen Form aus, die in eine Summendarstellung übergeführt wird:

$$N_\nu = \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{1}{2} (B_{\nu,i} + B_{\nu,i+1}) (\tau_{\nu,i} - \tau_{\nu,i+1}) \quad [1]$$

N_ν = spektrale Strahldichte, B_ν = PLANCKSche Funktion, i = Schicht, $\tau_{\nu,i}$ = spektrale Transmission von der Schicht i bis zum Bezugsniveau ($i = 1$).

Eines der Hauptprobleme bei einer numerischen Berechnung der Strahldichten liegt in der zweckmäßigen Schritteinteilung für die Rechnung. Da dicht nebeneinander Absorptionskoeffizienten von einigen Größenordnungen Unterschied auftreten, muß die Schichteinteilung der Atmosphäre so gewählt werden, daß einerseits keine Interpolationsfehler auftreten, andererseits aber auch die Anzahl der Rechenschritte möglichst klein bleibt. Als günstige Einteilung hat sich eine geometrische Staffelung der Schichtdicke in der Nähe des Bezugsniveaus ergeben. Berechnet man die Strahlung der Atmosphäre am Erdboden, so lauten die ersten Schritte 1013,00 mb, 1013,01 mb, 1013,02 mb, 1013,04 mb . . . 1015,56 mb. Danach werden größere Schritte in der Größenordnung von 25 mb verwendet, die sich beispielsweise nach den markanten Punkten der Atmosphäre richten. Zum oberen Rand der Atmosphäre zu verringern sich die Schritte wieder auf 0,01 mb. Für die Atmosphäre bis 100 km Höhe werden bis zu insgesamt 80 Schichten verwendet. Ähnlich schwierig gestaltet sich die Frequenzeinteilung. Es hat sich hier gezeigt, daß man mit dem gleichen Prinzip, der Verdichtung der Schritte hier zu jedem Linienzentrum hin, am besten abschneidet. Die Frequenzschritte werden im Linienzentrum bis auf 10^{-3} cm^{-1} verkleinert und in den Flügeln bis auf 10^{-2} cm^{-1} auseinandergezogen.

Die Überlappung verschiedener Gase wird dadurch berücksichtigt, daß in jeder Atmosphäreschicht der optische Weg u_ν als Summe der einzelnen Komponenten bestimmt und dann die Gesamttransmission $\tau = \exp \{-u_\nu\}$ berechnet wird. Die Schicht- und Frequenzeinteilung muß dann für alle Komponenten einheitlich sein und richtet sich hauptsächlich nach dem Gas mit der größten Liniendichte.

Die berechneten Spektren werden zum Vergleich mit gemessenen Spektren den jeweils verwendbaren Meßgeräten durch Faltung mit einer Spaltfunktion angepaßt.

Für eine exakte Bestimmung der Strahldichte ist es in der Nähe starker Banden im Prinzip notwendig, sämtliche Linien zu berücksichtigen, die noch zum

Absorptionskoeffizienten beitragen. Zur Einsparung von Rechenzeit wird dabei jedoch meist so vorgegangen, daß für das Rechenintervall ein Quasi-Kontinuum vorausberechnet wird, das sich durch Überlagerung der Linienflügel bestimmen läßt. Dieses Kontinuum wird dann mit vereinfachter Druck- und Temperaturabhängigkeit dem Spektrum im Rechenintervall unterlegt. Um Sprünge an den Enden des Rechenintervalls zu vermeiden, wird noch eine Reihe von Linien außerhalb des Rechenintervalls exakt berücksichtigt. Bei der Berechnung des Kontinuums hängt viel von der Wahl des Linienprofils ab, das für verschiedene Gase unterschiedlich angesetzt werden muß, für das aber noch keine allgemeingültige Theorie existiert. Man behilft sich hier meistens mit dem Lorentz-Profil für die untere und dem Voigt-Profil für die obere Atmosphäre.

3. Ergebnisse

Die Brauchbarkeit der Methode soll an wenigen Beispielen aufgezeigt werden.

Im Jahre 1961 wurden eine Reihe spektraler Messungen der atmosphärischen Infrarotstrahlung in S. Agata, Italien, durchgeführt. Eines davon ist in der Abb. 1 (a und b) dargestellt. Unter dem gemessenen Spektrum befindet sich ein aus Liniendaten für einen am gleichen Tag und am selben Ort durchgeführten Radiosondenaufstieg und klimatologische Ozonkonzentration (Abb. 2) berechnetes Spektrum. Dabei wurden empirische Werte für das Wasserdampfkontinuum verwendet, die zuvor aus einer größeren Zahl von Messungen ermittelt worden waren. Die Übereinstimmung ist im allgemeinen gut. In einer Serie von Detailuntersuchungen ließ sich zeigen, daß für die Bereiche einzelner Linien kaum Abweichungen von über 10 % bezogen auf die integrale Absorption der Linie vorkommen. Nur für die schwierig zu analysierenden sehr schwachen Linien im Spektralbereich um 870 cm^{-1} traten 30prozentige Abweichungen auf. Die Leistungsfähigkeit der Methode kommt allerdings erst voll zur Geltung, wenn man sie mit Spektren noch höherer spektraler Auflösung vergleicht, wie sie neuerdings von HANEL (3) aufgenommen werden können. Aus einem solchen mit einem Interferometer-Spektrometer gemessenen Spektrum sind in der Abb. 3 zwei Ausschnitte zusammen mit berechneten Spektren wiedergegeben, die einen enormen Detailreichtum offenbaren, bei dem erstmalig auch die sehr schwache (100–001)– CO_2 Bande bei $961,0 \text{ cm}^{-1}$ aufgelöst werden konnte.

Vergleiche mit Spektren am oberen Rand der Atmosphäre, wie sie von Satelliten aus gewonnen werden (4), sind schwieriger durchzuführen, weil die Erdboden-

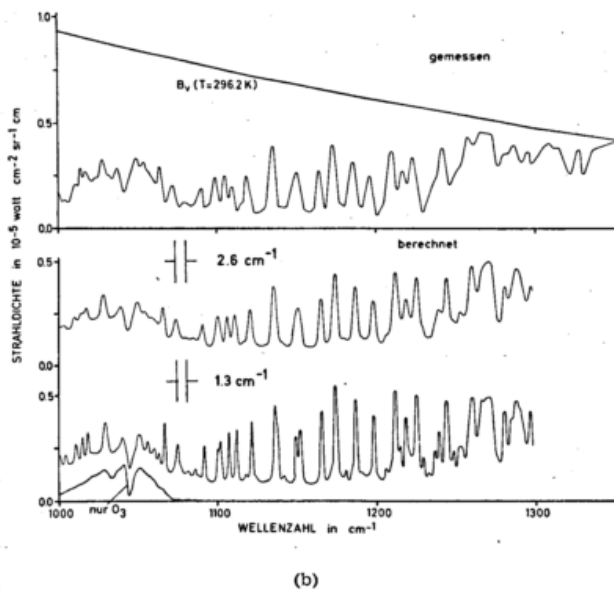
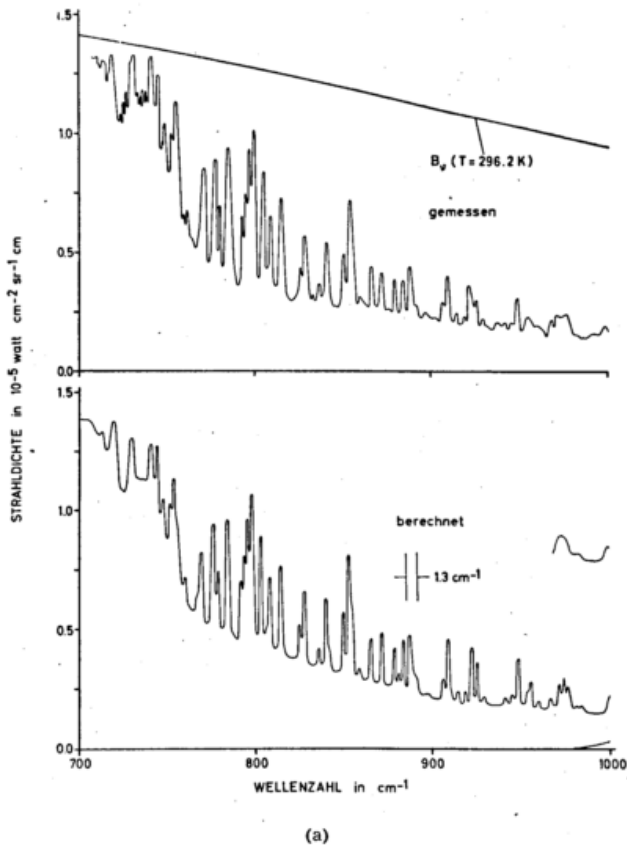


Abb. 1

Gemessenes und aus Liniendaten berechnetes Emissionsspektrum des Zenits im Fensterbereich bei $10\ \mu\text{m}$ für S. Agata, Italien, 455 m über N.N. Die Messung wurde am 24. 8. 1961 um 15.00 MEZ ausgeführt. Der Rechnung wurden ein am gleichen Ort um 11.59 MEZ durchgeführter Radiosondenaufstieg und eine klimatologische Ozonverteilung zugrundegelegt (vgl. Abb. 2). Im unteren Teil der Darstellungen ist jeweils ein mit einer Spaltfunktion von $1.3\ \text{cm}^{-1}$ bzw. $2.6\ \text{cm}^{-1}$ Spaltbreite gefaltetes berechnetes Spektrum dargestellt. Der Ozonanteil der Emission ist noch einmal gesondert herausgezeichnet. Die Darstellung 1a zeigt den langwelligen Teil des Spektrums im Fensterbereich von $700-1000\ \text{cm}^{-1}$, 1b den kurzwelligen Teil $1000-1300\ \text{cm}^{-1}$. Die Umhüllende des gemessenen Spektrums stellt die PLANCKsche Funktion für die an der Meßstelle gemessene Lufttemperatur dar.

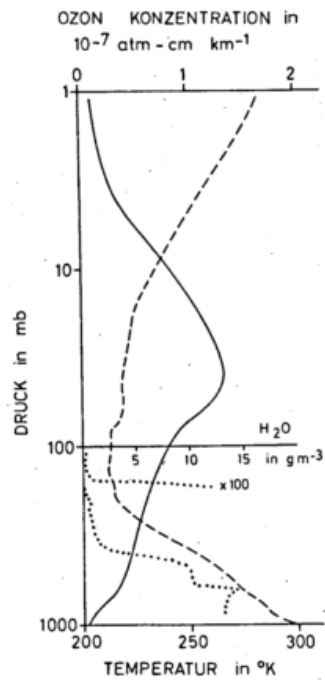


Abb. 2

Temperatur- und Wasserdampfprofil nach der Radiosonde um 11.59 MEZ, S. Agata, Italien, ergänzt durch klimatologische Temperaturwerte (oberhalb 175 mb) und Ozonkonzentrationen. Die Profile wurden dem in Abb. 1 gezeigten berechneten Spektrum zugrundegelegt. Der Gesamtwasserdampfgehalt betrug $2.6\ \text{g cm}^{-2}$ (05.49 MEZ: $2.15\ \text{g cm}^{-2}$, 09.09 MEZ: $2.06\ \text{g cm}^{-2}$, 15.10 MEZ: $2.72\ \text{g cm}^{-2}$, 18.00 MEZ: $2.42\ \text{g cm}^{-2}$).

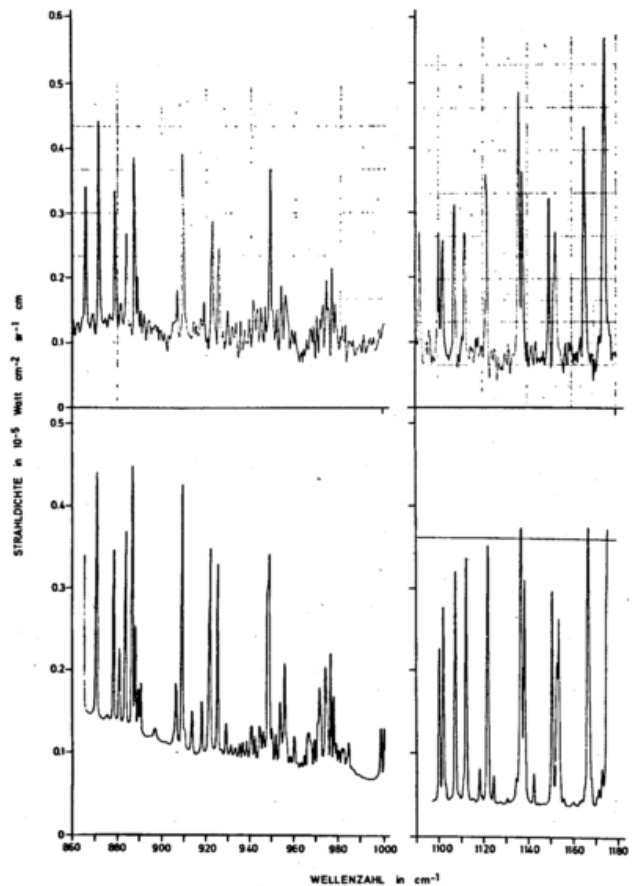


Abb. 3

Ausschnitte aus einem gemessenen Spektrum — oben nach (3) — und aus Liniendaten sowie empirisch bestimmtem Kontinuum berechnetes Spektrum (unten).

eigenschaften meist zu ungenau bekannt sind. Untersuchungen, die von REST (7) und von MARZSCH (6) für den Bereich der $9.6 \mu\text{m}$ Ozonbande durchgeführt wurden, haben noch keine völlig befriedigende Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung erbracht (Abb. 4). Als sehr schwerwiegendes Manko muß es jedoch empfunden werden, daß es bisher immer noch große Schwierigkeiten bereitet, die mit Bandenmodellen für enge Spektralbereiche berechneten Strahldichten mit den als „exakt“ anzusehenden Linienberechnungen in Übereinstimmung zu bringen.

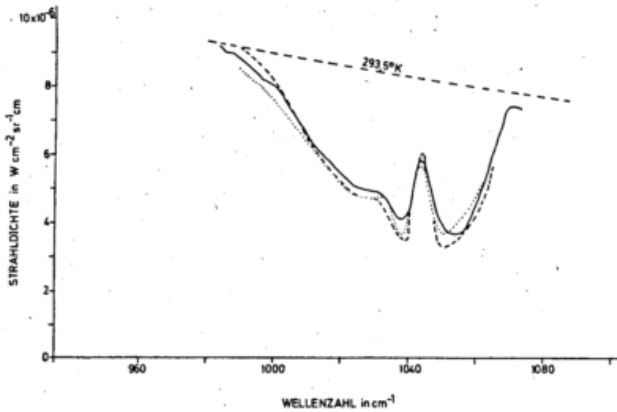


Abb. 4

Vom Satelliten NIMBUS 3 mit dem Interferometer-Spektrometer (4) gemessenes und nach Radiosondendaten berechnetes Spektrum im Bereich der $9.6 \mu\text{m}$ Ozonbande.
 nach Laborspektren angepaßte O_3 -Linien der ν_1 und ν_3 -Grundschantungs-Banden.
 ——— mit Kombinations- und Isotopenbanden ergänzte neuere Liniendaten der AFCRL.
 Nach (6) und (7). Die gestrichelte 293.5 K-Linie gibt die der mutmaßlichen Erdboden-Oberflächentemperatur zugeordnete PLANCKsche Funktion wieder.

Hierauf haben ANDRITSCHKE (1), HAYD (5) und ZDUNKOWSKI (8) hingewiesen. In der Abb. 5 sind die spektralen Strahldichten, die ANDRITSCHKE (1) mit Hilfe von optimal angepaßten statistischen Bandenmodellen für 5 cm^{-1} Intervalle berechnet hat, in eine Linie für Linie berechnetes Emissionsspektrum eingetragen worden. Stellt man sich auf den Standpunkt, daß das synthetische Spektrum die richtigen Werte liefert, so versagt die Approximation mit dem Bandenmodell hier völlig.

3. Anwendung

Rechnungen der gezeigten Art können als Referenz für die Anpassung vereinfachter Transmissions- oder Emissionsfunktionen dienen. Sie dienen der Auswahl von Spektralbereichen für Satellitenmessungen und werden in der Zukunft eine Rolle bei der Identifizierung von atmosphärischen Verunreinigungen spielen. Mit den zur Verfügung stehenden Rechenprogrammen können ebenfalls spektrale Strahlungsdivergenzen berechnet werden. Die Anwendung der Methode der linienweisen Berechnung des Spektrums muß auch weiterhin unter ständiger Kontrolle durch Messungen erfolgen. Auf das Problem der Kontinuum-Berücksichtigung wird noch besonders einzugehen sein. An der Vervollkommnung der den hier gezeigten Rechnungen zugrundeliegenden Rechenprogrammen haben mitgearbeitet: Frau B. PORNITZ-RUMPF und die Herren Dipl.-Physiker H. FISCHER, Dr. R. LATKA und Dipl.-Physiker P. WENDLING, denen ich dafür herzlich danke. Die Berechnungen der Emission in der Ozonbande wurde dankenswerter Weise durch die fruchtbare Zusammenarbeit mit dem Deutschen Wetterdienst, Zentralstelle Offenbach, ermöglicht. Für das diesen Untersuchungen entgegengebrachte Interesse möchte ich allen Beteiligten, insbesondere Herrn Präsidenten Dr. E. SÜSSENBERGER, meinen Dank abstatten.

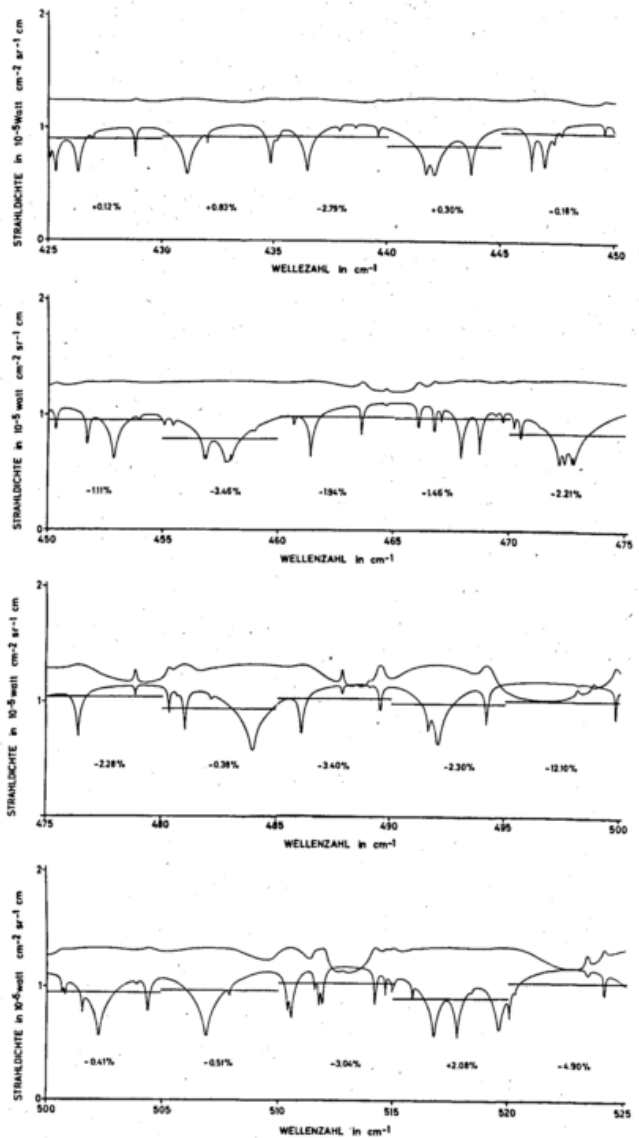


Abb. 5

Synthetisches, aus Liniendaten berechnetes Emissionsspektrum des Zenits am Boden (obere Kurve), des Nadirs am oberen Rand der Atmosphäre (untere Kurve) und für 5 cm^{-1} Intervalle mit Hilfe des statistischen Bandenmodells und der Curtis-Godson-Approximation von ANDRITSCHKE (1) berechnete Strahldichten (waagerechte Striche). Die Zahlen im unteren Teil der Abbildungen geben die Abweichung zwischen Linien- und Modellrechnung in Prozent an. Die Strahldichten wurden für das Modell der Standard-Atmosphäre berechnet.

Die verwendeten Liniendaten wurden im Rahmen eines umfangreichen Forschungsprogramms der USAF Cambridge Research Laboratories, Bedford, Mass., USA, berechnet, an denen eine große Anzahl von Forschern unter der wissenschaftlichen Leitung von Prof. Dr. W. BENEDICT beteiligt ist. Sie wurden uns dankenswerterweise von den Herren Dr. J. GARING, Dr. J. SELBY und Dr. R. A. MCCLATCHY, AFCRL, zur Verfügung gestellt.

Literatur

- (1) ANDRITSCHKE, S.: Genauigkeit von Berechnungen der Wasserdampfemission mit dem statistischen Bandenmodell. Beitr. Phys. Atmosph. 43 (1970) S. 171—184.
- (2) BOLLE, H.-J.: Infrarotspektroskopie als Hilfsmittel und Gegenstand meteorologischer und planetarischer Forschung. Forsch.-Ber. W 67—17 des BMW, Juli 1967.

- (3) HANEL, R.; FORMAN, M.; STAMBACH, G.: Preliminary results of Venus observations between 8 and 13 microns. *J. atmosph. Sci.* 25 (196) S. 586–593.
- (4) HANEL, R. A.: Recent advances in satellite radiation measurements. In: *Advanc. in Geophys.* Bd. 14, New York: Acad. Press 1970. S. 359–390. Vgl. auch CONRAD, B. J.; HANEL, R. A.; KUNDE, V. G.; PRABHAKARA, C.: The infrared interferometer experiment on NIMBUS 3. *J. Geophys. Res.* 75 (1970) S. 5831–5857.
- (5) HAYD, A.: Anpassung von Bandenmodellen an gemessene Werte der CO₂-Transmission in der 15 μ m Bande. Diplomarbeit LM-Universität München, 1971.
- (6) MARZSCH, D.: Ein Vergleich gemessener Transmissions- und Emissionsspektren mit berechneten Spektren in der 9,6 μ m Bande des Ozons. Diplomarbeit LM-Universität München, 1971.
- (7) REST, R.: Korrekturverfahren für die Linienintensitäten der 9,6 μ m Bande des Ozons. Diplomarbeit LM-Universität München, 1968.
- (8) ZDUNKOWSKI, W.: Exact and approximate transmission calculations for homogeneous and non-homogeneous atmospheres. *Beitr. Phys. Atmosph.* 43 (1970) S. 185–201.

Charakterisierung des Trübungszustandes der Atmosphäre aus Messungen des Vertikalprofils der solaren Strahlungsintensität im sichtbaren Spektralgebiet

Zusammenfassung

Es wird über Messungen der Variabilität des aus dem oberen Halbraum einfallenden und des aus dem unteren Halbraum reflektierten Lichtstroms in den optischen Schwerpunkten 550 und 684 nm mit Spezialradiosonden berichtet. Die Ergebnisse werden mit gleichzeitig durchgeführten LIDAR- und RADAR-Messungen verglichen. Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion wird versucht, die Komponenten der Gesamtextinktion zu klassifizieren. Der Einfluß der Trübungsschichtung auf die kurzwellige Strahlungsbilanz der Atmosphäre wird dargestellt.

Summary

This paper describes measurements done with a special radiosonde-type, concerning variability of incoming and reflected shortwave-radiation at 550 and 684 nm. The results are compared with simultaneous LIDAR- and RADAR-measurements. It is tried to classify the components of total extinction using its special dependence on changing wavelength. The influence of the turbidity-causing atmospheric layers on the shortwave-radiation-balance is shown.

1. Einleitung

Etwa 46% der am Oberrand der Atmosphäre einfallenden solaren Strahlungsintensität liegen im sichtbaren Spektralgebiet von 0,4–0,5 μm . Der kurzwellige Anteil unter 0,4 μm , der etwa 7% zur Gesamtstrahlung beiträgt, wird nahezu vollständig in Schichten oberhalb 25 km Höhe über Grund absorbiert. In dem an das sichtbare Spektralgebiet anschließende innere Infrarot von 0,8–3,0 μm liegen weitere 45% der Gesamtstrahlung, jenseits von 3 μm nur noch 2%. Die Einstrahlung ist also ganz wesentlich auf das sichtbare Spektralgebiet und das innere Infrarot bezogen.

2. Meßinstrument

Zur Untersuchung des kurzwelligen Strahlungsumsatzes im Vertikalschnitt der Atmosphäre, der fast ausschließlich in den troposphärischen Schichten und an der Erdoberfläche selbst erfolgt, wurde am Institut für Physik der Atmosphäre der DFVLR eine Radiosonde entwickelt (5), (2), die nach dem jetzigen Stand aus folgenden wesentlichen Gruppen aufgebaut ist (Abb. 1).

- 1... dem optischen Meßteil bestehend aus
 - a) Meßwertaufnehmer
 - b) Streuscheibe
 - c) Bereichsfilter grün und rot
 - d) Wärmeschutzglas
 - e) Thermostatisierung der Meßwertaufnehmer
- 2... dem Horizontalsensor zur Unterdrückung des Pendeleinflusses
- 3... dem Schwellwertgeber zur Inbetriebnahme der Horizontalsensibilisierung

- 4... dem 403-MHz-Sender zur Erzeugung der Trägerfrequenz
- 5... dem FM-Modulator
- 6... den vier Meßwertwandlern
- 7... der Vididose zur Umsteuerung von Meßfrequenz auf Referenzfrequenz bei gleichzeitiger Höhenmarkierung
- 8... der Stromversorgung

3. Meßergebnis

Im folgenden soll nun versucht werden, aus der Variation des Strahlungsflusses aus dem oberen und dem unteren Halbraum in den beiden Spektralbereichen den Trübungszustand der Atmosphäre im Vertikalschnitt zu charakterisieren.

3.1. Strahlungsintensität

In Abb. 2 ist zunächst der Verlauf der Strahlungsintensität für die vier Meßkanäle als Funktion der Höhe dargestellt. Zum Starttermin lagen folgende meteorologische Beobachtungen vor:

Bedeckung	5/8 Cu, Ac, Fc
Wolkenuntergrenze	1200 m
rel. Feuchte von 66% in 963 mb auf 93% ansteigend in 872 mb und 95% in 800 mb, dann fallend.	

Die zum Starttermin aufgenommenen Vertikal-Radarprofile auf den Wellenlängen 0,8 und 3,2 cm ergeben oberhalb der Grundsicht, die bis ca. 1900 m Höhe reicht, keine weitere Struktur. Mit diesem Gerät werden nur direkt über der Station liegende Wolken erfaßt. Die aus

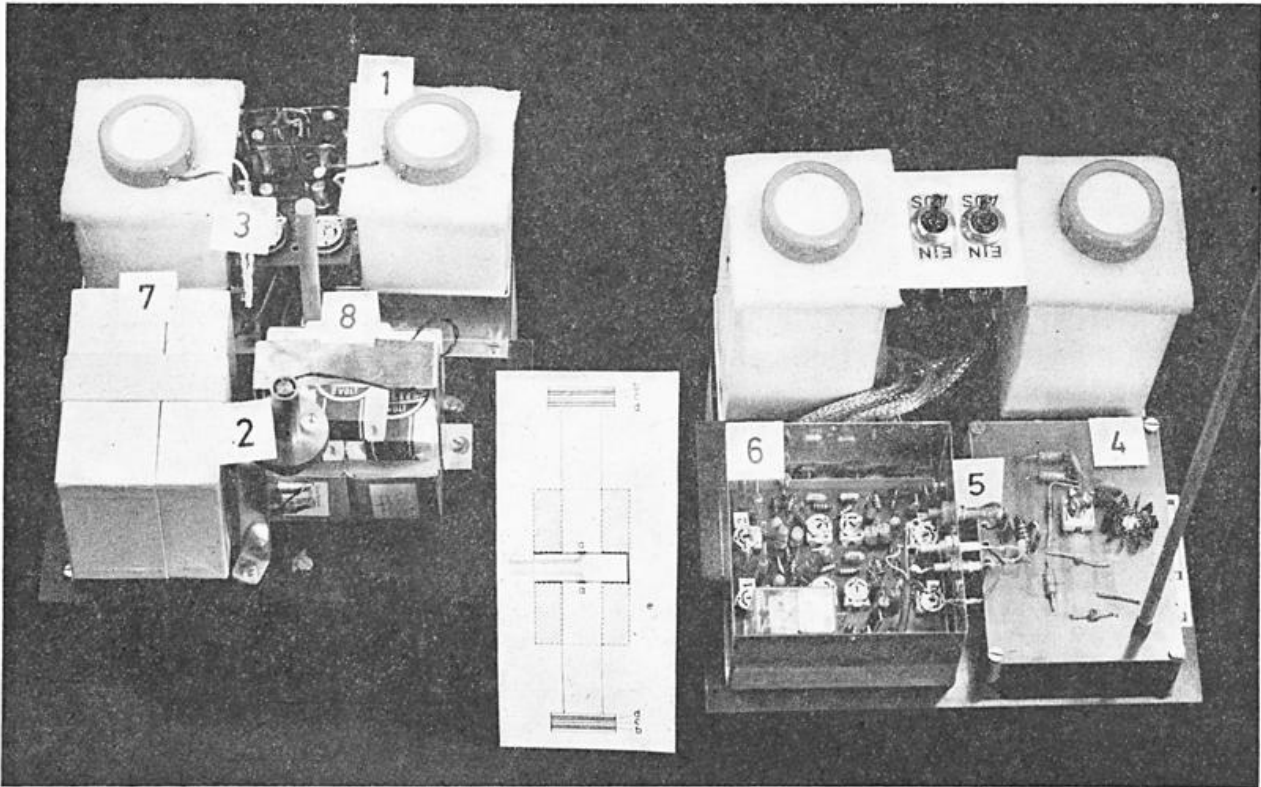


Abb. 1
Radiosonde zur Messung des Lichtstroms aus dem oberen und unteren Halbraum in zwei Spektralbereichen.

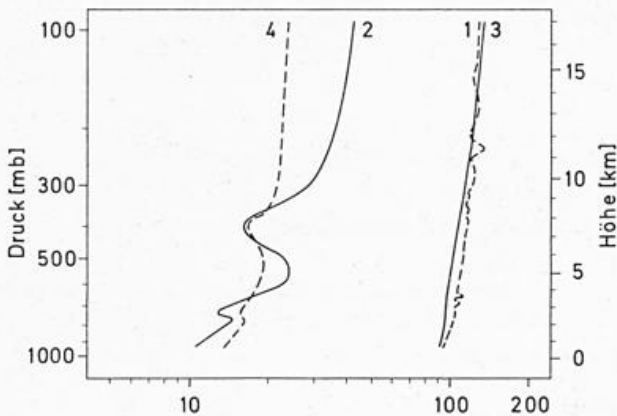


Abb. 2
Verlauf der Strahlungsintensität ($\text{mcal cm}^{-2} \text{min}^{-1}$)

dem oberen Halbraum einfallenden Strahlungsströme im grünen -1- und roten Spektralbereich -3- zeigen einen mit zunehmender Höhe abklingenden Anstieg der Intensität mit kleinen, im grünen Spektralgebiet ausgeprägteren Schwankungen, während die aus dem unteren Halbraum reflektierten Ströme (grün -2-, rot -4-) deutlich Maxima und Minima der Intensität aufzeigen. Das erste Maximum liegt für beide Spektralbereiche in etwa 800 mb bzw. 2000 m Höhe. Dieses Niveau stimmt in befriedigender Weise mit der Höhe der Grundschicht aus dem Radarprofil überein. Eine eindeutige Festlegung der Stratigrafie durch die Strahlungsflüsse aus dem unteren Halbraum erscheint wegen der Bewölkungsart nicht sinnvoll, handelt es sich doch bei der Art der Messung weder um eine stationäre Vertikalsondierung, noch um eine zeitliche Momentaufnahme. Vielmehr treibt die Sonde mit der Luftströmung und zum anderen ist sowohl der Bedeckungsgrad, als auch die Wolkenmächtigkeit variabel. Die Wolkenobergrenze dagegen liegt eindeutig in 360 mb oder rund 8000 m Höhe, was durch den ab hier

gleichbleibenden bzw. leicht ansteigenden Verlauf der aus dem unteren Halbraum reflektierten Strahlungsintensität belegt ist.

3.2. Albedo

In Abb. 3 ist das Verhältnis von gemessener Albedo in beiden Spektralbereichen aufgetragen zur Albedo einer reinen Molekül-atmosphäre. Ausgehend von der Annahme, daß in einer reinen trockenen Atmosphäre die Albedo in beliebiger Höhe über Grund proportional zur

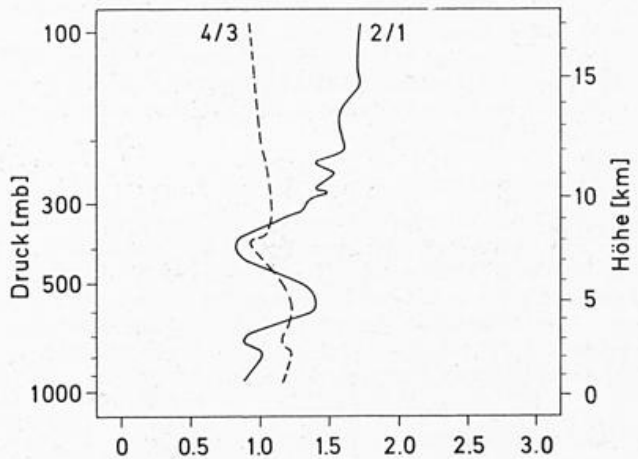


Abb. 3
Verhältnis von gemessener Albedo zur Albedo einer reinen Molekül-atmosphäre.

darunter liegenden Luftmasse ansteigt (4), macht diese Normierungsfunktion den Einfluß der aktuellen Trübung sichtbar. Die Minima der Funktion fallen mit den Grenzen der Grundschicht und der Wolkenobergrenze zusammen. Im roten Spektralbereich nähert sich die Albedo mit zunehmender Höhe der Albedo der Rayleigh-Atmosphäre an, während sie im grünen Bereich jene der

Rayleigh-Atmosphäre fast um das Doppelte übertrifft. Das deutet auf Teilchengrößen in der trübenden Schicht hin mit einem Radius $>0,5 \mu\text{m}$. Die in diesem Größenbereich wirksame wellenlängenunabhängige Extinktion ist für zunehmende Wellenlänge bei vernachlässigbarer Absorption gleichbedeutend mit erhöhter Reflexion zurück zum Untergrund, d. h. die nach oben reflektierte Intensität nimmt mit zunehmender Wellenlänge und Eindringtiefe ab.

3.3. Wellenlängenexponent

Das angedeutete Größenspektrum wird bestätigt durch den Verlauf des ÅNGSTRÖMSCHEN Wellenlängenexponenten (1), der in der nächsten Abbildung (Abb. 4) als Funktion der Höhe dargestellt ist. Von einem Anfangswert 0,5 nähert sich der Wellenlängenexponent bis zur

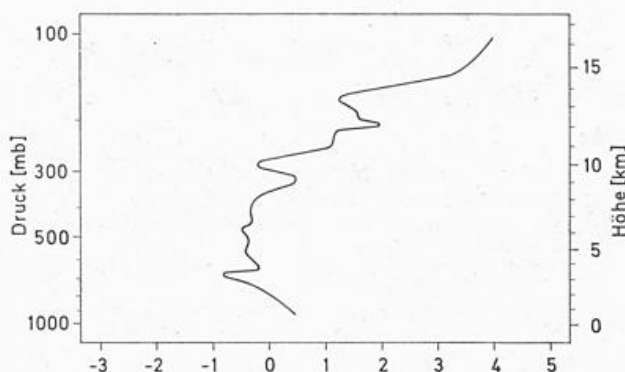


Abb. 4

Verlauf des Wellenlängenexponenten als Funktion der Höhe.

Obergrenze der Grundschicht dem Wert 0 und weist dann bis zur Wolkenobergrenze einen Wert um $-0,5$ auf, was einer mittleren Teilchengröße von etwa $0,6 \mu\text{m}$ entspricht. Im weiteren Verlauf nähert sich der Wellenlängenexponent dem von der Molekülstreuung her bekannten Wert 4.

3.4. Verhältnis der Extinktionskoeffizienten

In Abb. 5 ist das Verhältnis der Extinktionskoeffizienten im grünen und roten Spektralbereich gegen die Höhe aufgetragen. Bis zum Niveau 300 mb liegt der Wert nahe bei 1, was nichts anderes bedeutet als wellen-

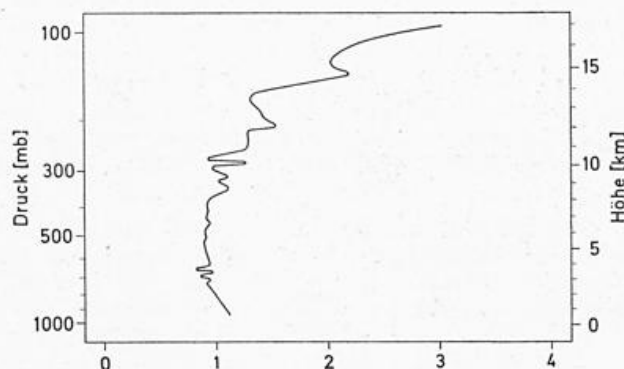


Abb. 5

Verhältnis der Extinktionskoeffizienten im grünen und roten Spektralbereich als Funktion der Höhe.

längenunabhängige Extinktion. Das wiederum erfordert bei vernachlässigbarem Absorptionsanteil Teilchen $>0,5 \mu\text{m}$. Oberhalb des 300-mb-Niveaus steigt der Quotient rasch an. Das deutet ebenfalls darauf hin, daß oberhalb des Niveaus im wesentlichen nur noch die Molekülextinktion wirksam ist.

3.5. Trübungskoeffizient

Zur weiteren Markierung der Schichtgrenzen ist in Abb. 6 der mit variablen Wellenlängenexponenten berechnete Trübungskoeffizient dargestellt. Die stärkste Trübung herrscht im Bereich 700–640 mb und einem sekundären Maximum bei 300 mb.

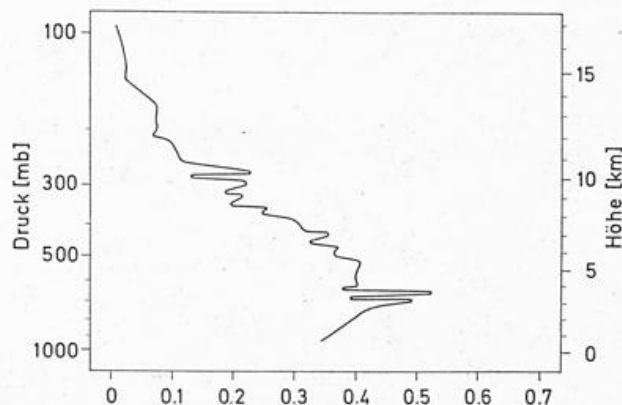


Abb. 6

Trübungskoeffizient als Funktion der Höhe.

3.6. Strahlungsbilanz

Als abschließendes Beispiel sei noch die Strahlungsbilanz beider Spektralbereiche bei einem Aufstieg gezeigt, zu dem simultan LIDAR- und RADAR-Profilen bei 6/8 Cs-Bewölkung aufgenommen wurden (Abb. 7). Die unter -A- aufgetragene Strahlungsbilanz gilt dabei jeweils für die unter dem erreichten Niveau liegende Luftmasse. Deutlich zeichnen sich in guter Übereinstim-

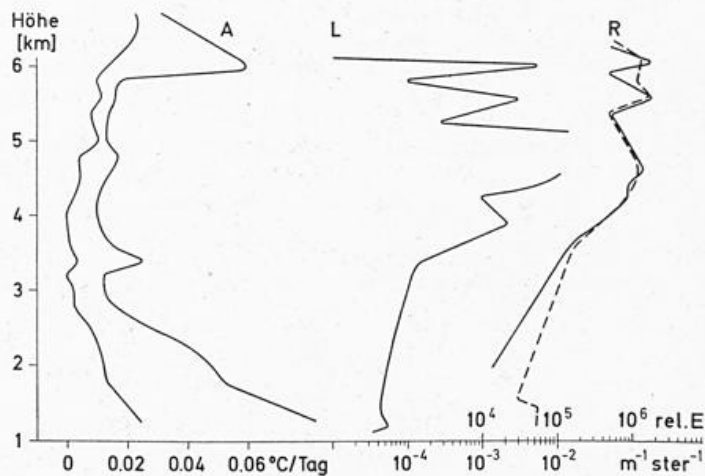


Abb. 7

Kurzwellige Strahlungsbilanz im Vergleich zu einem simultan aufgenommenen LIDAR- und RADAR-Profil.

mung zwischen den drei Meßmethoden die Schichtgrenzen in 3,2 und 6 km Höhe über Grund ab. Im grünen Spektralbereich ist die Strahlungsbilanz in allen Höhen etwa doppelt bis dreimal so groß wie im roten, erreicht in der Bodenschicht mit einer Erwärmungsrate von $0,1^\circ \text{C/Tag}$ im grünen und $0,03^\circ \text{C/Tag}$ im roten Spektralbereich ihre Höchstwerte.

4. Schluß

Die atmosphärische Trübung beeinflusst sowohl die Intensität der einfallenden und reflektierten Sonnenstrahlung als auch deren spektrale Energieverteilung. Da das Reflexionsvermögen einer trübenden Schicht für diffuse Strahlung größer ist als für parallel einfallende Strahlung (KORB (1961)), ist es neben geometrischen

Parametern (z. B. der Einstrahlungsrichtung) eine Funktion des spektralen Reflexionsvermögens des Untergrundes und der Größenverteilung der Luft suspendierten Teilchen.

Literatur

- (1) ÅNGSTRÖM, A.: On the atmospheric transmission of sun radiation. Geogr. Annaler 12, 13 (1930) (1931) S. 130-159.
- (2) FIMPEL, H. P.; GASS, M.; MÜLLER, H. G.: Radiosondenaufstiege zur Messung des Lichtstroms in der Atmosphäre. Meteor-Forsch. Ergebn. R. B, H. 2 (1968).
- (3) KORB, G.: Absorption von Sonnenstrahlung in Wolken. Wiss. Mitt. Meteor. Inst. Univ. München Nr. 6 (1961).
- (4) NEWKIRK, G.; EDDY, J.: Light scattering by particles in the upper atmosphere. J. atmosph. Sci. 21 (1964) No. 1, pp. 35-60.
- (5) MÜLLER, H. G.: Eine Radiosonde zur Messung der kurzwelligen Strahlung und der Albedo in der freien Atmosphäre. Beitr. Phys. Atmosph. 34 (1961) S. 35-52.

Bestimmung der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen

Zusammenfassung

Mit einem Aktinometer nach LINKE und FEUSSNER wurde die direkte Sonnenstrahlung für den gesamten Spektralbereich sowie für drei Teilbereiche bestimmt. Dieses Verfahren wurde angewandt, um die Trübungsmaße nach ÄNGSTRÖM und LINKE berechnen zu können und so Vergleiche mit älteren Messungen zu ermöglichen. Das dabei aufgestellte Rechenverfahren läßt ferner die Bestimmung der Intensität der direkten Sonnenstrahlung bei vorgegebenen atmosphärischen Bedingungen zu.

Abstract

The direct solar radiation had been measured for the whole spectrum and three subdivisions of it with a LINKE-FEUSSNER-pyrheliometer. From this the ÄNGSTRÖM-turbidity-coefficient and the LINKE-turbidity-factor were calculated and compared with results published by other authors. This algorithm, too, enables the determination of the intensity of direct solar radiation under known atmospheric conditions.

Die Bestimmung der ÄNGSTRÖMSchen Trübungskoeffizienten wurde bereits aus Messungen der direkten Sonnenstrahlung in den Jahren 1932 bis 1945 durch HOELPER und SCHÜEPP vorgenommen. Die vorwiegend graphischen Auswertverfahren der Autoren waren jedoch ziemlich langwierig; auch wurde die Bandenabsorption von Wasserdampf und CO₂ nur ungenau angenähert.

Deshalb wurde unter Berücksichtigung neuer Erkenntnisse ein Rechenverfahren zur Ermittlung des ÄNGSTRÖMSchen Trübungskoeffizienten β aufgestellt. Er wird aus der Differenz zwischen der aus Solarkonstante und Extinktion der Gase berechneten direkten Sonnenstrahlung und der tatsächlich beobachteten Intensität bestimmt. Gemessen wurde mit einem Linke-Feussner-Panzeraktinometer, um die Vergleichbarkeit mit den o. g. Untersuchungen zu gewährleisten.

Pro Messung wurden 4 Intensitätswerte bestimmt: Ohne Filter sowie jeweils mit den SCHOTTschen Glasfiltern OG 1 ($0,525 \mu\text{m} < \lambda < 2,8 \mu\text{m}$), RG 2 ($0,630 \mu\text{m} < \lambda < 2,8 \mu\text{m}$), RG 8 ($0,710 \mu\text{m} < \lambda < 2,7 \mu\text{m}$).

Die solare Intensität I_0 ist als Funktion der Wellenlänge vorgegeben. Sie wird in der Atmosphäre durch die Luftmoleküle (Rayleigh-Streuung), durch Dunst und Gasabsorption geschwächt. Zusammenfassen kann man diese Schwächung in der Formel

$$I = I_0 \cdot [\exp(-R \cdot m_l - D \cdot m_d - G \cdot m_g)] \cdot (1 - A) \quad [1]$$

wobei R der Exponent der Rayleigh-Schwächung ist, D der Exponent der Dunstextinktion und G derjenige für Sauerstoff- und Ozonabsorption, die man auch in einem Exponentialgesetz ausdrücken kann. m_l , m_d , m_g sind die relativen durchstrahlten Luft-, Dunst-, Gasmassen, die für eine Zenitdistanz $a < 60^\circ$ mit genügender Genauigkeit gleich $1/\cos(a)$ gesetzt werden können. A ist ein Absorptionsfaktor ≤ 1 , der zur Beschreibung der Wasser-

dampf- und CO₂-Banden dient, die nicht dem LAMBERTschen Gesetz folgen. Er wird innerhalb der Bandenbereiche nach HOWARD als konstant angenommen. Im Einzelnen ist:

$$R(\lambda) = b \cdot \lambda^{-4,08} \frac{p}{p_0} \quad (b \dots \text{Rayleigh-Streukoeffizient})$$

$$D(\lambda) = \beta \cdot \lambda^{-a} \frac{p}{p_0} \quad (\beta \dots \text{ÄNGSTRÖMScher Trübungskoeffizient})$$

($a \dots$ Wellenlängenexponent)

$G(\lambda)$ nach INN und TANAKA (4) tabellierte O₃-Exponenten

$$A_1 = c_1 \sqrt{w \left(\frac{p_0 + \varepsilon}{p_0} \right)^{N_1}}$$

$$A_2 = c_2 + D_2 \log \left(w \left(\frac{p_0 + \varepsilon}{p_0} \right)^{N_2} \right)$$

Durch A_1 , A_2 wird die Absorptionsfunktion $A(w)$ empirisch angenähert (3). Bei niedrigem Wasser- oder CO₂-Gehalt w gehorcht die Absorption einem Wurzelgesetz (A_1) und geht bei steigendem w in den logarithmischen Ansatz über. c_1 , c_2 , D_2 , N_1 , N_2 sind empirische Konstanten, ε ist der Partialdruck und p_0 der effektiv wirksame Druck (7).

Unter der Voraussetzung $\alpha = 1,3$ (1) kann der Trübungskoeffizient β berechnet werden, wenn man in Gleichung [1] für I die gemessene Strahlung einsetzt. Die Möglichkeit, Gleichung [1] für zwei schmale Spektralbereiche (Filterdifferenzen OG 1–RG 2 und RG 2–RG 8) aufzustellen und dann α , β aus zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten zu berechnen, führt nicht zum Ziel, da die Aktinometermessung hierfür zu ungenau ist. Auch die Voraussetzung $\alpha = 1,3$ gilt nur unter speziellen Trübungsbedingungen (Größenverteilung der Dunstpartikel nach JUNGE) und auch dann nur als Mittelwert über das Sonnenspektrum und nicht für

*) Vortragender

einzelne Spektralbereiche. So ergeben sich durch diesen Ansatz Abweichungen zur gemessenen Intensität in den einzelnen Filter-Bereichen. Man kann nun für die Intensitäten ohne Filter und mit OG 1-, RG 2-, RG 8-Filter aus den Abweichungen zwischen Rechnung ($\alpha = 1,3$) und Messung eine Streuung berechnen. Durch Variation von α , β kann diese Streuung auf ein Minimum gebracht werden, so daß sich Rechnung und Messung in allen vier betrachteten Intensitätsbereichen bis auf 1 % annähern. Der Versuch, nach dem gleichen Verfahren auch noch den Wassergehalt der Atmosphäre zu bestimmen, führt zu keinem brauchbaren Ergebnis, da in den betreffenden Spektralbereichen die Variationen des Wasserdampfes keine größeren Effekte hervorrufen als die Fehler der Dunsttrübung.

Neben β wurde, vor allem zu Vergleichszwecken mit der Literatur, auch der LINKESche Trübungsfaktor T berechnet. Da bei ihm die Gesamtextinktion zur Molekülstreuung (Rayleigh-Streuung) ins Verhältnis gesetzt wird, ohne daß unterschieden wird, ob diese Extinktion auf Streuung oder auf Absorption der Gase zurückzuführen ist, ist dieses Verfahren für analytische Zwecke zu komplex. Es wurde deshalb nicht weiter ausgewertet.

Zur Erprobung des Auswerteverfahrens wurden Messungen in Bonn (70 m), Oberstdorf (810 m) und an der Kanzelwand (1930 m) durchgeführt. Die Ergebnisse liegen dabei im gleichen Bereich wie die von HOELPER (2), SCHÜEPF (6) und MÖRIKOFER und SCHÜEPF (5).

Neben der Auswertung von Aktinometermessungen eignet sich das angegebene Rechenverfahren auch zur

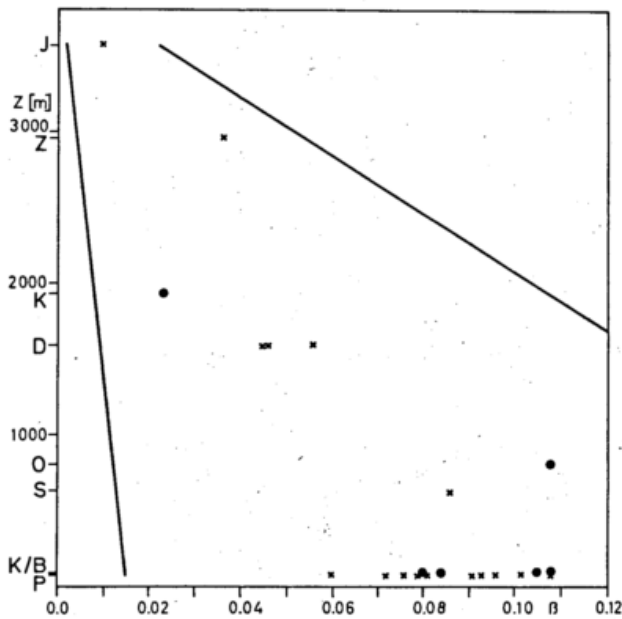


Abb. 1

Trübungskoeffizienten nach eigenen Messungen (●) und nach Angaben aus der Literatur (x). Die Kreuze stellen April- und Septembermittel dar von J = Jungfrauoch, Z = Zugspitze, D = Davos, S = Schönbühl, P = Potsdam. Für die Kreise bedeutet: K = Kanzelwand, O = Oberstdorf, K/B = Köln-Bonn.

Berechnung der Intensität der direkten Sonnenstrahlung am Boden, wenn die atmosphärischen Bedingungen bekannt sind. Hier ergeben sich neue Möglichkeiten durch den Einsatz einer elektronischen Rechenmaschine: Alle Schwächungskomponenten der Atmosphäre (H_2O , CO_2 , O_3 , Dunst, Luftmasse) können beliebig variiert werden und die Auswirkungen auf die Intensität der direkten Sonnenstrahlung beobachtet werden. (Beispiel in Abb. 2).

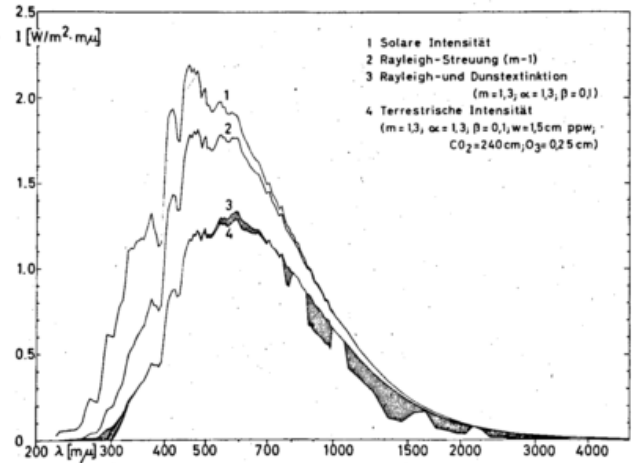


Abb. 2

Spektralverteilung der Sonnenstrahlung, rechnerisch ermittelt durch Annahme verschiedener Schwächungskomponenten.

Literatur

- (1) ÅNGSTRÖM, A.: On the atmospheric transmission of sun-radiation and on dust in the air. Geografiska Ann. 11 (1929) S. 156; 12 (1930) S. 130.
- (2) HOELPER, O.: Atmosphärische Trübungs- und Wasserdampfbestimmungen nach Filtermessungen der Sonnenstrahlung. Reichsanst. f. Wetterd., Wiss. Abh. Bd. 5, Nr. 10, Berlin 1939.
- (3) HOWARD, J. N.; BURCH, D. E.; WILLIAMS, D. J.: Infra-red transmission of synthetic atmospheres II. Absorption by Carbon-Dioxide. J. Opt. Soc. Amer. 46 (1956) S. 237.
- (4) INN, E. C. Y.; TANAKA, Y.: Absorption-Coefficient of ozone in ultraviolet and visible regions. J. Opt. Soc. Amer. 43 (1953).
- (5) MÖRIKOFER, W.; SCHÜEPF, W.: Aktinometrische Untersuchungen während des internat. Polarjahres 1932/33 auf dem Jungfrauoch (3471 m). Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. Ser. B, 2 (1951) S. 397.
- (6) SCHÜEPF, W.: Die Bestimmung der Komponenten der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. Ser. B, 1 (1949).
- (7) ZUEV, V. E.: Atmospheric transparency in the visible and the infrared. Moskau 1966. Jerusalem: Israel Program Sci. Transl. 1970.

Gerät zur automatischen Bestimmung des Bedeckungsgrades

Zusammenfassung

Zur automatischen Bestimmung des Bedeckungsgrades bei Tag und Nacht vom Boden aus wird die unterschiedliche Infrarotstrahlung von Wolken und wolkenlosem Himmel ausgenutzt.

Anhand einer Cumulus-Bewölkung wird das Meßprinzip erläutert. Durch eine abtastende Messung mit einem Radiometer kann der Bedeckungsgrad bestimmt werden.

Unter gewissen Einschränkungen ist es möglich, den Bedeckungsgrad auch für verschiedene Höhen (Wolkenstockwerke) zu messen. Die Ergebnisse einiger automatischer Messungen werden dargestellt.

Abstract

This paper describes a method for the development and construction of a cloud cover indicator system. For this system the difference in thermal radiance between clouds and sky can be used.

Example of cumulus coverage illustrates the principle. By scanning the sky with the radiometer the cloud coverage can be determined.

The further development will include the integration of the cloud cover indicator system in an automatic recording weather station and also experiments for differentiation of the cloud cover in its different vertical stages.

1. Problemstellung

In der Vergangenheit war die visuelle Beobachtung die am häufigsten gebrauchte Methode zur Bestimmung der Himmelsbedeckung durch Wolken. Sie wurde ergänzt durch Auswertung von Wolkenpiegelaufnahmen. Die Schätzung der Himmelsbedeckung durch den Beobachter unterliegt einer erheblichen Unsicherheit, insbesondere bei Bedeckung durch hohe Wolken. Es kann z. B. vorkommen, daß Beobachter am Boden einen wolkenlosen Himmel melden, während vom Flugzeug aus eine $\frac{8}{8}$ Cirrusbedeckung angegeben wird. Die Beobachtung des Bedeckungsgrades bei Nacht ist besonders unsicher.

Zur Automatisierung kann die unterschiedliche Infrarot-Emission von Wolken und unbedecktem Himmel ausgenutzt werden. Voraussetzung hierfür ist jedoch die genaue Kenntnis des Emissionsvermögens der Wolken und der Transmissionsfunktion der Atmosphäre.

Die Transmission der Atmosphäre ist als Grundproblem der Wärmehaushaltsbestimmung mehrfach untersucht worden (7), (8), (5), (6), (3). Über Messungen und Berechnungen der Emission von Wolken und der Atmosphäre wurde berichtet in (9), (4), (2), (3) sowie in (1).

Im infraroten Spektralbereich emittieren vertikal mächtige Wolken wie schwarze Körper. Das Maximum der Schwarzkörperstrahlung liegt bei Wolkentemperatur im Wellenlängenbereich von $10\ \mu\text{m}$ bis $14\ \mu\text{m}$.

Ein in diesem Bereich arbeitendes Radiometer würde unmittelbar zur Messung der Wolkenuntergrenzentem-

peratur benutzt werden können, wenn man den Einfluß der absorbierenden und emittierenden Bestandteile der Atmosphäre (Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon, Aerosol) entweder kennt oder vernachlässigen kann. Weil die genannten Gase im Bereich von $9\ \mu\text{m}$ bis $11\ \mu\text{m}$ nur eine geringe Absorption zeigen, sind Radiometermessungen in der Tat zur Temperaturbestimmung der Wolken und damit der Ortung der Wolke verwendbar.

2. Ausführungsbeispiel zum Meßprinzip

Das Infrarot-Thermometer, mit dem die in Abb. 1 wiedergegebenen Messungen durchgeführt wurden, ist ein Precision Radiation Thermometer (PRT-5) der Barnes Engineering Company, welches im Spektral-

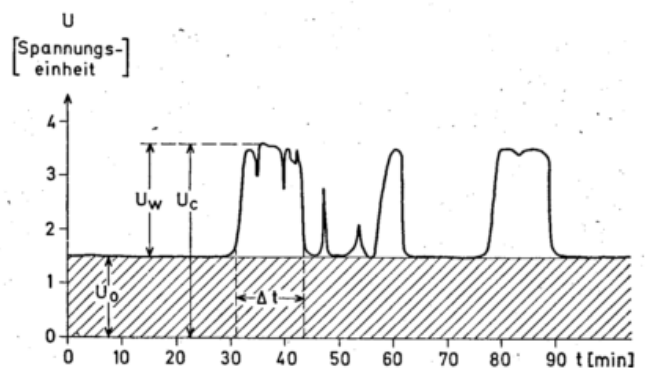


Abb. 1
Registrierung der Wolkentemperatur.

bereich von 9,5 bis 11,5 μm und mit einem Öffnungswinkel von $3^\circ \times 3^\circ$ mißt.

Am Fall einer Cumulus-Bewölkung sei das Meßprinzip erläutert: Das Radiometer liefert beim Durchzug einer Wolke durch das Meßvolumen des Gerätes, welches durch den räumlichen Öffnungswinkel gegeben ist, eine Spannung als Signal. Dieses Signal liegt um einige Spannungseinheiten über der Meßspannung des wolkenlosen Himmels (Abb. 1).

Das Strahlungssignal des wolkenlosen Himmels U_o liegt bei diesem Beispiel deutlich unter dem Wert U_c für die Cumulus-Wolken. Das Signal U_o hängt von der Temperatur und der Zusammensetzung der Atmosphäre ab, und zwar von der Verteilung der dreiatomigen Gase Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon.

Im Gegensatz zu der bisher erörterten Zenitmessung steigt der Wert U_o bei Neigung der Radiometerachse, weil die optische Weglänge durch die Atmosphäre zunimmt.

Der Spannungswert U_c wird von der Schwarzkörperstrahlung der Wolke und der Strahlung der Moleküle auf dem Wege zwischen Wolke und Empfänger geliefert, jedoch verringert um die Absorptionsverluste. Es besteht eine ähnliche Abhängigkeit vom Neigungswinkel der Geräteachse wie bei der Bestimmung von U_o .

Da nur der Wert U_w ($U_w = U_c - U_o$) für die Bestimmung der Bedeckung wichtig ist, muß die Spannung U_o durch Einstellen eines Schwellwertes $-U_o$ eliminiert werden. Jede Spannung, die nach Elimination von U_o vom Gerät noch registriert wird, stammt von einer Wolke.

Bei feststehendem Gerät und bekannter Zuggeschwindigkeit der Wolken ist die Zeitdauer des Signals (Δt in Abb. 1) ein Maß für die Ausdehnung der Wolke. Tastet man hingegen mit dem Gerät den Himmel ab, so ist die Summe aller Signallängen ($\Sigma \Delta t$) ein Maß für die Bedeckung.

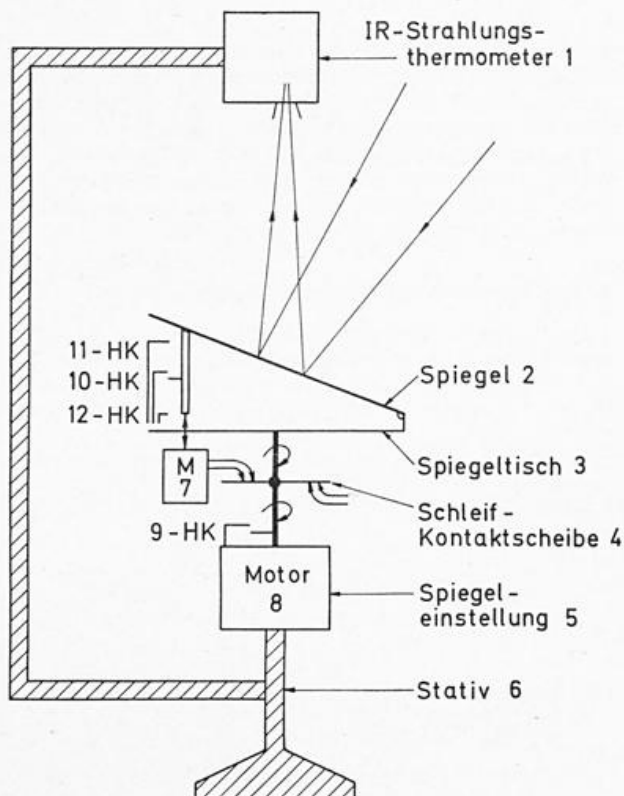


Abb. 2
Prinzip des Bedeckungsgradmessers.

Die Frage nach der Himmelsbedeckung kann damit über eine Zeitmessung beantwortet werden

$$\text{Bedeckungsgrad } [\%] = \frac{\Sigma \Delta t \cdot 100}{\text{Gesamtzeit der Abtastung}}$$

3. Wolkenbedeckungsgradmesser

3.1. Wolken Spiegel mit Halterung und Antrieb

Um den Einfluß von Niederschlag jeglicher Art auf das Radiometer 1 zu vermeiden, wird dieses nach unten auf einen Spiegel 2 (Wolken Spiegel) gerichtet. Das Radiometer steht fest. Durch Änderung des Spiegelswinkels (Azimut- und Zenitwinkel) kann der gesamte räumliche Winkel, unter dem der Himmel erscheint, abgetastet werden. In Abb. 2 ist das Prinzip des Wolken Spiegels mit Halterung und Antrieb zu sehen.

Der Spiegeltisch 3 wird vom Synchronmotor 8 gedreht, die Neigung des Spiegels kann durch den Schrittmotor 7 eingestellt werden.

3.2. Abtastelektronik

Die Elektronik hat die Aufgabe, einmal das Wolken-signal über den verschiedenen Schwellwerten herauszufiltern. Dies gilt für die Gesamtbedeckung und die Bedeckung nach Wolkenstockwerken aufgeschlüsselt. Außerdem müssen die unterschiedlichen Meßperioden bei konstanter Umlaufgeschwindigkeit des Spiegels normiert werden. Es entstehen beim Anmessen einer

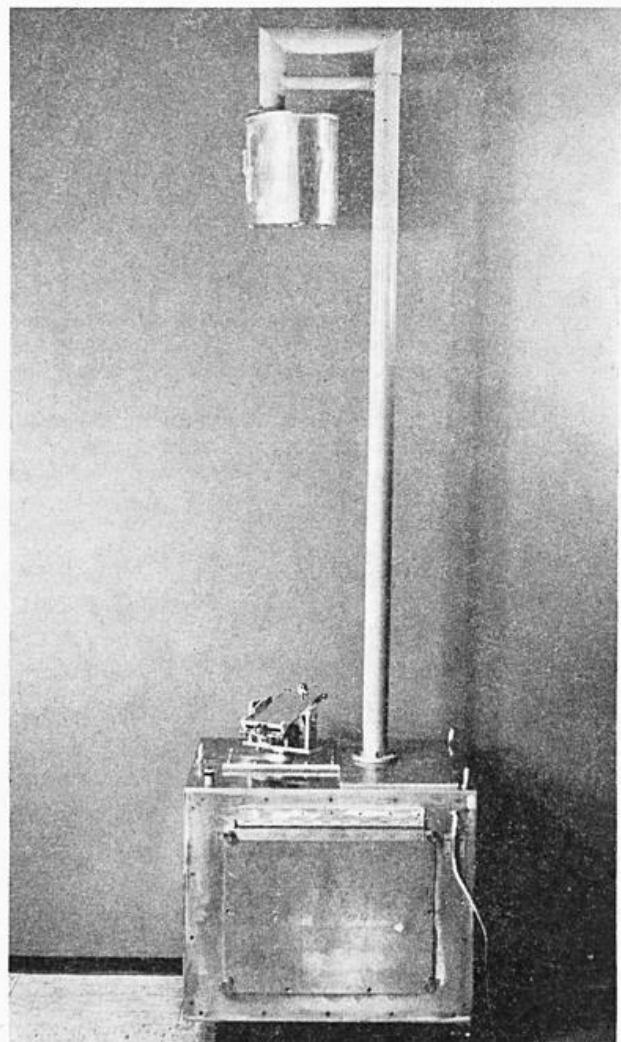


Abb. 3
Bild des 1. Prototyps.

Wolke unter verschiedenen Zenitwinkeln unterschiedliche Meßperioden. Diese müssen gewichtet werden.

Zusätzlich soll z. B. bei Regen der Bedeckungsgrad 9 angezeigt werden.

4. Meßbeispiel

Abb. 3 zeigt den 1. Prototyp. Das Radiometer ist am Galgen befestigt über dem Spiegeltisch. Der Wolken Spiegel ist dreh- und neigbar. Im Kasten sind das Netzteil des Radiometers und die Motoren untergebracht. Die Signalverarbeitung geschieht in ca. 50 m Entfernung (Kabellänge).

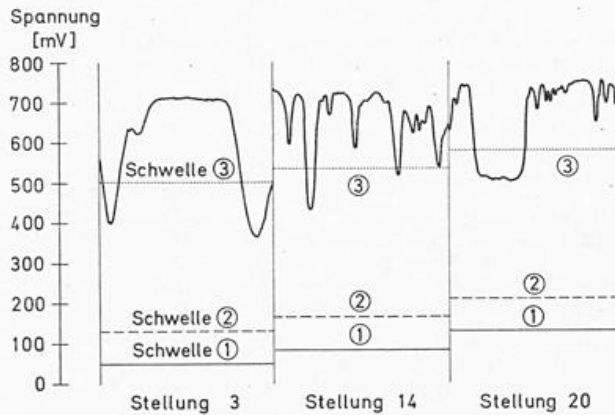


Abb. 4
Meßbeispiel.

Abb. 4 zeigt die Registrierung vom 21. 8. 1971. Von den 20 Umläufen von 2° bis 61° Zenitwinkel sind 3 ausgewählt: Stellung 3 bei $9,5^\circ$, Stellung 14 bei $42,5^\circ$ und Stellung 20 bei $60,5^\circ$. Die Bewölkung war mit $\frac{5}{8}$ Sc und $\frac{3}{8}$ As angegeben. Die Schwellen gelten für die Trennung der Wolkenstockwerke. Schwelle 1 für das Untergrundsignal, d. h. jede Wolke wird gemessen, Schwelle 2 für die Trennung der hohen Wolken (nur mittelhohe und tiefe Wolken werden registriert) und Schwelle 3 für die Trennung der mittelhohen Wolken (nur tiefe Wolken werden registriert). Im Beispiel werden die sc-Wolken von den as getrennt. Der Einfluß der unterschiedlichen Abtastlänge wird sichtbar: Der kleine Abtastkreis bei Stellung 3 hat wesentlich weniger Struktur als der große Kreis bei Stellung 20.

Im Endausbau, der zur Zeit vorliegt, wird dieses Gerät alle 4 Minuten den Wert der Wolkenbedeckung in 4 Werten abgeben: Gesamtbedeckung, Bedeckung durch tiefe, mittelhohe und hohe Wolken. Dies ist als Teil einer automatischen Wetterstation zu verstehen.

Die Arbeiten wurden im Auftrag des BWB (FE IV 6) durchgeführt.

Literatur

- (1) BELL, E. E.; EISNER, L.; YOUNG, J.; OETJEN, R. A.: Spectral radiance of sky and terrain at wavelengths between 1 and 20 microns. J. O. S. A. 50 (1960) S. 1313–1320.
- (2) BOLLE, H.-J.: Spektrale Messungen der infraroten atmosphärischen Gegenstrahlung. Ber. Dt. Wetterd. 51 (1958) S. 21–27.
- (3) BOLLE, H.-J.: Infrarotspektroskopie als Hilfsmittel und Gegenstand meteorologischer und planetarischer Forschung. Forsch. Ber. BMwF–FB W 67–17. Bonn 1967.
- (4) GOODY, R. M.: A simple grating spectrometer for sky emission studies. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 83 (1957) S. 517–523.
- (5) GOODY, R. M.: Atmospheric radiation. Oxford: Clarendon Press 1964.
- (6) KUHN, P. M.: Radiometersonde observations of infrared flux emissivity of water vapor. J. appl. Meteor. 2 (1963) S. 368–378.
- (7) MÖLLER, F.: Strahlung der unteren Atmosphäre. In: S. FLÜGGE (Hrsg.), Handbuch der Physik (1957) Bd. 48.
- (8) MÖLLER, F.; MANABE, S.: Über das Strahlungsgleichgewicht der Atmosphäre. Z. Meteor 17 (1961) S. 3–8.
- (9) ROACH, W. T.: Some aircraft observations of fluxes of solar radiation in the atmosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 87 (1961) S. 346–363.
- (10) WERNER, CH.: Wolkentemperatur und Wolkenhöhenmessung mit Radiometer und Lidar. Forsch. Ber. BMVg–FBWT 72–17. Bonn 1972.

A theoretical model for the seasonal variations of the meridional ozone distribution in the stratosphere

Zusammenfassung

Ein meridionales Ozon-Modell für die Stratosphäre wird beschrieben, das den Jahresgang der Konzentrationen zwischen Südpol und Nordpol und zwischen 45 km und 15 km Höhe simuliert. In der photochemischen Ozon-Produktionsgleichung werden die Reaktionen des Wasserstoff-Sauerstoff-Systems nach CHAPMAN-HAMPSON in Ansatz gebracht. Ferner werden Transport- und Austauschvorgänge berücksichtigt, wobei neuere Ergebnisse hinsichtlich der Zirkulation und der großräumigen Turbulenz im Modell getestet werden. Simultan mit dem Ozon-Modell wird ein 21-Schichten-Strahlungsmodell ausgewertet, so daß neben der Ozon-Verteilung auch die meridionale Temperatur-Verteilung der Stratosphäre in ihrem Jahresgang studiert werden kann.

Abstract

A meridional model for stratospheric ozone is described which simulates the seasonal variations between 15 km and 45 km altitude and from pole to pole. The CHAPMAN-HAMPSON approximations to the "wet" photochemistry of ozone are used in the ozone production equation. Effects produced by advection and eddy diffusion are also taken into account. Recent results on these atmospheric parameters are tested in the model. A 21-layer radiation model is coupled with the ozone model and simultaneously evaluated to study the meridional temperature distribution along with the ozone distribution.

Three basic problems of stratospheric physics are involved when we study the stratosphere's ozone budget.

First, we have to consider the dissociation of oxygen molecules by shortwave solar radiation (dependent on latitude, season and altitude), the subsequent formation of ozone and its chemical destruction (temperature dependent). A more sophisticated analysis of the relevant dissociation- and reaction-rates, however, shows that oxygen compounds in an enlarged oxygen-hydrogen-system have to be taken into account and, possibly (2, 7), also reactions with nitrogen compounds. Both, the oxygen-nitrogen and the oxygen-hydrogen-systems bring about a reduction of the equilibrium distribution of the pure oxygen (CHAPMAN) system.

Secondly, special attention has to be given to the fact that ozone is a very essential absorber of shortwave solar and longwave atmospheric radiation in the wavelength ranges of 0.2–0.37 μm , 0.44–0.76 μm and in the 9.6 μm -band, respectively. Therefore, ozone gives rise to diabatic heating of the stratosphere such as do two other important absorbers, water-vapor and carbon-dioxide. The theory of radiative transfer is the tools to calculate these radiative flux divergences. According to the first law of thermodynamics, diabatic heat-input manifests in two ways, in a change of temperature and in a change of pressure. The former affects the rate of destruction of O_3 .

The latter, finally, leads us to the third problem of stratospheric physics, namely the structure of the mean meridional circulation. Pressure changes and pressure

gradients cause accelerations of air-masses, as described, e. g., by the so-called primitive hydrodynamic equations. The such produced stratospheric motions result in a redistribution of the pure photochemical ozone-density stratification. This mechanism is of particular importance in the layers below the ozone peak. Therefore, it is evident that transport terms also have to be incorporated in the ozone production equation which now consists of a photochemical and a non-photochemical term.

The numerical model for the above sketched self-governing mechanism of ozone in the stratosphere is illustrated in fig. 1. It contains three essential parts, an ozone-model, a radiation-model and a circulation-model. The ultimate goal of such investigations is to derive meridional distributions of ozone, temperature and transport and to compare these parameters with observational data.

To obtain a solution of the primitive equations, however, is not as simple as their physical statement is evident. Highly advanced filtering and finite difference methods are necessary to arrive at the physically relevant solutions and to eliminate so-called meteorological noise. Alternatives for an appropriate circulation-model are presently being investigated and it seems that the use of the zonal momentum equation, the continuity equation and the thermodynamic equation would be the best choice in a two-dimensional study. An interesting approach to this problem has recently been made by BERKOFKY and GYOERI (1).

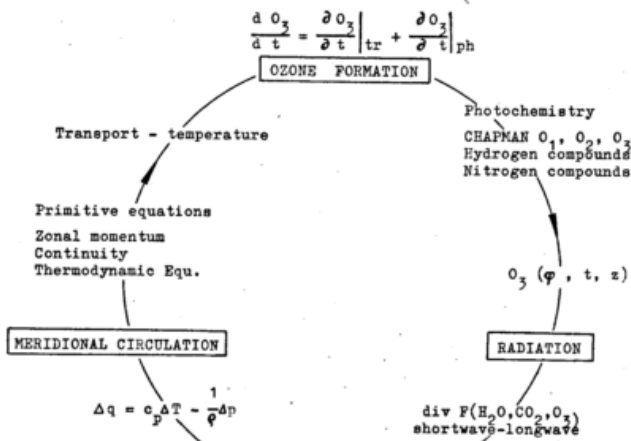


Fig. 1

The self-governing mechanism of ozone in the stratosphere.

The results presented in fig. 2 and 3 have been obtained as simultaneous solutions of the ozone- and of the radiation-model. Until a proper circulation-model can be included into the numerical calculations it is, for the sake of simplicity, assumed that 5 % of the diabatic heat-input produce sensible heat, and 95 % maintain the stratospheric circulation derived by VINCENT (8). This model assumption is not justifiable from physical reasons and will be dropped in forthcoming work. Fig. 2 shows ozone concentrations in the units (cm NTP/km) $\cdot 10^{-4}$ for the month of March after an integration time of 1 year. On fig. 3 meridional temperatures are plotted in the units $^{\circ}\text{K}$ for the month of

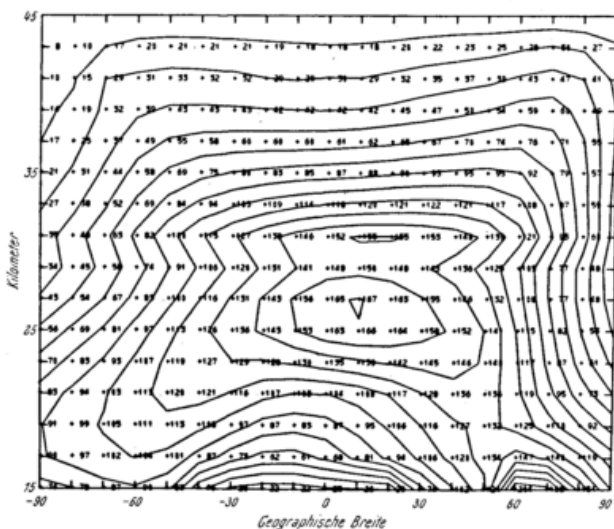


Fig. 2

Meridional distribution of ozone for the month of March in (cm NTP/km) $\cdot 10^{-4}$.

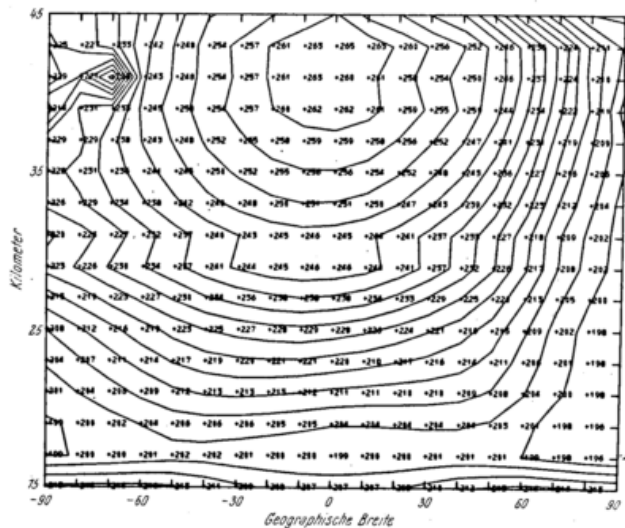


Fig. 3

Meridional distribution of temperatures for the month of March in Kelvin degree, corresponding to the results of fig. 2.

March, again after 1 year of integration, which are consistent with the results of fig. 2. Both, the temperature and the ozone cross-sections are in very reasonable agreement with observational results (3, 6). More details on the model's physical background as well as on the results will be published elsewhere (4, 5).

References

- (1) BERKOFKY, L.; GYOERI, S.: Private communication. Air Force Cambridge Research Laboratories. Bedford, Mass., USA. August 1971.
- (2) CRUTZEN, P.: The influence of nitrogen oxides on the atmospheric ozone content. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 96 (1970) pp. 320-325.
- (3) GEBHART, R.; BOJKOV, R.; LONDON, J.: Stratospheric ozone: A comparison of observed and computed models. Beitr. Phys. Atmosph. 43 (1970) pp. 209-227.
- (4) GEBHART, R.: Ein theoretisches Modell für den Jahresgang der meridionalen Ozonverteilung in der Stratosphäre. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. Ser. A (in press).
- (5) GEBHART, R.: On the equatorial ozone profile. Ann. Géophys. (in press).
- (6) Handbook of Geophysics USAF. New York: The Macmillan Company 1960.
- (7) HESSTVEDT, E.: Private communication. Institute of Geophysics, University of Oslo. July 1971.
- (8) VINCENT, D.: Mean meridional circulations in the northern hemisphere lower stratosphere during 1964 and 1965. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 94 (1968) pp. 333-349.

Der Einfluß des Dunstes auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre im solaren Spektralbereich

Zusammenfassung

In der folgenden Arbeit wird der Einfluß der Aerosolpartikel auf den Energiehaushalt der Atmosphäre im sichtbaren Bereich des Sonnenspektrums untersucht. Es werden Ergebnisse aus Modellrechnungen für die Strahlungsflüsse und ihre Divergenzen in einer trüben Atmosphäre unter Berücksichtigung der Mehrfachstreuung angegeben.

Abstract

This paper deals with the influence of the aerosol particles on the energy balance of the atmosphere in the visible range of the solar spectrum. Computational results including multiple scattering are given for the radiative fluxes and their divergence in a turbid atmosphere.

1. Einleitung

Die Kenntnis der in die Atmosphäre eindringenden und sie verlassenden Strahlungsströme und deren Divergenzen sind Voraussetzung für die Berechnung des Energiehaushalts und damit auch der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Zur Bestimmung des Strahlungsfeldes müssen verschiedene Größen bekannt sein. Hier seien nur jene wichtigen Größen erwähnt, die erst seit kurzem Berücksichtigung finden konnten:

- a) Die strahlungsschwächenden Eigenschaften der atmosphärischen Aerosolpartikeln (Dunst),
- b) die Mehrfachstreuung der Strahlung des sichtbaren Spektrums in der dunsthaltigen Atmosphäre.

In der vorliegenden Arbeit wurde mit Hilfe von Modellrechnungen unter Berücksichtigung der Mehrfachstreuung untersucht, welchen Einfluß die Aerosolteilchen (Dunst) in der Atmosphäre auf das solare Strahlungsfeld haben.

Berücksichtigt wurden Aerosolteilchen mit und ohne Absorption, wobei die Absorption als grau angesehen wurde. Es werden Ergebnisse für die vom Erdplaneten in den Weltraum reflektierte und die dem System Erdboden - Atmosphäre zugeführte Energie bei verschiedenen Trübungsgraden und verschiedener Erdbodenalbedo A angegeben.

Die Ergebnisse wurden aus der Strahlungsübergangsgleichung für eine planparallele Atmosphäre (1) mit einem numerischen Lösungsverfahren (2) ermittelt.

Allen folgenden Angaben liegt die Annahme kugelförmiger Aerosolteilchen mit bestimmten komplexen Brechungsindizes zu Grunde, deren Radiengrößenverteilung einer Potenzverteilung (3) mit $v^* = 3.0$ und den Grensradien $r_1 = 0.04 \mu$ und $r_2 = 10 \mu$ folgt. Die Teilchenzahl je cm^3 nehme exponentiell mit der Höhe mit dem Faktor e^{-h/H_D} , $H_D = 1.25 \text{ km}$, h [km], ab. Am Erdboden wird Lambertreflexion angenommen.

2. Reflexion des Erdplaneten

Abb. 1 zeigt das Verhältnis $R = 100 \cdot \frac{S_\lambda^\uparrow}{S_{0\lambda}}$ in % des am Oberrand der Atmosphäre in den Weltraum reflektierten Strahlungsflusses $S_\lambda^\uparrow$ (Energie pro Zeit-, Wellenlängen- und Flächeneinheit, bezogen auf eine Fläche senkrecht zum Zenitvektor) zum am Oberrand einfallenden Fluß der Sonnenstrahlung $S_{0\lambda}$ bei der Wellenlänge λ . Als Abzisse ist der LINKESCHE Trübungsgrad T bezogen auf $\lambda = 0.55 \mu$ ($T = 1$ Rayleigh - Atmosphäre) aufgetragen. Den durchgezogenen Kurven liegt ein Brechungsindex der Aerosolteilchen von $m = 1.5$ zugrunde. Der Imaginärteil des Brechungsindex, der die Absorption charakterisiert, ist Null. Die gestrichelten Kurven geben Ergebnisse für einen Brechungsindex von $m = 1.5 - 0.02 i$; sie enthalten die Absorption der Aerosolteilchen.

Messungen während der letzten Jahre, (4), (5), zeigten, daß der Realteil 1.5 für relative Luftfeuchten um 70 % gültig ist und daß der Imaginärteil -0.02 angenähert die wirklichen Verhältnisse der kontinentalen Aerosolteilchen beschreibt.

Alle Werte der Abbildung beziehen sich auf einen Sonnenstand von $\mu_0 = -0.8$, was einer Zenitdistanz der Sonne $\vartheta_0 = 36.9^\circ$ entspricht ($\mu_0 = \cos$ des Zenitabstandes der Sonne, die z -Achse des Koordinatensystems ist von der Erde weggerichtet).

Für $A = 0$ und $A = 0.25$ wächst die Reflexion bei fehlender Aerosolabsorption mit zunehmender Trübung praktisch linear. Die dem System Erdboden - Atmosphäre zugeführte Energie nimmt demnach in allen drei angegebenen Wellenlängen mit zunehmender Aerosolpartikelzahl ab.

So wird z. B. für $\lambda = 0.45 \mu$ bei $T = 4$ für $A = 0$ ca. 5.5 %, für $A = 0.25$ ca. 2.7 % mehr Energie reflektiert als bei dunstfreier Molekül-atmosphäre (Rayleigh-Atmosphäre).

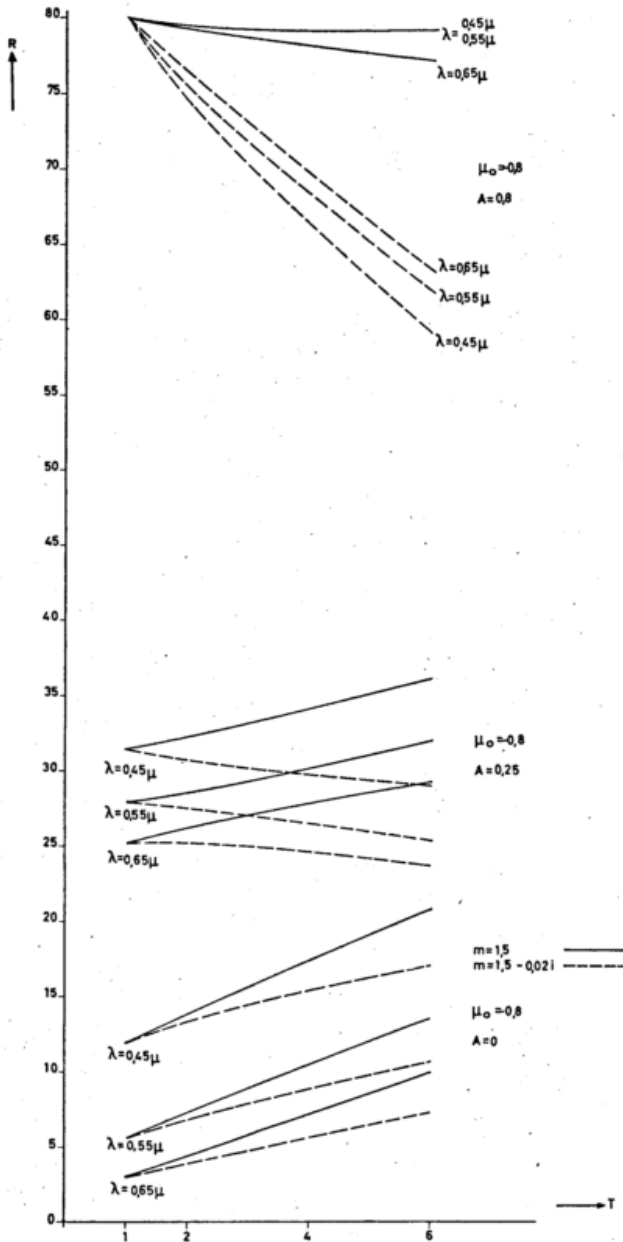


Abb. 1

Ordinate: das Verhältnis R des am Oberrand der Atmosphäre austretenden Strahlungsflusses zum dort einfallenden Fluß direkter Sonnenstrahlung in % bei fester Wellenlänge λ . Abszisse: der LINKESche Trübungsparameter T . Eingangsparameter: m = komplexer Brechungsindex, μ_0 = $\cos$ des Sonnenzenithabstandes, A = Erdbodenalbedo.

Mit zunehmender Erdbodenalbedo wird der Energieverlust des Erdplaneten durch Einführung der Aerosolteilchen immer geringer, um bei $A = 0.8$ fast ganz zu verschwinden. Hier wird die Interaktion des Strahlungsfeldes mit dem extingierenden Medium überdeckt durch die starke Reflexion am Erdboden. Die Reflexion des Erdplaneten nähert sich der am Erdboden; d. h. bei $A = 0.8$ wächst sie auf 80 % an.

Bei absorbierendem Aerosol wächst für $A = 0$ die planetarische Reflexion ebenfalls noch mit zunehmender Trübung, allerdings mit geringerer Steigerung als bei fehlender Absorption. Für $A = 0.25$ kehren sich die Verhältnisse um. Die Reflexion nimmt mit zunehmender Trübung ab. Durch die bei höherem A größere Anzahl von Extinktionsprozessen wird mehr Energie von der Atmosphäre absorbiert, so daß weniger Energie zum Austritt am Rand der Atmosphäre übrigbleibt. Die Einführung des Dunstes bringt also einen Energiegewinn des Systems Atmosphäre - Erdboden, der z. B. für

$\lambda = 0.45 \mu$ und $T = 4$ bei ca. 1.7 % gegenüber der Rayleigh-Atmosphäre liegt.

Für $A = 0.8$ wird die Interaktion mit dem extingierenden Medium jetzt nicht mehr durch die Erdbodenreflexion überdeckt. Die Planetenreflexion nimmt bei wachsendem Trübungsparameter ab, für $\lambda = 0.45 \mu$ und $T = 4$ z. B. um ca. 14 % gegenüber $T = 1$.

Auffallend ist, daß im Gegensatz zu den anderen beiden A -Werten für $A = 0.8$ die Reflexion mit der Wellenlänge zunimmt. Offenbar wird der Streuanteil an der atmosphärischen Extinktion wiederum durch die starke Erdbodenalbedo überdeckt, so daß nur der Absorptionsanteil des Aerosols, dessen Volumenabsorptionskoeffizient mit wachsender Wellenlänge abnimmt, Einfluß auf die Planetenreflexion nimmt.

3. Gesamtabsorption der Atmosphäre

Abb. 2 zeigt die Gesamtabsorption der Atmosphäre bei absorbierendem Aerosol, d. h. das Verhältnis des von der gesamten Atmosphäre absorbierten Strahlungsflusses einer Wellenlänge zum einfallenden spektralen Sonnenstrahlungsfluß $S_{0\lambda}$ in %. Als Abszisse ist wiederum der Trübungsparameter T aufgetragen. Die Gesamtabsorption wächst praktisch linear mit der Trübung bei mit A wachsender Steigung.

Die Betrachtung der Gesamtabsorption zusammen mit der Erdplanetenreflexion zeigt, daß der mit wachsender Erdbodenalbedo A zu beobachtende Energiegewinn des

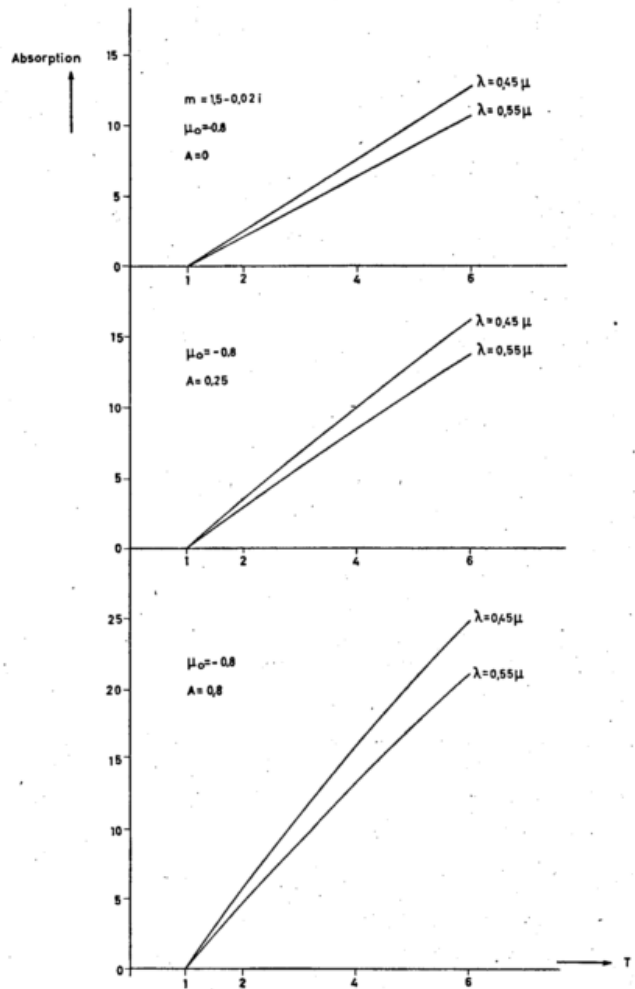


Abb. 2

Ordinate: das Verhältnis des von der gesamten Atmosphäre absorbierten Strahlungsflusses zum am Oberrand der Atmosphäre einfallenden Fluß direkter Sonnenstrahlung in % bei fester Wellenlänge λ . Abszisse: LINKEScher Trübungsparameter T . Eingangsparameter: s. Legende zu Abb. 1.

Systems Atmosphäre — Erdboden gegenüber der Rayleigh-Atmosphäre nur der Atmosphäre zugute kommt. Darüber hinaus stammt ein Teil der Gesamtabsorption auch aus einer Verminderung der dem Erdboden zugeführten Energie gegenüber einer absorptionsfreien Atmosphäre.

So werden z. B. für $\lambda = 0.45 \mu$ und $A = 0.25$ dem Erdboden in der Rayleigh-Atmosphäre ca. 69 %, bei nicht-absorbierendem Aerosol mit $T = 4.66$ %, bei absorbierendem Aerosol mit $T = 4.60$ % des einfallenden spektralen Sonnenstrahlungsflusses zugeführt.

Die Werte für Reflexion und Gesamtabsorption liegen in der gleichen Größenordnung wie die in (6) für einen größeren Wellenlängenbereich und etwas abweichende Parameter angegebenen.

4. Strahlungsdivergenz

Die vom Aerosol absorbierte Energie führt zu einer höhenabhängigen Erwärmungsrate der Atmosphäre. Diese Rate ist proportional zur Divergenz des spektralen Strahlungsflusses integriert über die Wellenlänge.

In Abb. 3 ist das Verhältnis D der spektralen Strahlungsdivergenz zum einfallenden spektralen Sonnen-

Hier die Werte für $\vartheta_0 = 36.9^\circ$ in 0 und 1 km Höhe in $\text{cal min}^{-1} \text{cm}^{-3}$

km	$\text{cal min}^{-1} \text{cm}^{-3}$		
	$A = 0$	$A = 0.25$	$A = 0.8$
0	$0.12 \cdot 10^{-6}$	$0.17 \cdot 10^{-6}$	$0.29 \cdot 10^{-6}$
1	$0.09 \cdot 10^{-6}$	$0.12 \cdot 10^{-6}$	$0.19 \cdot 10^{-6}$

Zum Vergleich sei hier der entsprechende Wert für Wasserdampfabsorption über das ganze Sonnenspektrum einer Atmosphäre mit 2 g cm^{-2} Wasserdampf am Erdboden nach (7) angeführt; er beträgt $0.4 \cdot 10^{-6} \text{ cal min}^{-1} \text{cm}^{-3}$.

Wenn man berücksichtigt, daß zwischen $\lambda = 0.45 \mu$ und $\lambda = 0.55 \mu$ nur etwa 15% der gesamten Sonnenstrahlung einfallen, läßt sich abschätzen, daß die Energieraten, die von der Aerosolabsorption im gesamten Sonnenspektrum herrühren, in Erdbodennähe noch über denen der Wasserdampfabsorption liegen.

5. Schlußfolgerung

Die aufgeführten Ergebnisse zeigen, daß die Einführung des Dunstes in die Atmosphäre die Energiebilanz des Erdplaneten in nicht vernachlässigbarer Größenordnung beeinflusst. Insbesondere muß die Absorption des

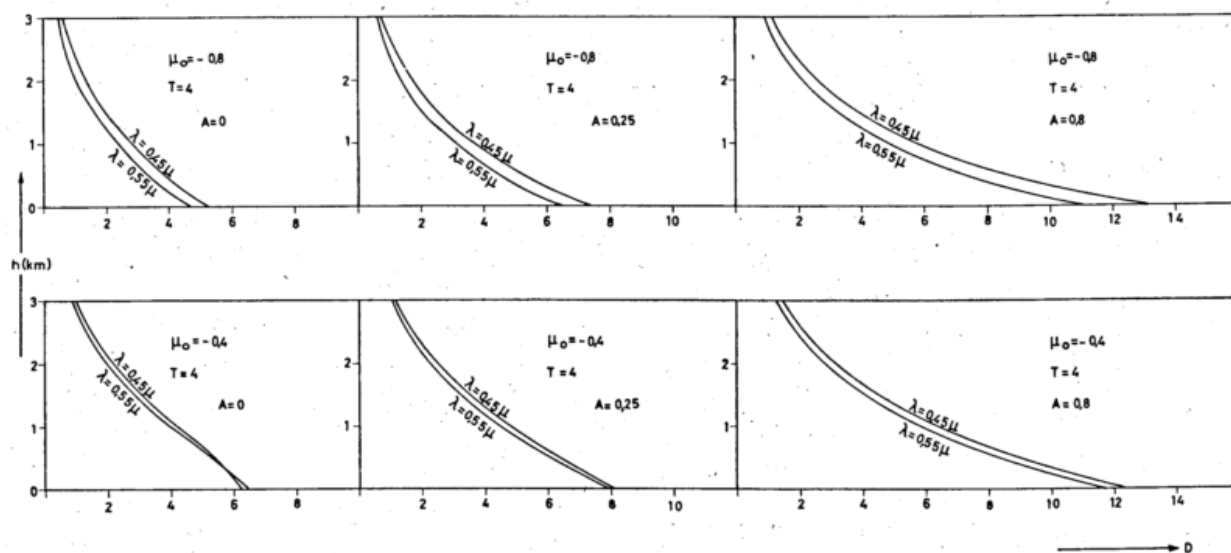


Abb. 3
Das Verhältnis D der spektralen Strahlungsdivergenz zum einfallenden Fluß direkter Sonnenstrahlung $S_{0\lambda}$ in %/km in Abhängigkeit von der Höhe h (km).
Eingangsparameter: s. Legende zu Abb. 1.

Strahlungsfluß $S_{0\lambda}$ in %/km in Abhängigkeit von der Höhe h [km] für $T = 4$ und die Zenitdistanzen der Sonne $\vartheta_0 = 36.9^\circ$ und 66.5° aufgetragen.

Auffallend am Kurvenverlauf ist, daß bei $\vartheta_0 = 66.5^\circ$ und $A = 0$ die spektrale Divergenz in Erdbodennähe für $\lambda = 0.55 \mu$ größer als für $\lambda = 0.45 \mu$ ist, obwohl sich die zugehörigen Volumabsorptionskoeffizienten umgekehrt verhalten. Offenbar wird der größere Volumabsorptionskoeffizient bei kleineren Wellenlängen durch die stärkere Schwächung der direkten Sonnenstrahlung wegen der mit großem Zenitabstand der Sonne verbundenen längeren optischen Wege überkompensiert.

Aus den spektralen Divergenzen in der Abbildung ergibt sich die Energie, die pro Zeit- und Volumeinheit in einer bestimmten Höhe im Spektralintervall zwischen $\lambda = 0.45 \mu$ und $\lambda = 0.55 \mu$ absorbiert wird.

Aerosols berücksichtigt werden, weshalb zuverlässige Messungen des Imaginärteils des Aerosolbrechungsindex unerlässlich sind.

Sein Einfluß auf die atmosphärische Erwärmungsrate kann von ähnlicher Bedeutung wie der der Wasserdampfabsorption sein.

Literatur

- (1) CHANDRASEKHAR, S.: Radiative transfer. Oxford: Clarendon Press 1950.
- (2) ESCHELBACH, G.: A direct method for the integration of the equation of radiative transfer in a turbid atmosphere. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 11 (1971) S. 757–765.
- (3) JUNGE, Ch. E.: Air chemistry and radioactivity. New York, London: Academic Press 1963. Kap. 2.

- (4) HÄNEL, G.: The real part of the mean complex refractive index and the mean density of samples of atmospheric aerosol particles. *Tellus* 20 (1968) S. 371—379.
- (5) FISCHER, K.: Bestimmung der Absorption von sichtbarer Strahlung durch Aerosolpartikeln. *Beitr. Phys. der Atmosph.* 43 (1970) S. 244—254.
- (6) YAMAMOTO, G. M.: Increase of global albedo due to air pollution. In: *SMIC-Report of the Study of Man's Impact on Climate*. Massachusetts Inst. of Technology, Cambridge/Mass., 1971.
- (7) ROACH, W. T.: The absorption of solar radiation by water vapour and carbon dioxide in a cloudless atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 87 (1961) S. 364—373.

Ein Modell zur quantitativen Sichtvorhersage

Zusammenfassung

Es wird eine prognostische Gleichung angegeben, mit der eine quantitative Vorhersage der Normsichtweite möglich ist. Sie enthält neben weniger wichtigen Effekten die wesentlichen Einflüsse der relativen Luftfeuchtigkeit, der chemischen Zusammensetzung der Aerosolteilchen und der Advektion von Aerosolteilchen auf die Normsichtweite.

Abstract

A prognostic equation for the standard visual range is given allowing quantitative visibility-forecast. The effects of relative humidity, chemical composition of the aerosol particles and advection of aerosol particles on the standard visual range have been taken into consideration among other minor effects.

Es ist hinlänglich bekannt, daß die Erkennung eines Sichtziels von vielen Faktoren, vor allem aber von der Schwächung eines Lichtstrahls durch die in der Atmosphäre suspendierten Aerosolteilchen abhängt. Letztere wird durch den Extinktionskoeffizienten der Aerosolteilchen beschrieben, der auch schon auf Flughäfen gemessen wird. Ein Modell zur Vorhersage der Sichtweite ist also in erster Linie ein Modell zur Vorhersage des Extinktionskoeffizienten der atmosphärischen Aerosolteilchen.

Dieser Extinktionskoeffizient der Aerosolteilchen hängt von der Wellenlänge des Lichts, der Größenverteilung und den physikalisch-chemischen Eigenschaften der Aerosolteilchen ab. Hauptsächlich aufgrund der wasserlöslichen Anteile in den Aerosolteilchen ist er auch abhängig von der relativen Luftfeuchtigkeit.

Es ist bekannt, daß die Größenverteilung und die physikalisch-chemischen Eigenschaften der Aerosolteilchen eng mit der vorherrschenden Luftmasse verknüpft sind, also sich durch Advektion ändern. Aber sie werden auch durch Industrie, Verkehr, Hausbrand, Koagulation, Sedimentation chemische Reaktionen und wolkenphysikalische Prozesse laufend modifiziert.

Der erste Schritt zur quantitativen Vorhersage des Extinktionskoeffizienten besteht also darin, eine Gleichung zu suchen, mit der alle diese letztgenannten Vorgänge erfaßt werden können. Eine solche Gleichung ist die in der theoretischen Meteorologie übliche Bilanzgleichung für beliebige Volumeneigenschaften der Atmosphäre wie z. B. Wasserdampfgehalt oder innere Energie. Da der Extinktionskoeffizient der Aerosolteilchen als Summe

aller Extinktionsquerschnitte pro Volumeneinheit definiert ist, kann diese Bilanzgleichung angewendet werden.

Der zweite Schritt ist die Berücksichtigung des Einflusses der relativen Luftfeuchtigkeit auf den Extinktionskoeffizienten. Aufgrund neuester Modellrechnungen (2) kann dafür eine einfache Formel angegeben werden, die im gesamten meteorologisch interessanten Bereich der relativen Luftfeuchtigkeit zwischen 50 und 99,9% gilt. Diese Formel enthält einen von der chemischen Zusammensetzung der Aerosolteilchen abhängigen Exponenten. Erfahrungswerte für diesen existieren schon.

Drittens muß vom Extinktionskoeffizient der Aerosolteilchen auf Sichtweite umgerechnet werden. Das geschieht durch die KOSCHMIEDERSche Formel für die Normsichtweite.

Durch Kombination der oben beschriebenen Gleichungen erhält man dann folgende einfache prognostische Gleichung für die Normsichtweite an einem festen Ort. Sie beschreibt die lokale Änderung $\frac{\partial}{\partial t}$ der Normsichtweite V_n , hervorgerufen durch:

- A Lokale Quellen und Senken
- B Divergenz des Transports von Aerosolteilchen in der Atmosphäre
- C Lokale Feuchteänderungen
- D Lokale Änderungen der chemischen Zusammensetzung der Teilchen

$$\frac{\partial V_n}{\partial t} = - \frac{V_n^2}{c_n^*} (1-f)^{-2\varepsilon} \left[\underset{\substack{\uparrow \\ A}}{Q} - \nabla \cdot \left\{ (1-f)^{-2\varepsilon} \left(\frac{c_n^*}{V_n} - \sigma_R \right) \underset{\substack{\uparrow \\ B}}{v} \right\} \right] - 2 \left(V_n - V_n^2 \frac{\sigma_R}{c_n^*} \right) \left[\underset{\substack{\uparrow \\ C}}{\frac{\varepsilon}{1-f} \frac{\partial f}{\partial t}} - \ln(1-f) \underset{\substack{\uparrow \\ D}}{\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}} \right]$$

- t = Zeit
 c_n^* = 3.9 (KOSCHMIEDER)
 f = relative Luftfeuchtigkeit
 2ε = Exponent, abhängig von der chemischen Zusammensetzung der Teilchen
 $\nabla \cdot$ = Divergenz
 σ_R = Extinktionskoeffizient der reinen Luft
 v = Windvektor

Diese Gleichung kann man verwenden, wenn man zum Zeitpunkt „Null“ das Feld der Normsichtweite kennt. Außerdem müssen Windfeld und das Feuchtefeld bekannt sein und für spätere Zeitpunkte vorhergesagt werden.

Über den Einfluß der Industrie, des Verkehrs und des Hausbrands auf die Sichtweite müssen noch Erfahrungen gesammelt werden. Es sollte dies möglich sein durch

statistische Auswertung von Sichtmessungen und -beobachtungen nach Jahreszeit, Wetterlage und Turbulenz in der bodennahen Schicht. Trotz dieses Vorbehaltes gibt es kein Hindernis, die vorliegende prognostische Gleichung für die Normsichtweite jetzt schon probeweise anzuwenden.

Literatur

- (1) HÄNEL, G.: Neue Ergebnisse zur Abhängigkeit der Sichtweite von der relativen Luftfeuchtigkeit und ihre Bedeutung in einem Modell zur Sichtweitenvorhersage. Beitr. Phys. Atmosph. 44 (1971) S. 137-167.
- (2) HÄNEL, G.: Computation of the extinction of visible radiation by atmospheric aerosol particles as a function of the relative humidity, based upon measured properties. Aerosol Sci. 3 (1972) S. 377-386.

Ein Näherungsverfahren zur Abschätzung der vertikalen Temperatur- und Geopotentialverhältnisse aus Satellitenbildern

Zusammenfassung

Seit dem Beginn der Wettersatellitenära im Jahre 1960 ist die Meteorologie bemüht, anhand des neuartigen Informationsmaterials qualitative und quantitative Aussagen zu machen. Mit diesem Näherungsverfahren wird ein Versuch unternommen, eine Temperatur- und Druckabschätzung bis 300 mb allein aufgrund der Satellitenaufnahmen und der klimatologischen Mittelwerte vorzunehmen. Wie sich zeigt, vermag das Verfahren innerhalb gewisser Grenzen durchaus einen Beitrag zur Erfassung der troposphärischen Verhältnisse zu leisten. So hat seine Prüfung gezeigt, daß in rund 75–80% aller Fälle die Differenz zwischen abgeleitetem und beobachtetem Temperaturwert in 500 mb höchstens 2° beträgt.

1. Einleitung

Mit dem Einsatz des ersten Wettersatelliten TIROS I im Jahre 1960 wurde eine neuartige Form globaler Wetterbeobachtung geschaffen, wurden der meteorologischen Wissenschaft neue und bedeutende Möglichkeiten der Datenerfassung und der Strukturanalyse atmosphärischer Erscheinungen eröffnet.

Eine Vielzahl von APT-Stationen (Automatic Picture Transmission) auf der ganzen Erde empfängt seither die in ihrem Empfangsbereich vom Satelliten gemachten und direkt ausgestrahlten Aufnahmen. Nicht im DIRECT-READOUT-Verfahren ausgesandt, d. h. nicht unmittelbar zur Verfügung stehen den APT-Stationen aber jene Strahlungsdaten, die unter Anwendung praktischer Inversionsmethoden Aufschluß über die Temperaturverhältnisse in der Atmosphäre geben. Diese Kenntnisse sind jedoch bei der Analyse und Diagnose des aktuellen Wettergeschehens in jenen Gebieten notwendig, aus denen keine oder nur spärliche konventionelle Höhenbeobachtungen vorliegen. Dies ist neben den Polarregionen und den Tropen vor allem über den Ozeanen der Fall. Bedenkt man, daß $\frac{7}{10}$ der Erde von Wasser bedeckt sind und wie gering die Dichte des konventionellen Netzes dort ist, wird die Notwendigkeit satellitenmeteorologischer Temperaturangaben besonders deutlich.

Es erhebt sich daher für die APT-Stationen die Frage, ob es anhand der von ihnen empfangenen Satellitenaufnahmen möglich ist, quantitative Angaben über die vertikalen Temperatur- und Druck-/Geopotentialverhältnisse zu machen. Da die TV-Bilder mit Ausnahme der Bewölkungsverhältnisse kaum direkte quantitative Aussagen liefern und die Infrarotaufnahmen auch keine Abschätzung vertikaler Temperaturprofile zulassen, ist zu ihrer Ableitung eine indirekte Methode zu entwickeln, wobei zu prüfen ist, in welchem Maß diesen Abschätzungen der troposphärischen Temperatur- und Geopotentialverhältnisse vertraut werden darf.

2. Ein synoptisches Modell zur Ableitung vertikaler Temperatur- und Geopotentialprofile

Das nachfolgend geschilderte Modell zur Abschätzung troposphärischer Temperatur- und Geopotentialverhältnisse aus Satellitenaufnahmen basiert auf zwei Tatsachen:

- a) auf der Definierung physikalisch relevanter Erscheinungsformen in den Wolkenbildern
- b) auf den klimatologischen Werten des Boden- und 500-mb-Niveaus sowie den Abweichungsbeträgen von diesen für bestimmte atmosphärische Bewegungssysteme (Tiefdruckwirbel, Hochdruckgebiete und Kaltlufttropfen).

In Abb. 1 ist das Modell anschaulich für Tiefdruckgebiete dargestellt. In ihrem Bereich werden drei Fixpunkte anhand der Satellitenaufnahmen definiert, und zwar Z gleich Zentrum, V gleich Vorderseite und R gleich Rückseite. Ferner werden die Zyklonen entsprechend ihrer Erscheinungsform in den Wolkenaufnahmen in Entwicklungs-, Reife- und Auflösungsstadium unterteilt. Die Ableitung der Parameter beschränkte sich auf die letzten beiden Stadien, da die Tiefs im Entwicklungsstadium noch kein eigenes Höhenzentrum aufweisen.

Hauptdruckflächen sind im Modell das Meeres- und das 500-mb-Niveau. Getrennt für die beiden Entwicklungsstadien, die einzelnen Jahreszeiten sowie für atlantische und festländische Zyklonen galt es zur Ermittlung der Parameter zuerst folgende Fragen zu beantworten:

- a) Um welchen Betrag liegt im Mittel der Kerndruck eines Bodentiefs unter dem klimatologischen Druckwert an seiner Position?
- b) Um wieviel Grad liegt die 500-mb-Temperatur im Höhentiefzentrum unter dem klimatologischen 500-mb-Wert in diesem Gebiet?

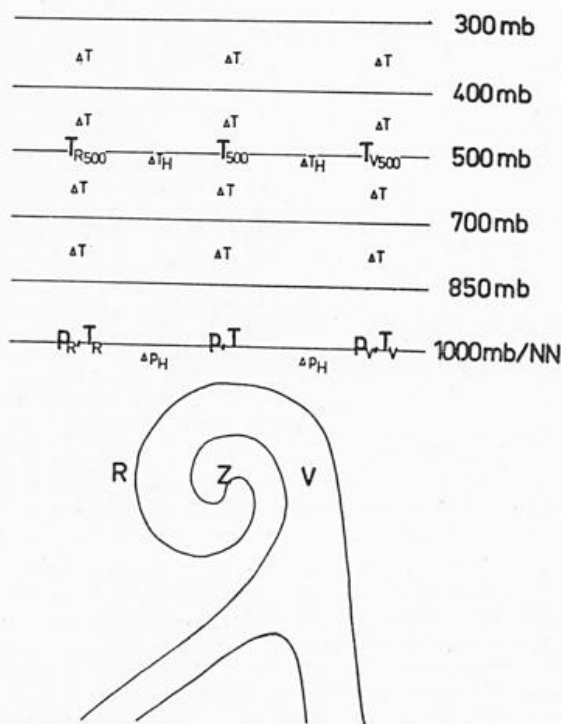


Abb. 1

Schematische Darstellung des Modells zur Ableitung vertikaler Temperatur- und Geopotentialverhältnisse aus Satellitenaufnahmen.

Mittels der über einen Dreijahreszeitraum (April 1966 bis März 1969) abgeleiteten Abweichungsbeträge $\Delta p_{R,A}$ und $\Delta T_{R,A}$ ergeben sich dann Bodenluftdruck p_{NN} und 500-mb-Temperatur T_{500} nach

$$p_{NN} = p_K - \Delta p_{R,A} \quad T_{500} = T_{K_{500}} - \Delta T_{R,A}$$

wenn p_K den klimatologischen Wert, die Indizes R und A das Reife- oder Auflösungsstadium des Tiefs beschreiben.

Als dritte Ausgangsgröße ist die Bodentemperatur zu bestimmen. Dies erfolgt aufgrund der Karten der mittleren monatlichen Höchst- und Tiefsttemperaturen sowie der Extremwerte unter sorgfältiger Beachtung der synoptischen Situation, wie sie sich im Satellitenbild darstellt.

Damit sind als Ausgangsgrößen quantitativ bekannt: Bodenluftdruck (NN), 500-mb- und Bodentemperatur. Sie sind in der Abbildung optisch hervorgehoben. Sind nun noch die mittleren Temperaturdifferenzen zwischen den Hauptisobarenflächen ΔT bekannt, so läßt sich das vertikale Temperaturprofil im zentralen Tiefbereich ohne weiteres angeben, und zwar mittels

$$T_p = T_{K_{500}} - \Delta T_{R,A} \pm \sum \Delta T_v = T_{500} \pm \sum \Delta T_v$$

d. h. man ermittelt zunächst die Temperatur für 500 mb und berechnet von ihr ausgehend für 700 und 850 mb einerseits (positives Vorzeichen) bzw. 400 und 300 mb andererseits (negatives Vorzeichen) mittels der vertikalen ΔT -Werte die Temperaturwerte T_p der Hauptisobarenflächen.

Da somit Bodenluftdruck (NN) und vertikales Temperaturprofil bekannt sind, lassen sich mittels der barometrischen Höhenformel

$$\log p = \log p_0 - \frac{z - z_0}{18400 (1 + \gamma T_m)}$$

bzw. eines Adiabatenpapiers auch die geopotentiellen Verhältnisse zwischen Boden und 300 mb berechnen. Da-

bei sind vor allem in der kalten Jahreszeit zwischen 400 und 300 mb Korrekturen anzubringen, denn im Tiefzentrum sinkt die Tropopause in der Regel unter das 300-mb-Niveau.

Von Interesse sind auch die Temperatur- und Geopotentialverhältnisse auf der Vorder- und Rückseite des Wirbels. Die Ausgangsgrößen Bodenluftdruck p_R und 500-mb-Temperatur T_{R500} sind über die entsprechenden Werte im Tiefzentrum abzuleiten, und zwar anhand der ermittelten durchschnittlichen „horizontalen“ Differenzbeträge Δp_H und ΔT_H zwischen den Verhältnissen im Kernbereich und den Punkten R bzw. V. Es gilt somit

$$p_{R,V} = p_Z + \Delta p_H \quad \text{und} \quad T_{R,V500} = T_{Z500} + \Delta T_H$$

Die Bodentemperatur für die beiden Fixpunkte ist analog der Abschätzung vorzunehmen, wie sie für den zentralen Tiefbereich vorgenommen wurde. Da auch die mittleren vertikalen ΔT -Werte zwischen den Hauptisobarenflächen bekannt sind, folgt für die Temperatur T_p der einzelnen Standarddruckniveaus (850–300 mb) auf der Vorderseite bzw. Rückseite

$$T_p = T_{Z500} + \Delta T_H \pm \sum \Delta T_v = T_{R,V500} \pm \sum \Delta T_v$$

wobei das Vorzeichen des Summenterms wieder positiv von 500 mb zur unteren Troposphäre ist, negativ zur oberen Troposphäre. Mit dem Bodenluftdruck erlaubt das so abgeleitete Temperaturprofil wiederum die Berechnung der geopotentiellen Verhältnisse.

Das hier für Zyklonen geschilderte, in Abb. 1 anschaulich dargestellte Modell ist in etwas modifizierter Form auch auf die Verhältnisse in Hochdruckgebieten und Kaltlufttropfen übertragen worden.

2.1. Beispiele

Einige Beispiele sollen die Ableitung der troposphärischen Temperatur- und Geopotentialverhältnisse aus Satellitenaufnahmen nun erläutern.

Am 9. September 1971 zeigt das „Europäische Wetterbild“ (Abb. 2) über Osteuropa südlich einer wolkenarmen Zone einen ausgeprägten Wolkenwirbel, dessen Zentrum bei 52°N/24°E anzusetzen ist. Aus seinem Erscheinungsbild folgt, daß sich das korrespondierende Tief im Reifestadium seiner Entwicklung befindet.

In Abb. 3 zeigen die Wetterkartenausschnitte die Wetterlage vom gleichen Tage, 12 Uhr GMT, über Mittel- und Osteuropa. Im Adiabatenpapier (rechts unten) sind dagegen die nach dem geschilderten Modell abgeleiteten Temperatur- und Geopotentialwerte für den Kernbereich des Tiefs eingetragen.

Am 10. September 1971 weist der Wirbel, der sich innerhalb der vergangenen 24 Stunden westnordwestwärts verlagert hat, im Satellitenbild (Abb. 4) nicht mehr jene kompakte Form wie am Vortag auf. Der Okklusionsprozeß ist weiter fortgeschritten und es ist unschwer zu erkennen, daß der Wirbel den Höhepunkt seiner Entwicklung bereits überschritten hat, er befindet sich im Alters- oder Auflösungsstadium. Dieser Tatsache ist, wie gesagt, bei der Abschätzung der Temperatur- und Geopotentialverhältnisse Rechnung zu tragen.

In Abb. 5 sind die abgeleiteten Werte im Adiabatenpapier, die beobachteten Verhältnisse als Wetterkartenausschnitte über Mittel- und Osteuropa vom 10. September 1971, 12 Uhr GMT wiedergegeben. Zum besseren Vergleich sind in Tab. 1 die abgeleiteten und beobachteten Werte im zentralen Tiefbereich für beide Tage einander gegenübergestellt.

Das europäische Wetterbild

Institut für Meteorologie der Freien Universität Berlin
Meteorologische Satellitenforschung

ESSA 8: APT - Aufnahmen
9.9.1971

Auflage A und B

Flugrichtung: Nord → Süd

Mittlere Flughöhe: 1420 km

Aufnahmeintervall: 352 Sekunden

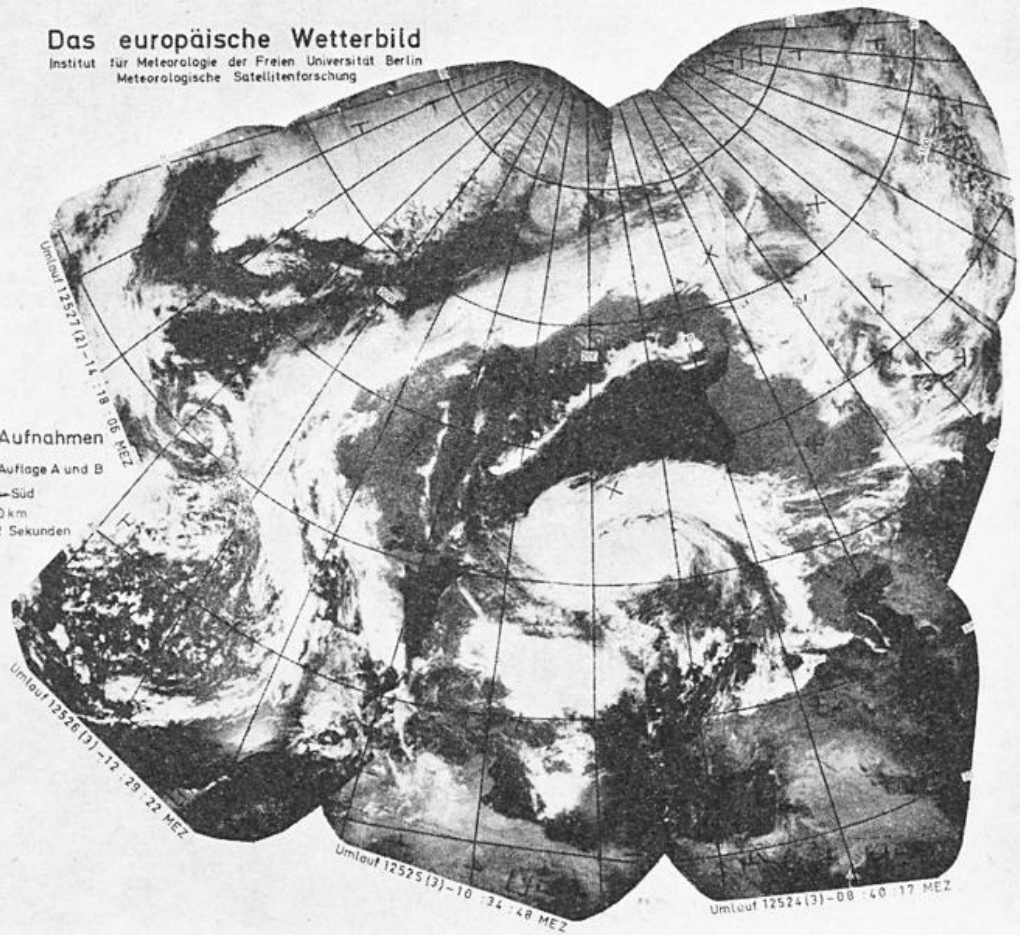
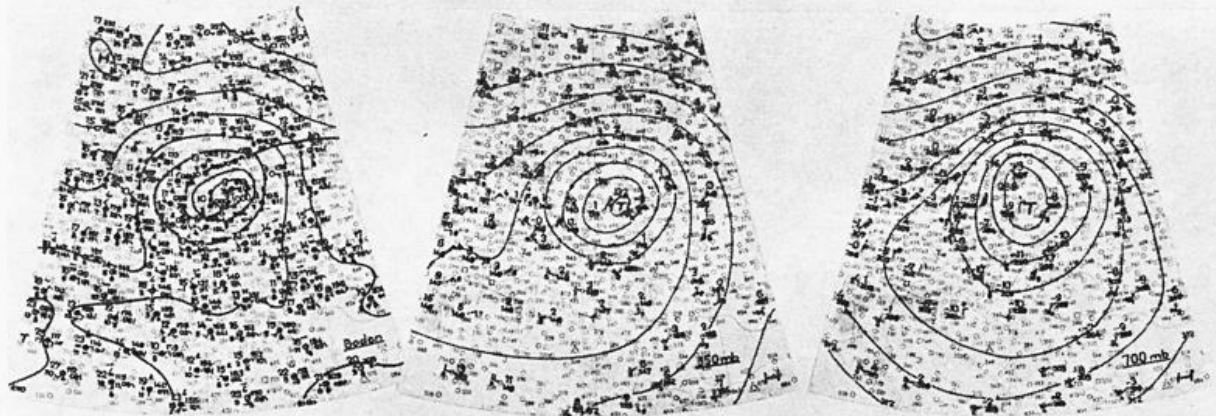


Abb. 2
Satellitenbildmosaik vom 9. September 1971.



Wetterlage vom 9.9.1971 12 Uhr GMT über Mittel-/Osteuropa

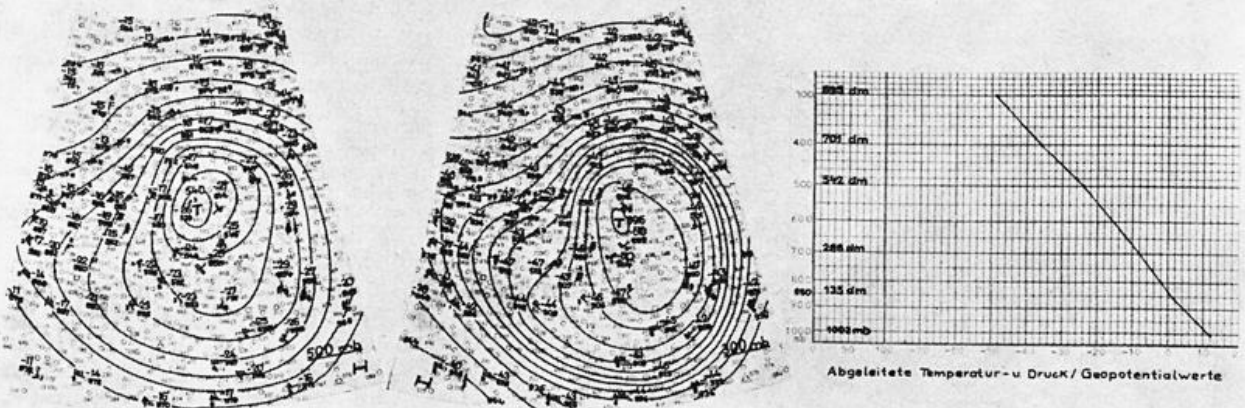


Abb. 3
Abgeleitete und beobachtete Temperatur- und Druck-/Geopotentialverhältnisse vom 9. September 1971.

Das europäische Wetterbild

Institut für Meteorologie der Freien Universität Berlin
Meteorologische Satellitenforschung

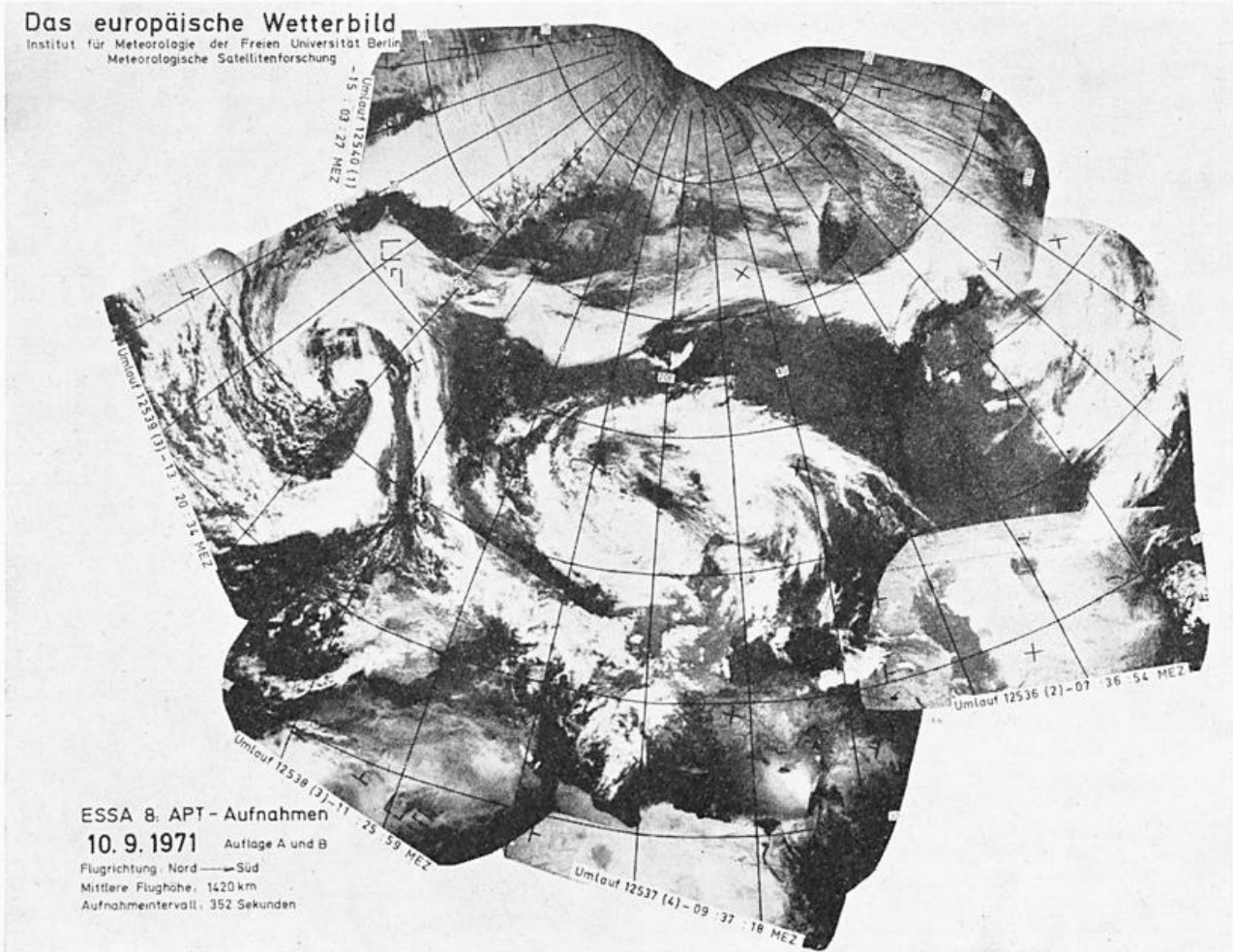


Abb. 4
Satellitenbildmosaik vom 10. September 1971.

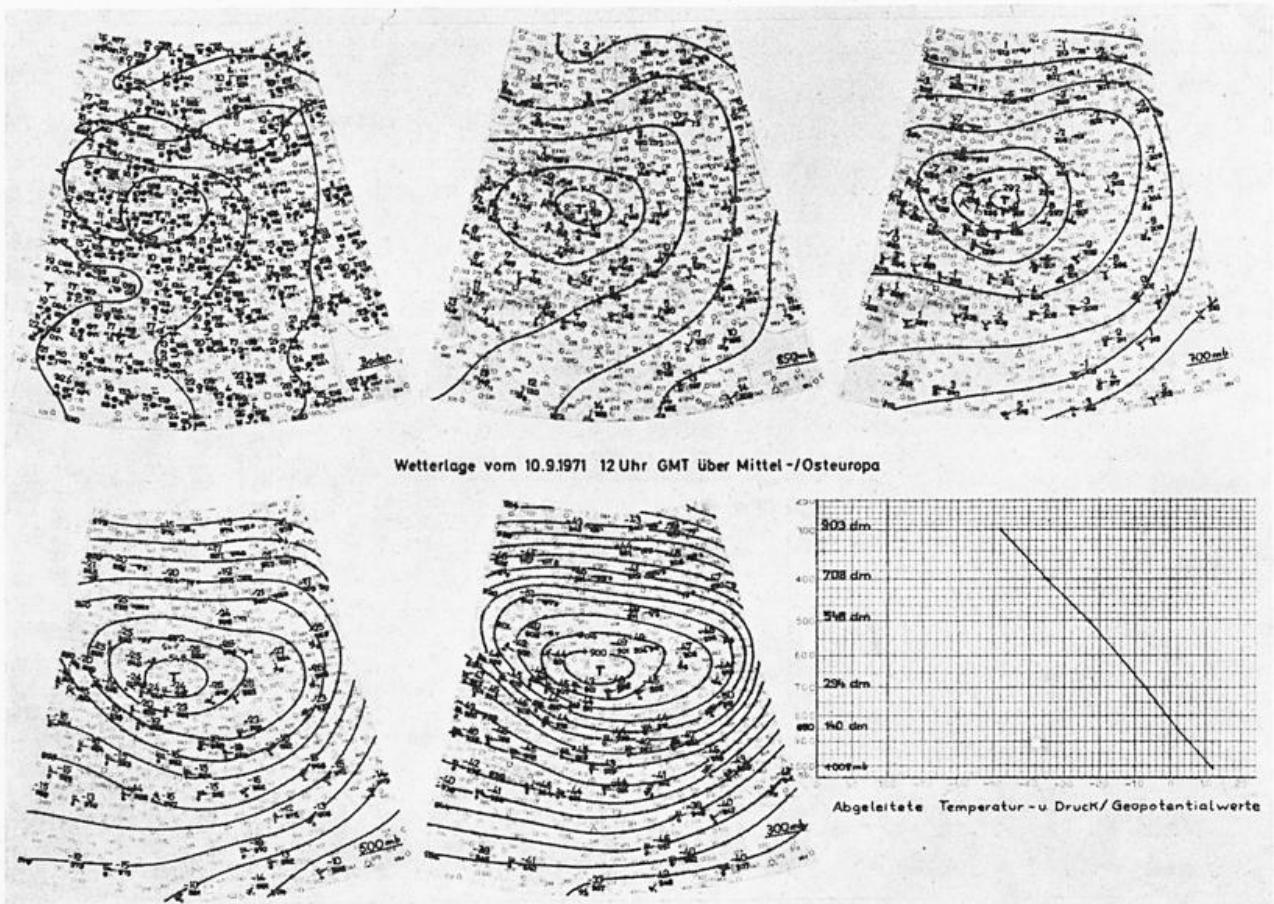


Abb. 5
Abgeleitete und beobachtete Temperatur- und Druck- Geopotentialverhältnisse vom 10. September 1971.

Tab. 1

	9. 9. 1971 (Reifestadium)		10. 9. 1971 (Altersstadium)	
	abgeleitet	beobachtet	abgeleitet	beobachtet
300 mb	895 dm -49°	896 dm -50°	903 dm -48°	900 dm -48°
500 mb	542 dm -24°	540 dm -26°	548 mb -23°	548 dm -24°
700 mb	288 dm -8°	288 dm -9°	294 dm -7°	292 dm -8°
850 mb	135 dm $+1^{\circ}$	132 dm 0°	140 dm $+2^{\circ}$	140 dm $+1^{\circ}$
NN	1002 mb $+12^{\circ}$	1000 mb $+10^{\circ}$	1008 mb $+12^{\circ}$	1010 mb $+11^{\circ}$

Wie die Werte zeigen, konnten durch dieses Verfahren die tatsächlichen Temperatur- und Druck-/Geopotentialverhältnisse in sehr guter Näherung erfaßt werden.

Im nächsten Beispiel ist aus der Entwicklung eines Kaltlufttropfens über Mitteleuropa vom 1. bis 4. Juni 1968 der dritte Tag herausgegriffen, denn am 3. Juni ist seine Struktur im Satellitenbild besonders deutlich ausgeprägt. So erkennt man in Abb. 6 den von konvektiver Bewölkung erfüllten Zentralbereich sowie das Aufgleiten warmer Luft auf der Nordflanke durch die stratiforme Bewölkung. Das Zentrum des Kaltlufttropfens liegt wenig nordwestlich von Hannover.

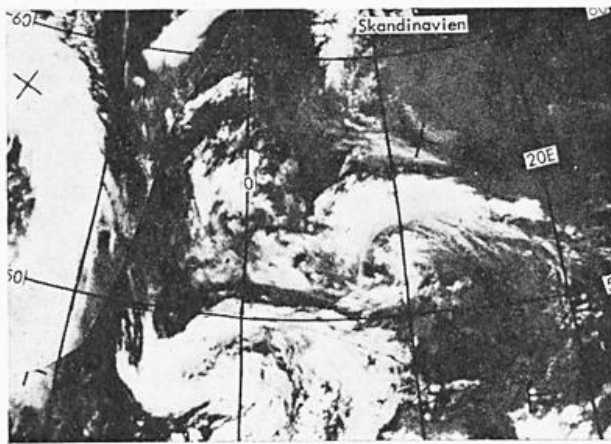


Abb. 6
Kaltlufttropfen im Satellitenbild über Nordwestdeutschland am 3. Juni 1968.

In Abb. 7 sind die abgeleiteten und beobachteten Temperatur- und Geopotentialverhältnisse einander gegenübergestellt. Die Übereinstimmung kann im allgemeinen als recht gut bezeichnet werden; lediglich in der oberen Troposphäre tritt infolge des für Sommermonate ungewöhnlich tiefen Tropopausenrichters eine größere Abweichung auf. So stieg die Tropopause an diesem Tag zwischen Hannover und Emden um 122 mb an, wobei die Temperatur an ihr von -36° auf -52° abnahm.

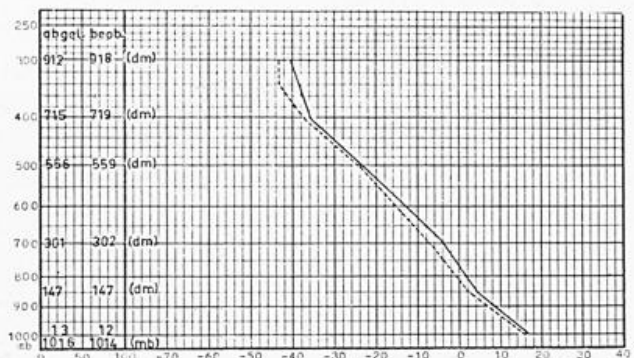


Abb. 7
Abgeleitetes (—) und beobachtetes (---) Temperaturprofil sowie Vergleich der geopotentiellen Verhältnisse im Zentrum des Kaltlufttropfens vom 3. Juni 1968.

2.2. Prüfung des Näherungsverfahrens

Die in den Beispielen aufgetretene gute Übereinstimmung der abgeleiteten Werte mit den beobachteten Verhältnissen kann zufällig sein. Um dies zu prüfen, wurde das Verfahren anhand je 20 weiterer Fälle für Kaltlufttropfen, Antizyklen und Tiefdruckwirbel (Reife- und Altersstadium) getestet, wobei die Fälle außerhalb jenes Zeitraums lagen, der den abgeleiteten Parametern zugrunde lag. In Abb. 8 sind die Ergebnisse für das 500-mb-Niveau im Reifestadium der Zyklen, in Abb. 9 die Werte für Kaltlufttropfen wiedergegeben. Die Gerade gibt dabei jene Temperatur an, die in Abhängigkeit vom klimatologischen Wert abgeleitet würde. Die Radiosondenbeobachtungen der 20 Fälle sind als Punkte dargestellt.

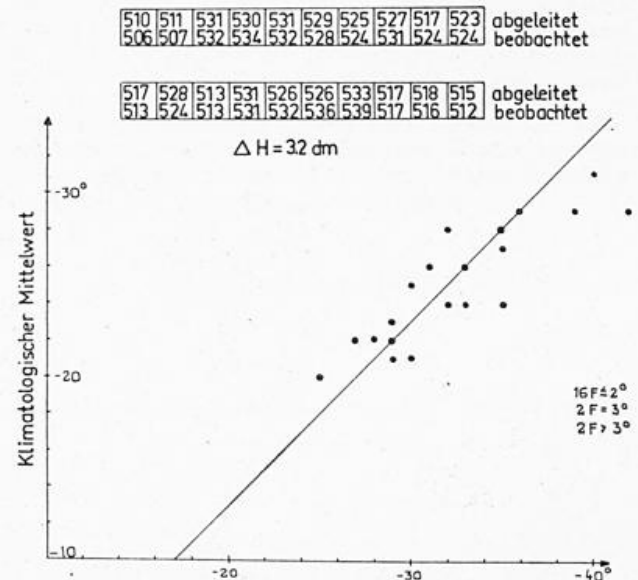


Abb. 8
Vergleich von gemessenen 500-mb-Temperaturen (•) in Tiefdruckgebieten — Reifestadium (20 Fälle) mit den durch die Gerade gegebenen abgeleiteten Werten (Frühjahr).

Wie man erkennt, sind in 10 % der Fälle Abweichungen von mehr als 3° zu erwarten. In 80 % der Fälle ist jedoch der Unterschied zwischen abgeleiteter und beobachteter Temperatur in 500 mb kleiner, höchstens gleich 2° . Ähnlich liegen die Verhältnisse in den anderen Niveaus (ausgenommen 300 mb). Auch bei Zyklen im Altersstadium sowie bei Antizyklen zeigen sich ähnliche Ergebnisse.

Problematischer ist die Abschätzung des Bodenluftdrucks, da er zeitlich größeren Änderungen unterworfen sein kann. Jedoch zeigt der Vergleich von Abschätzung und Beobachtung, daß z. B. im Reifestadium der Tiefdruckwirbel (dem unruhigsten Stadium) in rund 80 % der Fälle der Unterschied ≤ 5 mb ist.

Zum Abschluß sei erwähnt, daß das Näherungsverfahren natürlich sowohl auf TV-Bilder wie auf Infrarotaufnahmen anwendbar ist und daß die Ableitung eines vertikalen Temperatur- und Geopotentialprofils nur

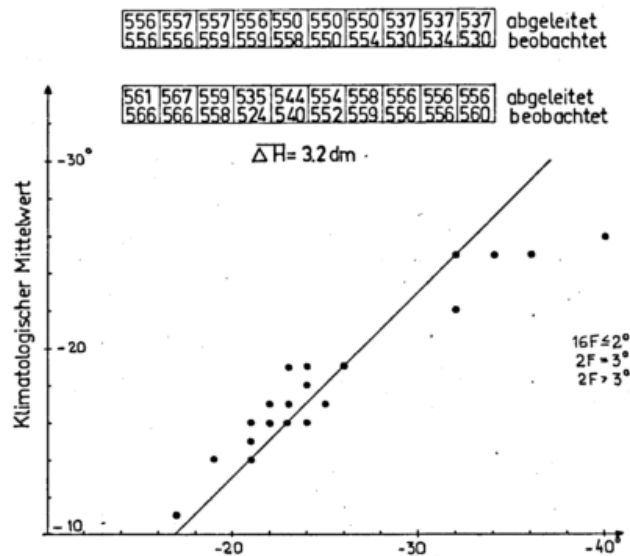


Abb. 9

Vergleich von gemessenen 500-mb-Temperaturen (•) in Kaltlufttropfen (20 Fälle) mit den durch die Gerade gegebenen abgeleiteten Werten (Sommerhalbjahr).

einige Minuten dauert. Ist der Bodenluftdruck bekannt, was z. B. vielfach über See der Fall ist, so ist in der Ableitung der vertikalen Geopotentialverhältnisse ein wesentlicher Unsicherheitsfaktor eliminiert.

Im Gegensatz zur SIRS-Methode, die ihre besten Ergebnisse in wolkenarmen Gegenden liefert, ist das geschilderte Verfahren vor allem für wetterintensive

Gebiete entwickelt worden und kann auf diese Weise eine Ergänzung zum SIRS-Verfahren darstellen. Mit der Ableitung der Druck-/Geopotentialwerte in den definierten Fixpunkten ist ferner der Gradient zwischen ihnen gegeben, so daß damit auch eine Aussage über Windrichtung und Windgeschwindigkeit gemacht werden kann.

Measurements of the energy exchange between earth and space from satellites during the 1960's

Abstract

The net radiation budget of the earth-atmosphere system can be obtained from satellite measurements of the infrared radiant exitance and reflected and scattered solar radiation along with a knowledge of the solar constant. During the 1960's experimental and operational meteorological satellites carrying thermistor bolometer sensors designed for this task were in orbit during about 60 months. Our paper presents a synopsis of results from these measurements, including: a global planetary albedo of 30%, long-term global radiation balance within measurement accuracy (2-3 %), the net equator-to-pole radiation gradients (and their variation) that drive our atmospheric and oceanic circulations, as well as selected measurements of radiation budget terms over particular geographical areas. Future satellite experiments are planned to allow measurements of higher precision and with better space and time sampling. However, the results thus far have provided a solid descriptive base for more detailed diagnostic studies, especially regarding the significance of observed interannual radiation budget variations and also the separate consideration of energetics of the atmosphere and the ocean.

1. Introduction

While atmospheric scientists have been interested in the global radiation budget for more than 100 years, measurements have been available only in the last twelve years. Earth-orbiting satellites provided the platform for radiation budget measurements; first experiments were flown on Explorer VII in 1959.

As in earlier days, our desire to study the radiation budget is high because:

- a) global climate is a result of the total energy exchange (by radiation) between our planet and space
- b) the large-scale atmospheric and oceanic circulations are forced fundamentally by the gradient of radiation exchange with space between pole and equator
- and c) local area radiation budgets at the "top of the atmosphere" are in an important boundary condition for local and regional energetics that affect both the physical and biological processes in the region of interest.

In recent years, radiation budget measurements from satellites have also been recognized as important controls for checking the performance of numerical models of the atmosphere's circulation on a global scale.

Fig. 1 shows a schematic diagram of the terms of the radiation budget of the earth-atmosphere system. Three terms are shown, with the net radiation or radiation budget, Q_n , as the residual of:

$H_s(\lambda, \phi, t)$ - the direct irradiance of solar energy at $p = 0$ (computed from an assumed value of the solar constant,
 $S_0 = 1.95 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$)

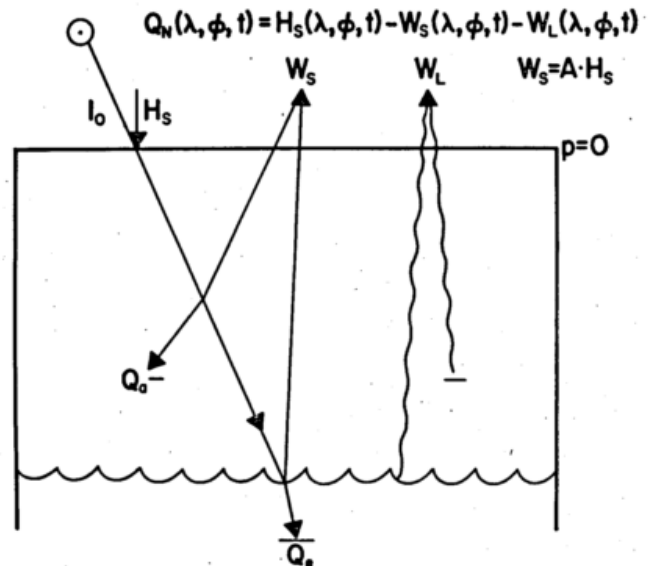


Fig. 1
Schematic depiction of the radiation budget of an earth-atmosphere column.

minus $W_s(\lambda, \phi, t)$ - solar energy reflected and scattered from clouds, atmospheric gas and aerosol, and the surface (measured from the satellite)

minus $W_L(\lambda, \phi, t)$ - the infrared radiant exitance from clouds, atmospheric constituents and the surface (measured from the satellite)

All dimensions (as the solar constant) are energy per unit area and unit time. The functionals (λ, ϕ, t) refer to

longitude, latitude and time. They serve to note the time and space scale dependence of the radiation budget; or schematic box could apply to a unit area at some location or to the entire global envelope. Note that the planetary albedo, A , is the ratio W_S/H_S .

Two basically different types of radiation budget experiments have been flown on U.S. satellites (5), (4).

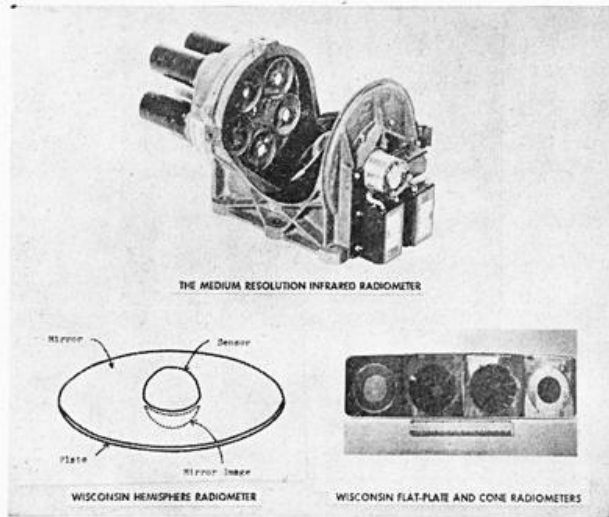


Fig. 2

View of the radiation budget sensors on U.S. satellites during the 1960's.

They are shown in fig. 2 as:

- a) the medium resolution infrared radiometer; it has a narrow angle (5 degree) field of view, scanning capability by rotating a mirror, four infrared channels and one to measure the radiance of reflected solar radiation.
- and b) omnidirectional (2π steradian) sensors named the Wisconsin hemisphere or Wisconsin plate radiometers (cones provide special checks for these omnidirectional sensors); they always consist of matched pairs of black and white sensors, the former to measure all radiation (solar and infrared), the latter only the infrared.

Both types of experiments use the same radiation detectors, thermistor bolometers. All other experiment parameters (field-of-view, time constant, spectral response, and method of data reduction) differ. Furthermore, the basic radiation measurement (of the radiation budget parameters shown in fig. 1) for the scanning radiometer is *radiance*, while the omnidirectional sensors measure *radiant power*. Data reduction techniques (more complex for the scanning radiometer data) are employed to derive the desired values of $W_S(\lambda, \phi, t)$ and $W_L(\lambda, \phi, t)$. From the viewpoint of scientific use, either system should be acceptable for studying the earth's radiation budget. However, the more complex scanning radiometer system does provide radiation budget measurements at one order of magnitude finer on the space scale. Both experiments undergo absolute calibration before launch into space. In addition, the omnidirectional sensors are checked against the direct solar energy during each orbit; the scanning radiometer views a reference source of known temperature on the satellite. In this way, relative calibration in space is provided for all measurements by the Wisconsin experiment and for the infrared measurements from the scanning radiometer. Reflected solar radiance measurements from the latter are checked against regions on the earth such as deserts.

2. Results for the entire earth and for latitude zones

VONDER HAAR and SUOMI (8) have discussed results from satellite experiments in orbit before 1967. RASCHKE and BANDEEN (6) have discussed two-and-one-half months of 1966 scanning radiometer data in detail. Both of these references cite numerous previous papers dealing with both the methods of data reduction and special studies using the radiation budget measurements. The present paper discusses all of the measurements available thus far, including those acquired from NIMBUS-III in 1969 and 1970.

Table 1

Global Radiation Budget			
	Satellites 1962-1966	Nimbus-III 1969-70	Meteor-II 1969-70
M A M	.33 (30%)	.35 (29%)	.37
J J A	.34 (26%)	.35 (28%)	.37
S O N	.34 (28%)	.35 (28%)	.37
D J F	.33 (31%)	.34 (29%)	.35
Annual	.34 (30%)	.34 (29%)	.36
Annual net Radiation	.00	.00	-

Table 1 summarizes the measurements of the annual and seasonal radiation budget of the entire planet. First value is infrared radiant exitance, W_L ; followed by planetary albedo (A). Accuracy estimates for the results of the U.S. experiments are plus-or-minus one unit of the least significant digits shown; this yields relative measurement accuracies of about 3 %.

For the annual case, both the earliest satellite data set (1962-66) and the most recent (1969-70) show that our earth-atmosphere system has a planetary albedo of 29-30 %, outgoing infrared radiation to space averaging $0.34 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$, and net global radiation balance (within measurement accuracy) when the solar constant is $1.95 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$. The infrared emission is equivalent to a black-body temperature of (255° K), higher than the value estimated by LONDON (2) before the satellite experiments. Also, our planet is darker than was previously believed; it has a lower albedo than the early value of 35 %. Recall that these results have now been obtained from two different types of satellite experiments, thus giving further assurance of the accuracy of both data sets.

Seasonal variation of the planetary radiation budget is small. A very small tendency for a brighter and colder planet during the period December - May is seen in both sets of U.S. data. Infrared experiments on METEOR satellites in 1969-70 (1) also detected a slightly colder earth during the Northern Hemisphere winter.

The annual case is especially interesting when we relax the space scale and consider the satellite measurements gathered into averages for each specific latitude zone. Fig. 3 shows the resulting mean meridional profiles for (a) the satellite measurements, 1962-66, (b) NIMBUS-III results and (c) the estimates by LONDON (2) in pre-

satellite days¹). As in the global case (table 1) the satellite sets show general agreement even though they were not obtained during the same years. All measurements differ strikingly from the estimates of planetary albedo in the tropics. The darker planet noted previously is due primarily to a lower albedo in the region 0–30° N than was previously believed. Apparently, the calculation of LONDON and others more than ten years ago used over-estimates of opaque (reflecting) cloud amount in the tropics. Separate evidence for this has been noted by VONDER HAAR and HANSON (1969). They found that the measured solar radiation reaching the surface in the tropics is greater than all previous estimates.

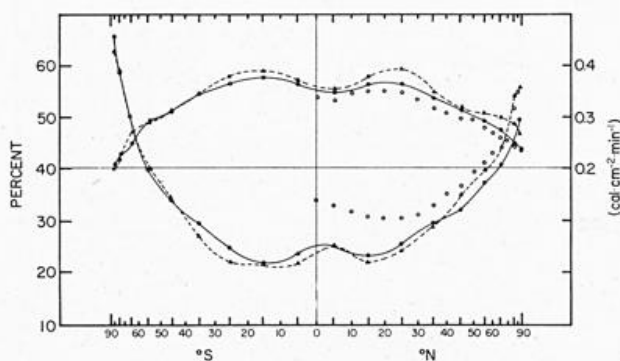


Fig. 3

The annual values of infrared radiant exitance W_L (top); and planetary albedo, A , (bottom) along a mean meridional cross-section as measured from satellites during 1962–66 (solid) and from Nimbus III, 1969–70 (dash); and as calculated by (2) (dot).

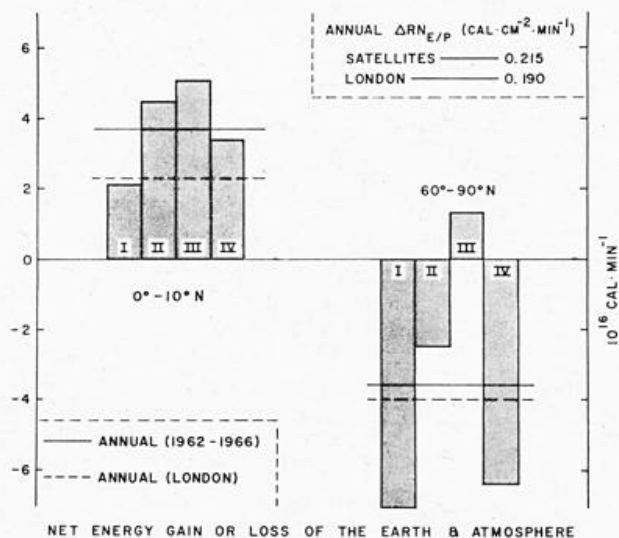


Fig. 4

Energy gain and loss in latitude zones as measured from satellites (after (8)).

Infrared radiation to space is measured to be slightly greater than was calculated at all latitudes. The significance of the overall differences between measurements and earlier calculations is seen in fig. 4. Here, the net energy gain or loss of two earth-atmosphere zones is shown for the annual time period (horizontal lines) and for mean seasonal conditions (shaded bar, $I = DJF$). LONDON's results for the annual case are also shown. In the region 0–10° N much more energy (1.5×10^{16} cal $\cdot$ min⁻¹) is gained during the year than was pre-

¹ BOLLE (1971) compares the satellite measurements of VONDER HAAR and SUOMI (8) ((a) above) with very recent, new estimates by LONDON and SASAMORI (3). The new estimates are now in much better agreement with the measurements.

viously estimated. At polar regions the old and new values are much closer, giving the same depiction as would have been inferred from fig. 3: more energy gained by our atmosphere and oceans at low latitudes, the need for increased poleward energy transport, slightly increased energy loss to space throughout the mid-latitudes.

Most of the energy gain is to the tropical oceans. Thus, the required increase in poleward transport must be accomplished by either direct sensible heat flux by the oceans, or increased air-sea energy exchange followed by energy transport in the atmosphere through some combination of the sensible, potential and latent energy mechanisms. On a seasonal basis, the energy gain and loss shown in fig. 4 varies in the expected relative pattern. Note, however, that a small net energy gain is measured over the North polar cap during summer. This energy, together with that advected from lower latitudes combines to allow the warming of air and melting of surface snow and ice characteristic of that season.

3. Measured variation of the radiation gradient from equator to the poles

In the previous section we have seen the results and hypotheses that are based on consideration of the satellite radiation budget measurements over a long time scale (5–6 years). Of special interest also are the measured values in specific seasons and their inter-annual variation. Fig. 5 displays a simple index, $\Delta RN_{E/P}$, used as a first look at the fundamental net radiation gradient between equator and pole. On the

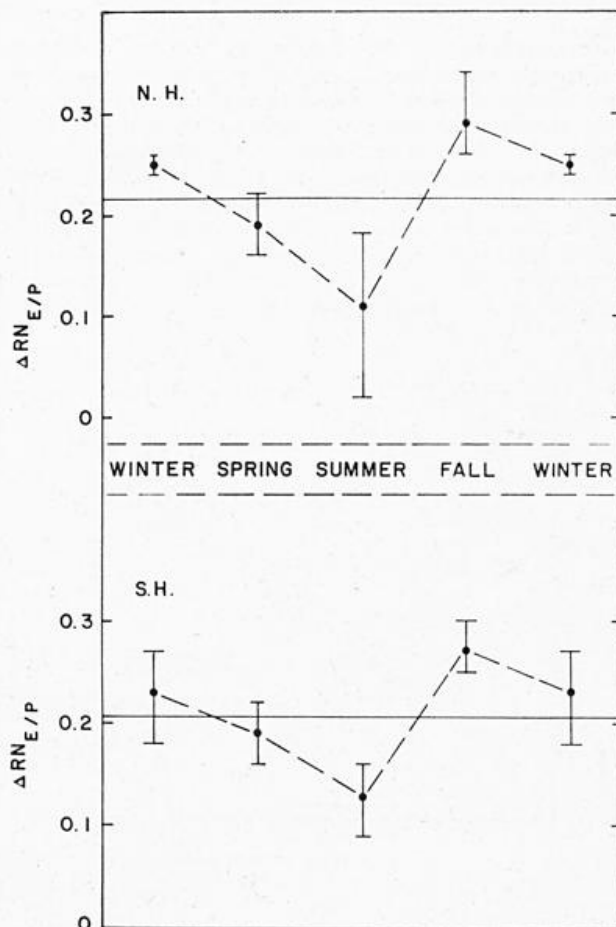


Fig. 5

Values of the index of radiation gradient from equator to pole in both the Northern and Southern hemispheres (see text). (After (8)).

very longterm this gradient depicts the thermal forcing of our earth-atmosphere system; values of the mean annual gradient for both the northern and southern hemispheres are shown as horizontal lines in fig. 5. They are nearly the same, with the northern hemisphere slightly larger.

The same figure shows mean seasonal values (dots) and the range of gradients measured from satellites in specific seasons (range bars). In both hemispheres the gradient is least in summer and greatest in fall, with the most abrupt change between these two seasons. Mean winter values are less than those of fall due to a gradient reversal in polar regions not considered by our simple index. Therefore, the fall and winter values should be considered practically the same in the mean.

Measured variation had been the least in Northern Hemisphere winter, greatest in Northern Hemisphere summer during the 1962-66 period shown in fig. 5. Recent values of this same gradient measured from NIMBUS-III during 1969-70 fell within the range bars in all seasons and in both hemispheres except during Northern Hemisphere winter. This re-emphasizes the need for a continuing program of radiation budget measurement so that we may measure and study the full natural variation of the radiation gradient.

On the time scale of a specific season, one cannot expect a direct relation between the radiation gradient measured from satellites and the resulting atmospheric circulation. Whereas, this would be the case on Mars, our oceans and hydrologic cycle provide other means to release energy into the atmosphere and often operate out of phase with each other and with the radiative forcing from space.

Nevertheless, as an illustration of the potential equivalent variations of radiation gradient we have constructed the simple linear example shown in fig. 6. Here the mean summer and winter values of the thermal wind (V_T)² are used with the corresponding mean values of radiation gradient index (from fig. 5) to derive the linear relation. Mean values of gradient measured over the southern hemisphere are noted by the arrows, they would indicate a lesser range of the mean V_T in that hemisphere. Shaded areas denote the range of measured gradient in all summers and winters and the equivalent

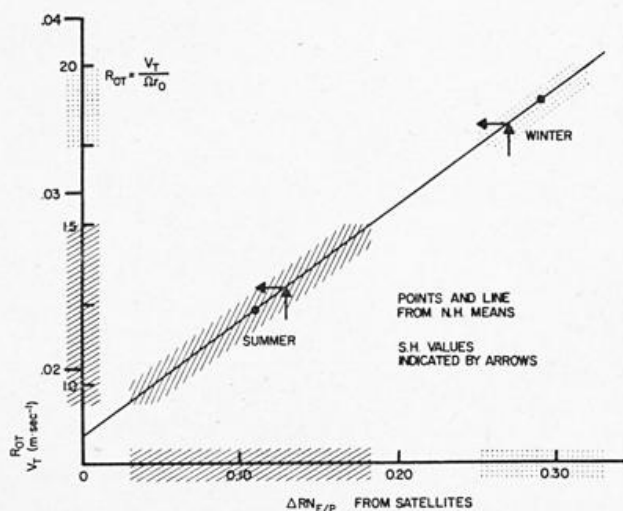


Fig. 6

Illustration noting the potential (indirect) relation between radiation gradient, as measured from satellites and the circulation of the atmosphere.

²) Northern Hemisphere from 20°-70° N between the levels 1000 and 300 mb.

range of circulation activity. Research now underway will study the actual physical and dynamical relations between the satellite measurement of radiation resulting from atmospheric conditions and the subsequent circulations forced, in part, by the radiative energy exchange. The grossly oversimplified illustration in fig. 6 serves as a reminder that this application of the satellite measurements can proceed in parallel with an increasingly polished description of "mean" conditions.

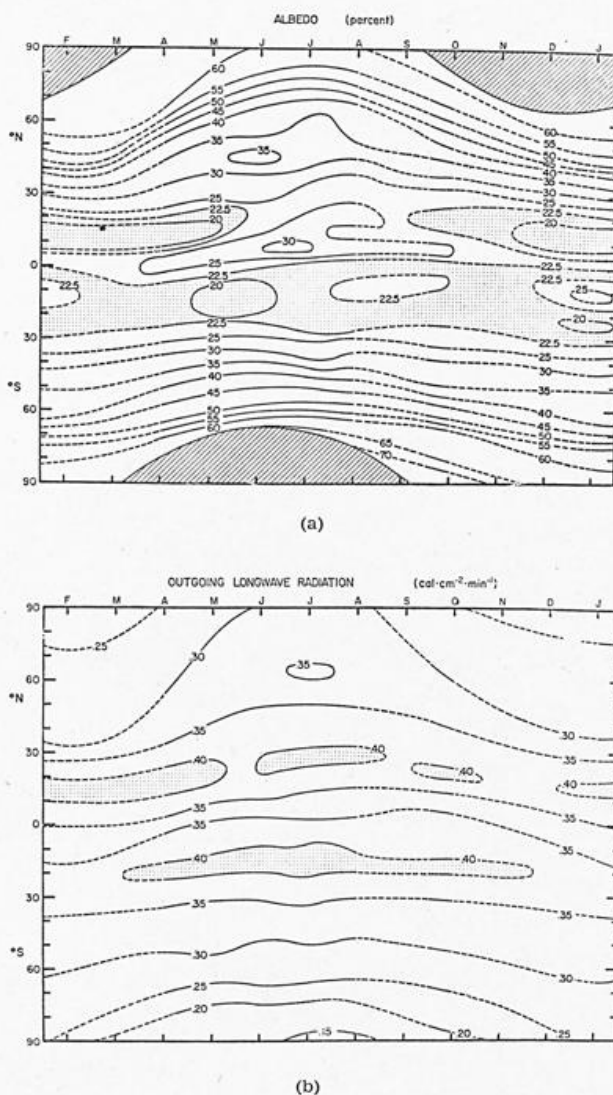


Fig. 7 a, 7 b

Time-latitude sections of (a) planetary albedo and (b) outgoing longwave (infrared) radiation, as measured from the Nimbus III satellite (after (9)). Fig. 7 c — see p.

4. High frequency time and space changes in the earth's radiation budget

This section is included to present the reader with examples of the radiation budget measurements from satellites on time and space scales sufficient to consider the local and regional energetics. The higher frequency data from the scanning radiometer is emphasized. Most results are recent ones from NIMBUS-III; they are described in detail in RASCHKE et al. (9).

Figures 7a, 7b, and 7c denote time-latitude sections from pole-to-pole during April, 1969 - February 1970. They show the monthly course of outgoing infrared radiation, W_L ; planetary albedo, A ; and net radiation, Q_N , in each latitude zone.

Geographical variations of the same radiation measurements are shown for the period 1-15 July 1969 in the

ALBEDO
NIMBUS III: 1-15 JULY 1969



(a)

OUTGOING LONGWAVE RADIATION
(cal cm⁻² min⁻¹)

NIMBUS III: 1-15 JULY 1969



(b)

Fig. 8 a, 8 b
Maps of the geographical distribution of (a) planetary albedo
and (b) outgoing longwave radiation, as measured during
1—15 July 1969 from the Nimbus III satellite (after (10).
Fig. 8 c — see p.

RADIATION BALANCE ($\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$)

NIMBUS III: 1-15 JULY 1969

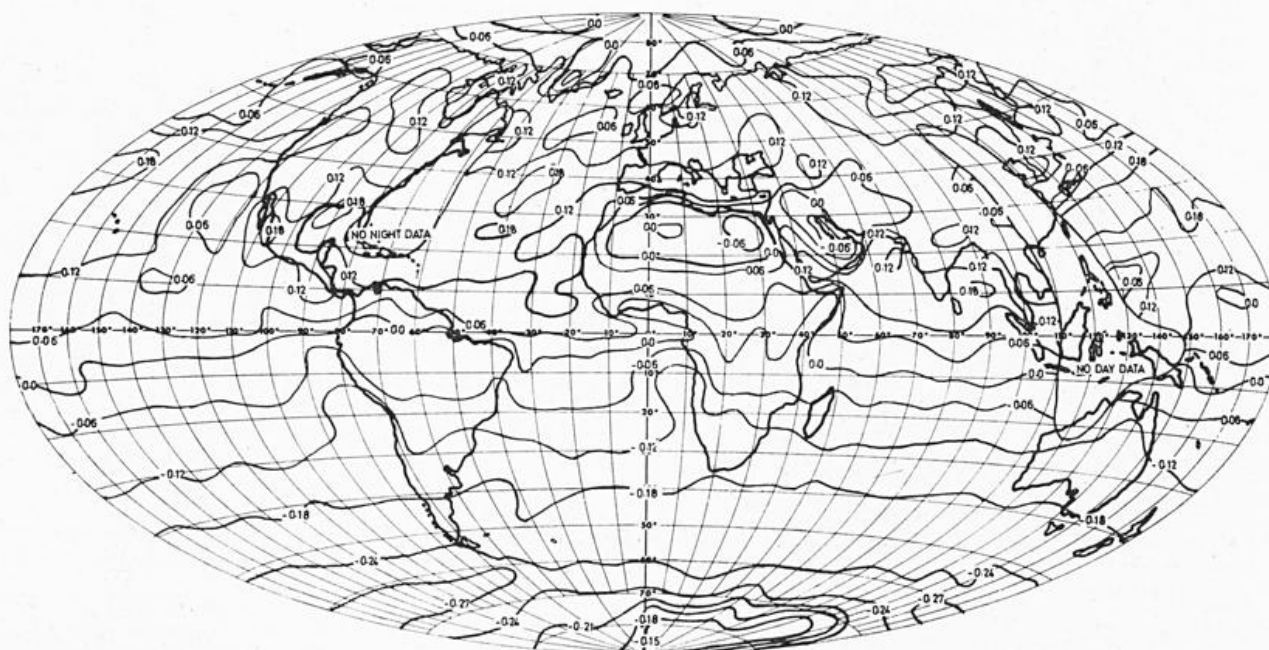


Fig. 8 c
Map of the geographical distribution of net radiation, as measured during 1 — 15 Juli 1969 from the Nimbus III satellite (after (10)).

RANGE OF TOTAL INFRARED RADIATION MEASURED FROM SATELLITES (1963-1965)

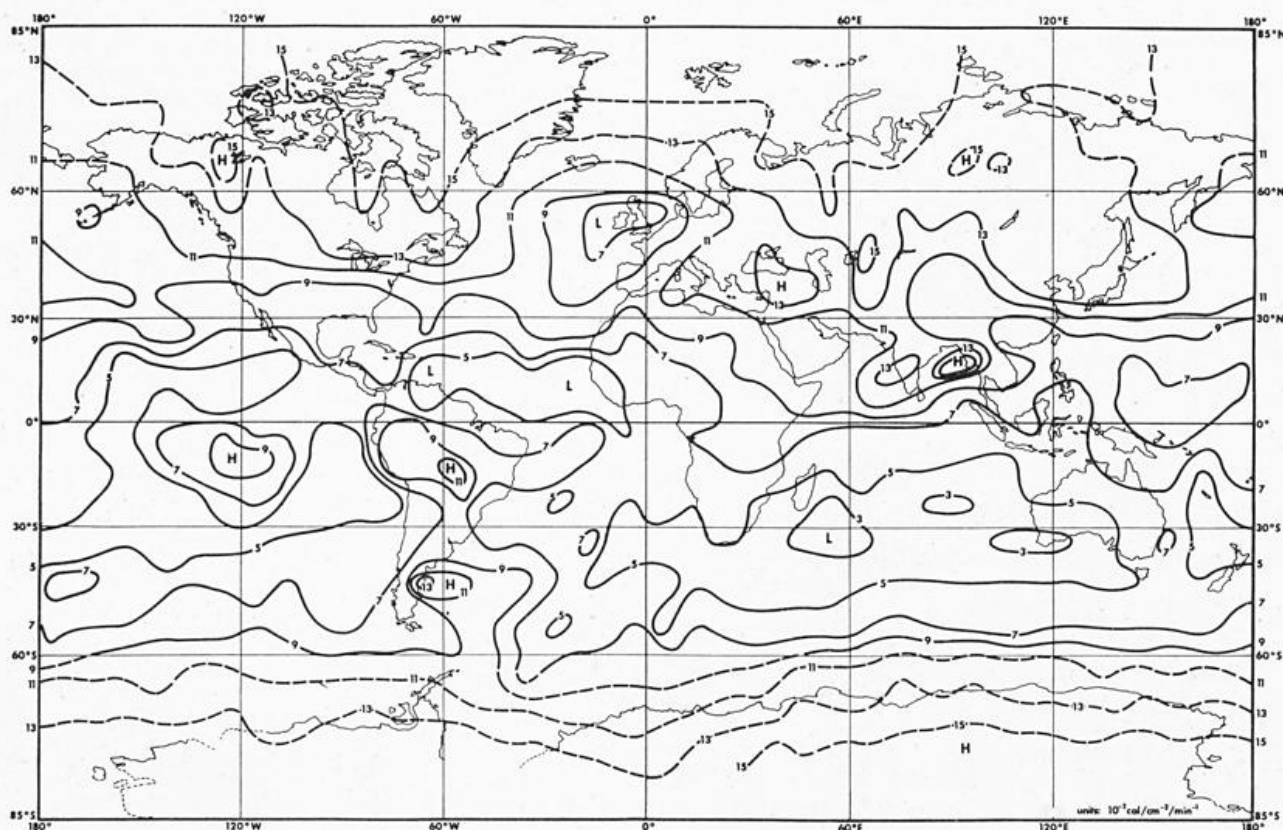


Fig. 9
Geographical variation of the range of mean seasonal infrared radiation lost to space as measured from the first generation meteorological satellites of the United States.

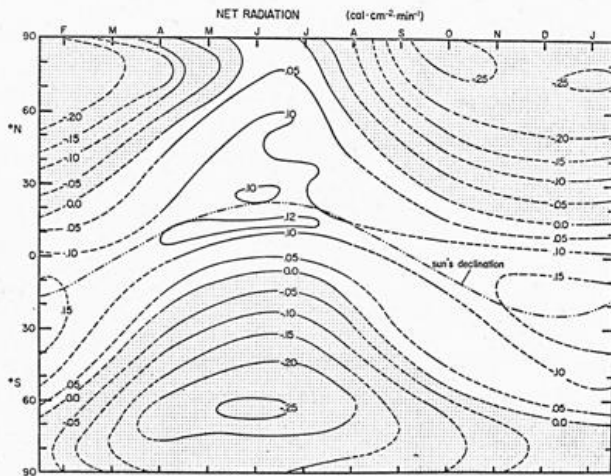


Fig. 7c
Time-latitude section of net radiation, as measured from the Nimbus III satellite (after (9)).

set of fig. 8a, 8b and 8c. Here the high area resolution of the NIMBUS-III experiment can be used to examine radiation patterns characteristic of the tropical convergence zone, sub-tropical desert regions and special areas of cloudiness in mid-latitudes during these 15 days.

A final example of the geographical variation of radiation to space is seen in fig. 9. Based on measurements from nine seasons with the low area resolution Wisconsin sensors, we see here the natural range of the seasonal values of infrared emittance to space. As in the case of the interannual radiation gradients, more study of these results is now in order. Some features, such as the large range of values over the Indian monsoon sector, can be interpreted with little difficulty. Questions are posed, however, by the maxima of range in the tropical eastern Pacific and by the minima near the British Isles. The latter might be due to persistent cirriform cloudiness.

5. Summary

During the 1960's, radiation budget measurements from satellites have allowed quantitative study of the global energetics of our atmosphere-ocean system. A continuing program is planned, including independent measurement of the solar constant. Thus far, the measurements returned from two basically different types of satellite experiments are in agreement on the longterm global scales where they are most comparable. This fact, together with independent estimates of the accuracy of measurement from each system, shows that we now measure the energy exchange between earth and space better than it can be calculated.

Examples of application of the radiation budget data were shown. They can be related to the age-old problem of climate change, to the basic question of the thermal forcing of our circulation systems, and to the contemporary problems of local area energetics and computer modeling of the atmosphere.

References

- (1) BOLDYREV, V. G.; VETLOV, I. P.: Space and time variability of outgoing radiation (from the "Meteor" satellite data). (Orig. russ. mit engl. Zusammenf.) Meteor. i Gydrol., 1970, Nr. 10, S. 23-32.
- (2) LONDON, J.: A study of the atmospheric heat balance. Final Rept., Contract AF 19 (122)-165, Dept. Meteor. Oceanogr., New York Univ. 1957. 99 pp.
- (3) LONDON, J.; SASAMORI, T.: Radiative energy budget of the atmosphere. Space Research XI, Berlin: Springer-Verlag 1971.
- (4) McCULLOCH, A.: The medium resolution infrared radiometer (MRIR) experiment, The NIMBUS-III Users Guide, NASA, GSFC. 1969.
- (5) SUOMI, V. E.; HANSON, K. J., VONDER HAAR, T. H.: The theoretical basis for low-resolution radiometer measurements from a satellite. Annual Rept., Grant WBG-27, Dept. of Meteorology, Univ. Wisconsin 1967. pp. 79-100.
- (6) RASCHKE, E.; BANDEEN, W. R.: The radiation balance of the planet earth from radiation measurements of the satellite NIMBUS II. J. appl. Meteor. 9 (1970) pp. 215-238.
- (7) RASCHKE, E.; VONDER HAAR, T. H.; BANDEEN, W.; PASTERNAK, M.: The radiation balance of the earth-atmosphere system during June and July 1970 from NIMBUS-III radiation measurements: Some preliminary results. Space Research XI. Berlin: Springer-Verlag 1971.
- (8) VONDER HAAR, T.; SUOMI, V.: Measurements of the earth's radiation budget from satellites during a five-year period. Part I: Extended time and space means. J. atmosph. Sci. 28 (1971) No. 3, pp. 305-314.
- (9) RASCHKE, E.; VONDER HAAR, T. H.; BANDEEN, W. R.; PASTERNAK, M.: The radiation balance of the earth-atmosphere system from NIMBUS III radiation measurements 15 April 1969 - 3 February 1970. NASA Technical Note (1972), in preparation.
- (10) RASCHKE, E.; VONDER HAAR, T. H.: Climatological studies of the earth's radiation budget and its variability with measurements of the satellite NIMBUS-III. 1971. (Paper presented at Sympos. Phys. and Dynam. Climat., Leningrad, 16-20 Aug. 1971.)

Clouds as atmospheric tracers in the Mediterranean area

Abstract

This paper shows an attempt to improve the horizontal resolution of the wind field at 850 mb taking into account, besides the conventional data, the information obtained by means of satellite pictures taken at different time (namely, from ESSA 8 and NOAA 1, whose local times were about 4 hours apart). The wind is estimated from pictures by measuring the displacements of individual clouds or small clusters, far enough from frontal or orographic disturbances. The improvements of the analysis of the wind field after inclusion of the satellite data are shown. After all, the benefits of the method in the Mediterranean area, and some limitation, together with possible improvements, are pointed out.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit zeigt den Versuch, die Auflösung des horizontalen Windfeldes in der 850-mb-Fläche zu verbessern. Zusammen mit den üblichen Angaben werden damit die Nachrichten berücksichtigt, die aus den Satellitenfotos zu entnehmen sind. Diese Lichtbilder sind zu zwei verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen worden, und zwar von ESSA 8 und NOAA 1 aus, deren örtliche Zeiten um etwa 4 Stunden differieren. Die Aufnahmen vermitteln eine Bewertung des Windes, und zwar mißt man die Versetzungen von alleinstehenden Wolken bzw. von kleinen Wolkengruppen, die in genügender Entfernung von frontalen oder orographischen Störungen auftreten. Die Verbesserung der Analyse des Windfeldes aufgrund der Satellitenangaben werden nachgewiesen. Die Vorteile dieser Methode für das Gebiet des Mittelmeeres werden mit einigen ihrer Einschränkungen sowie möglichen Verbesserungen dargelegt.

1. Introduction

This paper shows an exercise intended to extract quantitative data from ordinary APT pictures received in real-time in most meteorological services by means of inexpensive ground stations.

There is no need to remind the lack of data of the Mediterranean area, especially over the sea and over Northern Africa. On the other hand, there are very few areas in the world where observations are needed with a space-time density as high as in the Mediterranean area, where continuous sub-synoptic-scale cyclogenesis take place due to a complex orography and to the interaction between polar and subtropical jet-streams.

2. Clouds as tracers

The exercise consists in extracting wind data at the 850 mb surface by measuring the displacements of clouds as they were seen in sequences of pictures taken from ESSA 8 satellite and NOAA 1 satellite, which for a few months in 1971 happened to be operational at the same time, and which had orbits with local time about four hours apart.

Fig. 1 shows a mosaic of the ESSA 8 pictures covering the Mediterranean area on June 5, 1971, which is the day which the exercise is referred to. The eastern pictures were taken at about 8 GMT, while the western pictures were taken around 10 GMT. Fig. 2 shows the same area as seen from NOAA 1. The eastern pictures



Fig. 1

Mosaic of four pictures taken from ESSA 8 on June 5, 1971, over the Mediterranean area. Coordinates and time at the central points of the three pictures used, are:

30.2° N, 31.2° E, 08.04 GMT;
48.2° N, 10.6° E, 09.53 GMT;
30.4° N, 02.8° E, 09.59 GMT.

were taken at about 12 GMT, the western ones at about 14 GMT.

Quite a few clouds or clusters of clouds are conserved between the first mosaic and the second, about four hours later. For instance, individual clouds SE of Crete, clusters of clouds in the Central Mediterranean, individual clouds in the Tyrrhenian Sea, individual clouds and clusters in the Western Mediterranean are easily recognized in both pictures. Another interesting feature



Fig. 2

Mosaic of four pictures taken from NOAA 1 on June 5, 1971, over the Mediterranean area. Coordinates and time at the central points of the two pictures used, are:

35.3° N, 34.0° E, 12.26 GMT;
35.0° N, 05.2° E, 14.13 GMT.

to be noted is the storm of sand which is clearly identified between Tobruk and Crete.

About 27 samples of clouds, possibly equally spaced, have been chosen for the exercise, being aware not to choose clouds near orography or perturbations, where the displacements of clouds cannot be regarded as representative of wind. Practically, the choice was confined to clouds on the sea with a shape clearly identifiable in both pictures.

The position of each cloud was measured in Cartesian coordinates x and y , centred on the central point of each picture. The geographical coordinates of the central points of the pictures were determined with an accuracy of some 10 km thanks to the abundance of visible reference landmarks in the Mediterranean area.

3. Data processing

From this point on, the process of data was entirely automatic. Fig. 3 shows the block diagram of the data processing. From the Cartesian coordinates x and y and the geographical coordinates of the central point one

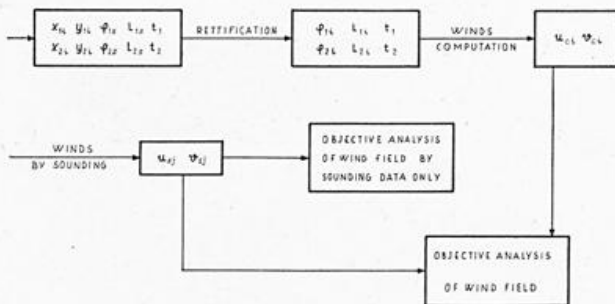


Fig. 3

Block diagram of the data processing. Indices 1 and 2 refer respectively to the first and the second picture containing the same i clouds. ϕ_i and L_i are the coordinates of the central point at the time t_i . x_i and y_i are the geographical and Cartesian coordinates of the i clouds. u_i and v_i , u_s and v_s are the components of the winds respectively from clouds and from soundings.

computes the geographical coordinates of the clouds; then from the displacements the winds are obtained. The wind data are assigned to the middle point between initial and final positions of the clouds.

Fig. 4 shows the winds obtained from satellites, plotted together with the ordinary winds available from soundings at 12.00 GMT of June 5 in the 850 mb surface. The abundance of data is evident where no data were available before. Where sounding data happen to be available near satellite data, they fairly agree: see, for instance, near Malta and near the Balearic Isles.

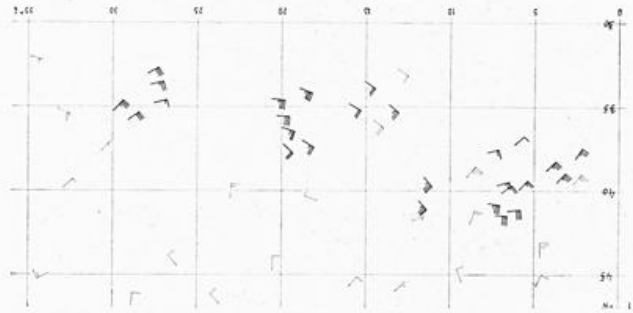
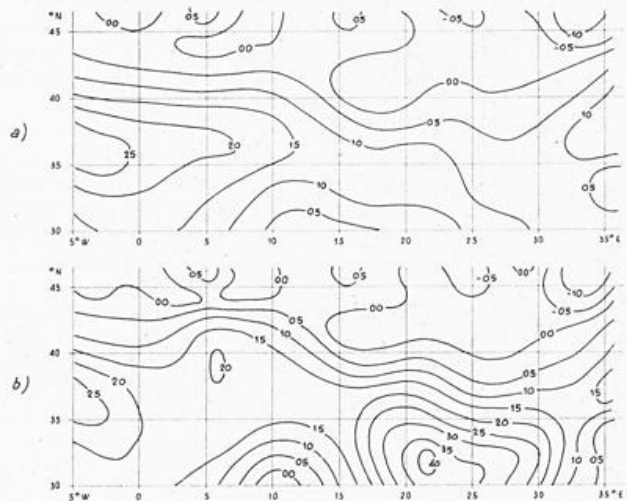


Fig. 4

Winds from satellite (thick arrows) and from 12.00 GMT 850 mb soundings (thin arrows).

In order to evaluate the improvement of the analysis due to the injection of satellite data, a further elaboration has been performed (see fig. 4) applying an objective interpolative analysis to the u - and v -components of the wind both in the case of pure sounding data, and in the case of sounding plus satellite data.

Fig. 5 and 6 show the results in the cases of the u -component and v -component respectively. It must be



pointed out that other soundings out of the considered area have been used in order to perform the objective analysis with sounding data only (upper parts of fig. 5 and 6): otherwise no numerical analysis would have been reliable due to lack of data. It is clearly recognized the improvement in detail of the analysis after the injection of satellite data. See, for instance, the remarkable positive core in the u -field with a maximum of 40 knots around 32° N and 22° E; and the clear wave pattern of the v -field.

Coming back to the sand storm visible on fig. 1 and 2, one can observe that the front of this storm has moved westerly for about 200 km within the about 4 hours between the two pictures. This fits pretty well with the result of the analysis of the u -field, where a core of 40 knots was found.

4. Some considerations

There are many points for criticism about the significance of the described method.

- a) The interval of 4 hours may appear to be too long compared with the persistence of individual clouds. However there is no cut-off in the life-time of clouds, as quite a number of them is clearly identifiable with their shape conserved between one picture and the other.
- b) The wind velocity may differ significantly from that of clouds. This is why one must confine himself to choose clouds only on the sea and far from perturbations.
- c) The measurements of winds are not punctual neither in space nor in time. In this example, winds are averaged on a period of about 4 hours, and the location of the measurements is arbitrarily assigned to the middle point of the displacement. This must be kept in mind and compared with the scale of motion when such data are utilized in initialization of numerical models.
- d) Satellite data are not synoptic neither with ordinary soundings nor among themselves. In the example, a set of winds (from the eastern pictures) was referred

to about 10 GMT, another (from the western pictures) to about 12 GMT, while the ordinary soundings are those at 12.00 GMT. This is a well known problem in utilization of satellite data, and will be solved with the development of four-dimensional analysis.

- e) The level of clouds is not determined, and in this exercise the satellite wind data have been attributed to the level of 850 mb, which is usually accepted for low clouds and clusters. The solution of the problem of the level attribution would come if infrared pictures are used.

5. Conclusions

The method shown above, although not free from criticism, could be very useful for extracting quantitative data in the sparse-data area of the Mediterranean. The reliability of the improvement of the detail of the analysis of the wind field is a matter of experience, which unfortunately could not be made due to the early failure of the NOAA 1 spacecraft. With the launch of NOAA 2, scheduled for late October 1971, the method will be attempted on a pre-operational base, as the entire data processing has been automated, and the only manual operation will be the choice of the clouds and the detection of their Cartesian coordinates. It is estimated that the satellite wind data will be available within one hour after the acquisition of the last picture.

On the other hand it must be pointed out that the true purpose of this exercise was to prepare programs for the utilization of the very-high-resolution pictures that will be available after June 1972 from the ITOS D-type satellites. These satellites will allow the detection of plenty of small individual clouds practically everywhere including generally cloudless areas, due to the four-times improved resolution in respect to nowadays APT-pictures. Besides, the infrared images will solve the problem of the level attribution. If two satellites are available at the same time with short difference of local time (as it is scheduled for redundancy in the ITOS program), it will be possible to extract wind data twice each day at several levels with a space resolution suitable for applications to sub-synoptic-scale analysis.

H. FIMPEL

DK 551.508.25 : 551.521.32

Messung der Infrarot-Strahlung in der freien Atmosphäre mit Radiosonden

Zusammenfassung

Das Institut für Physik der Atmosphäre der DFVLR führt mit Hilfe von Radiosonden Messungen der thermischen Infrarot-Strahlung (Ausstrahlung, Gegenstrahlung und Netto-Strahlungsstrom) durch. Das Prinzip des Meßgerätes wird erläutert. Der Meßfühler besteht aus geschwärzten und metallisch blanken Meßplatten, die teilweise zusätzlich elektrisch geheizt werden. Als Ergebnis solcher Messungen wird ein Breitenschnitt von 10° S bis 60° N auf dem Längengrad 30° W im Atlantik dargestellt und mit Messungen von Satelliten verglichen. Diese Werte wurden während der „Atlantischen Expedition 1969“ von Bord des F. S. „Meteor“ aus erhalten.

Eine ausführliche Darstellung dieser Ergebnisse ist geplant in: „Meteor“-Forschungsergebnisse Reihe B (Meteorologie und Aeronomie), Redaktion: K. BROCKS und H. U. ROLL.

Abstract

The Institute of Atmospheric Physics of the German Establishment for Aeronautical and Space Research (DFVLR) measures with radiosondes the infrared radiation (outgoing, incoming and net). The principles of the instrument are shown. The sensor uses blackened and metallic blank plates, partly additional electrical heated. As a result of such measurements a cross section from 10° S to 60° N at the latitude 30° W over the Atlantic is shown. This results are compared with satellite measurements. They were obtained from board of the R. V. „Meteor“ during the „Atlantic Expedition 1969“.

A detailed representation of these results is planned in: „Meteor“-Forschungsergebnisse, Reihe B (Meteorologie und Aeronomie), Editors: K. BROCKS and H. U. ROLL.

T. MOHR

DK 551.507.362.2 : 551.576.11 : 551.576.2

Ein Vergleich von Satelliten- mit Bodenbeobachtungen — die Bewölkungsverhältnisse (Bedeckungsgrad $> \frac{4}{8}$) im Gebiet Nordatlantik/Europa, 1. 4. 1966 bis 31. 3. 1967*)

Zusammenfassung

Die Auswertung von Satellitenbildern aus dem Zeitraum 1. 4. 1966 bis 31. 3. 1967, die in Offenbach empfangen wurden, ergibt erstmals ein lückenloses Bild der Bewölkungsverhältnisse (Bedeckungsgrad $> \frac{4}{8}$) im nordostatlantischen, europäischen und nordafrikanischen Raum für dieses eine Jahr. In einem Vergleich von Boden- mit Satellitenbeobachtungen werden die Augenbeobachtungen an 24 ausgewählten Stationen den Satellitenbeobachtungen aus 24 2° -Feldern gegenübergestellt. Dabei ergibt sich, daß die Anzahl der Beobachtungen mit einem Bedeckungsgrad $> \frac{4}{8}$ nach den Augenbeobachtungen an See- bzw. Küstenstationen um 23 % und an Landstationen um 7 % größer ist als nach den Satellitenbeobachtungen.

Abstract

The evaluation of satellite pictures, taken at Offenbach from April 1, 1966 to March 31, 1967, gives for the first time seasonal charts of cloud amount $> \frac{4}{8}$ for the Northeast Atlantic, European and North African region. In a comparison of surface and satellite observations, the observations made at 24 selected ground stations are compared with the evaluations of the satellite pictures in 24 2° -fields. It follows, that the cloud amount $> \frac{4}{8}$ reported by sea and coastal stations is about 23 % and by land stations about 7 % higher than the satellite values.

*) Siehe Meteor. Rdsch. 24 (1971) Nr. 4, S. 112—120.

Die Transmission der Atmosphäre im Fenster bei 3.8 μm

Zusammenfassung

Es wird über Messungen der atmosphärischen Transmission im Fensterbereich bei 3.8 μm berichtet, die während des Jahres 1970 von der Meßstation Maisach bei Fürstenfeldbruck aus mit Hilfe eines Polarcoelostaten und eines Gitterspektrographen durchgeführt wurden. Da die Messungen mit hoher Auflösung (ca. 0,2 cm^{-1}) erfolgten, konnte ein Wellenlängenbereich erfaßt werden, der frei von Spektrallinien der atmosphärischen Gase ist. Die Auswertung der Ergebnisse zeigt, daß der Beitrag des Aerosols zur Extinktion bei 3,8 μm weitaus größer ist als der Beitrag der Linienflügel aller beteiligten Gase. Das bisher bei der Interpretation des Linienflügelbeitrages in Fensterbereichen angenommene Lorentz-Linienprofil liefert im Vergleich zu den Messungen eine viel zu hohe Absorption.

H. FISCHER

DK 551.507.362.2 : 551.524.77

Bestimmung des Temperaturprofils der Atmosphäre aus Satellitenmessungen

Zusammenfassung

Zur Bestimmung des Temperaturprofils der Atmosphäre wurde die Inversionsmethode nach CHAHINE benutzt. Die dazu notwendige Kenntnis der Transmission in verschiedenen Infrarot-Spektralbereichen kann „exakt“ aus Liniendaten gewonnen werden. Zur Reduzierung des auftretenden Rechenaufwandes wird ein Polynommodell an die Transmissionswerte der Atmosphärenschichten angepaßt. Die Leistungsfähigkeit dieser Methode läßt sich durch eine numerische Simulation einer Inversion radiometrischer „Messungen“ testen.

H. M. WOOLF; W. L. SMITH; CH. M. HAYDEN

DK 551.507.362.2 : 551.509.313

Application of satellite infrared radiation measurements to numerical analysis and forecasting

Abstract

This paper describes the real-time retrieval of atmospheric temperature profiles from NIMBUS IV Satellite Infrared Spectrometer (SIRS) observations for use in operational numerical weather analysis and forecasting at the National Meteorological Center (NMC). The temperature-profile retrieval process is discussed briefly; however, the main emphasis is on the evaluation of the impact of SIRS temperature-soundings on the analysis-forecast operation. Prospects for future satellite-borne infrared sounding systems, and their probable influence on the GARP and on the operational weather analysis-prediction programs are also discussed. In this regard, results are presented of cooperative efforts between the NESS and a number of general-circulation research groups, including the GODDARD Institute for Space Studies, the Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, and the National Center for Atmospheric Research.

R. LATKA; A. HAYD

DK 551.521.3

Ein neues Bandenmodell und seine empirische Anpassung für Okkultations- und Vertikalsondierungen

Zusammenfassung

Zur Beschreibung der Absorption homogener und inhomogener optischer Wege wurde ein Bandenmodell entwickelt, das von Fall zu Fall empirisch an gemessene oder aus Liniendaten berechnete Absorptionswerte angepaßt wird. Das Modell wurde erfolgreich zur Inversion von Okkultations- und Vertikalsondierungen verwendet. Dabei wurden simulierte Meßdaten zugrunde gelegt.

Untersuchungen der Eisverhältnisse im Polargebiet anhand von Satellitenbeobachtungen

Zusammenfassung

Anhand von Satellitenbeobachtungen und konventionellen Daten wurde eine eingehende Studie über die Eisverhältnisse in den Teilen des Polargebietes durchgeführt, die innerhalb unseres Berliner Empfangsbereiches liegen. Als Zeitraum wurde die fünfjährige Periode 1966–1970 gewählt, da hiervon laufende APT-Aufnahmen zur Verfügung stehen. Für das Jahr 1970 wurden außerdem noch Infrarot-Daten herangezogen.

Es wurden die Eisverhältnisse in Abhängigkeit von den Temperatur- und Windverhältnissen sowie den Meeresströmungen untersucht. Es wurden die Unterschiede zwischen den einzelnen Monaten und Jahren dieses fünfjährigen Zeitraums herausgearbeitet, und es wurde versucht, den Zusammenhang zwischen den jeweiligen Eisverhältnissen und den allgemeinen Zirkulationsverhältnissen zu ergründen. Außerdem hatte die Arbeit das Ziel, die Ergebnisse der Jahre 1966–1970 mit denen der früheren Jahre, soweit davon Daten vorliegen, zu vergleichen.

Anschriften der Vortragenden

ATTMANNSPACHER, W., Dr.	8126 Hohenpeißenberg, Albin-Schwaiger-Weg 10, Deutscher Wetterdienst, Meteorologisches Observatorium
BERZ, G., Dr.	8000 München 13, Amalienstraße 52/III, Meteorologisches Institut der Universität
BIZARRI, B., Dr.	I-00144 Roma, P.le degli Archivi, Aeronautica Militare Italiana, Servizio Meteorologico
BOLLE, H. J., Prof. Dr.	8000 München 2, Theresienstr. 37, Meteor. Inst. Univ. München, Abt. Strahlung u. Satellitenmeteorologie
BORCHARDT, H., Dipl.-Met.	5100 Aachen, Pipinstr. 12, Deutscher Wetterdienst, Meteorologisches Observatorium
BREUER, L. J., Dr.	5300 Bonn, Auf dem Hügel 20, Meteorologisches Institut der Universität
BRUCH, H., Dr.	2870 Delmenhorst, Celler Straße 53
BUSCHNER, W., Dr.	6050 Offenbach (Main), Frankfurter Str. 135, Deutscher Wetterdienst, Zentralamt
CONTE, M., Dr.	I-00151 Roma, Via Caterina Fieschi 3
DUNST, M., Dr.	2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Institut der Universität
EBEL, A., Dr.	5000 Köln 41, Albertus-Magnus-Platz, Institut für Geophysik und Meteorologie an der Universität
ESCHELBACH, G., Dipl.-Math.	6500 Mainz, Postfach 3980, Institut für Meteorologie der Universität
ETLING, D., Dipl.-Met.	6100 Darmstadt, Hochschulstraße 1, Institut für Meteorologie der Technischen Hochschule
FEHLHABER, L., Dr.	6100 Darmstadt, Postfach 800, Fernmeldetechnisches Zentralamt
FETT, W., Prof. Dr.	1000 Berlin 33, Corrensplatz 1, Institut für Wasser-, Boden- und Lufthygiene der Freien Universität
FIMPEL, H., Dipl.-Met.	8031 Oberpfaffenhofen, Post Wessling/Obb., DFVLR, Institut für Physik der Atmosphäre
FISCHER, G., Prof. Dr.	2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Institut der Universität
FLOHN, H., Prof. Dr.	5300 Bonn, Auf dem Hügel 20, Meteorologisches Institut der Universität
FORTAK, H., Prof. Dr.	1000 Berlin 33, Thielallee 49, Institut für Theoretische Meteorologie der Freien Universität
FRÜCHTENICHT, H. W., Dr.	2000 Hamburg 13, Binderstraße 22, Institut für Radiometeorologie u. Maritime Meteorologie der Universität
GEBHART, R., Dr.	8058 Erding, Am Stadtpark 7
GEORGII, H. W., Prof. Dr.	6000 Frankfurt (Main), Feldbergstraße 47, Universitätsinstitut für Meteorologie und Geophysik
GHAZI, A., Dr.	5000 Köln 41, Albertus-Magnus-Platz, Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität
GRIMM, E., Dipl.-Met.	6100 Darmstadt, Hochschulstraße 1, Institut für Meteorologie der Technischen Hochschule
HÄNEL, G., Dr.	6500 Mainz, Postfach 3980, Institut für Meteorologie der Universität
HANTEL, M., Dr.	5300 Bonn, Auf dem Hügel 20, Meteorologisches Institut der Universität
HARTMANNSGRUBER, R., Dipl.-Met.	8126 Hohenpeißenberg, Albin-Schwaiger-Weg 10, Deutscher Wetterdienst, Meteorologisches Observatorium
HASSE, L., Prof. Dr.	2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Observatorium der Universität
HINKELMANN, K. H., Prof. Dr.	6500 Mainz, Postfach 3980, Institut für Meteorologie der Universität
JESKE, H., Dr.	2000 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, Meteorologisches Institut der Universität
JOST, D., Dr.	6000 Frankfurt (Main), Feldbergstraße 47, Universitätsinstitut für Meteorologie und Geophysik
KAHLIG, P., Dr.	A-1190 Wien XIX, Hohe Warte 38, Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
KALLER, R. S., Dipl.-Met.	6000 Frankfurt (Main), Feldbergstraße 47, Universitätsinstitut für Meteorologie und Geophysik
KÄSTNER, A., Dr.	6050 Offenbach (Main), Frankfurter Str. 135, Deutscher Wetterdienst, Zentralamt
KAUFELD, L., Dr.	4933 Blomberg, Schiederstraße 8
KLUG, W., Prof. Dr.	6100 Darmstadt, Hochschulstraße 1, Institut für Meteorologie der Technischen Hochschule
KOHLSCHE, K., Dr.	2000 Hamburg 13, Moorweidenstraße 14, Meteorologisches Observatorium
LAUBE, M., Dr.	5000 Köln 41, Albertus-Magnus-Platz, Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität
LA VALLE, L., Dr.	I-00144 Roma-Eur, P.le degli Archivi, Aeronautica Militare Italiana, I. T. A. V. - Serv. Meteor., 3° Reparto

LORENZ, D., Dr.	8126 Hohenpeißenberg, Albin-Schwaiger-Weg 10, Deutscher Wetterdienst, Meteorologisches Observatorium
MALBERG, H., Prof. Dr.	1000 Berlin 33, Podbielskiallee 62, Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität
MOHR, T., Dr.	6050 Offenbach (Main), Frankfurter Str. 135, Deutscher Wetterdienst, Zentralamt
MÜLLER, E.	6050 Offenbach (Main), Frankfurter Str. 135, Deutscher Wetterdienst, Zentralamt
MÜLLER-GLEWE, J., Dr.	6500 Mainz, Postfach 3980, Institut für Meteorologie der Universität
NEUWIRTH, R., Dr.	7800 Freiburg, Stefan-Meier-Straße 4, Deutscher Wetterdienst, Medizinmeteorologische Forschungsstelle
PAFFRATH, D., Dr.	8031 Oberpfaffenhofen, Post Wessling/Obb., DFVLR, Institut für Physik der Atmosphäre
PAŠIĆ, H., Prof. Dr.	Sarajevo/Jugoslawien, Universität, Moše Pijade ulica br. 6
PEYINGHAUS, W., Dipl.-Met.	5300 Bonn, Auf dem Hügel 20, Meteorologisches Institut der Universität
PREUSS, E., Dr.	5170 Jülich, Am Schützenhof 3
QUECK, H., Dr.	8031 Oberpfaffenhofen, Post Wessling/Obb., DFVLR, Institut für Physik der Atmosphäre
RASCHKE, E. Dr.	4630 Bochum-Querenburg, Buscheystraße, Bereich Extraterrestrische Physik der Ruhr-Universität
REISER, H., Dr.	6050 Offenbach (Main), Frankfurter Str. 135, Deutscher Wetterdienst, Zentralamt
REUTER, H., Prof. Dr.	A-1190, Wien XIX, Hohe Warte 38, Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
RIEDL, J., Dipl.-Ing.	8126 Hohenpeißenberg, Albin-Schwaiger-Weg 10, Deutscher Wetterdienst, Meteorologisches Observatorium
RÖSSLER, J., Dipl.-Phys.	5100 Aachen, Pipinstraße 12, Deutscher Wetterdienst, Meteorologisches Observatorium
RUDLOFF, W., Dr.	2000 Hamburg 4, Bernhard-Nocht-Straße 76, Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt
RUPRECHT, E., Dr.	5300 Bonn, Auf dem Hügel 20, Meteorologisches Institut der Universität
SCHUSTER, H., Dr.	8031 Oberpfaffenhofen, Post Wessling/Obb., DFVLR, Institut für Physik der Atmosphäre
SEEHARS, H. D., Dr.	2000 Hamburg 13, Binderstraße 22, Institut für Radiometeorologie u. Maritime Meteorologie der Universität
VONDER HAAR, T. H., Prof. Dr.	Colorado State University, Ft. Collins, Colo., 80521
WACHTER, H., Dr.	6000 Frankfurt (Main), Feldbergstraße 47, Universitätsinstitut für Meteorologie und Geophysik
WARNECKE, G., Prof. Dr.	1000 Berlin 33, Thielallee 49, Institut für Theoretische Meteorologie der Freien Universität
WERNER, Ch., Dipl.-Phys.	8031 Oberpfaffenhofen, Post Wessling/Obb., DFVLR, Institut für Physik der Atmosphäre
WIPPERMANN, F., Prof. Dr.	6100 Darmstadt, Hochschulstraße 1, Institut für Meteorologie der Technischen Hochschule