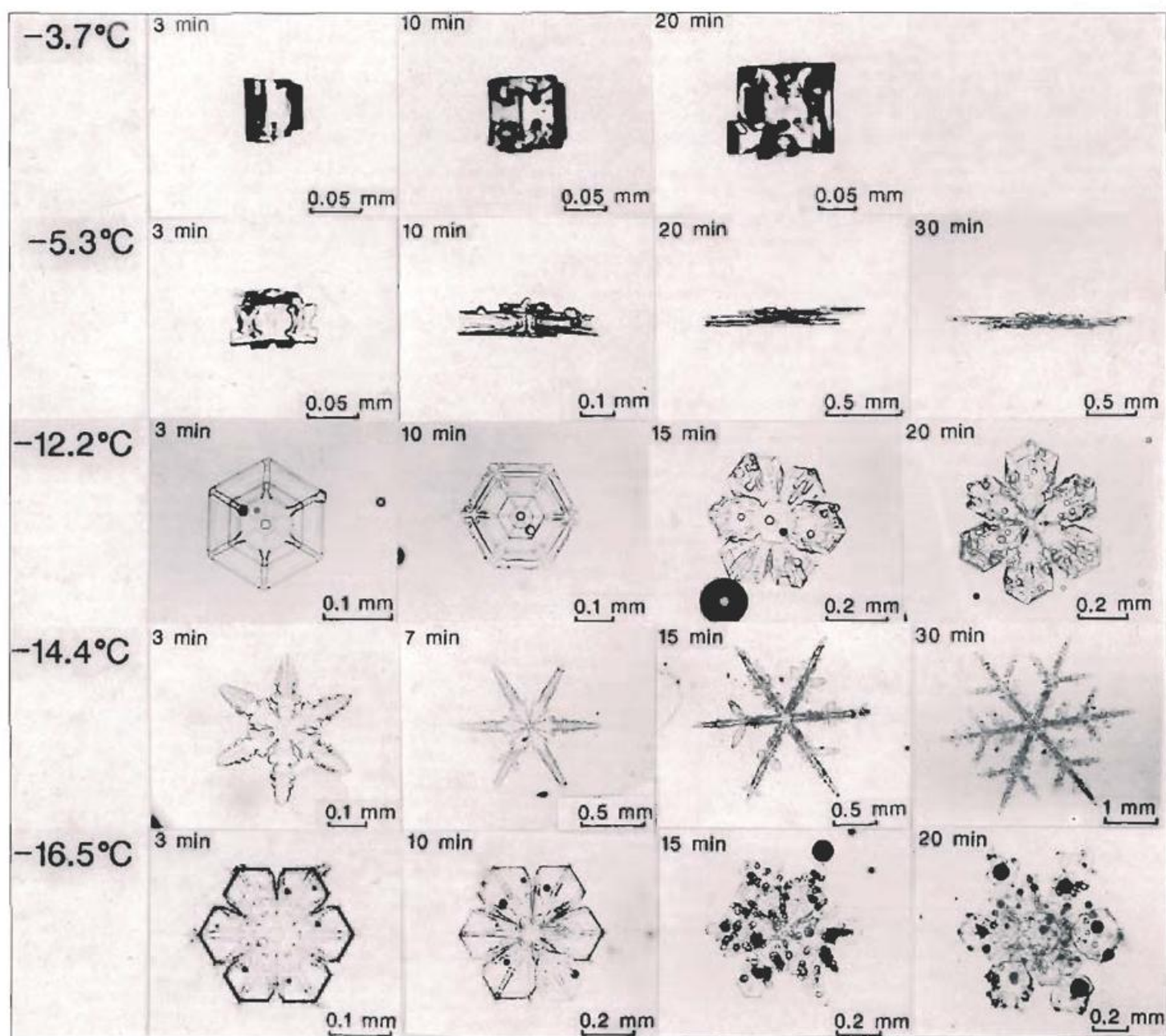


### Wolkenphysik und Wolkendynamik I



**Herausgeber**

Deutscher Wetterdienst

**Hauptschriftleiter**

Dipl.-Met. H.-D. Kirch

**Redaktionsausschuß**

Prof. Dr. J. Egger (München)  
 Prof. Dr. F. Fiedler (Karlsruhe)  
 Prof. Dr. H.-W. Georgii (Frankfurt a. M.)  
 Prof. Dr. H. Graßl (Hamburg)  
 Prof. Dr. G. Groß (Hannover)  
 Dr. F. Kasten (Hamburg)  
 Dipl.-Met. H. Kruse (Traben-Trarbach)  
 Dr. T. Mohr (Offenbach a. M.)  
 Dr. R. Simonis (Langen/Hess.)

**Zum Titelbild:**

Die Photos zeigen beobachtete Eiskristalle bei verschiedenen Temperaturen und sind Beispiele für die in der Natur auftretende Formenvielfalt. Deutlich erkennt man die Veränderung von Größe und Form der Eispartikel, die bis 30 Minuten in einer wassergesättigten Umgebung durch Deposition wachsen. Die Partikel schwebten in einem Windkanal und wurden nach der angegebenen Zeit der Apparatur entnommen und fotografiert. Die Luft im Windkanal enthielt unterkühlte Wassertröpfchen, von denen die meisten einen Durchmesser  $D$  von  $5 \mu\text{m} \leq D \leq 15 \mu\text{m}$  hatten.

Bei  $-3,7^\circ\text{C}$  bzw.  $-16,5^\circ\text{C}$  bilden sich dicke hexagonale Plättchen bzw. Sektoren. Sie behalten ihre geometrische Struktur bei. Dagegen ändern sich die Kristallformen bei den anderen Temperaturen: Bei  $-5,3^\circ\text{C}$  entwickeln sich hohle Säulchen zu Büscheln bestehend aus solchen Teilchen (*bundles of sheaths*), bei  $-12,2^\circ\text{C}$  wachsen hexagonale Plättchen zu Sektorplättchen, und bei  $-14,4^\circ\text{C}$  entstehen aus breitarmigen Dendriten (*broad branched dendrites*) nach ca. 5 Minuten feingliedrige Dendrite. Man sieht auch, wie die Sektorplättchen ( $-16,5^\circ\text{C}$ ) nach ca. 15 Minuten mit unterkühlten Tröpfchen bereifen. Siehe auch Beiträge 2 und 3. Die Abbildung wurde freundlicherweise von T. Takahashi, Sapporo, zur Verfügung gestellt, siehe auch TAKAHASHI et al. (1991).

**Gesamtherstellung:**

Weppert GmbH & Co. KG  
 97421 Schweinfurt  
 Zehntstraße 17

ISSN 0340-4552

Thema des Heftes:

**Wolkenphysik und Wolkendynamik I**

(Fachliche Redaktion: K. D. Beheng, Karlsruhe  
 U. Wacker, Frankfurt a. M.)

**Beiträge**

	Seite
Zur Einführung	1
J. PODZIMEK	
1 Wolkenphysikalische Forschung in Deutschland und Nachbarländern – ein Rückblick	2
K. D. BEHENG, U. WACKER	
2 Über die Mikrostruktur von Wolken	10
U. WACKER	
3 Diffusionswachstum von Wolkenpartikeln	15
K. D. BEHENG	
4 Theorie und Beobachtungen zur Kinetik von Hydrometeoren	21
F. ALBERS	
5 <i>In situ</i> -Methoden zur Messung mikrophysikalischer Größen in Wolken	26
C. LÜPKES	
6 Parametrisierung wolkenmikrophysikalischer Prozesse	34
U. WACKER	
7 Zum dynamischen Verhalten evolutiver Wolken- und Niederschlagssysteme	41
P. MEISCHNER, H. HÖLLER	
8 Analyse von Niederschlagsentwicklungen mit einem Doppler-Polarisationsradar	45
J. JOSS	
9 Quantitative Erfassung von Niederschlägen mit Radar: Verfahren, Möglichkeiten und Grenzen in einem Alpenland	50
Literatur zu den Beiträgen 1–9	54
<b>Aus dem Deutschen Wetterdienst</b>	
100 Jahre Meteorologisches Observatorium Potsdam (D. SPÄNKUCH)	57
Buchbesprechungen – Neuerscheinungen	63
Vorausschau Tagungen	3. Umschlagseite
Richardsons Reim, zu Promet 2–4 '92	3. Umschlagseite

**promet** erscheint im Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes – Zentralamt – Frankfurter Straße 135, 63067 Offenbach am Main. Bezugspreis pro Jahrgang (4 Hefte) im Abonnement DM 44.–, Einzelheft DM 12.–, Doppelheft DM 24.–, Dreifachheft DM 36.–. Für den Inhalt der Arbeiten sind die Autoren verantwortlich. Alle Rechte bleiben vorbehalten.

# Thema des Heftes:

## Wolkenphysik und Wolkendynamik I

### Zur Einführung

Die Bedeutung von Wolken im System Erde - Atmosphäre ist vielfältig. Wolken greifen in den Strahlungshaushalt ein, bewirken Energieumsetzungen und -transporte, machen den atmosphärischen Teil des hydrologischen Zyklus aus, beeinflussen die chemische Zusammensetzung der Atmosphäre und sind an luftelektrischen Prozessen beteiligt. Damit stellen sie auch einen bedeutenden Faktor im Klimasystem dar. Alle diese Aspekte haben zu einem wachsenden Interesse an der Wolkenphysik geführt.

PROMET befaßte sich schon in einem der ersten Hefte (4/72) mit der meteorologischen Teildisziplin „**Wolkenphysik**“. Seitdem hat sich die wolkenphysikalische Forschung stürmisch weiterentwickelt. Dies betrifft sowohl modelltheoretische Ansätze als auch Messungen. Daher wird in diesem und in dem folgenden PROMET-Heft das Thema „**Wolkenphysik**“ erneut aufgegriffen und um den Themenkomplex „**Wolkendynamik**“ ergänzt. Die Beiträge behandeln sowohl mikrophysikalische als auch dynamische und klimatische Aspekte von Wolken.

Um dem Untertitel von PROMET, Meteorologische Fortbildung, weitgehend Rechnung zu tragen, liegt der Schwerpunkt der vorliegenden Beiträge auf der Darstellung grundlegender Fakten und Zusammenhänge. Darüber hinaus werden aber auch aktuelle Fragestellungen und Lösungsmöglichkeiten diskutiert. In den Artikeln werden sowohl mathematisch-physikalische und gerätetechnische Methoden beschrieben als auch Messungen analysiert und interpretiert. Der Themenbogen ist dabei sehr weit gespannt und orientiert sich an den geometrischen Abmessungen der zu behandelnden Objekte, die vom Mikrometerbereich (Wolkenmikrophysik) bis zum Kilometerbereich (Wolkenmodelle, Wolken im mesoskaligen und globalen Rahmen) reichen. Damit soll betont werden, daß wolkenphysikalische Vorgänge auf allen Skalen der Atmosphäre von Bedeutung sind.

Wegen der Themenvielfalt (auch) in diesem Forschungsgebiet mußten die Redakteure Prioritäten setzen, so daß manche interessante Teilgebiete entweder nur kurz erwähnt werden (wie z. B. Keimbildung, Wechselwirkung von Strahlung und Wolken) oder ausgeklammert wurden (wie z. B. nasse Deposition). Einige von ihnen wurden in früheren PROMET-Heften, die auch einen wolkenphysikalischen Bezug hatten, angesprochen. Hierzu gehören: „Die chemische Zusammensetzung der unteren Atmosphäre: 2. Die Aerosole“ (Heft 3/75), „Luftelektrizität 1 und 2“ (Heft 2/3/77), „Strahlungstransport in der Atmosphäre“ (Heft 2/3/85), „Klimarelevante Spurenstoffe 1 und 2“ (Hefte 4/85 und 1/86), „Hydrometeorologie“ (Heft 2/3/86), „Reaktive Spurenstoffe in der Atmosphäre“ (Heft 3/4/89) sowie „Fernerkundung in der Meteorologie 1 und 2“ (Hefte 3/4/90 und 1/2/91).

Ebenso konnten auch die folgenden großen internationalen Feldexperimente, die unter deutscher Federführung stehen, höchstens am Rande berücksichtigt werden:

- ICE (International Cirrus Experiment): ein von der GKSS geleitetes laufendes Projekt, das sich die Erforschung der Cirren, im besonderen ihrer strahlungsrelevanten Wirkung, zur Aufgabe gestellt hat, und
- CLEOPATRA (Cloud and Cloud Transports Experiment Oberpfaffenhofen): ein von der DLR durchgeführtes Experiment, das im Sommer 1992 stattfand und das sich auf Untersuchungen wolkenmikrophysikalischer, chemischer und dynamischer Prozesse in stratiformen und konvektiven Wolken konzentrierte.

Einen Überblick über Arbeiten aus allen Bereichen der Wolkenphysik bietet das Kolloquium WOPHYS. Auf dieser Veranstaltung, die seit 1982 in Deutschland regelmäßig stattfindet, werden aktuelle theoretisch-modellierende und meßtechnisch-beobachtende Arbeiten vorgestellt.

Die Beiträge zum Thema „**Wolkenphysik und Wolkendynamik**“ wurden aus organisatorischen Gründen auf zwei Hefte verteilt. Zu Beginn des Doppelhefts wird an die wolkenphysikalische Tradition in Deutschland und Nachbarländern erinnert. Der Schwerpunkt liegt dann auf den wolkenphysikalischen Grundlagen, speziell den mikrophysikalischen Prozessen (Beiträge 2 bis 5 und 7), ihrer Parametrisierung (Beitrag 6) und der Beobachtung von Wolken- und Niederschlagsstrukturen (Beiträge 8 und 9). Das Einzelheft enthält stärker anwendungsorientierte Beiträge. Sie behandeln eine oder mehrere Wolken als Gesamtsystem und deren Auswirkung auf Wetter und Klima bei Berücksichtigung verschiedener räumlicher und zeitlicher Skalen (Beiträge 10 bis 13). Abgerundet werden die beiden Hefte durch eine Zusammenstellung von Definitionen und Erläuterungen wichtiger wolkenphysikalischer Begriffe (Beitrag 14). Die Literaturangaben aller Beiträge sind jeweils am Ende der Hefte zusammengefaßt.

Zum Schluß sei den Autoren herzlich für ihre Mitarbeit sowie ihr geduldiges und bereitwilliges Eingehen auf die Vorstellungen der Redakteure gedankt. Ebenfalls möchten wir den Schriftleiter, Herrn Kirch (DWD), dankend erwähnen, der uns tatkräftig unterstützt hat.

K. D. Beheng, U. Wacker

# 1 J. PODZIMEK Wolkenphysikalische Forschung in Deutschland und Nachbarländern – ein Rückblick

## 1 Einleitung

Die Wolkenphysik hatte in der ersten Hälfte dieses Jahrhunderts in Mitteleuropa ein hohes Niveau erreicht und war eine wichtige und anerkannte meteorologische Teildisziplin. Der damalige Stand wolkenphysikalischer Forschung soll hier schwerpunktmäßig dargestellt werden. Der Rückblick reicht etwa bis zur Jahrhundertwende und beschränkt sich notwendigerweise auf einige wenige, dem Autor wesentlich erscheinende Themen. Bevorzugt werden die Arbeiten mitteleuropäischer Wissenschaftler gewürdigt. Die großen Leistungen von Wissenschaftlern aus anderen Ländern werden daher nur hinsichtlich ihrer Fachbeziehungen zu mitteleuropäischen Kollegen erwähnt.

Die Gliederung des Beitrags orientiert sich mehr an Zusammenhängen in bestimmten Gebieten der Wolkenphysik als an einer genauen zeitlichen Abfolge der einzelnen wolkenphysikalischen Arbeiten. Jeder Abschnitt enthält einen Rückblick auf die Beobachtungen und Forschungsergebnisse, wobei wichtige alte Arbeiten (etwa seit dem Jahr 1900) erwähnt werden. Die einzelnen Abschnitte behandeln die Beobachtung von Wolken, von Nebel und von Wolken-systemen mit Erklärung ihrer Entstehung (Abschn.2), Untersuchungen der atmosphärischen Kondensations- und Eiskerne (Abschn.3), die Mikrophysik der Wolken und der Niederschläge (Abschn.4) sowie die Regentropfenbildung und die elektrische Ladungstrennung an Wolkenelementen (Abschn. 5). Die Vereisung in der Atmosphäre, die Kondensstreifenbildung hinter Flugzeugen und die künstliche Wetterbeeinflussung werden in einer späteren Übersichtsarbeit behandelt werden.

Wegen der vielen Literaturhinweise wurden nur die wichtigsten in das Literaturverzeichnis aufgenommen; auf sie wird durch z.B. FINDEISEN (1933) verwiesen. Die anderen Arbeiten werden mit Verfasser und abgekürztem Namen der Zeitschrift und Erscheinungsjahr zitiert, z.B. WEGENER (MZ 1909). Das Abkürzungsverzeichnis befindet sich im Anhang dieses Beitrags.

## 2 Beobachtung und Erklärung der verschiedenen Wolkenarten

Den Wolkenarten, die speziell für die Wettervorhersage wichtig sind, widmeten die Meteorologen am Anfang des 20. Jahrhunderts ihre besondere Aufmerksamkeit. Eine Übersicht über den damaligen Stand der Wolkenbeobachtung und -erforschung findet man in dem Buch von KASSNER (1909).

De QUERVAIN (MZ 1908) hat auf den Zusammenhang zwischen der Ac-castellanus-Wolke und dem hohen vertikalen Temperaturgradienten unterhalb und oberhalb der Wolke hingewiesen. Er hat sich auch mit den horizontalen

und übereinanderliegenden Schichten von As- und Ac-Wolken und deren Erklärung beschäftigt. Später hat PEPPLER (BPFA 1927a) viel zur Erforschung der Bildung von Ac-cas-Wolken beigetragen. Auf Grund seiner aerologischen Studien hat er folgende Bedingungen für diese Wolkenart formuliert:

1. Genügend mächtige Konvektionsschicht mit hohen Temperaturgradienten unterhalb der Wolke.
2. Schwache, leicht zu durchbrechende Inversionsschicht an der Wolkenuntergrenze.
3. Starke Temperaturabnahme über der Inversionsschicht.

PEPPLER (BPFA 1927b) hat später nochmals die aerologischen Bedingungen der für das Auftreten von zwei oder mehr übereinanderliegenden Wolkenschichten beschrieben. Diese Struktur hängt mit der Anzahl der Inversionsschichten zusammen.

PEPPLER (1922) hat sich gründlich mit Cumulus-Wolken befaßt und, wie LETZMANN (MZ 1933), die Dynamik dieser Wolken studiert z.B. (AnHy 1926). Die Besonderheiten der "Mammato-Cumulus"-Wolken hat WEGENER (MZ 1909) dadurch erklärt, daß die in einer Gewitterwolke aufsteigenden Luftmassen gegen eine Inversionsschicht stoßen und sich deshalb horizontal ausbreiten müssen. In der (seitlichen) Umgebung der Gewitterwolke schiebt sich dann eine relativ warme Luftschicht mit Wolkenpartikeln über eine relativ kalte, wolkenfreie Schicht. Die Reihenfolge von Ac mam und Cb mam sowie die Bedingungen von deren Entstehung hat später BERG (MZ 1938) eingehend untersucht.

Mit der Struktur der Cirrus-Wolken haben sich SÜRING (MZ 1911) und namentlich PEPPLER (ZangM 1927a) befaßt. Beide haben die vertikale blättrige Struktur dieser Wolken, d.h. die Existenz mehrerer übereinanderliegender Wolkenschichten (s.o.), erwähnt; Süring schätzte zudem die Abweichung der Neigung der Wolkenschicht von der Horizontalen zu  $4^\circ$  bis  $6^\circ$  ab. Außerdem hat Peppler viele Daten und Beobachtungen zusammengetragen, um die Verwendung der Cirren für Zwecke der Wettervorhersage und den Zusammenhang von Cirren und Niederschlag zu zeigen z.B. PEPPLER (WE 1921; ZangM 1936).

In der sehr interessanten Arbeit über die Lenticularis-Wolke hat PEPPLER (BPFA 1930) gezeigt, daß an der Frontseite einer solchen Wolke eine Temperaturerhöhung und eine Erniedrigung der relativen Feuchte bei hohem Temperaturgradienten unter der Wolke auftreten.

Die physikalischen Vorgänge, die zur Nebel- und Dunstbildung führen, wurden von W. GEORGII (AnHMM 1920a,b) analysiert und zur Nebelarteneinteilung benützt.

Neben dem Strahlungsnebel und dem Mischungsnebel sind auch Nebel, die sich durch absinkenden Stratus bilden, sowie Dunst und Staubnebel erwähnt. Über Dunstbildung aus Stratusformen hat schon v. FICKER (MZ 1906) geschrieben. Der Autor setzt voraus, daß sich beim Auflösen von Nebel und Stratuswolken ein feiner Dunst bildet, der wahrscheinlich aus aktivierten Kondensationskernen und Staubteilchen besteht. Dunst-, Nebel- und Stratusbildung wurden später in mehreren Artikeln von PEPPLER (WE 1924; BPFA 1927c, 1938; ZangM 1927b, 1928, 1941) beschrieben.

WEGENERs Buch *Thermodynamik der Atmosphäre* (1911) hat viel zur weiteren Entwicklung der wolkenphysikalischen Arbeiten in Deutschland beigetragen. Der Verfasser hat klar gezeigt, wie die Thermodynamik der Wolken mit deren Mikrostruktur zusammenhängt und wie in einer unterkühlten Wolke gleichzeitig Tröpfchen und Eisteilchen bestehen können. Diese kolloidale Instabilität der Wolke, die zum schnellen Eiskristallwachstum auf Kosten der unterkühlten Tröpfchen führt, hat in den nachfolgenden Jahren eine außerordentlich wichtige Rolle bei der Erklärung der Niederschlagsprozesse in den gemäßigten Breiten gespielt. Dazu haben besonders die große Vielfalt der aerologischen Messungen in der Atmosphäre auf der einen Seite und die direkten Messungen der Wolkenelemente und der Übersättigung in den Wolken auf der anderen Seite beigetragen. Die Anwendung der aerologischen Daten zur Erklärung einiger spezieller Wolkenarten findet man im Teil *Thermodynamik der Atmosphäre - Dynamik*

der Atmosphäre - Die atmosphärischen Zirkulationen des Handbuches der Geophysik von STÜVE (1937) und in dem Buch *Physik der Atmosphäre* von A. und K. WEGENER (1935).

Die Übersättigung in der Wolkenluft spielt eine entscheidende Rolle bei der Erklärung der Phasenübergänge von Wasser im Zusammenhang mit der Wolkenbildung. Allgemein wurde dies schon von TRABERT (MZ 1896) Ende des 19. Jahrhunderts formuliert. Nachdem KOPP (MZ 1929; BPFA 1930) die Auswertung der Messungen der Übersättigung in Wolken publiziert hatte, entstand eine breite Diskussion darüber, wie sich diese Daten mit konzeptionellen Vorstellungen über die Wolkenbildung in Übereinstimmung bringen lassen. An dieser Diskussion haben sich besonders K. WEGENER (BPFA 1933) und FINDEISEN (1933) beteiligt. Findeisen hat eine einfache Formel für den Kondensationsvorgang abgeleitet, um die Übersättigung in der Wolke für bestimmte Temperatur, Anfangsfeuchtigkeit, Druck und Aufstiegs geschwindigkeit zu bestimmen. Im allgemeinen waren die von Findeisen ausgerechneten Übersättigungen viel niedriger als diejenigen, die Kopp für eine ähnliche Situation erhalten hatte. In Quellwolken sollte man nach Findeisen höchstens einige Prozent finden, was später durch systematische Messungen bestätigt wurde. Der typische Verlauf der Übersättigung in einer Quellwolke ist in Bild 1 dargestellt.

Einzigartige Daten über die Struktur von Wolken, die sich an atmosphärischen Fronten über Zentral- und Westeuropa ausbildeten, hat Findeisen während des Zweiten Weltkrieges bei Flugzeugmessungen gesammelt. Diese Meßflüge, die in den Jahren 1942 und 1943 von der Wolkenforschungsstelle des RfWD (Reichsamt für Wetterdienst) in Prag vorbereitet und durchgeführt wurden, hatten außer der Erforschung der Wolkenstruktur auch spezielle Messungen (Wolkenwassergehalt, Vereisungstendenz, Mikrostruktur der Wolken) zum Gegenstand. Bild 2 zeigt den Frontenflug Prag - Kassel vom 25. November 1942 als Beispiel. Man erkennt die verwickelte Struktur der Wolken und die Entwicklung des Niederschlagsprozesses an der Front deutlich. Was den Umfang und die Zielsetzung angeht, waren die Messungen und Beobachtungen während dieser Flüge zu der Zeit vielleicht die am weitesten fortgeschrittenen wolkenphysikalischen Studien. Leider sind einige Daten und Meßergebnisse der insgesamt 15 Frontenflüge bei Kriegsende verlorengegangen.

Den hohen Wolken wurde in Deutschland und in Österreich schon am Anfang des 20. Jahrhunderts viel Aufmerksamkeit gewidmet. Einige der älteren Arbeiten sind in dem Buch von SÜRING *Die Wolken* (1950) erwähnt. Sie beschäftigten sich anfangs mit den Theorien zur Wellenbildung und zur Bildung von Lenticularis- oder Hinderniswolken. Sie stammen hauptsächlich von v. FICKER (DKAWW 1906, 1910; MZ 1913, 1931). An diese Arbeiten knüpfen später sowohl Küttners Beobachtungen von Hinderniswolken und der Rotorbildung im Riesengebirge als auch theoretische Studien von KÜTTNER (BPFA 1939a,b) und LYRA (BPFA 1940; ZAMM 1943) an. Zahlreiche Beobachtungen von mittelhohen und hohen Wolken

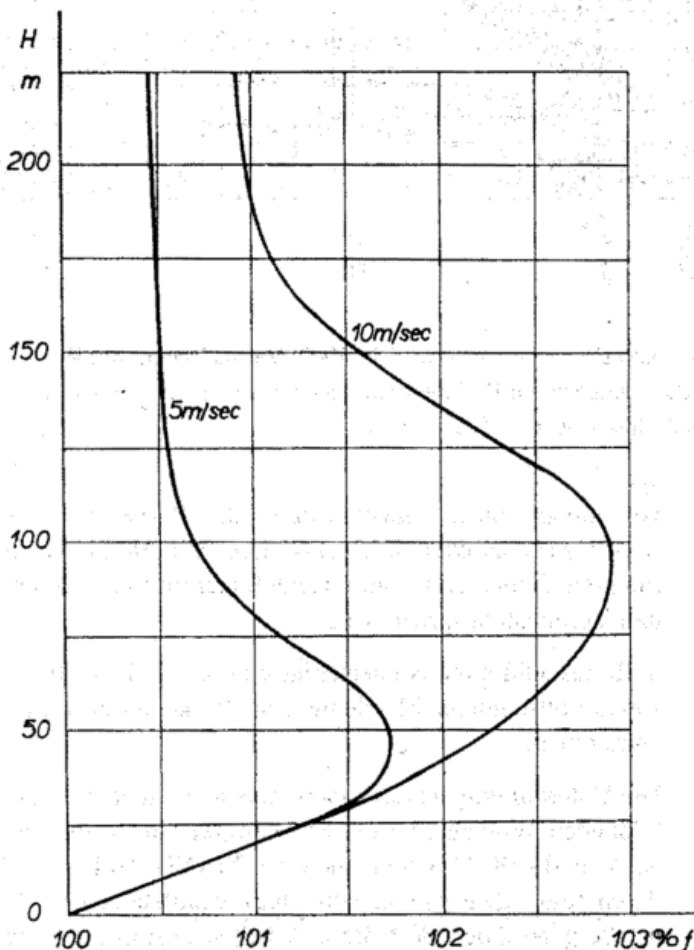


Bild 1: Der Verlauf der Übersättigung in einer Quellwolke für die Aufstiegs geschwindigkeiten 5 m/s und 10 m/s (nach FINDEISEN, 1933)

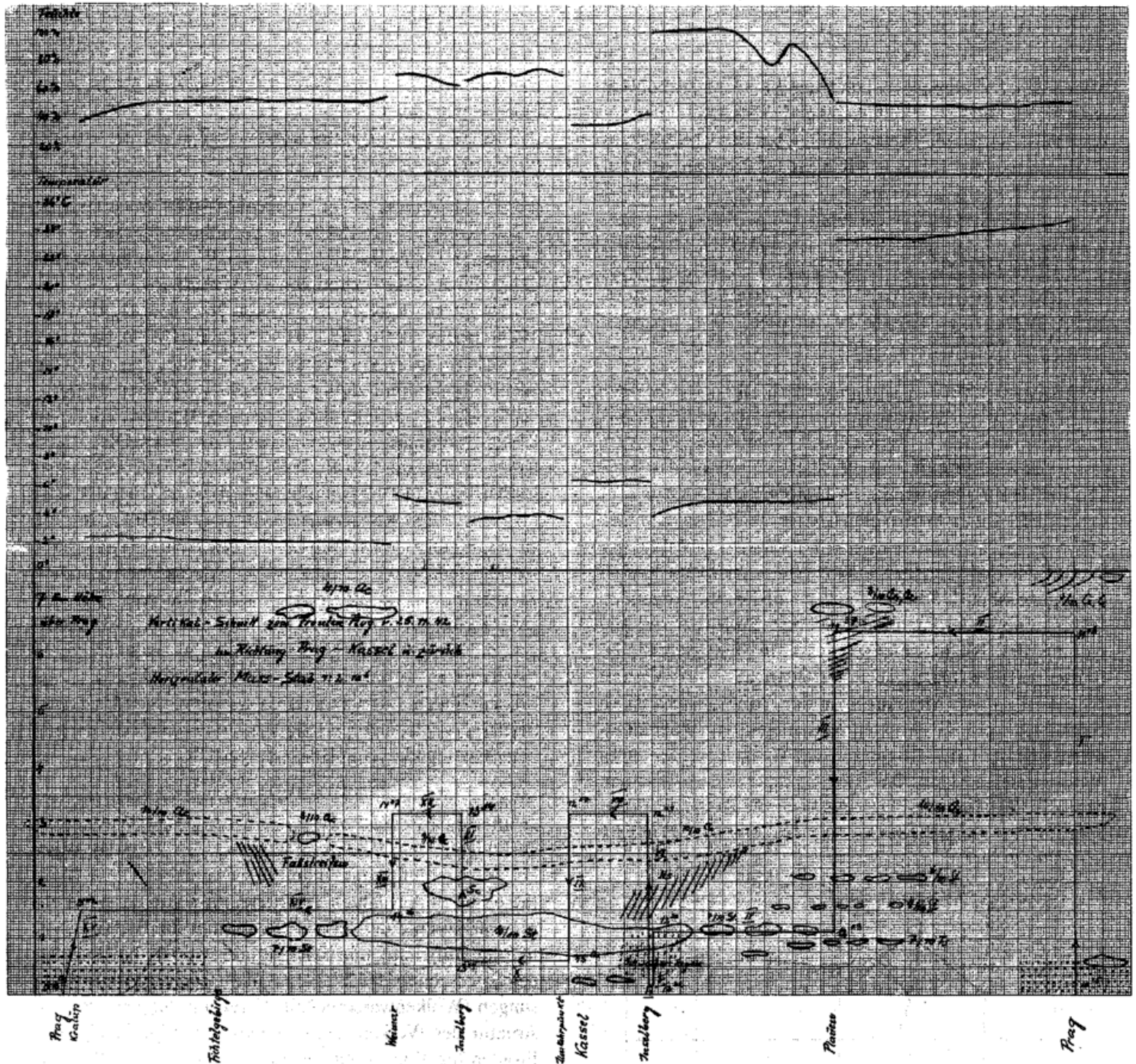


Bild 2: Reproduktion der Originalauswertung des Frontenfluges Prag - Kassel und zurück vom 25.11.1942. Vertikalschnitt mit Wolkenbeobachtungen, Temperatur- und Feuchtemessungen. Die Bezeichnungen am Bildunterrand lauten (v. l. n. r.): Prag - Kralup - Fichtelgebirge - Weimar - Insel(s)berg - Umkehrpunkt - Kassel - Insel(s)berg - Plauen - Prag.

(z.B. über die Zugrichtung von Ac - Wolken und über Cirren) wurden von PEPPLER beschrieben (MZ 1935; Zang M 1927, 1936; GB 1937).

### 3 Niederschlags- und Gewitterwolken

Aufgrund vieler Bodenbeobachtungen und aus den Messungen mit Fesselballonen in Friedrichshafen hat PEPPLER (1936) die Eigenschaften der Niederschlagswolken (Ns), die er für typische Mischwolken gehalten hat, formuliert. Im allgemeinen spricht er über drei Entwicklungsstadien von Nimbuswolken:

1. Vorstadium mit Schichtwolkenstruktur und inhomogenen Temperatur- und Feuchtefeldern,
2. Anfangsstadium, das durch die beginnende Entstehung

von Niederschlags-elementen durch den Bergeron-Findeisen-Prozeß charakterisiert ist und durch eine Homogenisierung der Temperatur- und Feuchtefelder infolge Schmelz- und Verdunstungsprozessen,

3. Reifestadium mit Niederschlagsbildung und Fallstreifen sowie vollständiger Mischung von Wolkenmassen durch entrainment.

Die Unterkühlung an den Obergrenzen von niederschlagsbildenden Wolken (die größte Häufigkeit liegt zwischen  $-8^{\circ}\text{C}$  und  $-18^{\circ}\text{C}$ ) wurde auch von MANN (BPFA 1940) durch seine Bearbeitung von Flugzeugaufstiegen in Königsberg bestätigt. Auf diese Arbeiten gestützt, hat sich später die allgemeine Theorie der Niederschlagsbildung entwickelt, die namentlich mit den wolkenphysikalischen Studien von Findeisen verbunden ist.

Seit WEGENER (MZ 1920) hat man oft über den Einfluß von Eisteilchen auf die Phasenübergänge von Wasser in einer unterkühlten Wolke gesprochen. Einige bahnbrechende Arbeiten auf diesem Gebiet wurden von FINDEISEN publiziert z.B. (1938a,b). Nach Findeisen wird der Phasenübergang von Wasser in einer Mischwolke durch die Anwesenheit von Sublimationskernen, die eine ähnliche Struktur und ein ähnliches Verhalten in der Atmosphäre haben wie Eis, bestimmt.

Wenn die Sublimationskernkonzentration klein ist, dann wachsen in Anwesenheit von unterkühlten Tröpfchen die Keime zu großen Eiskristallen, die aus der Wolke ausfallen. Am Ende dieses Prozesses wird man im oberen Teil der Wolke meistens die kleinen unterkühlten Tröpfchen finden, die durch den aufsteigenden Luftstrom getragen werden. Wenn andererseits die Konzentration der Sublimationskerne groß ist (z.B.  $\geq 10 \text{ cm}^{-3}$ ), wird die obere Schicht der Wolke in eine Eiswolke umgewandelt.

In Schichtwolken (Ns) entsteht der Niederschlagsprozeß im Niveau der As-Wolken bei Temperaturen von ungefähr  $-15 \text{ }^\circ\text{C}$  (Bild 3). Wenn sich unter der Wolke Sc-Wolken mit größerem Wassergehalt befinden, wachsen die Kristalle durch Koagulation mit leicht unterkühlten Tropfen, und es entstehen ergiebige Niederschläge (seeder-feeder-Mechanismus). Die weitere Entwicklung der Niederschläge hängt von der Anzahl der von oben in die untere Wolke hineinfallenden Eiskristalle, von deren Konzentrationsverhältnis zu den Wolkentröpfchen, von der aufsteigenden Luftströmung und von der Temperatur unterhalb der Wolke ab. In Gewitterwolken erklärt FINDEISEN (1938a) den Niederschlagsprozeß durch fünf Entwicklungsstadien (Bild 4) statt drei wie PEPPLER (s.o.). In dem ersten sind in den oberen Teilen einer Quellwolke Cu con nur unterkühlte Tröpfchen (z.B. bei  $-15 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Im zweiten Stadium erscheinen in den obersten Wolkenschichten schon Eiskristalle. Die Graupel (Sphärokristalle) wachsen dann zu solchen Größen, daß der aufsteigende Luftstrom sie nicht mehr tragen kann und sie sinken. Durch die Koagulation mit unterkühlten Tröpfchen wachsen sie weiter und fallen wie Hagel aus der Wolke. Das dritte und vierte Stadium ist durch Regen gekennzeichnet. Ausgiebiger Regen begleitet besonders das dritte Stadium, wenn die Eiszone allmählich fast bis zu der  $0 \text{ }^\circ\text{C}$ -Isotherme (viertes Stadium) sinkt. Das fünfte Stadium ist durch leichten Regen, Anwesenheit von Eiskristallen im oberen Teil der Wolke und durch unscharfe Umrisse des oberen und unteren Teils der Wolke charakterisiert.

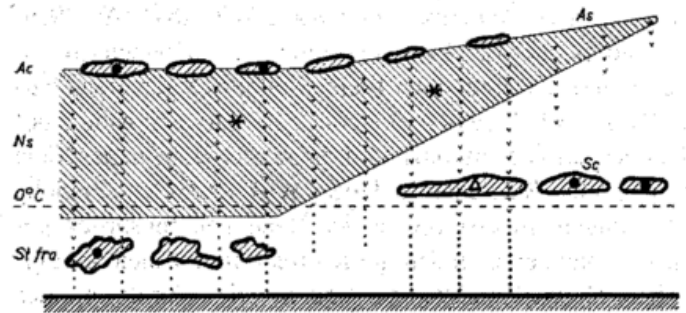


Bild 3: Der Aufbau der Nimbostratus-Niederschlagswolke (Ac - Ns - Sc) (nach FINDEISEN, 1938b). Es bedeuten: ● : unterkühlte Tropfen in Wolken oder ausfallende Regentropfen, \* : Eiskristalle, Δ : Frostgraupel und ⋈ : ausfallende Eisteilchen.

Die wichtige Rolle von Eiskristallen im Niederschlagsprozeß spiegelt sich auch in anderen Arbeiten von FINDEISEN (MZ 1938b, 1939; ZangM 1939), PEPPLER (FEB 1940) und WALL (ZangM 1941) wider. Findeisen hat immer betont, daß die Anwesenheit von Eiskristallen in den oberen Teilen der Wolken eine notwendige Bedingung für ergiebige Niederschläge in mittleren geographischen Breiten ist. Auf der anderen Seite hat er (1931) die Theorie und Experimente von LENARD (MZ 1904) weiterentwickelt, um die Regentropfenbildung in reinen Wasserwolken zu erklären (MZ 1939a,b).

#### 4 Kondensations- und Eiskerne und ihre Rolle in der Wolkenbildung

Am Ende des 19. Jahrhunderts waren die Rolle der Kondensationskerne im Wolkenbildungsprozeß erkannt und die ersten Messungen mit dem Aitken-Kernzähler in der Atmosphäre ausgewertet. Der nächste Schritt war nun die Nutzung dieser Kenntnisse zur Verbesserung der theoretischen Modelle und zur praktischen Anwendung in der Atmosphäre. Die theoretische Beschreibung und Analyse der Keimbildung von Wolkentröpfchen und Eiskristallen wurde von Volmer und seinen Mitarbeitern gemacht. Eine Übersicht über diese Studien bringt das Buch *Kinetik der Phasenbildung* von VOLMER (1939). Die mehr praktischen Fragen wurden in dem Buch von SCHMAUSS und WIGAND (1929) *Die Atmosphäre als Kolloid* behandelt, wo einige der vorhergehenden Studien zusammengefaßt sind z.B. SCHMAUSS (MZ 1920).

Die ersten Messungen mit dem Aitken-Kernzähler haben LÜDELING (EMBP 1904) und Wigand beschrieben. In

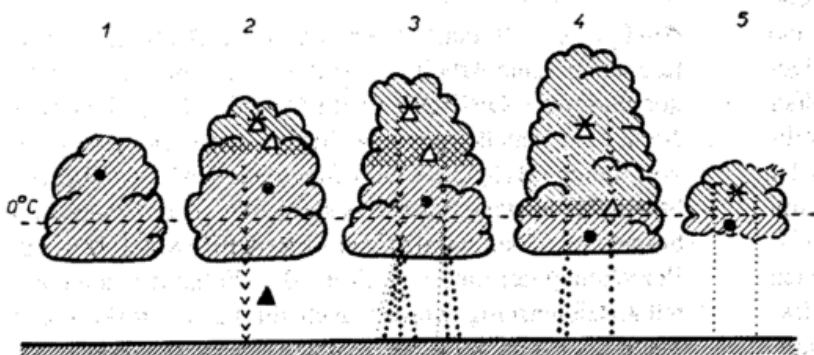


Bild 4: Der Aufbau der Cumulonimbus-Gewitterwolke in verschiedenen Entwicklungsstadien (nach FINDEISEN 1938b). Bezeichnung der Hydrometeore wie in Bild 3, ergänzt um ⋈ : Reifgraupel und ▲ : Hagel. Es bezeichnen (1) das Vorstadium, (2) das Hagelstadium, (3) das 1. Regenstadium, (4) das 2. Regenstadium und (5) das Reststadium.

seiner eingehenden Arbeit untersuchte WIGAND (AP 1919) besonders die vertikale Verteilung der Kondensationskerne, die er während der Freiballonfahrten gemessen hatte (BPFA 1913, 1914). Er stellte eine starke Abnahme der Kondensationskernkonzentration mit der Höhe in der Nähe von großen Städten fest. HESS (GB 1930) hat ähnliche Messungen im Gebirge in der Nähe von Innsbruck gemacht, ohne eine eindeutige Korrelation mit meteorologischen Hauptelementen zu finden. Die Einführung des Scholz-Kernzählers hat einige Nachteile des Aitken-Kernzählers (z.B. das zu kleine Meßvolumen) beseitigt (SCHOLZ ZIK 1931; MZ 1932). Außerdem konnte mit dem großen Scholz-Kernzähler die Leitfähigkeit der Atmosphäre über die Ionenzahl gemessen werden. SCHOLZ (NAW 1928) hat das gefundene Morgenmaximum der Leitfähigkeit mit dem Absinken der Kondensationskernkonzentration erklärt. Viele ähnliche Messungen sind in dem Buch von BURCKHARDT und FLOHN (1939) *Die atmosphärischen Kondensationskerne in ihrer physikalischen und bioklimatologischen Deutung* zusammengefaßt.

Allmählich ist man aber zu der Erkenntnis gekommen, daß die Messungen von Kondensationskernen mit Instrumenten, die mit Übersättigungen von Hunderten von Prozenten arbeiten, nur eine sehr beschränkte Anwendung in der Wolkenphysik haben. KÖHLER (GB 1931; MZ 1929) hat klar gezeigt, daß die aktivsten Kerne größere Teilchen (z.B. Radien  $> 0,1 \mu\text{m}$ ) sind, die aus hygroskopischen Substanzen bestehen (z.B. NaCl). FINDEISEN (MZ 1937) hat schon vor 56 Jahren behauptet, daß die meisten aktiven Kondensationskerne keine Salzteilchen sind und daß die Mehrheit der aktiven Kerne (z.B.  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) über den Kontinenten durch natürliche und künstliche Verbrennungsprozesse produziert werden (FINDEISEN 1938b). Er hat auch über die Natur der Sublimationskerne nachgedacht: "sie müssen feste Körper sein" von einer Struktur, die dem Eis ähnlich ist.

Gleichzeitig mit Findeisen hat sich JUNGE (1935) (MZ 1936; AnM 1950) mit den Grundproblemen der Kondensationskern-Aktivierung bei verschiedenen Übersättigungen beschäftigt. Im groben Einklang mit Köhlers Theorie hat er die Übersättigungskurven von verschiedenen Kernen bei steigenden und sinkenden relativen Feuchtigkeiten aufgetragen (JUNGE AnM 1950). Zwei weitere Artikel, die sich mit der Keimbildung und Wasserdampfkondensation an Kernen befassen, stammen von WALL (ZangM 1940, 1941).

Nach Auswertungen von Wettererkundungsflügen sind Findeisen und seine Mitarbeiter (FINDEISEN und SCHULZ FEB 1944; SCHULZ 1947) zu der Schlußfolgerung gekommen, daß aktive Sublimationskerne auch über dem Ozean existieren. Diese Annahme wurde im wesentlichen durch die Messungen der kritischen Temperaturen der Eiskristalle über dem Meer gestützt, wo sie im Mittel um  $4^\circ\text{C}$  bis  $5^\circ\text{C}$  höher waren als über dem Festland. FINDEISEN und SCHULZ (FEB 1944) haben die Konzentrationen von natürlichen Sublimationskernen bei verschiedenen Expansionen (=Aufstiegsgeschwindigkeiten) und Temperatur-

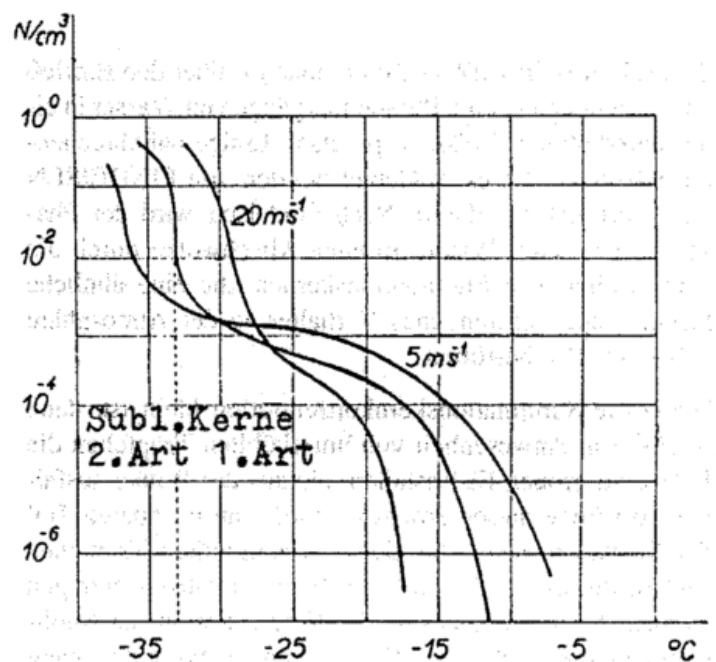


Bild 5: Sublimationskernspektrum (nach FINDEISEN und SCHULZ FEB 1944) für die Aufstiegsgeschwindigkeiten (Expansionen) in der Unterdruckapparatur 5 m/s und 20 m/s. Zusätzlich eingezeichnet ist ein mittleres Sublimationskernspektrum. Die gestrichelte Linie trennt Sublimationskerne 1. Art von denen der 2. Art.

ren in einer Unterdruckapparatur gemessen. Die gemessenen Konzentrationen haben sich zwischen  $10^{-7}$  und  $1 \text{ cm}^{-3}$  bewegt. Natürlich kann die Form der Kurven (vgl. Bild 5) und Findeisens Einteilung der Sublimationskerne in zwei Klassen nach deren Aktivität (SCHULZ 1947) auch durch Apparaturdimensionen, Kristallbildung an den Wänden und mittlere Kerngröße beeinflusst worden sein. Findeisen hat die Radien der Sublimationskerne zu  $10^{-7}$  bis  $10^{-5} \text{ cm}$  abgeschätzt.

Findeisen (siehe z.B. PODZIMEK und KOLDOVSKY (SGG 1957) sowie RAU (SDAL 1944)) haben auch interessante Laborversuche gemacht, während derer sie den Einfluß von wiederholter Aktivierung und Anwesenheit von verschiedenen Stoffen auf die Wirksamkeit der Sublimationskerne (Gefrierkerne) verfolgt haben.

Außer Findeisen und Junge hat WALL (ZangM 1940, 1942; MZ 1942a,b, 1943) auf dem Gebiet der atmosphärischen Kerne wichtige Studien über die Wasser- und Eiskeimbildung in der Atmosphäre gemacht. Viele der erwähnten Arbeiten sind in dem Bericht *Die Eisphase in der Atmosphäre* von WEICKMANN (1949) analysiert.

## 5 Mikrophysik der Wolken

Am Ende des 19. Jahrhunderts wurden in Deutschland weitere interessante Arbeiten über die Mikrostruktur der Wolken publiziert. OBERMEYER (ZM 1877) hat sich mit der Natur der „Nebelkörperchen“ befaßt. Er hat die Bewegung von kleinen Tröpfchen und Staubteilchen mit Hilfe der Stokes-Widerstandsformel beschrieben. Die Kränze um Sonne und Mond wurden von PERENTER (MZ 1906) zur Berechnung der mittleren Größe der Wolkenelemente benutzt. Gleichzeitig wurden auch direkte mikroskopische Messungen von Wolkenelementen auf Bergstationen ge-

macht (WAGNER MZ 1909; WEGENER WBer 1908; KÄHLER MZ 1911). Wagner hat auch den mittleren Wassergehalt der Wolken zu  $2 \text{ g m}^{-3}$  abgeschätzt bei einem mittleren Tropfendurchmesser von  $33 \text{ }\mu\text{m}$ . WEGENER (MZ 1910) wies auf die beschränkte Anwendung der Messungen mit dem Aitken-„Staubzähler“ für die Wolkenphysik hin. Die große Übersättigung in diesem Zähler stand in starkem Widerspruch zu der Übersättigung, die man aus den Beugungsringen und den entsprechenden Tropfengrößen berechnet hat (nach Wegener ungefähr 1%). KÖHLER (MZ 1921a) hat später gezeigt, wie die Übersättigung an der konvexen Tropfenoberfläche (Krümmungseffekt) durch eine Salzkomponente des Keimes erniedrigt wird (Lösungseffekt). Dadurch wurde klar gezeigt, wie das Tropfengrößenspektrum als Resultat von Kondensationswachstum und Tropfenkoagulation erklärt werden kann (KÖHLER MZ 1921b, 1925, 1926, 1927).

Am Anfang des 20. Jahrhunderts haben sich Wissenschaftler auch mit der wichtigen Rolle der Eiskristalle bei der Niederschlagsbildung in Mischwolken beschäftigt. SCHMIDT (MZ 1908) hat die Beobachtungen von Eiskristallen und deren Bewegung beschrieben, um die optischen Erscheinungen in der Atmosphäre zu erklären. WEGENER (MZ 1910) hat sich mit dem Wachstum von Eiskristallen befaßt, um die rasche Transformation von Flüssigwasser in Eis in Gewitter- und Niederschlagswolken zu erklären. In einer anderen Arbeit (WEGENER MZ 1920) wurde das allmähliche Wachsen von Cirrus-Kristallen studiert. Diese Forschungsarbeiten fanden später ihre Fortsetzung in Arbeiten von Findeisen (vgl. Abschn. 3).

Nachdem FINDEISEN (GB 1932) die Tröpfchen-Koagulation in inhomogenem Nebel und die Entwicklung des Tröpfchengrößenspektrums analysiert hatte, hat er sich mit der Kondensation und der Verdunstung, die durch Wasserdampf- und Wärmeaustausch an der Tropfenoberfläche bedingt sind, beschäftigt. Zuerst hat er den einfachen Fall einer am Anfang monodispersen Wolke angenommen (FINDEISEN BPFA 1933). Später wurde eine bestimmte Größenverteilung von Tropfenkeimen am Anfang des Prozesses vorausgesetzt. Diese letzte Arbeit von FINDEISEN (1944, unveröffentlichtes Exemplar im Institut für Physik der Atmosphäre, Prag) *Wasserdampfübersättigungen bei der Wolkenentstehung* wurde vermutlich nie in vollem Umfang publiziert. In ihr wurde klar gezeigt, daß einfache Voraussetzungen über die Feuchteänderung bei der adiabatischen Luftexpansion und bei der Kondensation des Wasserdampfes an verschieden großen Tröpfchen zu Übersättigungen führen, die sehr selten 3% übersteigen. Wenn ein monodisperses Kernspektrum und die Konzentration der aktiven Kerne  $N$  (in  $\text{cm}^{-3}$ ) bekannt sind, ergibt sich die maximale relative Feuchte,  $f_{\text{max}}$  in %, bei einer bestimmten Aufstiegsgeschwindigkeit,  $dH/dt$  in  $\text{m/s}$ , aus der Gleichung:

$$f_{\text{max}} - 100 = 6,3N^{-1/2} \left( \frac{dH}{dt} \right)^{3/4}$$

wobei  $f_{\text{max}} \geq 100\%$  sein muß.

Die Tropfengrößenspektren, die während mehrerer Jahre in verschiedenen Wolken gemessen wurden, hat später DIEM (MR 1948) zusammengefaßt; er zeigte, daß in Wolken von nicht zu großer vertikaler Erstreckung, z.B. Cu hum, As, Sc, die Tropfengrößenverteilungen durch einfache Formeln ausgedrückt werden können.

Findeisen hat sich auch intensiv mit dem Phasenübergang von Wassertropfen zu Kristallen im Zusammenhang mit der Niederschlagsbildung beschäftigt. Seine Beobachtungen von Eiskristallen (FINDEISEN MZ 1939) knüpfen an die alte Tradition der Schnee- und Wolkenkristall-Beobachtungen in Deutschland und Österreich an. In diesem Zusammenhang sind die Beobachtungen von WESTMANN (MZ 1907) und HEIM (MZ 1919) zu erwähnen. Diese Arbeiten haben sich hauptsächlich auf die einfachen Formen der Eiskristalle bei niedrigen Temperaturen konzentriert. Die Beschreibung der Sternformen von Schneekristallen findet man in dem Artikel von KÖPPEN (MZ 1912). Andere Studien hatten die Beschreibung der einfachen Formen der fallenden Eiskristalle in den höheren Schichten der Atmosphäre, die zur Erklärung der optischen Halo-Erscheinungen dienen sollten (z.B. SCHMIDT MZ 1908; KÖPPEN MZ 1908; SCHMAUSS WE 1925), als Ziel.

Aus Flugzeugbeobachtungen hat FINDEISEN (MZ 1939) ein Schema für die Entwicklung der Wolkenkristallformen abgeleitet. In diesem Schema hat er die Hauptrolle den Sternformen, die bei größter Übersättigung entstehen, zugeschrieben. Die experimentelle Untersuchung der Eisteilchenbildung war eines der wichtigsten Forschungsprobleme der Wolkenforschungsstelle in Prag. In mehreren Arbeiten (z.B. FINDEISEN MZ 1942; FINDEISEN und SCHULZ FEB 1944; SCHULZ 1947) wurde dem Wasserphasenübergang und der Eiskeimbildung mehr Aufmerksamkeit gewidmet als der Morphologie der Eiskristalle. Außer den schon erwähnten Ergebnissen hat man auch interessante Laborexperimente gemacht, die zur Entdeckung der Eissplitterbildung an Reifschichten geführt haben (W. und E. FINDEISEN MZ 1943). Dieser Vorgang, der durch elektrische Ladungsabscheidung an wachsenden Eiskristallen verursacht werden kann, hat schon früher FINDEISEN (1940) zur Erklärung der elektrischen Ladung in einer Gewitterwolke benützt. Interessante Beobachtungen an natürlichen und künstlichen Schneekristallen wurden zu dieser Zeit auch von WALL (z.B. ZangM 1940, 1941) durchgeführt.

## 6 Niederschlagsprozesse und Gewitter

Das Wachstum von fallenden Tropfen durch Koagulation hat LENARD (MZ 1904) in seiner wohlbekannten Arbeit *Über Regen* in Einzelheiten beschrieben. Aufgrund seiner sorgfältigen Versuche mit fallenden Tropfen hat er ihre Fallgeschwindigkeit abgeleitet. Weiter hat er die kritische Geschwindigkeit bestimmt, oberhalb derer Tropfen mit einer bestimmten Mindestgröße zerplatzen (break-up). Lenard hat auch den Tropfenkoagulationsprozeß im Detail beschrieben. Danach führt nicht jeder Zusammenstoß zur

Tropfenvereinigung. Laborversuche und theoretische Überlegungen wurden von vielen Regentropfenmessungen in der Natur begleitet. DEFANT (WBer 1905) hat aus der statistischen Bearbeitung von 38 Regenfällen das Verhältnis der Häufigkeitsmaxima der Größenverteilung von Regentropfen abgeleitet: Die Massen der relativen Maxima verhielten sich ungefähr wie 1 : 2 : 3 : 4 : 6, das Verhältnis der Hauptmaxima lag bei 1 : 2 : 4 : 8. Dieses Ergebnis wurde von SCHMIDT (MZ 1908) aufgrund einer theoretischen Analyse des Koagulationsprozesses bestätigt; dabei nahm er allerdings an, daß nur Tropfen mit annähernd gleicher Masse oder einem Massenverhältnis 1 : 2 zusammenfließen können. Die Lenard-Schmidtsche Verteilung wurde später von LITZNAR (MZ 1914), der die Abplattung der großen fallenden Tropfen berücksichtigt hat, erweitert.

Ein neues Element in der Beschreibung der Dynamik des Regens stellt die Arbeit von AHLBORN (PZ 1931) dar, in der die beobachtete Luftmassenverschiebung nach unten, die durch fallende Regentropfen induziert wird, erklärt wird.

Schon im Jahre 1932 hat PEPLER (ZangM 1932) auf die Besonderheiten der Niederschläge aus dünnen Schichtwolken aufmerksam gemacht. Eine andere Quelle für entsprechende Beobachtungen stammt von Findeisen (SCHULZ 1947), der Wolken- und Niederschlagsbeobachtungen von 24 Meßflügen über dem Atlantik und dem Nordmeer bearbeitet hat. In seinem Bericht hat er die wesentlichen Unterschiede zwischen den Schauern aus dünnen Wolken (Nieselschauer) und aus Mischwolken hervorgehoben. Die erste Art ist durch hohen Wassergehalt (bis  $3 \text{ gm}^{-3}$ ) und hohe Konzentration von Tropfen gekennzeichnet. Die Analyse des Koagulationsprozesses der kleinen Tropfen führte zu der Schlußfolgerung, „daß die Oberflächenbeschaffenheit der Tropfen über See eine andere ist als über Land, und daß das Zusammenfließen in den Wolken über See infolgedessen leichter erfolgen kann“. Außerdem wurde festgestellt, daß die Eisteilchenbildung in den Sprühregenwolken über See und Land bei höheren Temperaturen zustande kommen kann. In dieser Arbeit spricht Findeisen - außer von Sublimationskernen - auch von Kernen, die durch Kollision mit unterkühlten Tröpfchen deren Umwandlung in Eiskristalle verursachen können; solche Kerne werden heute Kontaktkerne genannt.

Ergiebige Niederschläge entstehen durch Prozesse, die zum Teil schon erwähnt wurden. In Bild 3 sind die Hauptprozesse, die sich auf Schichtwolken beziehen, eingezeichnet, ebenso in Bild 4 für eine Gewitterwolke. Die wichtige Rolle von Eiskristallen in Quellwolken beruht nach Findeisen auf folgenden Voraussetzungen: In dem unterkühlten Teil der Wolke bei etwa  $-15^{\circ}\text{C}$  bis  $-20^{\circ}\text{C}$  bilden sich Eiskristalle, sofern Sublimationskerne vorhanden sind. Die unterkühlten Wassertropfen verdampfen zum Teil zugunsten der Eiskristalle oder gefrieren an Kristallen, so daß sich diese im aufsteigenden Luftstrom in (Frost-) Graupel umwandeln. Wenn sie so groß werden, daß der Luftstrom sie nicht mehr tragen kann, fallen sie durch die darunterliegende Schicht von unterkühlten Wassertropfen, wo sie stark anwachsen. Schließlich schmelzen sie allmählich,

nachdem sie die Wolke verlassen haben. FINDEISEN (AnHy 1940) vertrat die Ansicht, daß die hellen und durchsichtigen bzw. die trüben Schichten des Hagelkornes während des Fallens durch den inhomogenen Teil der Wolke entstehen, der durch eine größere oder kleinere Anzahl der unterkühlten Tröpfchen oder Eiskristalle verschiedener Temperatur gekennzeichnet ist. Man braucht also nicht unbedingt die Auf- und Abwärtsbewegung voraussetzen, um die Mikrostruktur des Hagelkornes zu erklären (z.B. ROSSMANN AnHy 1940).

Ohne in die Einzelheiten der Gewitterraumladungsbildung zu gehen, werden nun einige elektrische Vorgänge erwähnt, die sich direkt auf die Umwandlung von Wolkenelementen beziehen. STÄGER (AP 1925a,b,c,) spricht von einem „Zerreibeffekt“, der eine Elektrisierung eines Eiskristalls verursacht und der auftritt, wenn von einem Eiskristall ein Teil abgetrennt wird, z.B. in dem turbulenten Luftstrom. FINDEISENs (MZ 1940) Laborversuche, die das „Rauschen“ im Funkgerät in der Nähe von großen Quell- und Gewitterwolken nachmachen sollten, haben gezeigt, daß die Eiskörperchen (Eissplitter), die sich von bereifenden Eiskristallen ablösen, elektrische Ladungen tragen. Diese entstehen nach Findeisen infolge der Zerstörung der elektrischen Doppelschichten an Eiskristallen. Die Ladungstrennung in einer Gewitterwolke erklärt Findeisen durch verschiedene Fallgeschwindigkeiten der Eisteilchen und der entgegengesetzt geladenen Splitter. Dadurch werden sich die Splitter im oberen Teil und die Eisteilchen oder großen Tropfen im unteren Teil der Gewitterwolke befinden, so daß auf diese Weise unterschiedliche Raumladungen in unterschiedlichen Wolkenbereichen entstehen. In einer späteren Arbeit haben W. und E. FINDEISEN (MZ 1943) entdeckt, daß die entstehende Reifschicht eine positive und diejenige, die sublimiert, eine negative Ladung trägt. Die stärkste positive Ladung wurde an Eiskristallen, die durch das Gefrieren von kleinen unterkühlten Tröpfchen entstanden, gemessen. Diese Erscheinung wurde für die Eissplitterbildung verantwortlich gemacht.

Auch WALL (1948) hat den Eiskristallen eine wichtige Rolle bei der Trennung der elektrischen Ladungen zugeschrieben. Durch das Ansetzen von Ionen und kleinen Tröpfchen an größere fallende Eiskristalle wird die untere Seite der Gewitterwolke vorwiegend negativ und der obere Teil der Wolke mit hohen Ionenkonzentrationen positiv geladen.

## 7 Schlußwort

In der vorliegenden kurzen Übersicht wurde gezeigt, daß die Wolkenphysik in Mitteleuropa eine lange Tradition hat. Während der Vorbereitung dieses Artikels wurden 331 Arbeiten (bis ungefähr 1950) in Betracht gezogen. Viele Artikel sind sicherlich unter Wolkenphysikern in Vergessenheit geraten und einige, die während des Zweiten Weltkrieges verfaßt wurden, vielleicht für immer verloren.

Die Wolkenphysik stand in Deutschland in der Vergangenheit immer im Vordergrund von Untersuchungen zu der

Physik der Atmosphäre und der Meteorologie. Die Arbeiten von H. von Helmholtz, W. Peppler, G. Stüve und anderen haben neue Wege bzgl. der Thermodynamik der Wolken gezeigt. Diese Forschung wurde begleitet von theoretischen Studien des Wasserphasenüberganges in der Atmosphäre, die hauptsächlich auf den Arbeiten von M. Volmer, R. Becker und W. Döring basieren. Auf dem Gebiet der Mikrophysik der Wolken haben besonders A. Wegener, E. Wall und W. Findeisen viel zu der Erforschung der Bildung von Wolken und Niederschlag beigetragen. Obwohl einige Vorstellungen über den Ablauf der Prozesse heute anders aussehen (z.B. die Sublimationskernhypothese), muß man die Vereinigung von Flugbeobachtungen und Messungen mit originellen Instrumenten, die Simulation der in Wolken beobachteten Vorgänge im Labor und die Begründung von Meßergebnissen mit theoretischen Modellen - wie es in den Wolkenforschungsstellen in Friedrichshafen und später in Prag gemacht wurde - bewundern.

Diese und viele andere Arbeiten sollen Ansporn für junge Wissenschaftler sein, sich mit den „höchst kapriziösen von allen Prozessen in der Natur“ - wie Helmholtz die wolkenphysikalischen Phänomene im Jahre 1875 bezeichnet hat - zu beschäftigen.

Zum Schluß möchte ich noch Frau L. Murdychova aus Prag danken, die mir wertvolle technische Dienste, die mit dem Druck dieser Arbeit zusammenhängen, erwiesen hat.

### Verzeichnis der Zeitschriftenabkürzungen

AMGB Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

- AnHMM Annalen der Hydrologie und maritimen Meteorologie
- AnHy Annalen der Hydrologie
- AnM Annalen der Meteorologie
- AP Annalen der Physik
- BPFA Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre
- DKAWW Denkschr. Kaiserl. Akademie d. Wissenschaften, Wien
- EMBP Ergebnisse Meteorol. Beobachtungen in Potsdam
- FEB Forschung und Erfahrungsberichte des RfWD
- GB Gerlands Beiträge zur Geophysik
- MR Meteorologische Rundschau
- MZ Meteorologische Zeitschrift
- NAW Die Naturwissenschaften
- PZ Physikalische Zeitschrift
- SDAL Schriften der Deutschen Akademie für Luftfahrtforschung
- SGG Studia geophysica et geodaetica, Praha
- WE Das Wetter
- WBer Wiener Berichte
- WK Wetter und Klima
- ZangM Zeitschrift für angewandte Meteorologie
- ZAMM Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik
- ZIK Zeitschrift für Instrumentenkunde
- ZM Zeitschrift für Meteorologie

# Über die Mikrostruktur von Wolken

## 1 Die Wolke als polydisperses heterogenes System

Eine Wolke ist eine sichtbare Ansammlung von luftgetragenen Partikeln gleicher oder unterschiedlicher Zusammensetzung und Form. Diese Definition einer Wolke beinhaltet auch Nebel als eine am Boden aufliegende Wolke (sowie Wolken aus Aerosolpartikeln).

In der meteorologischen Praxis sind die Partikel meist Kondensatprodukte des Wasserdampfes. Sie werden als Hydrometeore oder als Wolkenpartikel im engeren Sinn bezeichnet.

Wolkenluft ist ein Gemenge aus trockener Luft, Wasserdampf, Hydrometeoren und Aerosolpartikeln. Es ist ein mehrkomponentiges heterogenes System, weil mehrere Komponenten ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$  etc.) vorhanden sind und weil  $H_2O$  in allen 3 Aggregatzuständen auftritt.

Der polydisperse Charakter einer Wolke liegt darin begründet, daß Wolkenpartikel verschieden groß sind. Bild 1 zeigt deutlich die Koexistenz vieler verschieden großer Tropfen. Im allgemeinen variieren die Radien von Tropfen zwischen ca.  $1 \mu m$  und  $5 mm$ . Tropfen mit Radien  $\leq 50 \mu m$  heißen (Wolken-) Tröpfchen, größere werden als Regentropfen bezeichnet (WMO 1992). Diese Grenze wird auch durch Modellrechnungen (s. Beitrag 4) nahegelegt. Die maximalen Abmessungen von Eisteilchen liegen zwischen ca.  $1 \mu m$  und einigen cm (Schneeflocken, Hagel).

Als Unterscheidungsmerkmal für die Größe kann die Masse oder eine geometrische Abmessung (Radius, Durchmesser) der Teilchen verwendet werden. Im Fall einer einfachen geometrischen Form, wie z. B. bei nicht zu großen Tropfen, lassen sich Masse und z. B. Radius äquivalent benutzen. Dies ist im Fall von eisförmigen Wolkenpartikeln (Eiskristalle, Graupel) meist nicht mehr der Fall. Selbst bei relativ einfachen Formen wie Säulchen und Plättchen sind die Eisteilchen durch unterschiedliche Längen der Achsen charakterisiert. Daher müssen sowohl die funktionale Abhängigkeit zwischen den verschiedenen Achsen als auch die Dichte bekannt sein, um Masse und eine geometrische Abmessung in Verbindung zu setzen. Je nach Form findet man sehr unterschiedliche Achsenverhältnisse (z. B. LOCATELLI und HOBBS 1974).

Hydrometeore unterscheiden sich, wie schon angedeutet, durch ihre Form und durch ihre Dichte.

Tropfen sind in der Regel kugelförmig; nennenswerte Abweichungen von der Kugelform treten nur für sehr große Regentropfen auf. Die Dichte von Tropfen ist - mit Ausnahme von sehr kleinen Lösungstropfen - näherungsweise gleich der von reinem Wasser,  $\rho_w = 1 g cm^{-3}$ .

Eisteilchen zeigen demgegenüber eine große Variationsbreite hinsichtlich ihrer Form und Dichte (Titelbild und Bild 1 des Beitrags 5). Man unterscheidet bei Eisteilchen zwischen (regulären) Eiskristallen und anderen Eispartikel-

keln. Unter Eiskristallen versteht man Partikel, die ausschließlich durch Deposition gewachsen sind und eine regelmäßige, meist symmetrische geometrische Struktur aufweisen. Interne Bedingungen (z. B. Störstellen im Kristallgitter) und externe Einflüsse (z. B. Temperatur- und Feuchteverhältnisse) bestimmen ihre Form. So entstehen z. B. für  $T \approx -15 \text{ }^\circ C$  bei Eisüber-, aber Wasseruntersättigung Plättchenformen, bei Wasserübersättigung Dendrite (s. Bild 2). Das Titelbild illustriert, wie sich bei Wassersättigung und relativ hohen Temperaturen u. a. dicke Plättchen oder Büschel von hohlen Säulchen und bei Temperaturen zwischen  $-12 \text{ }^\circ C$  und  $-17 \text{ }^\circ C$  u. a. hexagonale Plättchen, Dendrite und Sektorplättchen bilden. Die Ursachen für die Ausbildung der verschiedenen Formen ist noch nicht geklärt. Neben den regulären Eiskristallen gibt es auch Mischformen wie z. B. bereifte Eiskristalle, Graupel, gefrorene Tropfen, Hagel und Schneeflocken, die man allgemein als Eispartikel bezeichnet. Ihre geometrische Form kann sehr komplex sein. Die Dichte von einzelnen Eiskristallen und -partikeln hängt sehr davon ab, wieviel Luft einschließen sie haben, so daß sie maximal die Dichte von reinem Eis,  $\rho_e \approx 0,9 g cm^{-3}$ , haben.

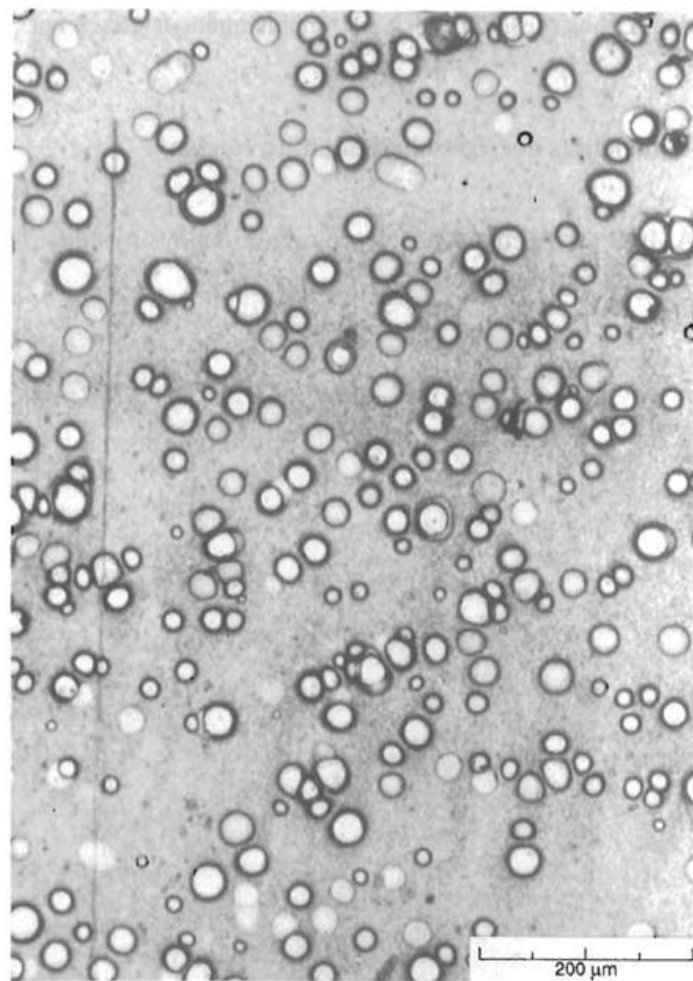
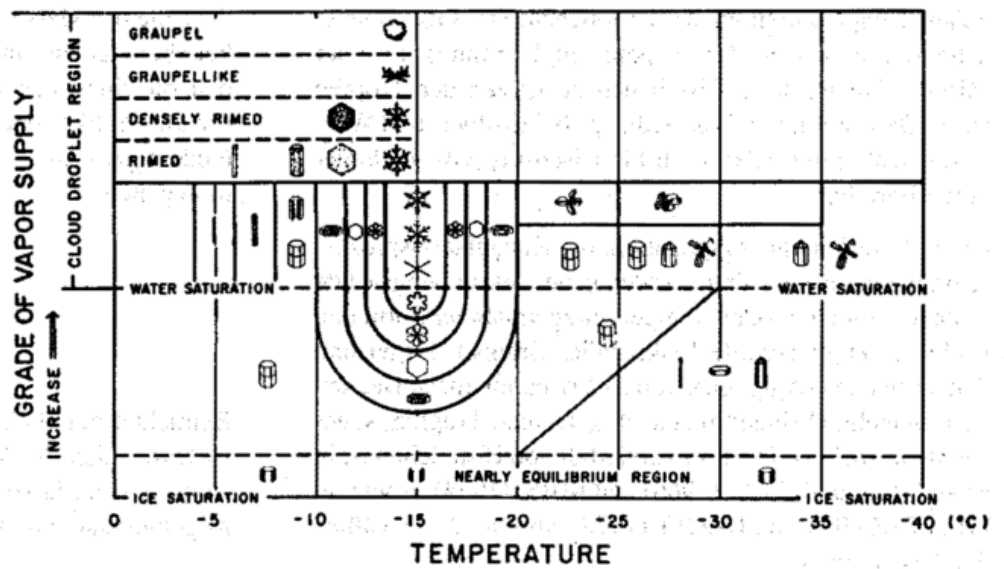


Bild 1: Photographie mit Replikatorsonde von Tropfen in dünnem Stratus bei  $p = 500 \text{ hPa}$  und  $T = -15^\circ C$ . Das Photo wurde freundlicherweise von L. Miloshevich und A. Heymsfield (NCAR) zur Verfügung gestellt.

Bild 2: Temperatur- und Feuchtebedingungen für das Auftreten bestimmter Eiskristalltypen nach MAGONO und LEE (1966) (aus PRUPPACHER und KLETT 1978).



Zwischen den drei Phasen von H<sub>2</sub>O in Form von Wasserdampf, Tropfen und Eiskristallen gibt es viele Wechselwirkungen und Umwandlungsmechanismen. Die beteiligten Partner und die Richtungen möglicher Prozeßabläufe sind in Bild 3 skizziert, wobei hinsichtlich der Eisteilchen nicht zwischen unterschiedlichen Sorten unterschieden wird. Die Mechanismen werden im folgenden kurz charakterisiert.

Hydrometeore werden durch Keimbildung (Nukleation) initiiert. Unter Nukleation versteht man allgemein die Bildung einer neuen Phase und speziell in der Wolkenphysik die Bildung von (sehr kleinen) Tropfen oder Eisteilchen. Man unterscheidet homogene Nukleation, d. h. Bildung von Tropfen oder Eisteilchen aus der reinen Dampfphase, und heterogene Nukleation, d. h. Aufnahme von Wasserdampf durch eine Aerosolpartikel; letzterer Nukleationsmechanismus dominiert in der Troposphäre. Aerosolpartikel können aus einer Vielzahl anorganischer und organischer, fester und löslicher Substanzen bestehen (s. PROMET 3/4 '89).

Die Keimbildung von Tropfen ist theoretisch und experimentell weitgehend geklärt. Anders ist dies bei Eisteilchen. Als primäre Entstehungsmechanismen kleinster Eisteil-

chen werden diskutiert: (1) direkte Deposition auf einer Aerosolpartikel (deposition nucleation), (2) Aktivierung von Aerosolpartikeln, die in einem unterkühlten Tropfen suspendiert sind und ihn gefrieren lassen, wobei die Aerosolpartikel als Kondensationskern gewirkt hat (condensation freezing nucleation) oder nicht (immersion freezing nucleation), und (3) Gefrieren eines unterkühlten Tropfens bei mechanischem Kontakt (Kollision) mit einer Aerosol- oder einer Eiskristallpartikel (contact freezing nucleation). Welcher Mechanismus unter welchen Bedingungen zum Tragen kommt, ist bisher unbekannt.

Die nukleierten Partikel wachsen bei Eis-/Wasserübersättigung durch Deposition/Kondensation von Wasserdampf, sie verringern ihre Masse bei Eis-/Wasseruntersättigung (Sublimation/Verdunstung). Im Extremfall geht das gesamte Kondensat in Wasserdampf über; da alle Hydrometeore in der Regel wenigstens eine Aerosolpartikel als Kern besitzen, bleibt die abgetrocknete feste Substanz zurück.

Wenn Tropfen kollidieren und zusammenfließen, spricht man von Koagulation; der entsprechende Prozeß für Eisteilchen ist die Aggregation (z. B. Bildung von Schneeflocken durch Zusammenballen vieler Dendriten). Treffen Tropfen und Eisteilchen aufeinander, entstehen bei nicht zu

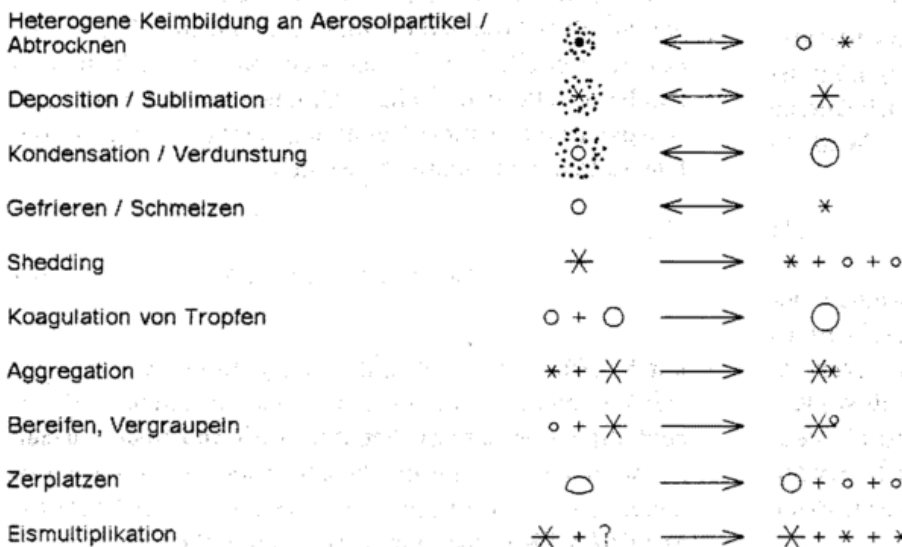


Bild 3: Wechselwirkungs- und Umwandlungsmechanismen (schematisch) zwischen Aerosolteilchen (●), Wasserdampf (☉), Tropfen (O) und Eisteilchen (\*).

hohen Temperaturen wieder Eisteilchen. Der Prozeß heißt dann Bereifen oder Vergraupeln (engl. riming). In einer Mischwolke wachsen Eisteilchen zu Lasten der Tropfen durch Deposition von Wasserdampf bei Eisüber- und Wasseruntersättigung (Bergeron-Findeisen-Prozeß) und/oder durch Bereifen.

Durch Bereifen und Aggregation, die Koagulationsprozesse im weiteren Sinn sind, werden neue, zusammengesetzte Teilchen mit mehr oder weniger unregelmäßiger Form und Dichte erzeugt: bereifte Eiskristalle, Graupel, Hagel und Schneeflocken (Aggregate von Eiskristallen, meist Dendriten). Manchmal findet man auch gefrorene Tropfen, sogenannte ice pellets. Die Formenvielfalt von Eisteilchen ist in MAGONO und LEE (1966), HOBBS (1974) sowie in PRUPPACHER und KLETT (1978; Abschn. 2.2) ausführlich beschrieben.

Überschreitet der Durchmesser eines flüssigen Tropfens einen kritischen Wert (ca. 5 mm), wird er hydrodynamisch instabil und zerplatzt in mehrere kleine Tropfen (hydrodynamischer break-up). Unter 'collision-induced break-up' (auch disruption genannt) versteht man dagegen, daß als Ergebnis eines Stoßprozesses von zwei Tropfen nicht ein einzelner – größerer – Tropfen entsteht, sondern entweder zwei oder mehr kleine Tröpfchen.

Eispartikel können außer durch den schon erwähnten primären Eisbildungsprozeß auch durch andere Mechanismen gebildet werden. Hierzu zählen das Abbrechen von Eisstückchen bei der Kollision von Eiskristallen und die Bildung von kleinsten Eispartikeln beim Bereifungsvorgang. Bei dem zuletzt genannten Prozeß (splintering) wird vermutet, daß er in unterkühlten maritimen Wolken, in denen man bei Temperaturen bis zu  $T = -15^{\circ}\text{C}$  Flüssigwasser gefunden hat, für eine rasche Zunahme der Eispartikelanzahl in kurzer Zeit (ice multiplication) verantwortlich ist. Dies ist jedoch noch nicht vollständig geklärt.

Schließlich können Eispartikel schmelzen, wobei auch große Tropfen (Radien  $>2$  mm) entstehen können. Relativ kleine Tropfen werden gebildet, wenn sich der Wasserfilm, der sich beim Schmelzen einer großen Eispartikel bildet, ablöst (shedding).

## 2 Größenverteilungen von Wolkenpartikeln

Die physikalische Größe, die dem polydispersen Charakter eines Ensembles von Wolkenpartikeln Rechnung trägt, ist die Größenverteilungsfunktion; hier wird als unabhängige Variable (= innere Koordinate) die Masse  $x$  von Wolkenpartikeln gewählt. Dann ist

$$f(x)dx \quad (1)$$

die Anzahl von Wolkenpartikeln pro Volumeneinheit, deren Massen in das Intervall  $[x, x + dx]$  fallen.  $f(x)$  wird als Anzahldichteverteilungsfunktion bezeichnet. Strenggenommen gilt  $f(x) = f(\vec{r}, t; x)$  mit  $\vec{r}$  = Ortsvektor = (äußere) Koordinaten des dreidimensionalen Ortsraums und  $t$  = Zeit. Der Übersichtlichkeit halber ist hier - wie im folgenden häufig - die Abhängigkeit von Raum und Zeit weggelassen worden.

Anstelle der Masse  $x$  kann als innere Koordinate auch eine beliebige andere unabhängige Variable  $q$  verwendet werden, die ein weiteres eindeutiges Unterscheidungsmerkmal für die Partikel darstellt. Die Variable  $q$  muß dabei eine eindeutige, differenzierbare Funktion von  $x$  sein, denn es muß gelten

$$f(x)dx = f(q)dq. \quad (2)$$

Betrachtet man beispielsweise nur kugelförmige Tropfen, so lassen sich die Verteilungsfunktionen mit den inneren Koordinaten Masse  $x$  und Radius  $r$  wegen  $x = 4\pi\rho_w r^3/3$  wie folgt ineinander umrechnen:

$$f(r) = f(x) \frac{dx}{dr} = 4\pi\rho_w r^2 f(x). \quad (3)$$

Beispiele für innere Koordinaten sind die Masse, der Radius, der Durchmesser oder der Salzgehalt etc. von Hydrometeoren. Je nach Fragestellung können mehrere unabhängige innere Koordinaten gleichzeitig berücksichtigt werden.

Verteilungsfunktionen vom Typ der Gln.(1) oder (3) werden häufig auch als (Aerosolpartikel-, Tropfen-, Eispartikel-)Spektren bezeichnet. Diese Formulierung ist insofern treffend, da es eine analoge Verteilungsfunktion in der Strahlungstheorie gibt, die spektrale Strahldichte, bei der als innere Koordinate die Wellenlänge oder Frequenz auftritt. Wegen  $f(x) \geq 0$  haben die Verteilungsfunktionen übrigens dieselben Eigenschaften wie Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen.

Im folgenden werden als Wolkenpartikel nur Tropfen (Index  $d$ ) betrachtet, für Eisteilchen (und Aerosolpartikel, auf die im folgenden nicht näher eingegangen wird) sind die Bezeichnungen (z.B. Indices), Formulierungen und Aussagen entsprechend anzugleichen.

Bild 5 aus Beitrag 5 bzw. Bild 4 dieses Beitrags zeigen typische gemessene Wolken- bzw. Regentropfenverteilungen mit dem Tropfendurchmesser als innerer Koordinate. Solche Verteilungen lassen sich häufig mathematisch durch spezielle analytische Funktionen approximieren. Ein Beispiel ist die Gamma-Verteilung, durch die Wolkentropfenspektren gut beschrieben werden,

$$f_d(r) = \alpha r^\beta \exp(-\gamma r) \quad (4)$$

mit Koeffizienten  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$ . Regentropfenverteilungen werden demgegenüber oft durch eine gewöhnliche Exponentialfunktion beschrieben, d.h.  $\beta = 0$  in Gl.(4). Am bekanntesten ist die Form, die als innere Koordinate den Durchmesser  $D$  verwendet und erstmals von MARSHALL und PALMER (1948) angegeben wurde. Sie lautet

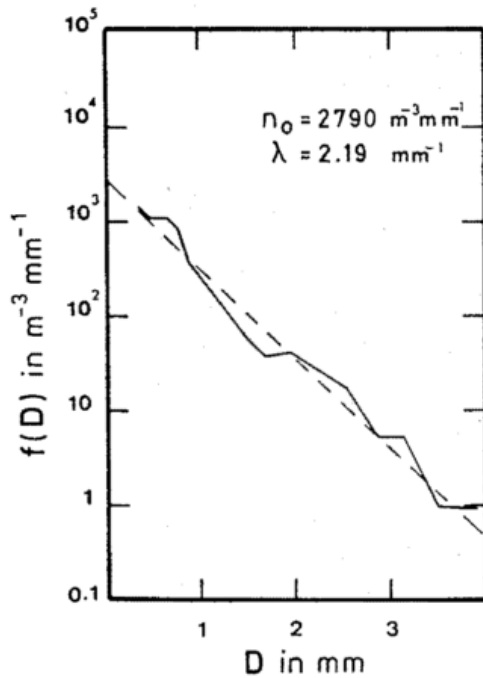


Bild 4: Beobachtete und nach Gl.(5) approximierte Regentropfenspektren (nach WALDVOGEL 1974).

$$f_d(D) = n_0 \exp(-\lambda D) \quad (5)$$

mit  $n_0$  = fiktive Regentropfenanzahldichte bei Durchmesser  $D = 0$ .

### 3 Anzahl- und Massendichte von Wolkenpartikeln

Die Integration der Verteilungsfunktionen bzw. der Funktionen, die durch Multiplikation der Verteilungsfunktionen mit Potenzen der unabhängigen Variablen hervorgehen, führt auf Größen, die nicht mehr von der entsprechenden inneren Koordinate abhängen. In der Statistik heißen diese Größen Momente (der Verteilungsfunktion). Sie sind Ausdrücke der Form  $\int x^k f(x) dx$ ,  $k \geq 0$ ,  $k \in \mathbb{N}$ .

Das 0. Moment der Verteilungsfunktion  $f_d(\bar{r}, t; x)$  ist die Anzahldichte von Tropfen pro Volumenelement, definiert zu

$$N_d(\bar{r}, t) = \int_0^\infty f_d(\bar{r}, t; x) dx. \quad (6)$$

Die Integrationen werden der Einfachheit halber immer von  $x = 0$  bis  $x = \infty$  ausgeführt, obwohl strenggenommen minimale bzw. maximale Massen,  $x_{\min}$  bzw.  $x_{\max}$ , zu verwenden wären.

Die zu  $N_d$  gehörige extensive Größe ist die Gesamtzahl der Tropfen im betrachteten Volumen  $V$ , gegeben durch

$$N_d(t) = \int_{(V)} N_d(\bar{r}, t) dV. \quad (7)$$

Das 1. Moment bzgl. der Masse  $x$  ist die Massen- oder Partialdichte des Flüssigwassers:

$$\rho_d(\bar{r}, t) = \int_0^\infty x f_d(\bar{r}, t; x) dx \quad (8)$$

Diese Größe wird auch als Flüssigwassergehalt bezeichnet.  $\rho_d$  ist bis auf den Faktor  $4\pi\rho_w/3$  identisch mit dem 3. Moment bzgl. des Radius als innerer Koordinate. Die zu  $\rho_d$  gehörige extensive Größe ist die Gesamtflüssigwassermasse in dem Volumen, gegeben durch

$$M_d(t) = \int_{(V)} \rho_d(\bar{r}, t) dV. \quad (9)$$

Das 2. Moment bzgl. der Masse  $x$ , definiert als

$$Z_d(\bar{r}, t) = \int_0^\infty x^2 f_d(\bar{r}, t; x) dx, \quad (10)$$

ist dem 6. Moment bzgl. des Radius und der Radarreflektivität äquivalent (s. Beiträge 8 und 9).

Im folgenden werden typische Werte für die Anzahl- und Massendichten von Flüssigwasser und Eis sowie für den mittleren Radius der Hydrometeore angegeben; eine entsprechende Zusammenstellung findet man z.B. auch bei LAUBE und HÖLLER (1988), die darüberhinaus eine Vielzahl wolkenmikrophysikalischer Größen und Zusammenhänge, die hier aus Platzgründen nicht angesprochen werden können, präsentieren.

Für Wasserwolken ergibt sich folgendes Bild. Generell ist die Anzahldichte von Wolkentropfchen  $N_d$  (s. Gl.(6)) von der Art und Anzahl der Kondensationskerne abhängig. Letztere ist über den Kontinenten höher als über den Ozeanen. Die Anzahldichten variieren zwischen  $50 \text{ cm}^{-3} \leq N_d \leq 500 \text{ cm}^{-3}$ , wobei in maritimen Wolken immer viel weniger, aber dafür größere Tropfen vorkommen als in kontinentalen Wolken. Die Flüssigwassergehalte liegen meist unter  $1 \text{ g m}^{-3}$  und erreichen nur in Cumulonimben Werte von mehreren  $\text{g m}^{-3}$ . Mittlere Tropfenradien  $\bar{r}_d$  liegen für maritime Wolken bei etwa  $10 \mu\text{m}$  und für kontinentale Wolken bei etwa  $5 \mu\text{m}$ . Dies sind nur ungefähre Anhaltswerte, weil diese Größen von der Wolkenart (konvektiv, stratiform), von der geographischen Lage (tropisch, extratropisch) und natürlich vom aktuellen Wolkenzustand (Anfangs-, Reife- oder Zerfallsstadium) abhängen. Maximale Wassergehalte (bis  $10 \text{ g m}^{-3}$ ) fand man in tropischen Cumulonimben, minimale Eisgehalte (geringer als  $0,1 \text{ g m}^{-3}$ ) in Cirren. Maximale Anzahldichten mit  $N_d \approx 1000 \text{ cm}^{-3}$  mißt man in Nebel.

Die Anzahldichte von Eiskristallen, die aus Eiskeimen entstehen, ist sehr variabel und hängt stark von der Temperatur ab. Nach Labormessungen von Eiskeimkonzentrationen erhält man einen Wert von etwa  $10^{-3} \text{ cm}^{-3}$  bei  $-20^\circ\text{C}$ . Die Eispartikelkonzentration kann sich aber unter (nicht ganz geklärten) Umständen in sehr kurzer Zeit ( $< 5 \text{ min}$ ) explosionsartig um mehrere Größenordnungen erhöhen (ice multiplication), was zu einer schlagartigen totalen Vereisung einer vorher unterkühlten Mischwolke führen kann (s. auch Beitrag 1). Über mittlere Abmessungen von Eis-

kristallen und -partikeln können wegen ihrer Formenvielfalt keine repräsentativen Angaben gemacht werden.

#### 4 Bilanzgleichungen für eine Verteilungsfunktion und deren Momente

Die zeitliche und räumliche Änderung der Verteilungsfunktion wird mathematisch-physikalisch durch eine Bilanzgleichung beschrieben. Im Vergleich zu Bilanzgleichungsformen im dreidimensionalen Ortsraum muß jetzt zusätzlich mindestens eine innere Koordinate berücksichtigt werden. Grundsätzlich können mehrere unabhängige innere Koordinaten einbezogen werden. Allgemein bezeichnet man Bilanzgleichungen solchen Typs als *spektrale* Bilanzgleichungen. Die vorliegende Darstellung beschränkt sich aus Gründen der Übersichtlichkeit auf die Masse  $x$  als einziger innerer Koordinate. Für Einzelheiten der Ableitung der allgemeinen spektralen Bilanzgleichung wird auf PRIGOGINE und MAZUR (1953) verwiesen.

Die spektrale Bilanzgleichung für die vierdimensionale volumenspezifische Anzahldichteverteilungsfunktion  $f_d(\vec{r}, t; x) \equiv f_d(x)$  der extensiven Größe Tropfenzahl  $N_d$  lautet

$$\frac{\partial f_d(x)}{\partial t} + \nabla \cdot [f_d(x)\vec{v}] + \nabla \cdot [f_d(x)\vec{v}'_d(x)] + \frac{\partial [f_d(x)\dot{x}]}{\partial x} = \sigma_d. \quad (11)$$

Hierin ist  $\vec{v}$  die Schwerpunktschwindigkeit und  $\vec{v}'_d(x) = \vec{v}_d(x) - \vec{v}$  die Diffusionsgeschwindigkeit von Tropfen der Masse  $x$ , wobei  $\vec{v}_d(x)$  die Eigengeschwindigkeit der Tropfen ist. Die Tropfeneigengeschwindigkeit ist als mittlere Tropfengeschwindigkeit zu interpretieren, da ja einzelne Tropfen der Masse  $x$  durchaus verschiedene Geschwindigkeiten haben können. Unter der Annahme, daß sich große Tropfen im Erdschwerefeld immer beschleunigungsfrei bewegen, kann  $\vec{v}'_d(x) = -v_T(x)\vec{k}$  gesetzt werden, wobei  $v_T(x) (\geq 0)$  die Sedimentationsgeschwindigkeit und  $\vec{k}$  der Einheitsvektor in vertikaler Richtung sind.

In Gl.(11) beziehen sich die ersten beiden Divergenzausdrücke der linken Seite (2. und 3. Term) auf den dreidimensionalen Ortsraum und beschreiben den Transport mit Schwerpunkts- bzw. Diffusionsgeschwindigkeit. Der letzte Term der linken Seite ist ebenfalls ein Divergenzausdruck, diesmal aber bzgl. der inneren Koordinate  $x$ . Die Geschwindigkeit  $\dot{x} = dx/dt$  längs der inneren Koordinate  $x$  ist die Massenänderungsrate eines Einzeltropfens durch Kondensation oder Verdunstung.

Die rechte Seite umfaßt i.a. Erzeugungs- und Verlustterme durch Stoßwechselwirkungen bei Koagulationsprozessen, break-up-Effekte sowie durch (heterogene) Keimbildung, d.h. Erzeugung von Tropfen durch Nukleation bzw. Verlust an Tropfen durch vollständiges Verdunsten, so daß

$$\sigma_d = \sigma_{d, \text{Koag}} + \sigma_{d, \text{break-up}} + \sigma_{d, \text{Nukl.}} \quad (12)$$

Bei den folgenden Überlegungen werden Keimbildungsbeiträge außer acht gelassen.

Die Bilanzgleichung für die Anzahldichte  $N_d (= 0.$  Moment der Anzahldichteverteilungsfunktion bzgl. der Masse) folgt aus Gl.(11) durch Integration über alle Massen  $x$  und lautet

$$\frac{\partial N_d}{\partial t} + \nabla \cdot (N_d \vec{v}) = -\nabla \cdot \vec{I}_d + I_d \quad (13)$$

mit  $\vec{I}_d = \int_0^\infty f_d(x) \vec{v}'_d(x) dx =$  Diffusionsfluß der Anzahldichte der Tropfen und  $I_d = \int_0^\infty \sigma_d dx =$  integrierte Quellrate.  $I_d$  enthält Beiträge durch Koagulations- und break-up-Prozesse, aber nicht durch Kondensation oder Verdunstung.

Die - gewohnte - Bilanzgleichung für die Massendichte  $\rho_d (= 1.$  Moment der Anzahldichteverteilungsfunktion bzgl. der Masse) folgt aus Gl.(11) nach Multiplikation mit  $x$  und anschließender Integration. Sie lautet

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \vec{v}) = -\nabla \cdot \vec{J}_d + J_d \quad (14a)$$

oder, wenn man statt der Massendichte den Massenbruch  $m_d = \rho_d/\rho$ ,  $\rho =$  Gesamtdichte, benutzt

$$\rho \frac{dm_d}{dt} = -\nabla \cdot \vec{J}_d + J_d \quad (14b)$$

mit  $\vec{J}_d = \int_0^\infty x f_d(x) \vec{v}'_d(x) dx =$  Diffusionsfluß des Flüssigwassers und  $J_d = \int_0^\infty f_d(x) \dot{x} dx =$  integrale Kondensationsrate = (Flüssigwasser-) Phasenfluß. Speziell wird die vertikale Komponente des reinen Sedimentationsanteils am Diffusionsfluß  $\vec{J}_d$  als Niederschlagsfluß  $P$  bezeichnet,

$$P = \int_0^\infty x f_d(x) v_T(x) dx \quad (15)$$

mit  $v_T(x) =$  Sedimentationsgeschwindigkeit eines Tropfens der Masse  $x$ .

Bei der Ableitung der Gln.(14) wurde die Tatsache verwendet, daß durch Stöße zwischen Tropfen und durch break-up die Flüssigwassermasse erhalten bleibt. Mathematisch bedeutet dies  $\int_0^\infty x \sigma_d dx = 0$ .

Zur quantitativen Bestimmung der zeitlichen Entwicklung der Verteilungsfunktion sind die Massenänderungsrate eines Tropfens  $\dot{x}$  (siehe Beitrag 3), der Quell- bzw. Verlustterm  $\sigma_d$  (siehe Beitrag 4) und die Diffusionsgeschwindigkeit der Partikel  $\vec{v}'_d$  zu spezifizieren. Die Schwerpunktschwindigkeit  $\vec{v}$  wird als bekannt vorausgesetzt.

Der mikrophysikalische Zustand und seine Veränderung sind vollständig beschrieben, wenn eine der Größenverteilungsfunktionen  $f_d(x)$  oder  $f_d(r)$  etc. zu jeder Zeit an jedem Ort bekannt ist. Wegen des durch Gl.(2) gegebenen Zusammenhangs können dann auch andere Verteilungsfunktionen sowie integrale Größen wie z.B. die Partialdichte von Flüssigwasser errechnet werden.

Die bisherigen Überlegungen bezogen sich auf Tropfen. In gleicher Weise ergeben sich auch Gleichungen für Eispar-

tikel (und Aerosolpartikel), wobei die Erzeugungs- und Verlustterme (s. Gl.(12)) entsprechend neu zu spezifizieren sind.

Wenn ein System untersucht werden soll, das mehrere Teilchensorten enthält, ist die rechte Seite von Gl. (11) um Terme zu ergänzen, die die Wechselwirkung zwischen den

unterschiedlichen Teilchensorten beschreiben. Als Beispiel sei ein System, bestehend aus Tropfen, Eiskristallen und (daraus resultierenden) Graupeln, genannt. Dann ist die rechte Seite der Gl.(11) um Verlustterme zu erweitern, die die Abnahme von Tropfen, die an Eiskristallen und Graupeln anfrieren, beschreiben.

# 3 U. WACKER

## Diffusionswachstum von Wolkenpartikeln

### 1 Einleitung

Unter Kondensation bzw. Deposition versteht man das Massenwachstum von Tropfen bzw. Eispartikeln durch Anlagerung von  $H_2O$ -Molekülen. Der Prozeß ist mit einem Phasenübergang von der gasförmigen in die flüssige bzw. feste Phase verbunden. Da der Wasserdampf durch Diffusionsprozesse aus der Umgebung zur Wolkenpartikel transportiert wird, spricht man auch vom Diffusionswachstum der Teilchen. Der umgekehrte Vorgang, der Übergang von der flüssigen bzw. festen Phase in die gasförmige Phase, heißt Verdunstung bzw. Sublimation. Alle diese Prozesse werden hier unter dem Begriff *Diffusionswachstum* zusammengefaßt.

Eine Massenänderung der Kondensatpartikel ist ihre Reaktion auf ein bestehendes thermodynamisches Ungleichgewicht zwischen sich und ihrer gasförmigen Umgebung.

Das Diffusionswachstum ist nur möglich, wenn kleinste Kondensatpartikel bereits vorhanden sind. Diese entstehen durch Nukleation (vgl. Beitrag 2). Bei der nachfolgenden Behandlung des Gleichgewichtszustandes einer Kondensatpartikel in der gasförmigen Umgebung in Abschnitt 2 und des Kondensations- und Depositionswachstums in Abschnitt 3 wird vorausgesetzt, daß der Nukleationsprozeß an einem Kondensations- bzw. Eiskeim bereits erfolgt ist.

### 2 Gleichgewichtsbeziehungen an der Oberfläche von Wolkenpartikeln

Der Gleichgewichtszustand zwischen einer Kondensatpartikel und ihrer gasförmigen Umgebung ist dadurch definiert, daß die Partikel pro Zeiteinheit genauso viele Wasserdampfmoleküle aufnimmt wie sie abgibt. In diesem Sättigungsgleichgewicht tritt keine Netto-Massenänderung auf, und der Partialdruck von Wasserdampf an der Tropfenoberfläche ist gleich dem Wert in der Gasphase. Ein solcher Zustand wird erreicht, wenn mechanisches und chemisches Gleichgewicht erfüllt sind. Dabei ist zu beachten, daß die Partikel in der Regel keine reine Phase mit ebener Oberfläche bildet. Die Bestimmung von Gleichgewichtswerten an der Oberfläche einer Partikel ist ausführlich z.B. in DUFOUR und DEFAY (1963), HER-

BERT (1975) sowie PRUPPACHER und KLETT (1978) dargestellt.

### 2.1 Gleichgewichtsbedingungen an der Tropfenoberfläche

Zur Bestimmung des Sättigungsdampfdrucks von Wasserdampf an der Tropfenoberfläche wird ein 2-Phasen-System betrachtet. Es besteht aus einem Gasgemisch mit dem inerten Gas trockene Luft (Komponente 0) und Wasserdampf (Komponente 1) sowie einem Tropfen. Die flüssige Phase (Kennzeichnung  $\sim$ ) setzt sich aus Wasser (Komponente 1) und einer gelösten Substanz (Komponente 2) zusammen. Bei dem gelösten Stoff handelt es sich z.B. um  $(NH_4)_2SO_4$  oder NaCl. Weitere gelöste und ungelöste Substanzen einer Mischpartikel, eine elektrische Ladung des Tropfens sowie chemische Reaktionen werden der Übersichtlichkeit halber vernachlässigt.

Wir betrachten nun Zustände und Zustandsänderungen im thermodynamischen Gleichgewicht, wobei die Gleichgewichtswerte für den Tropfenradius  $r_s$  und den Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf  $p_{1s}$  an der Tropfenoberfläche durch den Index  $s$  angedeutet sind. Die Temperaturen in der Gasphase und Tropfenphase sind gleich ( $T = T^\sim$ ), die Drücke sind dagegen verschieden ( $p \neq p^\sim$ ). Aus thermodynamischen Überlegungen folgen zwei Gleichgewichtsbedingungen:

$$0 = p'' - p - \frac{2\sigma}{r_s} \quad \text{mechanisches Gleichgewicht} \quad (1)$$
$$0 = \mu_1 - \mu_1^\sim \quad \text{physico-chemisches Gleichgewicht}$$

mit  $\sigma$ : Oberflächenspannung von Wasser,  $\mu_1, \mu_1^\sim$ : chemische Potentiale von  $H_2O$  in der Gas- bzw. Tropfenphase. Im mechanischen Gleichgewicht ist der Druck im Tropfeninnern größer als in der ihn umgebenden Gasphase, um die Kugelform des Tropfens aufrechtzuerhalten. Der Unterschied ist um so größer, je kleiner der Tropfen ist. Im physico-chemischen Gleichgewicht treten keine Phasenumwandlungen bzw. chemischen Reaktionen auf.

Zustandsänderungen zwischen benachbarten Gleichgewichtszuständen erfolgen im Gleichgewicht, wenn

$$\begin{aligned} d\left(p'' - p - \frac{2\sigma}{r_s}\right) &= 0 \\ d(\mu_1 - \mu_1'') &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

erfüllt sind. Hieraus resultiert eine differentielle Beziehung zwischen den vier Variablen  $T$ ,  $p_{1s}$ ,  $p$ ,  $r_s$  für den Gleichgewichtszustand. Berücksichtigt man alle Erhaltungsbedingungen, so sind nach der Gibbsschen Phasenregel nur drei der Variablen unabhängige Größen. Als abhängige Variable wird hier  $p_{1s} = p_{1s}(T, p, r_s)$  gewählt.

Zunächst soll die Temperaturabhängigkeit des Sättigungsdampfdruckes untersucht werden. Für eine ebene Fläche von reinem Wasser ( $r_s = \infty$ ,  $p_{1\infty} = p_{1s}(r_s = \infty)$ ) folgt aus Gl. (2) der gesuchte Zusammenhang bei festgehaltenem Druck  $p$  und Radius  $r_s$ :

$$-l_{\text{kond}} \frac{dT}{T} + R_1 T \ln p_{1\infty} = 0 \quad (3)$$

mit  $l_{\text{kond}}$ : Kondensationswärme,  $R_1$ : Gaskonstante von Wasserdampf. Dies ist die Clausius-Clapeyron-Gleichung. Mit  $l_{\text{kond}} = \text{const.}$  läßt sie sich integrieren:

$$p_{1\infty}(T) = p_{1\infty}(T_0) \exp\left(\frac{l_{\text{kond}}}{R_1} \frac{T - T_0}{TT_0}\right) \quad (4)$$

mit  $T_0$ : Referenztemperatur, z.B.  $T_0 = 0^\circ\text{C}$  und  $p_{1\infty}(T_0) = 6.11 \text{ hPa}$ . Wie Gl.(4) zeigt, steigt  $p_{1\infty}$  mit zunehmender Temperatur exponentiell an.

Der Sättigungsdampfdruck  $p_{1s}$  über der gekrümmten Oberfläche eines Lösungstropfens läßt sich auf den Referenzwert  $p_{1\infty}$  und die Tropfeneigenschaften zurückführen. Hierzu betrachtet man einen isothermen Prozeß bei festem Druck  $p$ . Das Resultat lautet dann in guter Näherung

$$p_{1s} \approx p_{1\infty} a_1 \exp\left(\frac{2\sigma v_w}{R_1 T r_s}\right) \quad (5)$$

$v_w$  ist das spezifische Volumen von reinem Wasser. Die Aktivität von Wasser  $a_1 \leq 1$  beschreibt die Reduktion des Sättigungsdampfdruckes durch die gelöste Substanz und hängt von der chemischen Zusammensetzung des Tropfens ab. Werte der Aktivität sind u.a. in LAUBE und HÖLLER (1988) für verschiedene Lösungen angegeben. Für wolkenphysikalische Belange kann die Aktivität häufig approximiert werden: Falls die gelöste Substanz in geringer Konzentration vorliegt, gilt

$$p_{1s} \approx p_{1\infty} \exp\left(\frac{A}{r_s} - \frac{B}{r_s^3}\right) \quad (6)$$

woraus für kleine Werte des Exponenten folgt:

$$p_{1s} \approx p_{1\infty} \left(1 + \frac{A}{r_s} - \frac{B}{r_s^3}\right) \quad (7)$$

Gln. (5, 6, 7) sind Formen der Köhler-Kelvin-Beziehung für den Sättigungsdampfdruck an der Tropfenoberfläche.

Der sog. Krümmungsterm  $A/r_s$  mit  $A = 2\sigma v_w/(R_1 T)$  beschreibt die Erhöhung des Sättigungsdampfdruckes durch die Krümmung der Oberfläche. Eine im Tropfen gelöste Substanz verringert den Sättigungsdampfdruck. Der Koeffizient  $B$  im sogenannten Lösungsterm  $B/r_s^3$  ist eine Funktion der Masse  $x_2''$  und Eigenschaft der gelösten Substanz (siehe z.B. DOMS und HERBERT 1985, S.167).

## 2.2 Die Köhler-Kelvin-Kurve

Bild 1 zeigt die nach Gl.(7) berechneten Werte der Übersättigung  $S_s = p_{1s}/p_{1\infty} - 1$  als Funktion des Tropfenradius für verschiedene Zusammensetzungen der Lösungstropfchen. Diese Kurve gilt nur im Gleichgewicht zwischen Tropfen und Gasphase. Sie trennt den Bereich der Übersättigung (oberhalb der Kurve) von dem der Untersättigung (unterhalb der Kurve). Für den Spezialfall eines reinen Wassertropfens nimmt die Übersättigung mit abnehmendem Radius exponentiell zu. Dies erklärt den extrem hohen Wert der Übersättigung, der für homogene Nukleation (d.h. Initiierung des Tröpfchens in der Gasphase ohne Kondensationskern) erforderlich ist.

Bei vernachlässigbarem Lösungseffekt ist der Sättigungsdampfdruck für große Tropfen geringer als für kleine. Sind Tropfen unterschiedlicher Größe derselben Übersättigung ausgesetzt, werden große Tropfen wachsen, wohingegen kleine Tropfen verdunsten.

Für Lösungstropfen gibt es eine maximale oder kritische Gleichgewichtsübersättigung  $S_c$  mit einem kritischen Radius  $r_c$ :

$$S_c = \frac{2}{3} \left(\frac{A^3}{3B}\right)^{1/2}, \quad r_c = \left(\frac{3B}{A}\right)^{1/2} \quad (8)$$

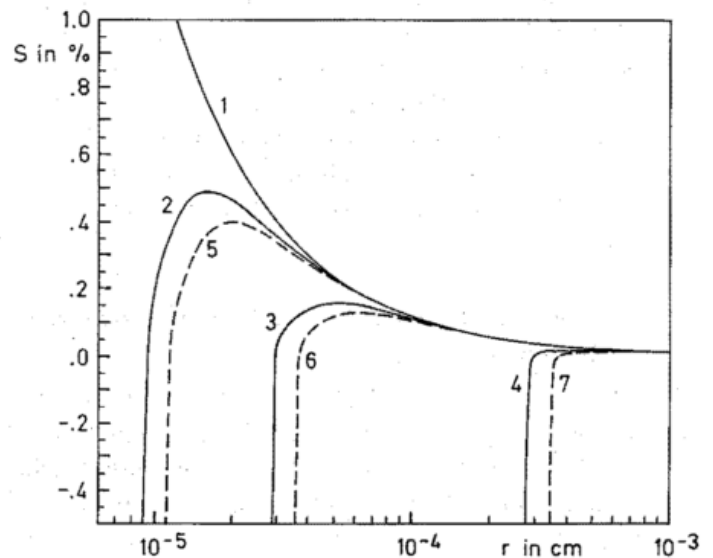


Bild 1: Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf über einem Lösungstropfen als Funktion des Tropfenradius (Köhler-Kelvin-Kurve) berechnet nach Gl.(7) für verschiedene gelöste Salzmassen  $x_2''$  bei  $T = 10^\circ\text{C}$ : (1)  $x_2'' = 0$ , (2)  $x_2'' = 10^{-16} \text{ g NaCl}$ , (3)  $x_2'' = 10^{-15} \text{ g NaCl}$ , (4)  $x_2'' = 10^{-13} \text{ g NaCl}$ , (5)  $x_2'' = 10^{-16} \text{ g } (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ , (6)  $x_2'' = 10^{-15} \text{ g } (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ , (7)  $x_2'' = 10^{-13} \text{ g } (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ .

Dieser Punkt hängt von der Masse  $x_2'$  und der Art des gelösten Salzes ab, wobei  $S_c$  mit zunehmender Salzmasse proportional zu  $(x_2')^{-1/2}$  abnimmt.

Wie Bild 1 zeigt, sind bei einer gegebenen Übersättigung  $S$  der Atmosphäre und festem Parameter  $B$  die Tropfen  $S_s = S$  im Gleichgewicht. Für  $0 < S < S_c$  gilt dies für zwei Tropfengrößen, für  $S > S_c$  ist dagegen die Atmosphäre für alle Tropfen übersättigt.

Wir nehmen nun an, daß die Übersättigung  $S$  konstant sei. Wird der stationäre Zustand auf dem linken Ast der Köhler-Kelvin-Kurve gestört, so ist die Luft über- bzw. untersättigt. Durch die einsetzende Kondensation bzw. Verdunstung kehrt der Tropfen in den stationären Zustand zurück; dieser ist *stabil*. Dagegen kann ein Tropfen bei einer Störung des stationären Zustandes auf dem rechten Ast der Köhler-Kelvin-Kurve diesen nicht wieder erreichen; der stationäre Zustand ist *instabil*. Für eine detailliertere Betrachtung der Stabilität der stationären Zustände sowie der Aktivierung von Tropfen sei auf Beitrag 7 verwiesen.

### 2.3 Gleichgewichtsbedingungen an der Oberfläche einer Eispartikel

Die Gleichgewichtsbedingungen für eine Eispartikel lassen sich formal analog zu den Bedingungen für Tropfen ableiten (vgl. DUFOUR und DEFAY 1963). Falls erforderlich, werden künftig Größen mit  $e$  oder  $w$  indiziert, je nachdem ob sie sich auf die Eis- oder Wasserphase beziehen.

Wie für Tropfen hängt auch für Eispartikel der Sättigungsdampfdruck an der Oberfläche von den Partikelabmessungen ab. Im mechanischen Gleichgewicht (vgl. Gl. (1)) gilt für jedes Oberflächenelement  $\Omega_j$  des Eiskristalls im Abstand  $h_j$  vom Mittelpunkt und mit der Oberflächenspannung  $\sigma_j$

$$p_e - p = \frac{2\sigma_j}{h_j} \quad (9)$$

mit  $p_e$ : Druck im Eiskristall. Demnach ist im Gleichgewicht der Abstand einer Kristallfläche vom Mittelpunkt der Partikel proportional zur Oberflächenspannung dieser Fläche (Wulff-Theorem). Die Gleichgewichtsbedingungen aus Abschnitt 2.1 gelten analog auch für Eispartikel, wobei die Eigenschaften der Tropfen durch die der Partikel zu ersetzen sind. Lediglich die geometrischen Beziehungen zwischen  $r$ ,  $V$ ,  $\Omega$  und die Oberflächenspannung  $\sigma$  sind für Tropfen und Eiskristall unterschiedlich. Den Zusammenhang zwischen dem Sättigungsdampfdruck über einer ebenen Oberfläche von reinem Eis  $p_{1\infty}$  und der Temperatur  $T$  beschreibt die Clausius-Clapeyron-Gleichung (vgl. Gl. (3)):

$$-l_{\text{sub}} \frac{dT}{T} + R_1 T d \ln p_{1\infty} = 0 \quad (10)$$

mit  $l_{\text{sub}}$ : Sublimationswärme.

Häufig entsteht ein Eiskristall durch Gefrieren eines winzigen Tröpfchens (vgl. Beitrag 2). Im Hinblick auf die Deposition von Wasserdampf an der Partikeloberfläche wird das Eis dort als reine Phase angesehen, und der Lösungsterm entfällt. Der Einfluß der Form des Eiskristalls auf den Sättigungsdampfdruck über der Fläche  $j$  wird analog zu Gln. (6, 7) für reines Eis durch

$$p_{1se} \approx p_{1e\infty} \exp\left(\frac{2\sigma_j v_e}{R_1 T h_j}\right) \approx p_{1e\infty} \left(1 + \frac{2\sigma_j v_e}{R_1 T h_j}\right) \quad (11)$$

beschrieben ( $v_e$ : spezifisches Volumen von reinem Eis). Gl.(11) zeigt, daß der Sättigungsdampfdruck mit abnehmendem Abstand  $h_j$  vom Kristallzentrum zunimmt. Die Oberflächenspannung an der Grenzfläche Eis-Gas ( $\sigma_e \approx 100 \text{ g/s}^2$ ; der Wert variiert je nach betrachteter Kristallfläche  $j$ ) ist größer als die an der Grenzfläche Wasser-Gas ( $\sigma_w \approx 76 \text{ g/s}^2$ ).

### 3 Die Massenwachstumsrate von Tropfen und Eispartikeln

Das Massenwachstum von Partikeln ist ein Nichtgleichgewichtsprozeß und läßt sich auf der Basis von diffusiven und gaskinetischen Transportprozessen (siehe z.B. DOMS und HERBERT 1985; PRUPPACHER und KLETT 1978) oder aus der Theorie der irreversiblen Prozesse (WACKER 1984) ableiten. Der Schwerpunkt liegt in diesem Abschnitt auf der Behandlung von Tropfen; die Resultate werden in Abschnitt 3.5 auf Eispartikel übertragen. Es sei darauf hingewiesen, daß es nicht *die* mathematische Formulierung der Wachstumsgleichung schlechthin gibt, sondern daß man in der Literatur viele leicht differierende Versionen findet, je nachdem welche Approximationen im Einzelfall verwendet werden.

#### 3.1 Die Maxwell-Gleichung

Die sogenannte Maxwell-Gleichung beschreibt das einfachste Modell für das Wachstum von Tropfen durch Kondensation. Sie wird unter folgenden Annahmen abgeleitet: a) kugelförmiger, ruhender Tropfen, b) Stationarität und Radialsymmetrie der Feldfunktionen, c) keine kinetische Grenzschicht um den Tropfen, d) Wasserdampftransport durch (einfache) Diffusion im Außenraum des Tropfens, e) isotherme, isobare, isochore Umgebung des Tropfens. Dann reduziert sich die Bilanzgleichung des Wasserdampfes auf die Bedingung der Divergenzfreiheit des Wasserdampfdiffusionsflusses  $\vec{J}_1$  in der Tropfenumgebung und lautet in Kugelkoordinaten

$$\nabla \cdot \vec{J}_1 = -\frac{1}{R^2} \frac{d}{dR} \left( \rho D_1 R^2 \frac{dm_1}{dR} \right) = 0 \quad \text{für } R \geq r \quad (12)$$

mit  $r$ : Tropfenradius,  $R$ : Abstand vom Tropfenmittelpunkt,  $m_1 = \rho_1/\rho$ : Massenbruch von Wasserdampf,  $\rho$ : Luftdichte und  $\rho_1$ : Partialdichte von Wasserdampf. Hier wurde das 1. Ficksche Gesetz,  $\vec{J}_1 = -\rho D_1 \nabla m_1$ , für den Diffusionsfluß von Wasserdampf mit  $D_1$  ( $\approx \text{const.}$ ): Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in trockener Luft benutzt. Die Lösung von

Gl.(12) muß die Randbedingungen  $m_1(R = \infty) = m_{1t}$ ,  $m_1(R = r) = m_{1r}$  erfüllen, wobei an der Tropfenoberfläche Gleichgewicht zwischen Tropfen und Wasserdampf bestehen soll, d.h.  $m_{1r} = m_{1s} = p_{1s}/(\rho R_1 T)$ . Die Lösung liefert das Profil für den Massenbruch von Wasserdampf:

$$m_1(R) = m_{1s} + (m_1 - m_{1s}) \left(1 - \frac{r}{R}\right) \quad \text{für } R \geq r \quad (13)$$

Der Wasserdampffluß, der aus der Umgebung kommend die gesamte Tropfenoberfläche  $\Omega$  durchdringt, beträgt

$$J_{1r} = - \int_{\Omega} \vec{J}_{1r} \cdot d\vec{f} = 4\pi r D_1 \rho (m_1 - m_{1s}). \quad (14)$$

Dieser Fluß verändert die Tropfenmasse und ist gleich der Wachstumsrate  $\dot{x}$ :

$$\dot{x} = J_{1r} = 4\pi r D_1 \rho (m_1 - m_{1s}) \quad (15)$$

Mit der Zustandsgleichung idealer Gase folgt aus Gl.(15) und  $p_{1s}$  nach Gl.(7) die Wachstumsgleichung in Abhängigkeit von der Übersättigung  $S = (p_1/p_{1s}) - 1$  und der Temperatur  $T$ :

$$\dot{x} = 4\pi r D_1 \frac{p_{1\infty}}{R_1 T} \left( S - \frac{A}{r} + \frac{B}{r^3} \right). \quad (16)$$

Mit Gl.(16) liegt bereits eine einfache Bestimmungsgleichung für die zeitliche Änderung der Tropfenmasse durch Kondensation vor. Die Massenwachstumsrate nimmt mit dem Tropfenradius zu ( $\dot{x} \propto r$ ), die Wachstumsrate des Radius dagegen ab ( $\dot{r} = \dot{x}/(4\pi r^2 v_w^{-1} \rho^{-1})$ ).

Die Entwicklung von Tropfenmasse und -radius läßt sich mit Gl.(16) analytisch abschätzen. Für relativ große Tropfen ( $r > r_s \gg r_c$ ) sind Krümmungs- und Lösungseffekte vernachlässigbar. Bei konstanten Umgebungsbedingungen lautet die Lösung:

$$\begin{aligned} x(t) &= (x_0^{2/3} + \beta S(t - t_0))^{3/2} \\ r(t) &= (r_0^2 + \gamma S(t - t_0))^{1/2} \end{aligned} \quad (17)$$

mit  $A = 0$ ,  $B = 0$ ,  $S = \text{const.}$ ,  $T = \text{const.}$ ,  
 $\beta = (8/3) \pi [3v_w/(4\pi)]^{1/3} D_1 p_{1s}/(R_1 T)$ ,  $\gamma = 2D_1 v_w p_{1s}/(R_1 T)$ ,  
 $x_0 = x(t=0)$ ,  $r_0 = r(t=0)$

Die Tropfenmasse wächst schneller mit der Zeit ( $x(t) \propto t^{3/2}$ ) als der Tropfenradius ( $r(t) \propto t^{1/2}$ ).

### 3.2 Berücksichtigung von Temperaturunterschieden

Wir geben jetzt die vereinfachende Annahme isothermer Bedingungen auf und berücksichtigen, daß bei der Kondensation von Wasserdampf latente Wärme frei wird,

wodurch sich die Tropfentemperatur erhöht ( $T_r > T$ ). Dann ist der Gleichgewichtswert  $m_{1s}$  auf  $T_r$  zu beziehen, also  $m_{1s}(T_r)$ , wobei  $T_r$  noch durch eine Schließungsannahme zu bestimmen ist. In dem hier diskutierten Wachstumsmodell (vgl. HOWELL 1949) darf die freiwerdende latente Wärme die Tropfentemperatur wegen der Stationarität der Felder nicht ändern, sondern die Wärme muß durch Wärmeleitung an die Umgebung abgegeben werden:

$$J_{qr} = I_{\text{kond}} \dot{x} \quad (18)$$

Hierin ist  $J_{qr}$  der Wärmefluß von der gesamten Tropfenoberfläche in die Umgebung.  $J_{qr}$  wird analog zu dem Massenfluß  $J_{1r}$  in Gl.(14) bestimmt; für den Wärmeleitungsfluß wird der Fouriersche Ansatz  $\vec{J}_q = -L \nabla T$ ,  $L (\approx \text{const.})$ : Wärmeleitfähigkeit von Luft, verwendet.

Betrachtet man geringe Temperaturunterschiede und setzt analog zu Gl.(12)  $\rho D_1 \approx \text{const.}$ , lautet die Kondensationsrate:

$$\dot{x} = \frac{4\pi r D_1}{1+H} \frac{p_{1\infty}}{R_1 T} \left( S - \frac{A}{r} + \frac{B}{r^3} \right) \quad (19)$$

mit dem Faktor:<sup>1</sup>

$$H = \frac{D_1}{L} \frac{I_{\text{kond}}^2}{T^3} \frac{p_{1s}(T)}{R_1^2} \quad (20)$$

Die Wachstumsgleichung (19) unterscheidet sich formal nur durch den H-Faktor von der Maxwell-Gleichung (16). Temperaturunterschiede zwischen Tropfen und Umgebung verlangsamen ( $(1+H)^{-1} < 1$ ) das Tropfenwachstum. Wie Bild 2 zeigt, wächst der Einfluß mit steigender Temperatur; bei  $T = 0^\circ\text{C}$  wird die Wachstumsrate etwa halbiert. Dagegen hängt H nur schwach von der Tropfengröße ab.

### 3.3 Gaskinetische Effekte und Ventilationseffekte

Der Tropfen ist von der sogenannten kinetischen Grenzschicht umgeben, deren Dicke der mittleren freien Weglänge der Moleküle entspricht. Innerhalb dieser Schicht bewegen sich die Moleküle mit thermischer Geschwindigkeit, so daß der Massen- und Wärmetransport nach den Gesetzen der kinetischen Gastheorie erfolgt. Dieser Effekt läßt sich mathematisch so formulieren, daß in der Wachstumsgleichung der Diffusionskoeffizient  $D_1$  und die Wärmeleitfähigkeit  $L$  um einen multiplikativen Faktor (PRUPPACHER und KLETT 1978) korrigiert werden:

$$D_1 \rightarrow \alpha_1 D_1, \quad L \rightarrow \alpha_T L \quad \text{mit } \alpha_1, \alpha_T \leq 1 \quad (21)$$

<sup>1</sup> Wenn der Diffusionsfluß auf die Volumengeschwindigkeit und nicht wie oben auf die baryzentrische Geschwindigkeit bezogen wird, also der Diffusionsfluß  $\vec{J}_1 \propto -\nabla p_1$  anstelle  $\vec{J}_1 \propto -\nabla m_1$  gesetzt wird (HERBERT 1983), erhält man anstelle von H den Ausdruck  $\tilde{H} = D_1 I_{\text{kond}} p_{1s}(T)/(L T^2 R_1) (I_{\text{kond}}/(R_1 T) - 1)$ . In dem letzten Klammerausdruck ist der zweite Term gegenüber dem ersten vernachlässigbar.

$$D_1 \rightarrow f_1 D_1, L \rightarrow f_T L \text{ mit } f_1, f_T \geq 1 \quad (22)$$

Die sogenannten Knudsen-Koeffizienten  $\alpha_1, \alpha_T$  hängen von der mittleren freien Weglänge der Gase und von experimentell zu bestimmenden Akkommodationskoeffizienten ab. Bild 2 zeigt, daß der gaskinetische Effekt die Flüsse von Masse und Wärme für sehr kleine Tropfen mit  $r \leq 10^{-4}$  cm beträchtlich reduziert; dagegen ist er für das Wachstum großer Tropfen ( $r \geq 10^{-3}$  cm) vernachlässigbar.

Bei der Bewegung des Tropfens relativ zu seiner gasförmigen Umgebung tritt neben dem diffusiven Transport von Masse und Wärme auch ein konvektiver Transport auf. Seine Wirkung wird ebenfalls durch multiplikative Faktoren, die Ventilationskoeffizienten für Masse und Wärme (PRUPPACHER und KLETT 1978), beschrieben:

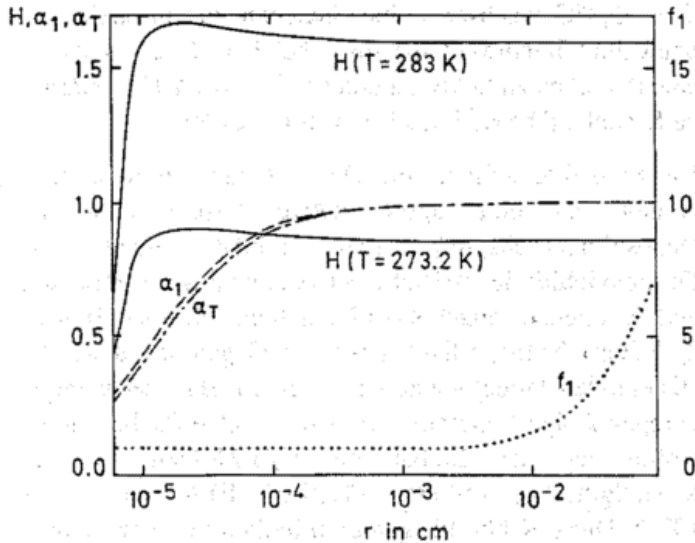


Bild 2: Faktor H, Knudsen-Koeffizienten  $\alpha_1, \alpha_T$  (für ruhende Tropfen) und Ventilationskoeffizient  $f_1$  als Funktion der Tropfengröße. Modellbedingungen: gelöste Salzmasse  $x_2'' = 1,1 \times 10^{-15}$  g NaCl,  $T = 283$  K und  $T = 273,2$  K (nur H). Aus WACKER (1984).

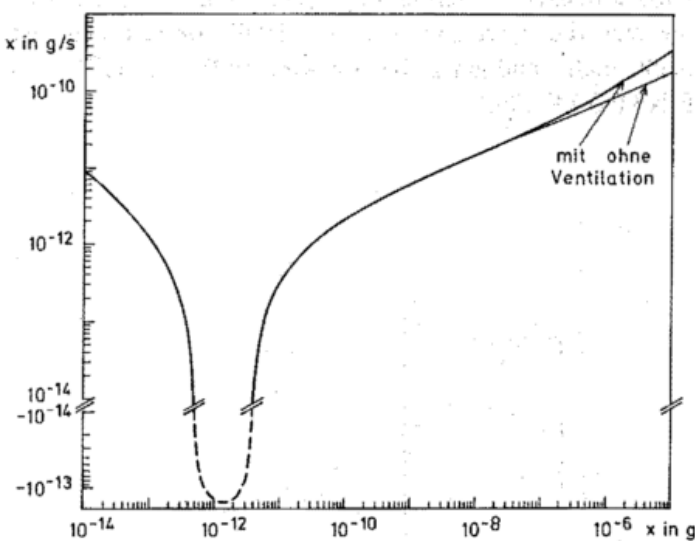


Bild 3: Berechnete Massenwachstumsrate  $\dot{x}$  mit (dicke Linie) und ohne (dünne Linie) Ventilationseffekte als Funktion der Tropfenmasse. Modellbedingungen:  $T = 283$  K,  $S = 0,1$  %, gelöste Salzmasse  $x_2'' = 1,1 \times 10^{-15}$  g NaCl.  
 — :  $\dot{x} > 0$ , - - - :  $\dot{x} < 0$ .

Die Ventilationskoeffizienten hängen u.a. von der Tropfengröße und der kinematischen Zähigkeit der Luft ab. Wie Bild 2 zeigt, sind Ventilationseffekte für kleine Tropfen ( $r < 10^{-3}$  cm) vernachlässigbar. Für große Tropfen können sie jedoch die Massenwachstumsrate um ein Vielfaches erhöhen.

Bild 3 zeigt die berechnete Massenwachstumsrate  $\dot{x}$  in Abhängigkeit von der Tropfenmasse; Temperatur-, Ventilations- und Knudsen-Effekte werden berücksichtigt. Bei einer realistischen Übersättigung von  $S = 0,1$  % gibt es zwei Tropfenradien, für die sich die Tropfen im Gleichgewicht befinden (vgl. Diskussion der Köhler-Kelvin-Kurve). Tropfen, die größer bzw. kleiner als die Gleichgewichtsradien sind, wachsen ( $\dot{x} > 0$ ), in dem Zwischenbereich gilt  $\dot{x} < 0$ . Ventilation beschleunigt das Wachstum großer Tropfen.

### 3.4 Kondensation als irreversibler Prozeß

Phasenumwandlungen sind thermodynamisch irreversible Prozesse, die mit einer Entropieproduktion verbunden sind. Daher läßt sich die Kondensationsrate von Wasserdampf auch aus der Theorie der irreversiblen Prozesse ableiten (z.B. WACKER 1984).

Die Bilanzgleichung für die Entropie des abgeschlossenen Gesamtsystems  $S_{ges}$  folgt aus den Gibbs-Gleichungen für die Teilsysteme Tropfen und Gasphase:

$$\frac{dS_{ges}}{dt} = \frac{\Delta T}{T^2} J_{qr} - \left( \frac{a}{T} + \frac{l_{kond}}{T^2} \Delta T \right) \dot{x} \geq 0 \quad (23)$$

mit  $\Delta T = T'' - T$ ,  $a = \mu_1'' - \mu_1$ : chemische Affinität, wobei  $a/T = R_1 \ln(p_{1s}(T)/p_1)$  gilt.

Für das Gesamtsystem ist  $dS_{ges}/dt$  die im System durch irreversible Prozesse (Wärmeleitung und Kondensation) pro Zeit erzeugte Entropie. Das Gleichheitszeichen gilt ausschließlich im thermodynamischen Gleichgewicht.

Gl.(23) ist die Summe von Produkten aus thermodynamischen Flüssen ( $J_{qr}, \dot{x}$ ) und thermodynamischen Kräften  $\Delta T/T^2, a/T + l_{kond} \Delta T/T^2$ . Die Flüsse sind offene Größen, die mit Hilfe der Theorie der irreversiblen Prozesse auf die gegebenen Zustandsgrößen zurückzuführen, d.h. zu parametrisieren, sind. Dabei muß die Vorzeichenbedingung in Gl.(23) erfüllt sein.

Für nicht zu große Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht wird der Zusammenhang zwischen Flüssen und Kräften durch die phänomenologischen Beziehungen beschrieben. Nach Elimination von  $\Delta T$  in dem  $\dot{x}$ -Term mit Gl.(18) folgen als phänomenologische Gleichungen

$$\dot{x} = - \frac{L_x}{1 + H^*} R_1 (1 - e^{-a/R_1 T}) \quad (24a)$$

$$J_{qr} = L_q \frac{\Delta T}{T^2} \quad (24b)$$

mit  $H^* = L_x/L_q \cdot I_{\text{kond}}^{\text{aus}}$ , in denen die phänomenologischen Koeffizienten  $L_x, L_q > 0$  positiv sein müssen. Sie sind nicht aus der Theorie der irreversiblen Prozesse ableitbar, sondern werden mit zwei Schließungsannahmen bestimmt. Hierzu eignen sich die anhand von Überlegungen zu diffusiven und gaskinetischen Transportprozessen an der Tropfenoberfläche abgeleiteten Gleichungen für die Diffusionsflüsse für Masse und Wärme (vgl. Abschn. 3.1, 3.2).

Die Formulierung der Kondensationsrate (24a) zeigt, daß durch eine strenge thermodynamische Behandlung folgerichtig auch die Effekte simuliert werden, die durch die Temperaturdifferenz zwischen Tropfenoberfläche und Umgebung hervorgerufen werden. Gl.(24b) ist das Fouriersche Wärmeleitungsgesetz.

### 3.5 Die Depositionsrate

Bei der Ableitung der Wachstumsrate einer Eispartikel der Masse  $x$  durch Wasserdampfaufnahme ist die Form der Partikel zu berücksichtigen. Es zeigt sich jedoch, daß dieses Diffusionsproblem in Analogie zu dem elektrostatischen Problem des Potentialfeldes um einen geladenen Leiter gelöst werden kann. Bei der Übertragung von Gl. (15) oder Gl.(16) auf das Depositionswachstum einer Eispartikel ist der Geometrieparameter des Tropfens  $r$  durch die Kapazität  $C$  eines Leiters mit der Form der Partikel zu ersetzen. Die Maxwell-Gleichung für das Wachstum der Partikel lautet dann

$$\dot{x} = 4\pi C D_1 \frac{1}{R_1 T} (p_1 - p_{1sc}) \quad (25)$$

mit  $p_{1sc}$  nach Gl.(11).

Die Kapazität  $C$  ist eine Funktion der Größe und Form der Partikel; sie ist nur für spezielle geometrische Formen analytisch bekannt, z.B.

$C = r$	Kugel mit Radius $r$
$C = \frac{2r}{\pi}$	kreisförmige Scheibe mit Radius $r$
$C = \frac{a\epsilon}{\arcsin \epsilon}, \epsilon = \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)^{1/2}$	abgeplattetes Sphäroid mit $a, b$ : große, kleine Halbachse.

(26)

Für einfache Eiskristalle wie ebene Dendrite oder hexagonale Plättchen kann die Kapazität approximativ angegeben werden.

Alle weiteren Einflüsse (Temperaturunterschiede zwischen Eispartikel und Umgebung, kinetische Grenzschicht, Ventilation) lassen sich formal wie in Abschnitt 3.2 und 3.3 berücksichtigen. Dabei ist die Kondensationswärme  $I_{\text{kond}}$  durch die Sublimationswärme  $I_{\text{sub}}$  zu ersetzen.

Bei Temperaturen unter  $0^\circ\text{C}$  können Eispartikel und unterkühlte Tropfen koexistieren. Da der Sättigungsdampfdruck

über einer ebenen Eisfläche geringer ist als über einer ebenen Wasserfläche, werden in einer eisübersättigten und wasseruntersättigten Atmosphäre die Eiskristalle durch Deposition wachsen, während die Tropfen verdunsten. Der freigewordene Wasserdampf kommt dem Wachstum der Eispartikel zusätzlich zugute. Dieses Depositionswachstum der Eispartikel zu Lasten der Tropfen wird als *Bergeron-Findeisen-Prozess* bezeichnet (siehe auch Beitrag 2).

Das Titelbild zeigt Laborbeobachtungen von Eiskristallen, die durch Deposition wachsen. Man erkennt, wie sich Größe und Form in der wassergesättigten Luft mit der Zeit deutlich verändern. Je nach Temperatur bilden sich hexagonale dicke Plättchen ( $T = -3,7^\circ\text{C}$ ) oder Sektorplättchen ( $-16,5^\circ\text{C}$ ), die ihre geometrische Struktur beibehalten. Bei  $T = -5,3^\circ\text{C}$  wachsen hohle Säulchen zu Büscheln von Säulchen ("bundles of sheaths"), bei  $T = -12,2^\circ\text{C}$  hexagonale Plättchen zu Sektoren und bei  $T = -14,4^\circ\text{C}$  breitarmige Kristalle ("broad branches") zu Dendriten.

Die Modellvorstellung, die Gln.(11), (25) zugrundeliegt, erlaubt nur eine approximative Beschreibung des Depositionswachstums und erklärt nicht die Formenvielfalt der Kristalle entsprechend der Temperatur und dem Feuchteangebot der Umgebung (Bild 2 in Beitrag 2). Natürliche Eispartikel haben – im Gegensatz zu der idealisierenden Modellvorstellung – eine mehr oder weniger unregelmäßige Gitterstruktur. An der Oberfläche wirken Kräfte, die den Einbau der  $\text{H}_2\text{O}$ -Moleküle in das Kristallgitter kontrollieren (PRUPPACHER und KLETT 1978). Diese Kräfte hängen empfindlich von der Temperatur und dem Feuchtegehalt der Atmosphäre, Verunreinigungen und Ladungsverteilungen im Kristall und von den einzelnen Gasen des Luftgemisches ab. Diese Bedingungen bestimmen sowohl die Massenänderungsrate der Eispartikel als auch ihre Form. Eine genauere Formulierung der Depositionsrate erfordert eine detaillierte molekular-kinetische Beschreibung. Die allgemeine Frage, warum sich die unterschiedlichen Kristallformen bilden, ist noch nicht endgültig beantwortet (z.B. PITTER und FINNEGAN 1992).

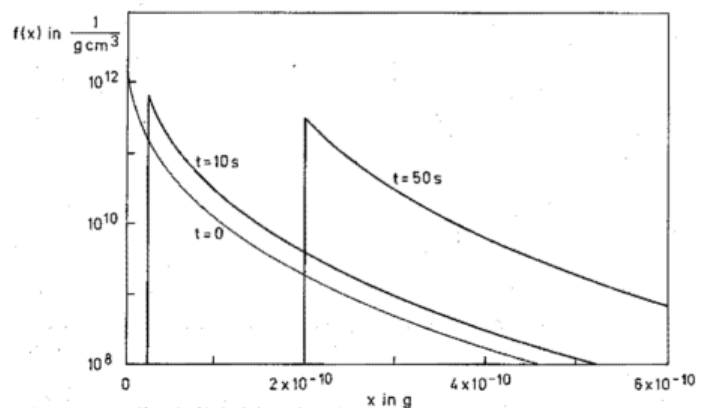


Bild 4: Entwicklung des Tropfenspektrums  $f(x, t)$  berechnet nach Gl.(28) unter der Annahme  $A = 0, B = 0$  für  $S = 0,1 \%$ ,  $T = 273 \text{ K}$ . Das Tropfenspektrum ist auf eine Gesamtzahl von 1 Tropfen/ $\text{cm}^3$  normiert. Die kleinsten Tropfen haben für  $t = 0$  die Masse  $x_{\text{min}}(t = 0) = 4,2 \times 10^{-12} \text{ g}$ .

#### 4 Entwicklung des Tropfenspektrums durch Kondensation

Das Kondensationswachstum von Tropfen verändert das Tropfenspektrum. Diese Änderung ist in der spektralen Bilanzgleichung (Gl.(11) in Beitrag 2) erfaßt. Auch hier wird die Tropfenmasse  $x$  als innere Koordinate verwendet und die auf die Masse bezogene Verteilungsfunktion  $f(x, t)$  betrachtet. Bei Vernachlässigung aller übrigen Prozesse reduziert sich Gl.(11) in Beitrag 2 auf

$$\frac{\partial f(x)}{\partial t} = - \frac{\partial(f(x)\dot{x})}{\partial x} \quad (27)$$

Diese Differentialgleichung ist vom Typ einer Transportgleichung: Die betrachtete Größe  $f(x)$  ändert sich durch die Divergenz ihres Flusses  $f(x)\dot{x}$  längs der Koordinate  $x$ ; dabei bleibt die Gesamtzahl der Tropfen  $N_a = \int_0^\infty f(x)dx$  erhalten (vgl. Beitrag 2). Im allgemeinen Fall ist Gl. (27) nur numerisch lösbar. Spezielle Annahmen erlauben eine analytische Lösung von Gl.(27) (z.B. SEDUNOV 1974, WACKER 1984).

Für den in Gl.(17) betrachteten besonders einfachen Spezialfall folgt aus der Anfangsverteilung  $f(x_0, t_0)$  direkt die Verteilung für alle Zeiten:

$$f(x, t) = f(x_0, t_0) \left( \frac{x_0}{x} \right)^{1/3} \quad (28)$$

Kondensation bewirkt zum einen die Verlagerung des Spektrums zu größeren Tropfenmassen, zum anderen eine Verbreiterung des Spektrums (Bild 4). Diese Verbreiterung tritt aber nur dann auf, wenn die Masse  $x$  als innere Koordinate verwendet wird.

Das Kondensationswachstum allein ist zu langsam, um innerhalb einer realistischen Lebensdauer von Wolken so große Tropfen zu erzeugen, daß Niederschlag entsteht. Durch Kondensation werden lediglich einige hinreichend große Tropfen gebildet, die den Koagulationsprozeß auslösen und so die Niederschlagsbildung initiieren können; die Koagulation ist Gegenstand des nachfolgenden Beitrags 4.

## 4 Theorie und Beobachtungen zur Kinetik von Hydrometeoren

K. D. BEHENG

### 1 Stoßprozesse von Hydrometeoren

Hydrometeore gleicher oder unterschiedlicher Sorte können durch Stöße miteinander 'reagieren'. Ähnlich wie in der Gaskinetik kann man abschätzen, daß es sich dabei fast ausschließlich um Zweierstöße handelt.

Im Fall von flüssigen Tropfen nennt man diesen Mechanismus Koagulation, womit die Summe der beiden Teilprozesse Kollision und Koaleszenz (von lat. coalescere = zusammenfließen) gemeint ist. Ihre Wirksamkeit hängt von den physikalischen Gegebenheiten ab, d.h. Kollision und Koaleszenz müssen nicht zwangsläufig erfolgreich sein. Denn es gibt Effekte (z.B. Luftfilm, der sich zwischen den sich nähernden Tropfen befindet, oder gleichnamige Ladung der Stoßpartner), die den Kontakt der beiden Oberflächen und damit das Zusammenfließen verhindern (bounce, rebound).

Betrachtet man Stöße, wobei mindestens einer der beiden Stoßpartner fest (Eis- oder Aerosolpartikel) ist, so ist der Begriff Koaleszenz unsinnig. Man spricht dann von Anhaftwahrscheinlichkeit (sticking probability); der Gesamtprozeß wird trotzdem als Koagulation im weiteren Sinn bezeichnet. Friert ein Tropfen an einer Eispartikel an, spricht man von Bereifen oder Vergraupeln (riming). Das Anfriren an der Eispartikel ist eine Voraussetzung, die nicht immer notwendigerweise erfüllt ist, wie das Beispiel eines

schmelzenden Hagelkorns, das mit einem Tropfen kollidiert, zeigt. Unter Aggregation versteht man schließlich die Bildung von Schneeflocken als Resultat der Kollision und des Anhaftens oder Verhakens von zwei oder mehr Eiskristallen.

Nebenbei sei noch erwähnt, daß man den Prozeß der Kollision von Aerosolpartikeln mit Hydrometeoren und anschließender Inkorporation als (particle) scavenging bezeichnet.

### 2 Mathematische Beschreibung der Koagulation, Koagulationsgleichung

Der Term, der auf der rechten Seite der spektralen Bilanzgleichung (11) des Beitrags 2 den Koagulationsprozeß beschreibt, wurde in Gl.(12) des Beitrags 2 mit  $\sigma_{\text{Kog}}$  bezeichnet. Er soll im folgenden spezifiziert werden. Dabei werden der Anschaulichkeit halber, außer wenn es ausdrücklich anders vermerkt ist, nur Tropfen/Tropfen-Wechselwirkungen angenommen, so daß auf den Index 'd' verzichtet werden kann.

Aufgrund von Überlegungen zur Koagulationswahrscheinlichkeit und -häufigkeit von Zweierstößen von Tropfen findet man:

$$\sigma_{\text{Koag}} = \frac{\partial f(x)}{\partial t} \Big|_{\text{Koag}} \quad (1)$$

$$= \frac{1}{2} \int_{x'=0}^x K(x', x-x') f(x') f(x-x') dx' - f(x) \int_{x'=0}^{\infty} K(x, x') f(x') dx'$$

Diese Gleichung wird üblicherweise als *stochastische Koagulationsgleichung* (stochastic collection equation, SCE) bezeichnet. Der Begriff 'stochastisch' ist ein wenig irreführend. Denn er beinhaltet, daß bei gleichen Anfangsbedingungen jede Realisation grundsätzlich zu einem anderen Endergebnis führen müßte, weil z.B. Fluktuationen im Tropfenensemble zu berücksichtigen sind. GILLESPIE (1972) formulierte eine entsprechende exakte Gleichung, die die vollständige Unabhängigkeit aller Stoßprozesse beinhaltet. Er zeigte auch, daß speziell unter der Bedingung der guten Durchmischung (well-mixed hypothesis) die exakte Gleichung mit Gl.(1) identisch wird, weshalb man Gl.(1) gelegentlich auch als *quasistochastische Koagulationsgleichung* bezeichnet. Die Verteilungsfunktion in Gl.(1) ist dann als Erwartungswert zu interpretieren.

In Gl.(1) beschreibt der erste Integralterm den Gewinn von Tropfen der Masse  $x$  durch Koagulation von Tropfen der Massen  $x'$  und  $x-x'$ , wobei  $x' < x$  ist, und der zweite Integralterm den Verlust von Tropfen der Masse  $x$  durch Koagulation mit einem Tropfen beliebiger Masse.  $K(x, y) = K(y, x)$  ist dabei die symmetrische und positiv-semidefinite Koagulationsfunktion (collection kernel). Physikalisch gesehen gibt sie das Volumen an, durch das sich ein Tropfen pro Zeiteinheit bewegt, wobei er auf seinem Weg andere Tropfen, die sich in diesem Volumen befinden, einfangen kann.

Analytische Lösungen der stochastischen Koagulationsgleichung existieren nur für die Koagulationsfunktion in der Form  $K(x, y) = a + b(x+y) + cxy$ ,  $a, b, c, = \text{const.}$  (DRAKE und WRIGHT 1972). Diese einfache funktionale Abhängigkeit von den Massen ist (leider) nicht für reale Verhältnisse gültig, so daß lediglich eine numerische Lösung möglich ist (s. Abschnitt 4).

Man kann zeigen, daß  $\int_0^{\infty} x \sigma_{\text{Koag}} dx = 0$  gilt; das bedeutet, daß sich die Gesamtmassendichte durch die Koagulationsumverteilung zeitlich nicht ändert, was physikalisch unmittelbar einleuchtet. Die Gesamtanzahldichte ändert sich selbstverständlich, d.h.  $\int_0^{\infty} \sigma_{\text{Koag}} dx \neq 0$ . Beide Aussagen gelten auch für die - hier nicht behandelten - breakup-Prozesse.

Bislang wurde nur die gegenseitige Wechselwirkung von Tropfen betrachtet. Bei Berücksichtigung der Stoßwechselwirkung unterschiedlicher Hydrometeorsorten müssen für jede Teilchensorte Bilanzgleichungen des Typs Gl.(11) des Beitrags 2 mit rechten Seiten vom Typ Gl.(1) aufgestellt werden, die noch um Terme, die die Wechselwirkung der unterschiedlichen Partikel beschreiben [z.B. Bereifen als Wechselwirkung zwischen (unterkühlten) Tropfen und Eispartikeln], zu ergänzen sind. In diesem Fall müssen selbstverständlich auch verschiedene Koagulationsfunktionen verwendet werden. Ein entsprechendes Beispiel findet man bei BEHENG (1982).

### 3 Die Koagulationsfunktion

Die Koagulationsfunktion ist als Gewichtsfunktion in Gl.(1) die entscheidende Größe. Die wolkenphysikalisch bedeutsamsten Ursachen für den Stoßvorgang, der dem Koagulationsprozeß zugrundeliegt, sind Diffusion und Sedimentation.

Zuerst soll die Koagulationsfunktion durch Diffusion kurz behandelt werden. Dieser Fall betrifft solch kleine Tropfen, die nur sehr geringe Fallgeschwindigkeiten haben und sich daher wie quasi-Brownsche Teilchen verhalten (Radien  $r \leq 1 \mu\text{m}$ ). Dann läßt sich der Koagulationsprozeß als Diffusionsvorgang, an dem kleine Tropfen als Mischungspartner beteiligt sind, interpretieren und formulieren. Entsprechend einer Überlegung, die von SMOLUCHOWSKI (1916) entwickelte, ergibt sich die Koagulationsfunktion für diffusive Prozesse in der Form

$$K_{\text{diff}}(r_i, r_j) = 4\pi (r_i + r_j) [D(r_j) + D(r_i)], \quad (2)$$

wobei  $r_i, r_j$  = Radien der zusammenstoßenden Teilchen und  $D(r_i), D(r_j)$  = radienabhängige Diffusionskoeffizienten sind.

Somit reduziert sich die Bestimmung von  $K_{\text{diff}}$  auf die Festlegung des Diffusionskoeffizienten. Untersuchungen zur Brownschen Molekularbewegung zeigen folgenden Zusammenhang:

$$D(r) = k T B(r), \quad (3)$$

wobei  $k$  = Boltzmann-Konstante,  $T$  = absolute Temperatur und  $B(r)$  = Beweglichkeit einer Partikel mit Radius  $r$ . Die Beweglichkeit kugelförmiger Partikel in einem zähen Medium ist gegeben als

$$B(r) = \frac{1}{6\pi\eta r} \left[ 1 + \frac{\lambda}{r} \left( a + b e^{-\frac{c\lambda}{r}} \right) \right] \quad (4)$$

mit  $a, b, c = \text{const.}$  (PRUPPACHER und KLETT 1978),  $\eta$  = dynamische Zähigkeit von Luft und  $\lambda/r = \text{Knudsen-Zahl}$  mit  $\lambda$  = mittlere freie Weglänge der Luftmolekel. Ohne den Ausdruck in der eckigen Klammer resultiert die Stokessche Beweglichkeit. Der Klammerausdruck ist ein Korrekturterm, der die molekularkinetischen Effekte sehr kleiner Partikel mit Radien erfaßt, die der mittleren freien Weglänge vergleichbar sind (Knudsen-Effekt).

Die diffusive Koagulationsfunktion kommt bei der Betrachtung sehr kleiner Tropfen (wie im Nebel) oder bei Aerosolpartikeln zur Anwendung.

Tropfen mit Radien  $r \geq 10 \mu\text{m}$  haben eine merkliche Fallgeschwindigkeit, was bedeutet, daß jetzt die Wirkung der Schwerkraft bedeutsam wird. Diesen Koagulationsvorgang unter dem Einfluß des Erdschwerefeldes bezeichnet man als Schwerekoagulation oder auch als Koagulation durch Sedimentation. Für seine Beschreibung stellt man sich vor,

daß ein großer Tropfen durch ein Ensemble von kleineren Tropfen fällt und dabei die Tropfen aufammelt, die ihm 'im Weg' sind.

Die einfachste physikalische Beschreibung geht von folgenden Annahmen aus:

1. ruhende Umgebung und laminare Strömung,
2. die Tropfenbewegungen sind unbeschleunigt und
3. alle Tropfen, die sich in einem Kreiszyylinder mit Radius  $R = r_i + r_j$  befinden, werden aufgesammelt.

Die letzte Annahme bedeutet, daß die Trajektorien geradlinig sind, wobei das Gleichheitszeichen die sogenannte streifende Trajektorie (grazing trajectory) kennzeichnet (Bild 1, linke Hälfte).

Man geht nun von dem Plausibilitätsansatz aus, daß die Koagulationswirksamkeit der Differenz der (unbeschleunigten) Fallgeschwindigkeiten der beteiligten Tropfen  $v_T(r_i) - v_T(r_j)$  proportional ist. Dieser Ansatz wird durch die Tatsache nahegelegt, daß ein einzelner großer Tropfen um so mehr kleine Tropfen aufammelt, je schneller er selbst und je langsamer die kleinen Tropfen fallen. Im Zeitintervall  $dt$  kann der große Tropfen kleine Tropfen, die sich im (Zylinder-) Volumen  $dV = \pi(r_i + r_j)^2 dL$  (swept-out volume) befinden, aufammeln, wobei  $dL = |v_T(r_i) - v_T(r_j)| dt$  die Zylinderlänge ist. Abschätzungen über die Fallbewegung bei Berücksichtigung aller relevanten Kräfte (Trägheits-, Schwer-, Auftriebs- und Reibungskraft) zeigen, daß auch große Tropfen schon nach relativ kurzer Zeit ( $t \leq 1$  s) unbeschleunigt fallen. Die unbeschleunigten Fallgeschwindigkeiten (terminal fall velocity, nicht zu verwechseln mit der Fallgeschwindigkeit eines Terminals) sind für kleine Tropfen durch das Stokessche Gesetz, für größere Tropfen, für die der Widerstandsbeiwert in komplexer Weise von der Reynolds-Zahl abhängt, empirisch gegeben (PRUPPACHER und KLETT 1978).

Auf diese Weise resultiert schließlich die Koagulationsfunktion für Sedimentation in der Form

$$K_{sed}(r_i, r_j) = \pi (r_i + r_j)^2 |v_T(r_i) - v_T(r_j)| \quad (5)$$

Diese Formulierung gilt unter den Voraussetzungen (i) geradliniger Trajektorien und (ii) einer idealen Aufsammeleffektivität. Beide Voraussetzungen sind unter atmosphärischen Verhältnissen nicht erfüllt. Denn die Tropfen sind von Strömungsfeldern umgeben, die sich überlagern. Dadurch können z.B. (i) sehr kleine Tropfen um das Hindernis (= großer Tropfen) herumgeführt werden, so daß keine Koagulation resultiert, oder (ii) Tropfen durch leeseitige Wirbel an den Fängertropfen herangeführt werden, so daß eine Koagulation stattfindet (rear or wake capture). Entsprechendes gilt für Eispartikel als Fänger, wobei natürlich die komplexere geometrische Form einen nicht unwesentlichen Einfluß auf die Strömungsfelder hat.

Diesen Effekten wird durch Einführung einer sogenannten 'collection efficiency'- Funktion  $E(r_i, r_j)$  Rechnung getra-

gen. Die so korrigierte Koagulationsfunktion für Sedimentation hat dann folgendes Aussehen:

$$K_{sed}(r_i, r_j) = \pi(r_i + r_j)^2 E(r_i, r_j) |v_T(r_i) - v_T(r_j)| \quad (6)$$

Die collection efficiency  $E$  ist das Produkt zwischen der collision efficiency  $E_{coll}$  und der coalescence efficiency  $E_{coal}$ :  $E = E_{coll} \cdot E_{coal}$ . Meist wird  $E_{coal} \equiv 1$  angesetzt, so daß  $E \equiv E_{coll}$  ist.

Die collision efficiency  $E_{coll}$  ist wegen ihrer starken Abhängigkeit von den Radien der stoßenden Partikel von besonderer Bedeutung. Deshalb sollen nun einige typische Ergebnisse von Messungen und theoretischen Berechnungen von  $E_{coll}$  diskutiert werden.

#### 4 Berechnete und gemessene collision efficiencies

Messungen der collision efficiency von Einzelpartikeln gibt es nur wenige, weil realitätsnahe Experimente, bei denen Partikel entweder im freien Fall über große Strecken verfolgt (Fallschacht) oder in einem thermostatisierten Windkanal in der Schwebelage gehalten werden, Probleme aufwerfen. Diese betreffen sowohl die labormäßige Erzeugung von Tropfen und Eispartikeln als auch den Versuchsaufbau. So gibt es im Fall von Tropfen schon Schwierigkeiten, denn Einzeltropfen sind experimentell zwar gut erzeugbar, können aber eine hohe Fallgeschwindigkeit haben. Tropfen mit einem Radius von  $30 \mu\text{m}$  fallen in ruhender Luft immerhin schon mit einer Geschwindigkeit von  $10 \text{ cm/s}$ . Bei Eispartikeln sind die Verhältnisse noch schwieriger. Allein schon die Herstellung regulärer Eiskristalle oder anderer Eispartikel ist problematisch. Daher benutzt man manchmal Objekte, die natürlichen Eiskristallen nachempfunden sind.

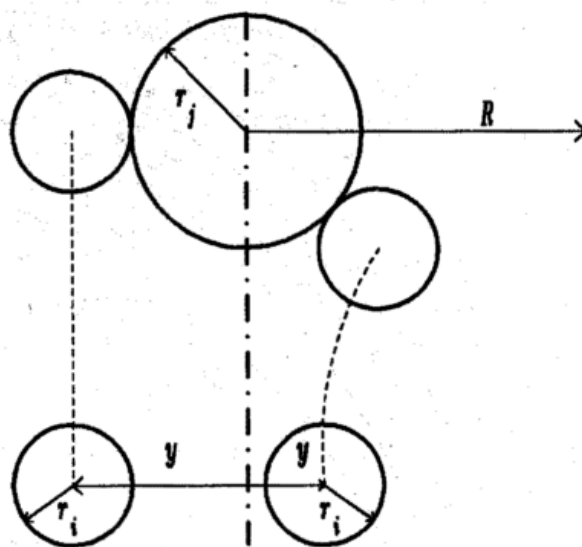


Bild 1: Geometrie fallender Tropfen bei streifender Kollision. Linke Hälfte: kein Einfluß durch die die Tropfen umgebenden Strömungsfelder,  $y = r_i + r_j \rightarrow E = 1$ ; rechte Hälfte: bei Berücksichtigung der die Tropfen umgebenden Strömungsfelder,  $y < r_i + r_j \rightarrow E < 1$ .  $R$  ist der radiale Abstand.

Die theoretische Bestimmung der collision efficiency stützt sich auf die numerische Integration der vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen, wodurch die Strömungsfelder von zwei sich nähernden Partikeln und somit ihre Trajektorien berechnet werden. Wenn sich die Oberflächen der Partikel berühren (streifende Kollision), wird angenommen, daß die Partikel zusammenfließen (bei Tropfen/Tropfen-Wechselwirkung) bzw. anfrieren (bei Eispartikel/Tropfen-Wechselwirkung). Bild 1 zeigt die Situation für zwei Tropfen.

Die für die Berechnung von  $E_{coll}$  entscheidende Größe ist der Anfangsabstand  $R = y \leq r_i + r_j$ , der gerade noch zu einer streifenden Kollision (Bild 1, rechte Hälfte) führt. Für  $R < y$  wird immer eine Koagulation vorausgesetzt. Die linke Hälfte von Bild 1 veranschaulicht den Fall, auf dem Gl.(5) basiert: geradlinige Bewegung der Stoßpartner wegen Vernachlässigung der gegenseitigen Beeinflussung ihrer Strömungsfelder.

Numerisch berechnete collision efficiencies für Tropfen/Tropfen-Kollisionen zeigt Bild 2. Man erkennt deutlich, daß mit zunehmender Größe des einfangenden Tropfens und zunehmendem Radius des eingefangenen Tropfens die efficiency-Werte ansteigen. Für große Fängertropfen nähern sich die Kurven dem Wert 1, d.h. alle größeren Wolkentröpfchen werden vom großen Tropfen aufgenommen. Demgegenüber sieht man auch, daß die Sammeffizienz umso geringer wird, je kleiner die aufzusammelnden Tropfen sind. Dies hat seine Ursache darin, daß kleine Tropfen infolge ihrer geringen Masse dem Luftstrom nahezu unbeeinflusst folgen und am Fängertropfen vorbeigeführt werden.

Die Unterschiede zwischen Rechnungen und Messungen sind nur für relativ große Fängertropfen (Radien  $\geq 100 \mu\text{m}$ ),

die relativ kleine Wolkentropfen aufsammeln (Radien  $\leq 5 \mu\text{m}$ ), signifikant.

Es wird noch darauf hingewiesen, daß das Einwirbeln und Einfangen von Tropfen im Leewirbel eines großen Tropfens und die anschließende Koagulation (rear oder wake capture) in diesem Bild nicht erkennbar sind. Dieser Effekt führt zu efficiency-Werten  $E > 1$  und tritt bei ungefähr gleich großen Tropfen auf (LIN und LEE 1975; BÖHM 1992a).

Bild 2 entnimmt man auch, daß hohe efficiency-Werte nur dann auftreten, wenn große Fängertropfen auch relativ große Tröpfchen einfangen. Signifikante Werte werden erst bei Fängertropfen mit Radien  $> 30 \mu\text{m}$  erreicht, die Tröpfchen mit Radien  $> 8 \mu\text{m}$  aufsammeln. Dies weist darauf hin, daß in einer Wolke schon Tropfen mit Radien größer als  $30 \mu\text{m}$  enthalten sein müssen, damit die Niederschlagsbildung durch den Koagulationsprozeß effektiv einsetzen kann.

Als nächstes werden Eispartikel/Tropfen-Kollisionen angesprochen. Bei den numerischen Rechnungen untersucht man meist einfache geometrische Formen wie Eisplättchen oder -säulchen. Sie werden durch Ellipsoide mit entsprechendem Achsenverhältnis approximiert, und es wird vorausgesetzt, daß sie geradlinig und senkrecht zur Anströmung fallen. Hier werden nur Eisplättchen betrachtet.

Bild 3a zeigt numerisch berechnete efficiency-Werte für verschiedene Radien der großen Halbachsen der flachen Ellipsoide (Achsenverhältnis 0,05). Erst ab einem Radius von etwa  $150 \mu\text{m}$  sind die Werte von Null verschieden. Dies ist in Übereinstimmung mit Messungen an realen Plättchen, für die man fand, daß sie erst ab diesem Halbachsenradius bereifen. Eissäulchen müssen länger als etwa

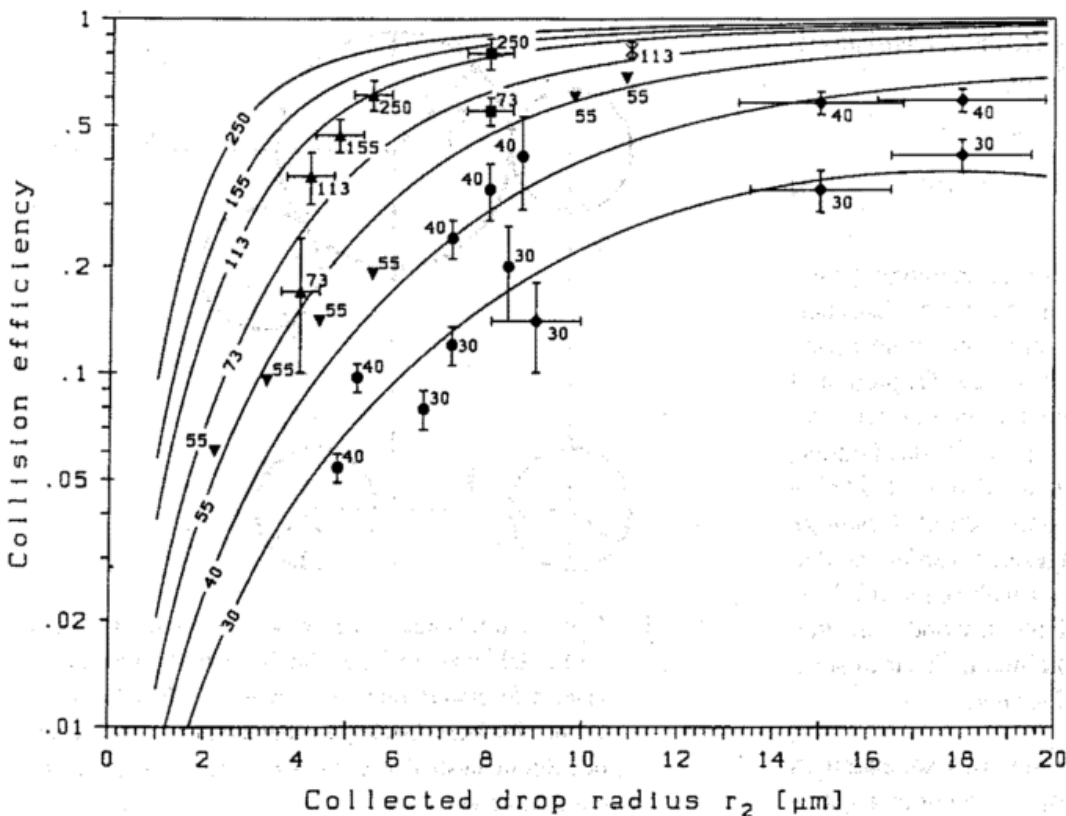


Bild 2: Collision efficiency-Werte als Funktion des Radius des aufgefangenen Tropfens für ausgewählte Größen von Fängertropfen. Durchgezogene Linien stellen die numerischen Ergebnisse von BÖHM (1992a) dar. Die verschiedenen Symbole (mit Fehlerbalken) sind Ergebnisse unterschiedlicher Experimente. Umgebungsbedingungen bei Rechnungen:  $p = 1000 \text{ hPa}$ ,  $T = 295 \text{ K}$ .

100  $\mu\text{m}$  sein, um zu bereifen. In beiden Fällen sind die efficiency-Werte umso größer, je größer die Eispartikel sind. Jedoch werden kleine unterkühlte Tröpfchen ebensowenig wie recht große Wolkentropfen angelagert. Offensichtlich überlagern sich die Strömungsfelder bei Annäherung der Stoßpartner derart, daß nur Tropfen eines bestimmten Radiusintervalls eingefangen werden.

Ein Vergleich zwischen Rechnungen und Messungen ist in Bild 3b dargestellt. Die Datenpunkte gelten für Messungen mit diskusförmigen und hexagonalen Eiskristallmodellen, die Linien beziehen sich auf Rechnungen (nach BÖHM 1992b). Die Übereinstimmung ist gut. Lediglich für kleine eingefangene Tropfen mit Radien  $r_2 \leq 7 \mu\text{m}$  unterschätzt die theoretische Kurve die gemessenen Werte.

Photos von bereiften Eisplättchen zeigen, daß die Tropfen bevorzugt an den Rändern der Kristalle anfrieren. Nach fortgesetztem Bereifen gehen die Eiskristalle in - mehr oder weniger kugelförmige - Graupelartikel und bei ge-

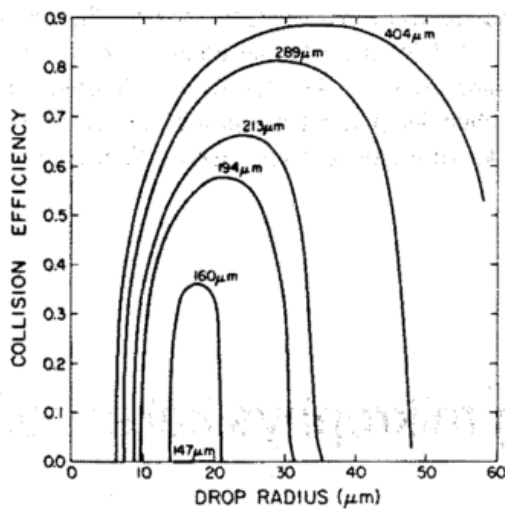


Bild 3a: Berechnete collision efficiency-Werte als Funktion des Radius der angelagerten Tropfen für ausgewählte Längen der großen Halbachsen sehr flacher Ellipsoide ( $\approx$  Eisplättchen). Umgebungsbedingungen:  $p = 700 \text{ hPa}$ ,  $T = 263 \text{ K}$ . Aus PRUPPACHER und KLETT (1978).

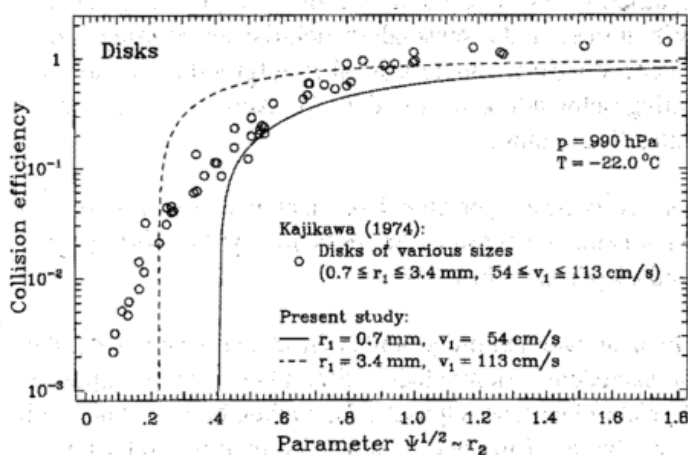


Bild 3b: Berechnete (Linien) und gemessene (offene Kreise) collision efficiency-Werte als Funktion eines Parameters  $\psi^{1/2}$ , der den Radien der eingefangenen Tropfen  $r_2$  ( $2,5 \mu\text{m} \leq r_2 \leq 17,5 \mu\text{m}$ ) proportional ist, für diskusförmige Eiskristalle ( $\approx$  Eisplättchen) bei  $p = 990 \text{ hPa}$  und  $T = 251 \text{ K}$ . Nach BÖHM (1992b).

eigneten Bedingungen (z.B. genügendes Angebot an unterkühlten Tropfen) in Hagel über.

Andere Eispartikel als Eisplättchen und -säulchen sind numerisch sehr viel schwieriger zu behandeln, weil ihre Fallcharakteristik kompliziert sein kann. Manche Graupelartikel z.B. fallen im Luftstrom mit einer taumelnden Bewegung. Dies erklärt die Bildung von sogenannten konischen Graupeln.

Bei allen hier angeführten Beispielen sind elektrische Effekte unberücksichtigt geblieben. Einzelne Untersuchungen zeigen, daß solche Effekte eine sehr wichtige Rolle spielen können. Dies trifft sowohl auf Coulomb-Effekte als auch auf Effekte durch ein äußeres elektrisches Feld zu. Ebenfalls blieb der Einfluß einer turbulenten Strömung auf die Tropfenbewegung immer außeracht.

## 5 Ein numerisches Beispiel

Dieses Kapitel ist einer numerischen Auswertung von Gl.(1) gewidmet. Als Beispiel wird der Fall von Tropfen/Tropfen-Stoßwechselwirkungen gewählt, der im Rahmen der Simulation der Niederschlagsbildung in "warmen" Wolken wichtig ist. Weil die kleinsten betrachteten Tropfen schon recht groß sind (Radien  $\geq 1 \mu\text{m}$ ), wird die sedimentative Koagulationsfunktion verwendet. Als Anfangsbedingung wurde ein Wolkentropfenspektrum (Gammaverteilung, s. Gl.(4) des Beitrags 2) angenommen, das für eine maritime Wolke typisch ist (Anfangszahldichte  $N(t=0) = 100 \text{ cm}^{-3}$ , Flüssigwassergehalt  $\rho_d = 10^{-6} \text{ g cm}^{-3}$ , Radiusdispersionskoeffizient = 0,25). Weil der Wertebereich der unabhängigen Variablen (Radius oder Masse) mehrere Zehnerpotenzen überdeckt, wird üblicherweise eine logarithmische Klasseneinteilung mit mindestens 40 Klassen gewählt. Dies führt bei einer Simulation mikrophysikalischer Prozesse in Wolkenmodellen oder auch in anderen, großskaligen Modellen zu einem erheblichen, meist unüberwindbaren Aufwand. Einen Ausweg aus dieser Schwierigkeit bieten Parametrisierungen (s. Beitrag 6).

Man erkennt, daß sich im Laufe der Simulationszeit aus der unimodalen Wolkentropfenverteilung ein bimodales Tropfenspektrum entwickelt. In diesem Fall wurden keine breakup-Prozesse berücksichtigt, so daß die entstehenden Regentropfen sehr groß sind. Mit breakup würden die Tropfen maximal 800  $\mu\text{m}$  im Radius groß.

Das charakteristische stationäre Minimum bei einem Radius von etwa 40  $\mu\text{m}$  tritt dann in Erscheinung, wenn statt  $f(x)$  z.B. die Verteilungsfunktion  $g(\ln x) = x^2 f(x)$  - wie in Bild 4 - verwendet wird. Dieses Minimum ist eine Folge davon, daß die collision efficiency-Werte bei etwa 40  $\mu\text{m}$  ein besonderes Verhalten zeigen.

Dieses typische Verhalten des Tropfenspektrums legt nahe, den Radiuswert von 40  $\mu\text{m}$  als den Radius zu definieren, der Wolken- von Regentropfen trennt. Er gestattet damit, bestehende Parametrisierungsansätze zu testen oder neue zu entwickeln (s. dazu Beitrag 6).

Obige Auswertung (und weitere mit anderen Anfangsverteilungen) scheinen damit die WMO-Klassifikation von

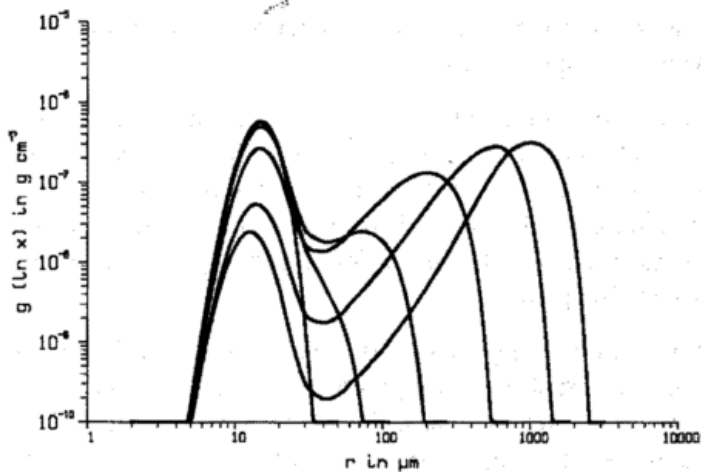


Bild 4: Größenverteilungsfunktion  $g(\ln x) = x^2 f(x)$  in  $\text{g cm}^{-3}$  als Funktion des Tropfenradius  $r$  in  $\mu\text{m}$  für die Simulationszeiten  $t = 0, 400, \dots, 2000$  s.

Wolken- und Regentropfen (s. Beitrag 2) zu bestätigen. Es sollte aber nicht vergessen werden, daß es bisher keine allgemeingültigen collision efficiency-Werte gibt, so daß sich das Bild eventuell noch ändern kann.

Die Ergebnisse von Modellrechnungen, wie die hier in Bild 4 beispielhaft gezeigten, dürfen nicht darüber hinwegtäuschen, daß ihre Verifikation noch aussteht. Dieser Mangel ist darauf zurückzuführen, daß in-situ Messungen des reinen Koagulationsprozesses schwierig, wenn nicht sogar unmöglich sind. Denn dazu müßten die Anfangsbedingungen exakt bekannt und der Koagulationsprozeß in seinem zeitlichen Verlauf meßtechnisch verfolgbare sein. Aber allein schon die Messung von Tropfenspektren erweist sich als problematisch (s. Beitrag 5).

Berechnungen zur Wechselwirkung von Tropfen mit Eisparkeln, d.h. die Entwicklung von Graupeln, auf der Basis von stochastischen Koagulationsgleichungen gibt es nur wenige. Sie wurden z.B. für unterschiedliche Eiskristalltypen (Plättchen, Säulchen) mit und ohne Berücksichtigung eines Eisparkelmultiplikationsprozesses durchgeführt. Eine kurze Darstellung solcher Effekte findet man bei BEHENG (1987). Die Untersuchungen zeigen, daß die Anwesenheit von Eisparkeln in einer Mischwolke die Koagulationseffektivität von Tropfen beeinflusst, weil dann - durch das Anfrieren an Eisparkeln - für den Koagulationsvorgang zwischen Tropfen weniger Tropfen zur Verfügung stehen. Der Grad der Beeinflussung hängt maßgeblich von der zugrundegelegten Eiskristallsorte ab.

## 5

F. ALBERS

# In situ-Methoden zur Messung mikrophysikalischer Größen in Wolken

## 1 Einleitung

Zur Erfassung der Mikrostruktur von Wolken ist die Kenntnis der Größen und Verteilungen der Wolkenpartikel nötig. Daher wird seit etwa 40 Jahren versucht, mittels geeigneter Geräte die Größen und Anzahldichten bzw. Größenverteilungen zu bestimmen. Weil Wolken Wasser auch in fester Form enthalten können, ist darüber hinaus die Form von Eisparkeln von Interesse. Aus den gemessenen Größenverteilungen lassen sich weitere Größen ableiten wie der kleinste und größte Durchmesser oder Anzahldichten. Von besonderem Interesse sind die höheren Momente dieser Verteilungen (s. Beitrag 2), wie etwa das zweite, dritte oder sechste, welche der Sichtweite, dem Wassergehalt bzw. der Radarreflektivität proportional sind. Oft wird der Wassergehalt auch direkt bestimmt.

Weil die Werte der Meßgrößen über mehrere Zehnerpotenzen variieren können (z. B. Partikeldurchmesser von 0,1 bis 10 000  $\mu\text{m}$ , Anzahldichten von  $10^{-4}$   $\text{cm}^{-3}$  bis  $10^3$   $\text{cm}^{-3}$ ), ist die Benutzung nur eines universalen Geräts in der Regel nicht möglich. Um diese Größen *in situ*, d. h. vor Ort, zu bestimmen, Wolken aber normalerweise in größeren Höhen auftreten (falls es sich nicht gerade um Nebel oder Berge umgebende Wolken handelt) und die Wolken-

partikel oft nur eine kurze Lebensdauer haben, ist es erforderlich, Plattformen zu benutzen, die die Meßinstrumente in die Wolken einbringen können. Diese Plattformen können z. B. Ballone sein, im allgemeinen verwendet man aber Flugzeuge. Dies bedingt, daß die Meßgeräte gegenüber Vibrationen und insbesondere elektrischen Störungen hinreichend robust, andererseits aber aufgrund der hohen Relativgeschwindigkeit zu den Wolken auch genügend schnell sein müssen.

Dieser Beitrag gibt eine Übersicht über die wichtigsten Meßmethoden zur direkten Messung von Wassertröpfchen und Eisparkeln in Wolken.

Bis heute werden im gesamten Größenbereich der Partikel verschiedene sammelnde Techniken sowie optische Verfahren benutzt. Optische Techniken können einen Teil der beim Einfangen mit Sammlern auftretenden Schwierigkeiten umgehen, da sie berührungslos arbeiten. Im Bereich der kleinen Wolkenröpfchen werden Streulichtverfahren angewandt, um einzelne Partikel zu vermessen und deren Anzahldichten zu bestimmen. Größere Teilchen werden mit abbildenden Verfahren wie der direkten Photographie, abbildenden Systemen mit elek-

tronischer Datenspeicherung oder der Holographie aufgezeichnet.

## 2 Impaktor- und Replikatorstechniken

Die ersten Flugzeugmessungen von Wolkenröpfchen wurden schon in den vierziger Jahren durchgeführt. Es wurden dabei mit einem Ölfilm versehene Glasscheiben für eine kurze Zeit aus dem Flugzeug gehalten. Die auf den Glasscheiben eingesammelten Eispartikel oder Tröpfchen mußten sofort vor ihrer Verdunstung photographiert werden. Bei solchen Techniken spricht man von Impaktor-Verfahren, weil ein Partikel dabei auf eine Fläche trifft (engl. impact: Stoß, Zusammenstoß). Auch heute noch werden solche Methoden verwandt; allen ist gemeinsam, daß eine geeignet beschichtete Fläche dem freien Luftstrom ausgesetzt wird. Bei Impaktoren wird entweder der Abdruck eines Partikels oder Tropfens in einem viskosen Medium registriert, oder man läßt das Partikel von einer Substanz geringerer Viskosität einfangen und photographiert es sogleich. Eine Abwandlung der letztgenannten Technik sind die sogenannten Replikatoren, die die eingefangenen Partikel vollständig mit einer Substanz umschließen. Häufig genutzt wird Formvar, ein Kunstharz,

mit Chloroform als Lösungsmittel. Nach Verdunsten des Lösungsmittels bleibt im Kunstharz eine Replik zurück.

Bild 1 zeigt ein Beispiel einer Impaktormessung: Deutlich sind hohle hexagonale, aus Eis bestehende Säulen zu erkennen. Die hier gezeigten Kristalle wurden direkt nach ihrem Einfang auf ölbeschichteten Glasplatten in eine Kühlbox eingebracht und später photographiert.

Bei all diesen Verfahren sind folgende Dinge zu beachten:

- Die Hydrometeore neigen dazu, den Stromlinien der Luftströmung um den Partikelsammler herum zu folgen. Die Größe dieses Effektes ist abhängig von der Partikelgröße und -form. Daher ist die sogenannte Sammeleffizienz („collection efficiency“, vgl. Beitrag 4) für verschiedene Partikelgrößen und -formen zu bestimmen und bei der Auswertung der gewonnenen Daten zu berücksichtigen.
- Relativ große Partikel (Durchmesser größer als einige  $\mu\text{m}$ ) können in viele kleine Bruchstücke beim Auftreffen auf den Sammler zerplatzen. Dieser Effekt tritt sowohl bei Tropfen als auch bei Eiskristallen auf und ist natürlich von der Auftreffgeschwindigkeit abhängig.



Bild 1: Auf einer ölbeschichteten Glasplatte eingefangene Eiskristalle, hauptsächlich hohle Säulen. (Mit freundlicher Genehmigung von Nancy C. Knight, NCAR, Boulder, Colorado, USA).

– Verfahren, bei denen der Abdruck von Tropfen oder Kristallen in einem Substrat vermessen wird, verlangen eine Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Tropfen-/Kristallgröße und Größe des Abdrucks. Dieser ist im allgemeinen abhängig von der Aufprallgeschwindigkeit und dem verwendeten Substrat.

– Es erweist sich als nicht einfach, für die verschiedenen Methoden die richtige Sammeldauer zu finden. Sie ist von der Anzahldichte der Partikel und ihrer Größe abhängig. Ist diese Zeitspanne zu kurz, so finden sich nicht genügend Teilchen auf dem Impaktor, um eine repräsentative Bestimmung von Anzahldichte, Größenverteilung oder mittleren Größen zu erlauben, ist sie zu lang, so finden sich oft mehrere Partikel an derselben Stelle. Letzteres mag bei Eiskristallen gelegentlich noch zu erkennen sein, bei Tröpfchen kann jedoch der Effekt der Koaleszenz, das ist das Zusammenfließen von kleinen Tropfen zu größeren Tropfen, auftreten, was zu einer Überschätzung des Anteils größerer Tropfen führt.

– In unterkühlten Wolken spielen Vereisung an Einlaßöffnungen und ähnliches eine Rolle.

– Die Auswertung ist bei allen sammelnden Verfahren sehr zeitaufwendig und mühsam, da sie in der Regel manuell vorgenommen wird.

In jüngerer Zeit wurden einige Verbesserungen an solchen Geräten vorgenommen, insbesondere wurde der Probenahme-prozeß automatisiert. Dies geschieht meistens durch die Benutzung eines beschichteten Films anstelle von beschichteten Glasscheiben, Aufnahmen werden mit Videokameras an Stelle von Photoapparaten gemacht. So erhält man kontinuierlich arbeitende Impaktoren.

### 3 Optische Verfahren

Optische Techniken können einen Teil dieser Schwierigkeiten umgehen. Insbesondere ist im Gegensatz zu sammelnden Methoden die Bestimmung des Probenvolumens in der Regel auf optischem oder optisch-elektronischem Wege möglich, das heißt, eine Beeinträchtigung des freien Luftstromes findet nicht oder nur geringfügig statt. Außerdem sind die meisten optisch-elektronischen Verfahren in der Lage, kontinuierlich Daten zu sammeln. Im Bereich kleiner Wolkentröpfchen nutzen manche Geräte das Prinzip der Lichtstreuung, um kugelförmige Teilchen zu vermessen und zu zählen. Bei größeren Partikeln werden abbildende Verfahren, z. B. Photographie und Holographie, insbesondere aber sogenannte *Optical Array Probes* angewandt.

#### 3.1 Streulichtmethoden

Streulichtsonden messen die Intensität des von Wolkenpartikeln in einen bestimmten Winkelbereich gestreuten Lichtes. Man spricht je nach Winkelbereich von Vorwärtsstreusonden (Streuwinkelbereich bei  $0^\circ$ ) oder von Seitwärtsstreusonden (beispielsweise bei  $45^\circ$  oder  $90^\circ$ ). Die Streuintensität ist i. a. eine komplizierte Funktion des Streuwinkels, des komplexen Brechungsindex (der

Realteil ist ein Maß für die Brechung, der Imaginärteil für die Absorption) und der Größe der Streuteilchen sowie der Wellenlänge des Lichts und kann exakt nur für sphärische und zylindrische Partikel berechnet werden. Bild 2 zeigt eine nach der Mie-Theorie berechnete Streufunktion für Wassertöpfchen mit einem Durchmesser von  $5 \mu\text{m}$  (Realteil des Brechungsindex 1,33, Imaginärteil 0, also keine Absorption, Wellenlänge  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ). Besonders hervorzuheben ist die im Vergleich zur Seitwärtsstreuung um drei Größenordnungen stärkere Vorwärtsstreuung. Integriert man nun jeweils solche, für verschiedene

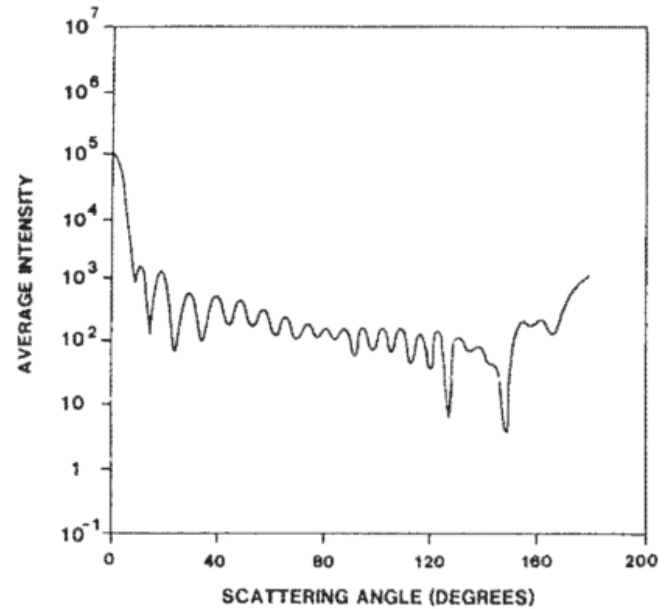


Bild. 2: Streufunktion (Intensität als Funktion des Streuwinkels) von Wassertöpfchen eines Durchmessers von  $5 \mu\text{m}$ . Brechungsindex von Wasser = 1,33, Imaginärteil = 0 (keine Absorption), Wellenlänge  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ . Die Intensität wurde über Rechnungen für zwei Polarisationsrichtungen gemittelt. (KNOLLENBERG 1981).

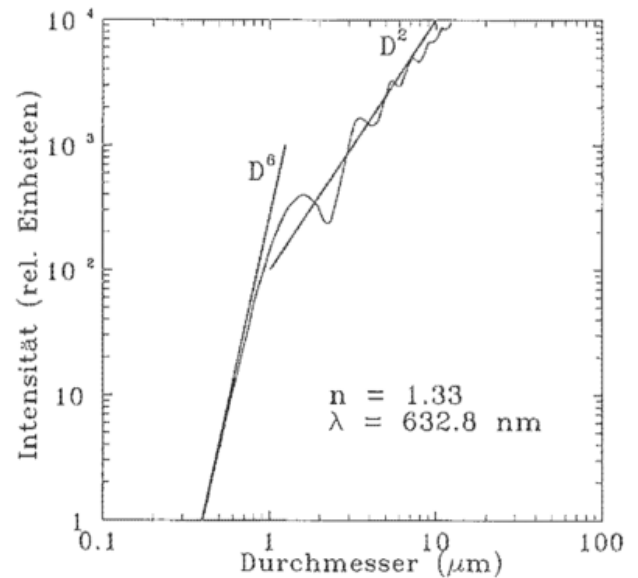


Bild 3: Zusammenhang zwischen gemessener Intensität und dem Durchmesser von Wassertöpfchen in einer Streusonde mit einem Streuwinkelbereich von  $4^\circ$  bis  $22^\circ$ , wieder ohne Berücksichtigung von Absorption. (nach KNOLLENBERG 1981).

Partikelgrößen berechnete Streufunktionen für einen bestimmten Winkelbereich, so erhält man die gesamte, in diesen Winkelbereich gestreute Intensität als Funktion der Teilchengröße. Bild 3 zeigt eine solche Funktion für den Winkelbereich  $4^{\circ}$ - $22^{\circ}$  mit einer Wellenlänge von  $632,8 \text{ nm}$  für Wassertropfchen mit einem Brechungsindex von  $1,33$ . Oberhalb von etwa  $3 \mu\text{m}$  Teilchendurchmesser ist eine quadratische Zunahme der Intensität mit dem Durchmesser zu erkennen, bei kleineren Tropfchen als etwa  $1 \mu\text{m}$  ist die Intensität proportional zu  $D^6$ . Zwischen diesen beiden Bereichen zeigen sich starke Schwankungen der Intensität, die auf Interferenzen zwischen durch die Tropfen hindurchgehende und von ihnen gestreute Strahlen zurückzuführen sind.

Der prinzipielle Aufbau einer Vorwärtsstreuende ist in Bild 4 gezeigt. Das Licht eines Lasers (in der Regel wird ein He-Ne-Laser mit einer Wellenlänge von  $632,8 \text{ nm}$  benutzt) fällt dabei auf die zentrale Scheibe einer ringförmigen Blende, solange sich kein Partikel im Strahl des Lasers befindet. Tritt ein Partikel durch den Strahl, so wird das Laserlicht in alle Raumrichtungen gestreut. Der Anteil, der in den von der ringförmigen Blende bestimmten Winkel-

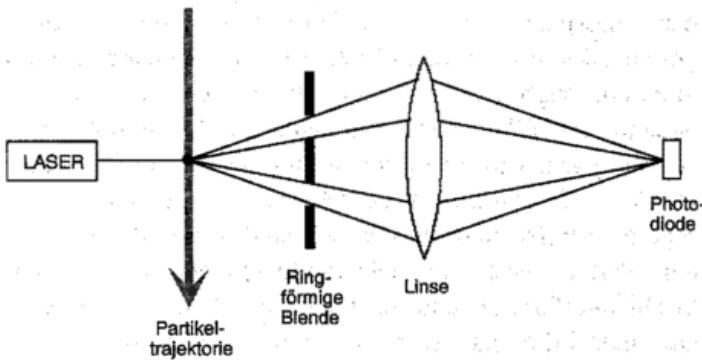


Bild 4: Prinzip einer Vorwärtsstreuende: Das von einem Laser beleuchtete Partikel streut Licht in einen durch eine Blende begrenzten Winkelbereich. Die Intensität dieses Lichts wird mit einem Photodetektor gemessen.

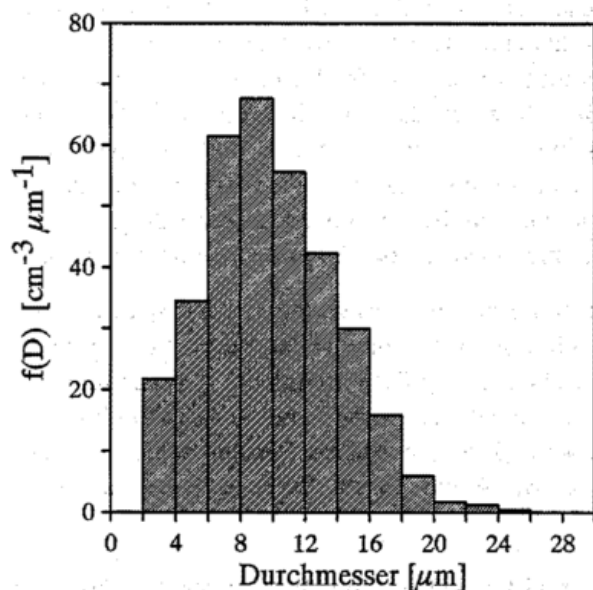


Bild 5: Mit einer Streulichtsonde gemessene Tropfchengrößenverteilung einer kontinentalen Cumulus-Wolke 500 m oberhalb der Wolkenbasis (KNOLLENBERG 1981).

bereich fällt, wird mittels eines Linsensystems auf eine Photodiode kollimiert. Die am Photodetektor gemessene Spannung ist zur Lichtintensität direkt proportional, somit lassen sich die Teilchen entsprechend der gemessenen Spannung in Größenklassen einsortieren. Oft wählt man die Schwellwerte für die Spannung so, daß man gleichbreite Größenklassen erhält, so z. B. bei der FSSP-100 der Fa. PMS<sup>1</sup>, die Tropfchen mit Durchmessern von etwa  $0,5$  bis  $47 \mu\text{m}$  (in drei wählbaren Bereichen) vermessen kann. Bild 5 zeigt ein mit einer solchen Sonde gemessenes Größenspektrum von Tropfchen in einer Cumulus-Wolke.

Bei der Bestimmung der Größenspektren muß eine Reihe von Punkten beachtet werden:

- Die Festlegung des Probenvolumens (sampling volume) einer Streuende ist durch zwei sich widersprechende Anforderungen bestimmt: Einerseits möchte man ein möglichst großes Volumen haben, um eine ausreichend gute statistische Aussage über die Anzahldichten und Größenverteilungen der Partikel zu gewinnen, andererseits möchte man aber die Partikel einzeln vermessen und zählen. So ist man gezwungen, einen Kompromiß zwischen diesen beiden Anforderungen zu finden. Wird beispielsweise die Partikelzahl dadurch erhöht, daß man ein größeres Probenvolumen wählt, kann ein signifikanter sogenannter Koinzidenzfehler wegen der gleichzeitigen Streuung von mehreren Partikeln im Probenvolumen auftreten. Treten solche Fehler auf, so ist die Anzahldichtenbestimmung mit statistischen Methoden bis zu einem gewissen Grade korrigierbar: Nimmt man eine bestimmte räumliche Verteilungsfunktion der Partikel in der Wolkenluft an, so läßt sich die Wahrscheinlichkeit berechnen, zwei oder drei oder mehr Partikel gleichzeitig im Probenvolumen zu sehen, woraus sich eine Korrektur ableiten läßt, die von der jeweiligen gemessenen Anzahldichte abhängt. Die Größenbestimmung der Teilchen ist jedoch nicht verbesserbar, denn man weiß nicht, ob ein Streuereignis durch ein, zwei oder gar mehrere Partikel ausgelöst wurde. Soll beispielsweise der Koinzidenzfehler maximal 1% betragen, darf das Probenvolumen nur etwa zwei Hundertstel des mittleren Volumens ausmachen, welches einem Partikel zur Verfügung steht. Bei einer mittleren Anzahldichte von  $100 \text{ cm}^{-3}$  ist dies  $0,01 \text{ cm}^3$ , d. h. das Probenvolumen darf maximal  $2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3$  groß sein, bei  $1000 \text{ cm}^{-3}$  nur noch  $2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^3$ .

- Randeffekte treten auf, wenn das zu vermessende Partikel den Laserstrahl am Rand passiert. Erstens ist dort die Intensität des Laserstrahls geringer als in der Mitte, zweitens wird nicht das gesamte Teilchen beleuchtet und daher auch nicht so viel Licht gestreut. Insgesamt resultiert eine geringere gestreute Lichtmenge, so daß das Teilchen als zu klein klassifiziert wird. Diese Effekte lassen sich entweder durch statistische Überlegungen ausgleichen oder durch den Ausschluß solcher Teilchen durch elektronische

<sup>1</sup>FSSP: Forward Scattering Spectrometer Probe (Vorwärtsstreu-Spektrometer-Sonde); PMS: Particle Measuring Systems Inc., Boulder, Colorado, USA.

Methoden. Bei der FSSP-100 wird beispielsweise folgendes Verfahren benutzt: Die Zeit, die das Partikel braucht, um den Laserstrahl zu passieren, wird gemessen. Liegt sie unterhalb des Mittelwertes solcher Transitzeiten über einen gewissen Zeitraum, so wird das Partikel von der weiteren Auswertung ausgeschlossen.

– Wie bei jeder elektronisch arbeitenden Sonde sind Totzeiteffekte zu berücksichtigen. Totzeiten sind bedingt durch die Tatsache, daß alle elektronischen Schaltungen gewisse Zeiten brauchen, um Signale zu verarbeiten (*response time*). Während dieser Zeiten sind die Sonden nicht in der Lage, weitere Partikel zu erkennen, d. h. also, die gemessenen Konzentrationen sind zu klein und müssen entsprechend korrigiert werden.

## 3.2 Abbildende Verfahren

### 3.2.1 Photographie

Im Laufe der Zeit wurden Verfahren entwickelt, die auf herkömmlichen photographischen Methoden beruhen, so z. B. von CANNON (1975). Dabei ist es mittels Makroobjektiven leicht möglich, eine ausreichende Vergrößerung zu erzielen, so daß Aufnahmen von einigen  $\mu\text{m}$  großen Teilchen möglich sind; eine innere Struktur läßt sich ab Partikeldurchmessern von etwa 100  $\mu\text{m}$  gut ausmachen. Durch die Kombination einer Beleuchtung durch schnelle Blitzlampen und der Benutzung eines rotierenden, mit der Fluggeschwindigkeit synchronisierten Spiegels ist es möglich, die Relativbewegung der Partikel zum Flugzeug gleichsam einzufrieren. Wie bei photographischen Verfahren an kleinen Objekten üblich, ist jedoch der Tiefenschärfebereich, der von der Teilchengröße abhängig ist, sehr gering. Dies führt zu einem von der Partikelgröße abhängigen Probenvolumen, was die Bestimmung der Anzahldichten und Größenverteilungen erschwert. Meistens wird eine Kalibrierung des Systems im Labor mit Partikeln bekannter Größe und Gestalt vorgenommen. Die Partikel, die außerhalb des Tiefenschärfebereichs liegen, werden zum Teil gesehen, allerdings ist eine korrekte Größenbestimmung ohne Korrekturen nicht möglich. (Man stelle sich die unscharfe Abbildung einer Glühwendel vor: Erstens ist nicht mehr zu erkennen, um welche Form es sich handelt – man erkennt nur einen hellen Fleck –, und zweitens ist das unscharfe Bild größer als das scharfe.) Auch hier ist, wie bei den meisten Impaktor- und Replikator-techniken, die Messung diskontinuierlich.

### 3.2.2 Holographie

Aus den zentralen Gleichungen der Elektrodynamik, den Maxwell-Gleichungen, folgt, daß sich die Feldverteilung im Raum vollständig bestimmen läßt, wenn die Amplitude und Phase des Lichts auf einer das Objekt umschließenden Fläche gegeben sind. Das bedeutet, daß sich aus einer zweidimensionalen, Amplituden- und Phaseninformation enthaltenden Aufnahme ein dreidimensionales Bild des Objekts rekonstruieren läßt. Die Holographie (von griech.: holos = vollständig, graphein = schreiben) ist ein zweistufiges Verfahren zur Aufnahme und Rekonstruktion von

Gegenständen. Im Gegensatz zu den herkömmlichen photographischen Verfahren wird nicht nur die Intensität des auf die Bildebene fallenden Lichtes, sondern indirekt auch die Phase aufgezeichnet. Dies geschieht dadurch, daß dem vom Gegenstand ausgehenden Wellenfeld eine Referenzwelle überlagert wird, wodurch in der Bildebene ein Interferenzmuster entsteht. Voraussetzung für die Interferenz ist allerdings, daß Objekt- und Referenzwelle kohärent sind, d. h. daß beide Wellen eine feste Phasenbeziehung zueinander haben. Seit der Einführung der Laser in den sechziger Jahren stehen intensive, kohärente Lichtquellen zur Verfügung. Ist nun die Referenzwelle bekannt, so läßt sich aus dem aufgenommenen Interferenzmuster (Hologramm) die vom Objekt ausgehende Welle eindeutig rekonstruieren. Dies geschieht in praxi dadurch, daß das Hologramm mit einem Laser beleuchtet wird; mit dem dort aufgezeichneten Interferenzmuster entsteht dann wieder die ursprüngliche Objektwelle, ein Betrachter kann sich ein dreidimensionales Bild des Gegenstandes anschauen. Eine Übersicht über die Anwendungen der Holographie, insbesondere über die Partikelmessungen, gibt THOMPSON (1974).

Zum Zwecke der flugzeuggetragenen Partikelmessung in der Atmosphäre existiert zur Zeit in Europa nur ein holographisches System (beim Meteorological Research Flight in Farnborough, England). Es ist als ein sogenanntes in-line System ausgeführt, wobei alle Bauteile auf einer optischen Achse liegen, was eine Reduzierung der Bauteile und damit der Störanfälligkeit bedeutet. Man verzichtet auf einen separaten Referenzstrahl und läßt statt dessen das von einem Partikel gestreute Licht direkt mit dem ungestörten Strahl interferieren und zeichnet diese Interferenzmuster auf einen Film. Zur Aufnahme wird ein gepulster Laser<sup>2</sup> mit einer Pulsdauer von etwa 20 ns benutzt. Dies ist kurz genug, um auch bei einer Fluggeschwindigkeit von 100 m/s noch Partikel von 20  $\mu\text{m}$  Durchmesser ausreichend scharf aufzeichnen zu können. Jede Aufnahme erfaßt ein Probenvolumen von etwa einem halben Liter, maximal können zwei Hologramme pro Sekunde aufgezeichnet werden. Die Rekonstruktion der Hologramme erfolgt mittels eines halbautomatischen Auswertesystems, welches einen herkömmlichen He-Ne-Laser benutzt (BROWN 1989). Bild 6 zeigt das Prinzip von Aufnahme und Reproduktion mit diesem System. Es vermag kugelförmige Wolkenpartikel bis hinab zu etwa 5-10  $\mu\text{m}$  Durchmesser zu detektieren, Eiskristalle können ab etwa 20  $\mu\text{m}$  beobachtet und ihre Form ab etwa 50  $\mu\text{m}$  gut erkannt werden.

Bild 7 zeigt ein Beispiel eines vermessenen Eispartikels. Es handelt sich um zwei miteinander verklebte Flaschenprismenbüschel; die größte räumliche Ausdehnung ist 1220  $\mu\text{m}$ , die einzelnen Arme haben einen Durchmesser zwischen 40 und 80  $\mu\text{m}$ . Dieses Partikel wurde in einer frontalen Cirrus-Wolke in ca. 7600 m Höhe bei einer

<sup>2</sup>Es handelt sich um einen Nd:YAG-Laser, der Licht der Wellenlänge 1,06  $\mu\text{m}$  abgibt. Da es in diesem Wellenlängenbereich keine hinreichend empfindlichen Filme gibt, wird die Wellenlänge mit einem speziellen Kristall halbiert.

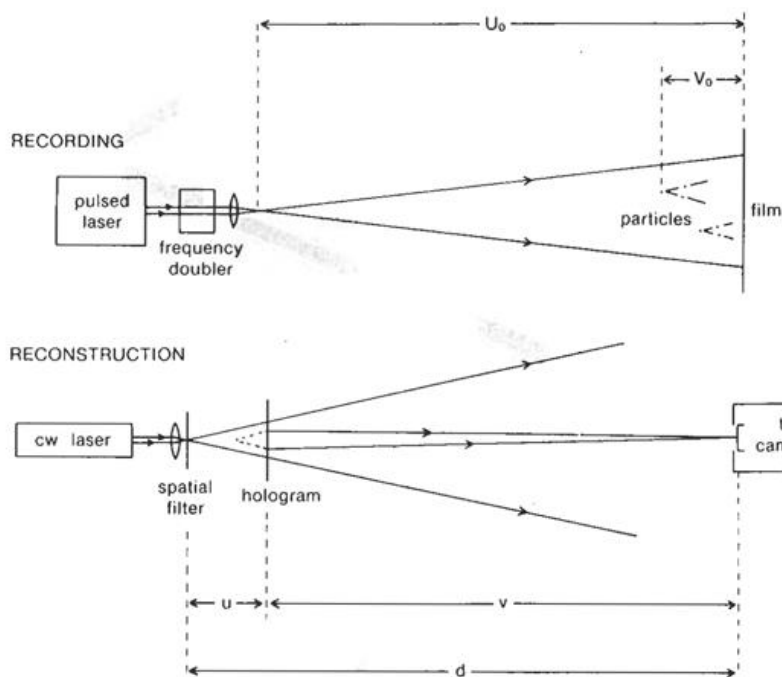


Bild 6: Aufnahme und Rekonstruktion von Hologrammen (schematisch) mit dem holographischen System des Meteorological Research Flight (BROWN 1989).

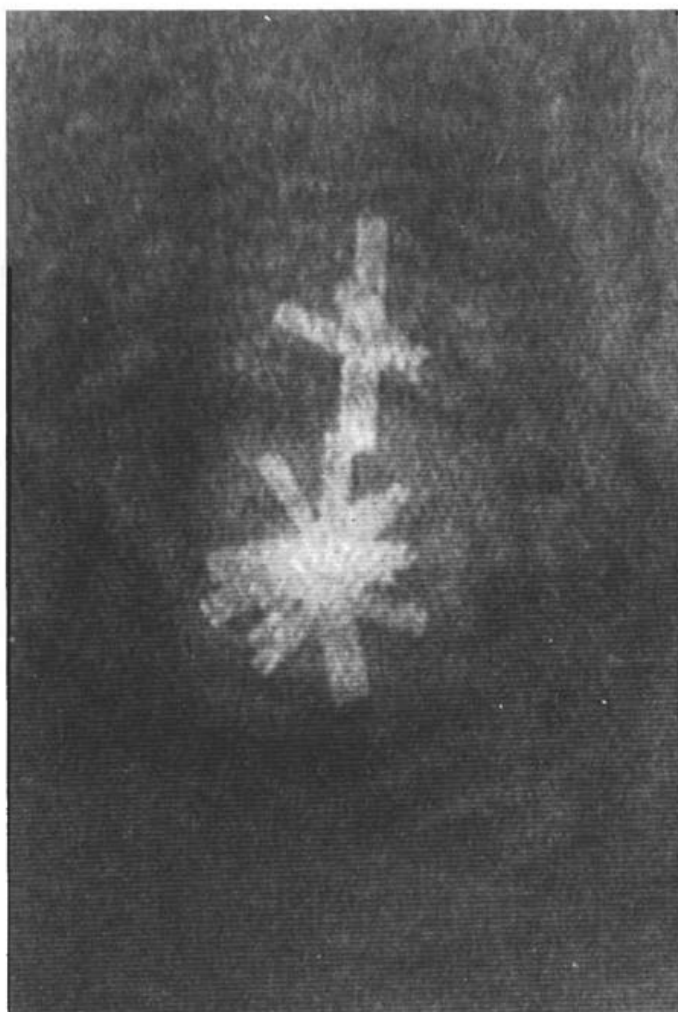


Bild 7: Holographische Aufnahme eines Aggregats von zwei Flaschenprismenbüscheln in einer Cirrus-Wolke in ca. 7600 m Höhe. Die maximale Abmessung des Aggregats beträgt  $1220 \mu\text{m}$ . (C. Krupp, GKSS und P.R.A. Brown, MRF Farnborough, England).

Temperatur von etwa  $-34^\circ \text{C}$  gefunden. Dies zeigt, daß der Mechanismus der Aggregation auch bei niedrigen Temperaturen noch wirksam ist. Deutlich ist zu erkennen, daß die beiden Eisteilchen aneinander haften, ohne sich ineinander verhakt zu haben.

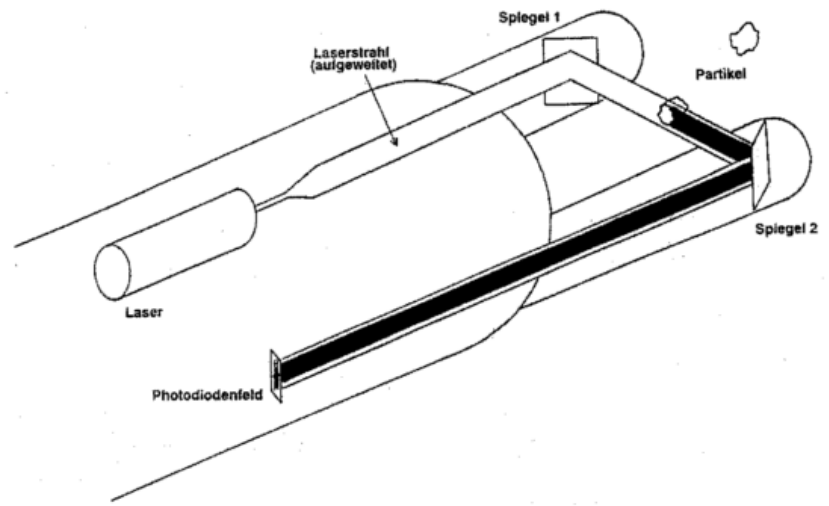
Die größte Schwierigkeit bei der Nutzung des holographischen Verfahrens besteht zur Zeit in der Auswertung der Hologramme. Eine geübte Person benötigt etwa einen Arbeitstag für *ein* Hologramm. Solange kein vollautomatisches Auswerteverfahren existiert, kann die Holographie sicher nicht als Standardverfahren zur Partikelmessung verwendet werden. Man benutzt daher die holographischen Aufnahmen im Augenblick zur besseren Interpretation von Daten, die mit anderen Methoden gewonnen wurden, zu Detailstudien hinsichtlich der Partikelform und zur Kalibrierung anderer Partikelmeßverfahren.

### 3.2.3 „Optical Array“ - Sonden

Eines der heute gebräuchlichsten Verfahren zur Partikelmessung in der Atmosphäre sind die sogenannten Optical Array Probes (OAP). Die Entwicklung dieser Sonden geht auf KNOLLENBERG (1970) zurück; daher werden diese Geräte oft auch einfach *Knollenberg-Sonden* genannt. Inzwischen sind sie in einigen Punkten modifiziert worden. Eine Übersicht über die Technik und die Problematik der Datenauswertung geben HEYMSFIELD und BAUMGARDNER (1985), eine Vergleichsmessung zwischen mehreren 2D-C-Sonden beschreiben GAYET et al. (1993).

Bild 8 zeigt das Prinzip der OAP's am Beispiel der OAP-2D: Ein aufgeweiteter Laserstrahl beleuchtet eine lineare Reihe von 32 Photodioden (Optical Array). Passiert ein Wolkenpartikel den Strahl, so werden einige Photodiodelemente abgeschattet. Eine nachgeschaltete Elektronik speichert für jedes Diodelement, dessen Lichtintensität um mindestens 50% abgesunken ist, eine „0“, die anderen werden als „1“ gespeichert. Der

Bild 8: Prinzip der 2D-Sonden: Ein Wolkenpartikel schattet einen Teil einer Reihe von Photodioden ab. Durch den Vorbeiflug des Teilchens entstehen zweidimensionale Bilder.



Diodenzustand wird mit einer hohen Frequenz ausgelesen und abgespeichert. Es ergeben sich somit zweidimensionale (2D) Schattenbilder der Partikel. Dieser Sondentyp wird für zwei Größenbereiche gebaut:

Für Wolkenpartikel (C für „cloud“)

OAP-2D-C 25-800  $\mu\text{m}$  Durchmesser

und für Niederschlagsteilchen (P für „precipitation“)

OAP-2D-P 200-6400  $\mu\text{m}$  Durchmesser

Sie unterscheiden sich sowohl in der Vergrößerung als auch im betrachteten Probenvolumen (wegen der geringeren Anzahldichte der Niederschlagsteilchen ist ein erheblich größeres Probenvolumen der P-Sonde erforderlich).

Wie bei allen optischen Geräten, tritt auch hier das Problem des geringen Tiefenschärfebereichs für kleine Partikel auf. Haben diese etwa einen Durchmesser von 50  $\mu\text{m}$ , so kann die OAP-2D-C sie nur auf einem etwa 6 mm langen Abschnitt der insgesamt 61 mm langen Meßstrecke detektieren, bei einer Größe von 100  $\mu\text{m}$  sind es 24 mm. Das heißt also, daß die Meßstrecke dieser Sonden von der Partikelgröße abhängt. Liegen die Partikelschatten am Rand des Diodenarrays, so läßt sich eine Auswertung allenfalls für Tropfen vornehmen, die Rekonstruktion anderer Partikel wie kompliziert geformter Eiskristalle bereitet allergrößte Schwierigkeiten. Man schließt daher in aller Regel solche am Rand liegenden Teilchen von der weiteren Auswertung aus, wodurch die wirksame Arraybreite mit der Teilchengröße abnimmt. Bild 9 zeigt das aus beiden Effekten resultierende effektive Probenvolumen für die 2D-C-Sonde.

Ein Beispiel einer Messung mit 2D-Sonden gibt Bild 10 wieder. Die Schatten der Partikel sind hier schwarz auf weißem Grund dargestellt. Bild 10a zeigt Tropfen in einer stratocumulus-Wolke. Auffällig ist der sogenannte Poissonsche Fleck (die Aufhellung in der Mitte der Tropfen), eine Beugungserscheinung, die hier an kleinen Tropfen auftritt. Bild 10b zeigt kompliziertere Eiskristalle, aufgenommen in einer frontalen Cirrus-Wolke in 8230 m Höhe bei einer Temperatur von  $-38^\circ\text{C}$ .

Bild 10b demonstriert eindrucksvoll die Schwierigkeiten bei der Auswertung der gewonnenen Daten: Wie soll man

beispielsweise die Länge eines solchen Eiskristalls bestimmen? Es werden verschiedene Ansätze verfolgt: Man mißt entweder nur die Länge des Kristalls in x- oder y-Richtung (einfach, aber sicher ungenau), oder man sucht nach der größten Länge in den zwei gegebenen Dimensionen. Insbesondere ist natürlich keinerlei Aussage über die dritte Dimension möglich. Gelegentlich wählt man die projizierte Partikelfläche als Größenparameter.

Bei den einfacheren OAP-1D-Sonden (1D für eindimensional) wird nur der Durchmesser der Partikel senkrecht zur Flugrichtung in 15 Größenklassen gespeichert. Auch diese Sonden werden als Wolken- und Niederschlags-sonden angeboten. Eine neuere Entwicklung, die sogenannten Grey-Sonden, speichern die Intensität an den Photodiodenelementen nicht nur in zwei Stufen wie die 2D-Sonden, sondern in vier Graustufen. Außerdem werden 64 anstelle von nur 32 Elementen benutzt, die Auflösung beträgt 10  $\mu\text{m}$ , der Meßbereich 10 - 640  $\mu\text{m}$  Durchmesser. Allerdings sind diese Sonden in ihrer gegenwärtigen Ausführung nur für Fluggeschwindigkeiten bis zu 64 m/s ausgelegt.

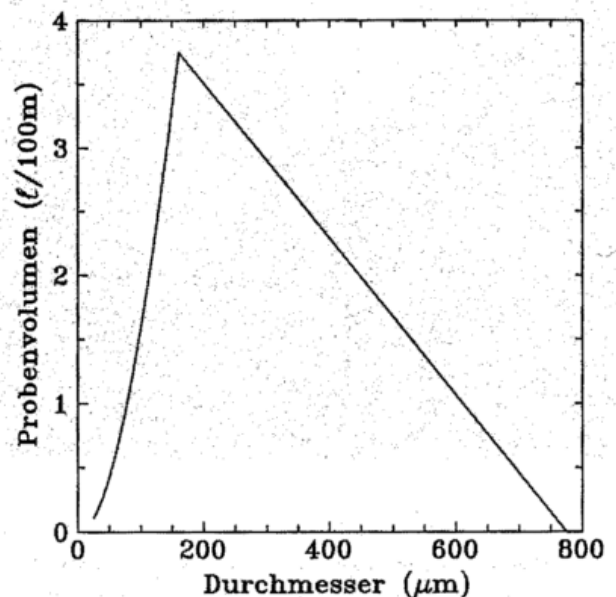


Bild 9: Effektives Probenvolumen der 2D-C-Sonde pro 100 m Flugstrecke als Funktion des Teilchendurchmessers.

#### 4 Verfahren zur Bestimmung integraler Größen

Die gesamte Menge des flüssigen oder eisförmigen Wassers pro Volumeneinheit in der Wolke läßt sich aus den mit den oben beschriebenen Geräten gemessenen Größenverteilungen berechnen. Da hierbei die dritte Potenz der Radien bzw. Durchmesser gebildet werden muß, ist die Genauigkeit des so erhaltenen Flüssig- bzw. Eiswassergehalts (LWC bzw. IWC) in der Regel aber bescheiden. So ist der Fehler einer Messung des LWC mit einer FSSP in einer Wasserwolke selten geringer als etwa 40%. In diesem Kapitel werden kurz zwei Verfahren vorgestellt, um den LWC bzw. TWC direkt zu bestimmen (der *total water content* beinhaltet den Wassergehalt in flüssiger und fester, aber auch in gasförmiger Phase).

##### 4.1 Messung des Flüssigwassergehalts mit Hitzdrahtsonden

Eines der gebräuchlichsten Verfahren zur Messung des Flüssigwassergehalts ist das Johnson-Williams-Hitzdraht-Instrument. Es benutzt einen durch einen konstanten elektrischen Strom geheizten Draht, der dem freien Luftstrom ausgesetzt wird. Der elektrische Widerstand des Drahtes ist eine Funktion der Temperatur und wird laufend mittels einer Brückenschaltung gemessen. In trockener Luft stellt sich bei gleichbleibender Lufttemperatur eine Gleichgewichtstemperatur ein. Auf den geheizten Draht auftreffende und verdunstende Tröpfchen bewirken eine Abkühlung des Drahtes, welche der Wassermasse direkt proportional ist. Eine Abwandlung dieses Verfahrens ist der Betrieb von J-W-Geräten im sogenannten „constant temperature mode“, also mit fester Draht-Temperatur. Dabei wird der Strom durch den Draht mit einer elektronischen Schaltung nachgeregelt.

Bei der Auswertung solcher Messungen muß beachtet werden:

– Variationen der Fluggeschwindigkeit führen zu einer Veränderung der Gleichgewichtstemperatur. Dieser Effekt muß durch ein Potentiometer im Regelkreis ausgeglichen werden.

– Turbulente Schwankungen der Luftgeschwindigkeit führen zu einer Begrenzung der Genauigkeit zeitlich hochaufgelöster Messungen.

– Schwankungen der Umgebungstemperatur werden durch einen Referenzdraht, der außerhalb des freien Luftstroms angebracht und ebenfalls in die Brückenschaltung eingeschleift ist, kompensiert. Wird dieser Draht z. B. in Wolkenbereichen mit extrem hohen Wassergehalten naß, so wird die Messung verfälscht.

– Das Gerät ist sensitiv für Wolkentröpfchen bis zu einem Durchmesser von etwa 40  $\mu\text{m}$ . Größere Tropfen zerreißen beim Aufprall auf den Draht in mehrere Teile.

– Eispartikel bleiben nur zum Teil am Draht haften und werden daher nicht vollständig registriert. Außerdem unterscheidet sich die Verdampfungswärme von der des flüssigen Wassers.

##### 4.2 Sonden zur Messung des Gesamtwassergehalts

Es existieren einige Sonden, die den Gesamtwassergehalt (TWC) bestimmen, d. h. Wasser in flüssiger, fester und auch gasförmiger Phase. Dazu wird die in eine solche Sonde einströmende Luft so stark erhitzt, daß Wassertröpfchen und Eiskristalle verdampfen. Anschließend wird mit einem Lyman-Alpha-Hygrometer der Feuchtegehalt der Luft bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung eines solchen Geräts findet sich z. B. bei NICHOLLS et al. (1990).

Möchte man aus einer solchen Messung den LCW bzw. IWC bestimmen, zieht man den Gehalt an gasförmigem Wasser wieder ab. Man erhält diesen durch eine separate Messung, beispielsweise mit einem weiteren Lyman-Alpha-Gerät.

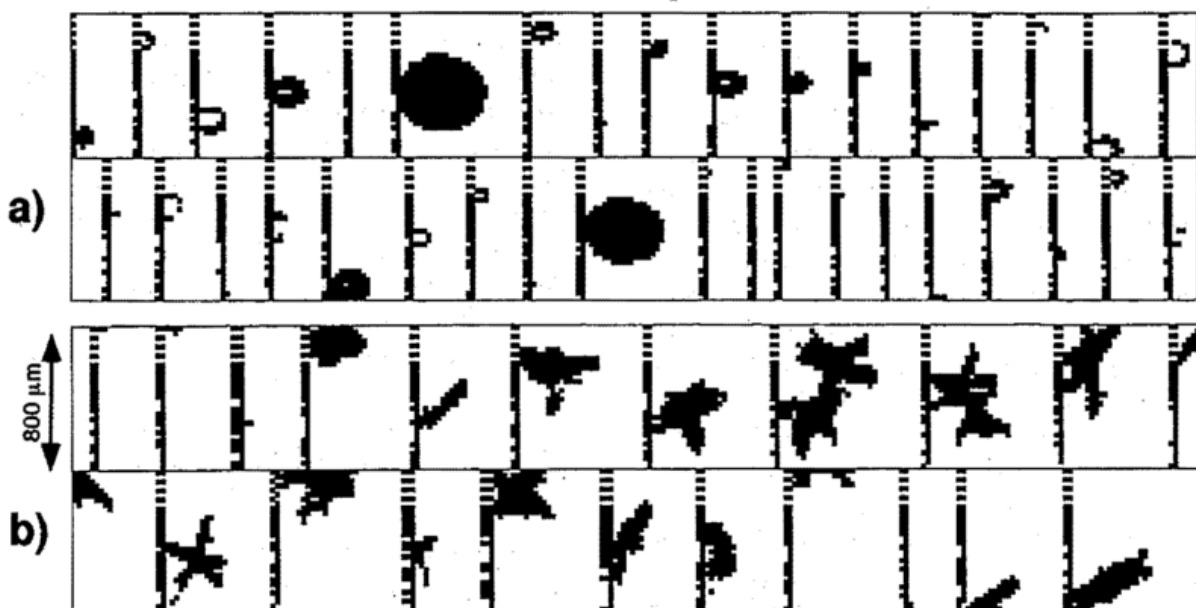


Bild 10: Messungen mit einer 2D-C-Sonde: a) Wassertröpfchen in einer stratocumulus-Wolke (Höhe 1800 m, Temperatur 2° C). Wegen der etwas zu hoch eingestellten Auslesefrequenz sind die Tröpfchen hier leicht elliptisch dargestellt. b) Eispartikel aus einer frontalen Cirrus-Bewölkung (Höhe 8200 m, Temperatur -38° C). Aggregate aus Flaschenprismenbüscheln. Die senkrechten Streifen in beiden Fällen beinhalten eine verschlüsselte Zeitinformation und sind hier ohne Belang.

# Parametrisierung wolkenmikrophysikalischer Prozesse

## 1 Einleitung

Der mikrophysikalische Zustand einer Wolke wird vollständig durch spektrale Bilanzgleichungen für jede Sorte von Wolkenpartikeln beschrieben (Beitrag 2). Um den Aufwand zu vermeiden, der mit einer numerischen Lösung dieser Gleichungen verbunden ist, prognostiziert man in Parametrisierungen Momente des Spektrums. Das grundlegende Konzept für diese Beschreibungsweise stammt von KESSLER (1969), dessen Parametrisierungsschema zunächst nur für warme Wolken entwickelt, später aber von anderen Autoren auch auf Misch- und Eiswolken ausgedehnt wurde. Da es relativ problemlos zu handhaben ist, wird es in Wolken- und mesoskaligen Simulationsmodellen noch immer häufig angewendet, obwohl der Vergleich mit einer spektralen Berechnungsweise Schwächen zeigt. Inzwischen existieren weitere Schemata sehr unterschiedlicher Komplexität. In diesem Beitrag werden sowohl das Kessler-Modell als auch einige der neueren Parametrisierungen besprochen, die zur Anwendung in Wolken- oder mesoskaligen Modellen entwickelt wurden. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Darstellung von Parametrisierungen der Koagulation. Daraus wird das Konzept deutlich, das auch den hier nur grob dargestellten Parametrisierungen der übrigen Prozesse wie Kondensation/Verdunstung, Sedimentation etc. zugrunde liegt. Abschließend wird ein Parametrisierungskonzept für Misch- und Eiswolken erläutert.

## 2 Parametrisierungen der Mikrophysik warmer Wolken

### 2.1 Grundlagen

Entsprechend einer Idee von Kessler beruhen Parametrisierungsmodelle auf einer Unterteilung des in der Wolke (bzw. in einem Gittervolumen) enthaltenen Flüssigwassers in zwei Anteile, einen Wolkenwasser- und einen Regenwasseranteil. Zum Wolkenwasser tragen nur kleine Tropfen mit vernachlässigbarer terminal velocity bei, während sich das Regenwasser aus der Wassermasse der größeren Tropfen zusammensetzt. Für die Momente der zugehörigen Tropfenspektren wie z.B. die Wassergehalte und die Tropfenzahldichten lassen sich Bilanzgleichungen formulieren. Sie sind ausgehend von der spektralen Bilanzgleichung (Gl.(11) in Beitrag 2) ableitbar (Multiplikation mit  $x^k$  und Integration über  $x$ ), wenn im Hinblick auf die darin enthaltene Größenverteilungsfunktion ebenfalls zwischen Wolken- und Regentropfen bei Vorgabe eines Trennradius  $r^*$  unterschieden wird. Es ergibt sich für das  $k$ -te Moment im  $j$ -ten Tropfenbereich, wenn man konvektive und turbulente Transporte nicht berücksichtigt:

$$\frac{\partial M_j^{(k)}}{\partial t} = Q_{\text{Nukleation}} + Q_{\text{Kondensation/Verdunstung}} + Q_{\text{Koagulation}} + Q_{\text{break-up}} + Q_{\text{Sedimentation}} \quad (1)$$

$$M_j^{(k)} = \int_{x_1}^{x_2} f(x) x^k dx \quad (2)$$

$f(x)$  ist hierin die Anzahldichtevertelung. Für Wolken-tropfen ( $j = 1$ ) ist  $x_1 = 0$  und  $x_2 = x(r^*)$ , für Regentropfen ( $j = 2$ ) ist  $x_1 = x(r^*)$  und  $x_2 = \infty$ . Mit  $k = 0$  resultiert die Anzahldichte von Tropfen  $N_j$ , mit  $k = 1$  der Flüssigwasser-gehalt  $\rho_j$ . In einem Parametrisierungsmodell müssen die Quellterme in Gl.(1) vereinfacht werden, denn sie stellen sehr komplizierte Integrale dar. Dies geschieht in den unterschiedlichen Modellen teils rein empirisch, zum Teil wird der jeweilige Integrand aber auch so genähert, daß das Integral auf analytischem Wege als Funktion von Momenten ausdrückbar ist. Hierfür ist  $r^*$  bzw.  $x(r^*)$  zu spezifizieren. Üblicherweise nimmt man  $r^* = 40 \mu\text{m}$  an. Eine Begründung dafür resultiert einerseits aus numerischen Lösungen der stochastischen Gleichung (1) in Beitrag 4, wonach die Massendichteverteilung bei diesem Radiuswert ein nahezu stationäres relatives Minimum aufweist (Bild 4 in Beitrag 4). Andererseits zeigen auch Beobachtungen in warmen Wolken, daß eine Niederschlagstätigkeit nur einsetzt, wenn Tropfen mit etwa dieser Mindestgröße vorhanden sind.

Wie eingangs erwähnt wird in diesem Artikel vor allem die Parametrisierung des Quelltermes für die Koagulation ausführlich erläutert. Der gesamte Koagulationsprozeß läßt sich wegen der Aufteilung in Wolken- und Regentropfen weiter aufgliedern in die Einzelprozesse Autokonversion  $A_u$  (Bildung eines Regentropfens durch Koagulation zweier Wolkentropfen), Akkreszenz  $A_k$  (Koagulation zwischen Wolken- und Regentropfen) und self collection  $S_e$  (Koagulation zweier Wolken- bzw. Regentropfen zu einem größeren Wolken- bzw. Regentropfen). Die entsprechenden Kollektionsraten für beliebige Momente sind ausgehend von der stochastischen Gleichung (1) in Beitrag 4 formulierbar als (DOMS und BEHENG 1986)

$$\text{Kollektionsrate} = \int_{x_1}^{x_2} \int_{x_3}^{x_4} f(x) f(x') K(x, x') \dots dx dx', \quad (3)$$

wobei die Integrationsgrenzen den jeweiligen Prozessen anzupassen sind (z. B. für  $A_k$ :  $x_1 = 0$ ,  $x_3 = x_2 = x(r^*)$ ,  $x_4 = \infty$ ; bei anderen Kollektionsraten treten auch von  $x$  bzw.  $x'$  abhängige Grenzen auf).

Die integralen Raten Gl.(3) sind nun erstens als Basis für Parametrisierungen verwendbar. Eine wichtige Rolle spielt

dabei die Approximation der Koagulationsfunktion  $K(x,x')$ . Auch wenn darin üblicherweise nur Sedimentationseffekte berücksichtigt werden (Gl.(6) in Beitrag 4), ist es wegen der komplizierten Radiusabhängigkeit der collection efficiencies (s. Beitrag 4) schwierig, eine geeignete Näherungsfunktion für  $K(x,x')$  zu finden. So müssen für verschiedene Radienbereiche unterschiedliche Funktionen benutzt werden. Selbst bei Verwendung einfacher Polynome für  $K(x,x')$  gelingt eine analytische Lösung der Integrale in Gl.(3) aber nur in Sonderfällen. Eine ausführliche Darstellung dieser Problematik ist hier nicht möglich. Es soll genügen, einen einfachen von Kessler benutzten Ansatz für  $K(x,x')$  zu erläutern (Abschnitt 2.2).

Zweitens liefern die Formulierungen der integralen Raten Gl.(3) eine Möglichkeit, Parametrisierungsmodelle ohne Einbindung in ein Wolkenmodell zu testen. Dabei geht man folgendermaßen vor. Die zeitliche Entwicklung eines Tropfenspektrums wird mit der spektralen Bilanzgleichung berechnet. Durch Integration über die beiden Radienbereiche des Spektrums erhält man sowohl die Momente als auch die unterschiedlichen Kollektionsraten Gl.(3), deren zeitliche Entwicklungen mit den Ergebnissen der Parametrisierungsmodelle verglichen werden können. Abgesehen vom vergleichsweise geringen Aufwand dieser Methode bietet sie den weiteren Vorteil, daß komplexe Wechselwirkungen mit fluiddynamischen Prozessen ausgeschlossen werden, was das Erkennen von Mängeln der Parametrisierungen erleichtert. Derartige Vergleichsrechnungen werden in den Abschnitten 2.2 – 2.4 am Beispiel der Koagulationsprozesse für unterschiedliche Parametrisierungskonzepte besprochen. Die detaillierten Berechnungen (im folgenden mit SG abgekürzt) beschränken sich dabei also auf die Verwendung der stochastischen Gleichung als einzigem Bestandteil der spektralen Bilanzgleichung.

## 2.2 Das Kessler-Schema (KESSLER 1969)

Kessler betrachtet nur die Entwicklung des Wolkenwassergehaltes  $\rho_C$  und des Regenwassergehalts  $\rho_R$ . Beide Größen ändern sich durch Autokonversion und Akkreszenz:

$$\frac{\partial \rho_C}{\partial t} \Big|_{\text{Koag}} = -Au - Ak \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_R}{\partial t} \Big|_{\text{Koag}} = Au + Ak \quad (5)$$

Für die Autokonversionsrate verwendet Kessler den einfachen empirischen Ansatz

$$Au = \begin{cases} k(\rho_C - \rho_C^*) & \rho_C > \rho_C^* \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad \text{mit } k = 10^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (6)$$

nach dem  $Au$  nur von Null verschieden ist, wenn ein Schwellwert für den Wolkenwassergehalt ( $\rho_C^* = 0,5 \text{ g/m}^3$ ) überschritten wird. Dagegen läßt sich die Akkreszenzrate aus Gl.(2) mit einigen Vereinfachungen analytisch ableiten, wenn für das Regentropfenspektrum die sogenannte Marshall-Palmer-Verteilung  $f(D) = n_0 \exp(-\lambda D)$  ( $D$ =Tropfendurchmesser) benutzt wird. Darin ist  $n_0$  ein konstanter

Parameter, während  $\lambda$  zeitabhängig ist. Zur Parametrisierung der Koagulationsfunktion (Gl.(6) in Beitrag 4) vernachlässigt Kessler darin den Radius des Wolkentropfens  $r'$  gegenüber dem größeren Radius des Regentropfens  $r$  und die terminal velocity  $v_T(r')$  gegenüber  $v_T(r)$ . Mit der Parametrisierung  $v_T(r) = \alpha r^{0.5}$  und der Annahme, daß die collection efficiencies  $E(r,r')$  bei diesem speziellen Koagulationsprozeß gleich Eins gesetzt werden dürfen, folgt

$$K(r,r') = \pi \alpha r^{2.5} \quad \text{mit } \alpha = \text{const.} \quad (7)$$

Es ergibt sich dann

$$Ak = c \rho_C \rho_R^{7/8}, \quad (8)$$

worin der Parameter  $\lambda$  nicht mehr explizit auftritt, während  $n_0$  im konstanten Vorfaktor  $c$  enthalten ist.

Die Bilder 1 und 2 zeigen Vergleiche zwischen den Ergebnissen des Kessler-Modells und SG. Dargestellt sind die zeitliche Entwicklung von  $Au$ ,  $Ak$ ,  $\rho_R$  und des Regentropfenspektrums. Die SG-Kurven in Bild 1 basieren auf zwei Anfangsspektren S1 und S2, wobei S1 dasselbe

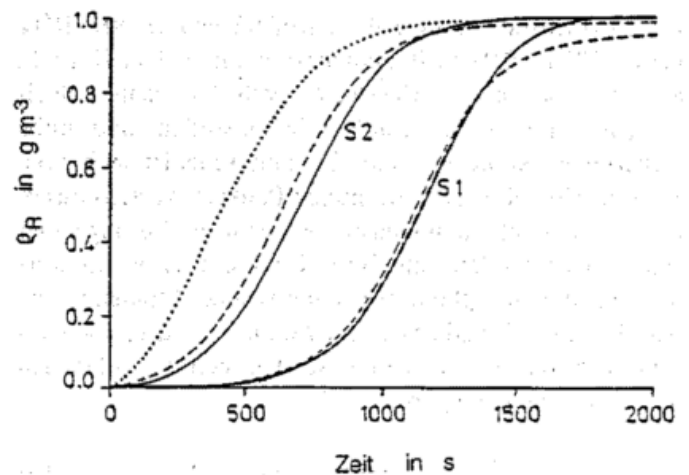


Bild 1:  $\rho_R$  als Funktion der Zeit (..... Kessler; - - - SG, — Lüpkes et al.). Die SG-Rechnungen wurden mit zwei typischen Spektren S1 und S2 gestartet, die sich nur durch ihre Streuung unterscheiden.

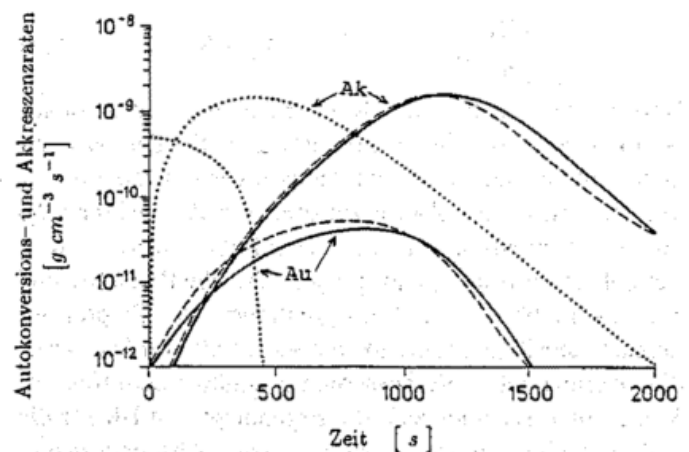


Bild 2:  $Au$ - und  $Ak$ -Raten als Funktion der Zeit (Fall S1) (..... Kessler; - - - SG, — Lüpkes et al.).

Spektrum ist, das in Beitrag 4 (Abschnitt 5) benutzt wurde. S2 unterscheidet sich von S1 nur durch eine größere Streuung, besitzt aber insbesondere denselben Flüssigwassergehalt ( $\rho_C = 1 \text{ g/m}^3$ ,  $\rho_R = 0$ ).

Schwachpunkte des Kessler-Modells sind klar erkennbar. Im Vergleich zu SG wird durch das verfrühte Einsetzen der Autokonversionsrate (Bild 2) zu rasch Regenwasser gebildet. Eine genauere, hier nicht näher beschriebene Analyse zeigt aber auch, daß im Anfangsstadium der Regenwasserbildung die Akkreszenzrate zu groß ist. Dies liegt sowohl an Kesslers Annahme eines konstanten  $n_0$  als auch daran, daß durch die erwähnte Näherung für  $v_T(r)$  die Fallgeschwindigkeiten kleiner Regentropfen überschätzt werden. Ersteres bewirkt, daß der mittlere Regentropfenradius im Kessler-Modell während der ersten Minuten der Regenwasserbildung um ein bis zwei Größenordnungen zu groß ist (vgl. die Spektren in Bild 3 und den Spektralbereich mit  $r > 40 \mu\text{m}$  in Bild 4 in Beitrag 4). Im Vorgriff auf Abschnitt 3 wird hier darauf hingewiesen, daß beide Effekte eine Überschätzung des Sedimentationsflusses verursachen.

### 2.3 BERRY und REINHARDT (1973, 1974), NICKERSON et. al (1986)

Das Parametrisierungsmodell von BERRY und REINHARDT (1973, 1974) (BR) stellt zumindest in qualitativer Hinsicht eine Verbesserung des Kessler-Modells dar, wenn auch einige, hier nicht näher erläuterte Widersprüche und grobe Näherungen enthalten sind. Es unterscheidet sich vom Kessler-Modell in zwei wichtigen Punkten. Erstens basieren alle Parametrisierungen auf numerischen Lösungen der stochastischen Gleichung (1) in Beitrag 4. Zweitens werden im Regentropfenbereich zusätzliche Momente, die Anzahldichte  $N_R$  und das zweite Moment  $Z_R$ , als prognostische Variable berücksichtigt, so daß sich die folgenden Ratengleichungen ergeben:

$$\left. \frac{\partial \rho_C}{\partial t} \right|_{\text{Koag}} = -Au - Ak \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial \rho_R}{\partial t} \right|_{\text{Koag}} = -Au + Ak \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial N_R}{\partial t} \right|_{\text{Koag}} = -Au_N + Se_N \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial Z_R}{\partial t} \right|_{\text{Koag}} = -Au_Z + Ak_Z + Se_Z \quad (12)$$

Neben den auch im Kessler-Schema auftretenden Autokonversions- und Akkreszenzraten für den Wassergehalt gibt es nun zusätzlich Autokonversionsraten für  $N_R$  und  $Z_R$  sowie eine Akkreszenzrate für  $Z_R$ , während  $N_R$  durch Akkreszenz nicht beeinflusst wird. Auch Selfcollection von Regentropfen ist über die Raten  $Se_N$  und  $Se_Z$  beschreibbar, so daß Koagulationen von Tropfen innerhalb des Regentropfenbereiches erfaßt werden. Trotz dieser prinzipiellen Verbesserung gegenüber dem Kessler-Modell unterscheiden sich die Ergebnisse von BR für die  $\rho_R$ -Entwicklung in den beiden im letzten Abschnitt diskutierten Fällen S1 und S2 (Bild 1) nur unwesentlich von denen der Kesslerschen Parametrisierung. Dies liegt

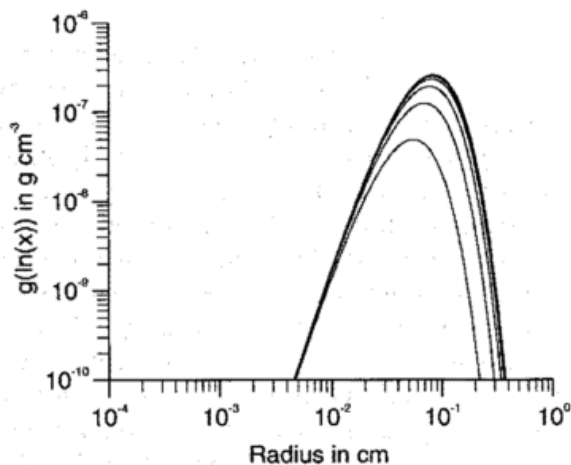


Bild 3: Zeitliche Entwicklung des Tropfenspektrums, berechnet mit dem Kessler-Modell zu den Zeiten  $t = 200, 400, \dots, 2000 \text{ s}$ .

hauptsächlich an der noch immer unzureichenden Parametrisierung der Autokonversionsrate. Hierin werden zwar die Varianz und die Anzahldichte des anfänglichen Wolkentropfenspektrums berücksichtigt. Bei zeitlich konstant angenommenem Wassergehalt ( $\rho_C + \rho_R = \text{const.}$ ) ist Au aber genauso wie bei Kessler eine mit der Zeit monoton fallende Funktion, was den SG-Ergebnissen widerspricht.

In einigen Punkten stellt das Modell von BR aber eine Verbesserung der Kessler-Parametrisierung dar. Der wichtigste wird durch Betrachtung der Ergebnisse einer vereinfachten Version des Modells deutlich (NICKERSON et al. 1986). Anstelle der prognostischen Gl.(12) wird darin eine diagnostische Beziehung zur Berechnung von  $Z_R$  benutzt und im Unterschied zur Originalversion ein Regentropfenspektrum (Log-Normal-Verteilung) eingeführt. Bild 4 zeigt Ergebnisse der zeitlichen Entwicklung dieses Spektrums passend zum Fall S1. Aus dem Vergleich von Bild 4 in Beitrag 4 und Bild 3 wird ersichtlich, daß die Verschiebung des Spektrums zu größeren Tropfenradien mit dem hier betrachteten Modell realistischer beschrieben wird als mit dem Kessler-Modell.

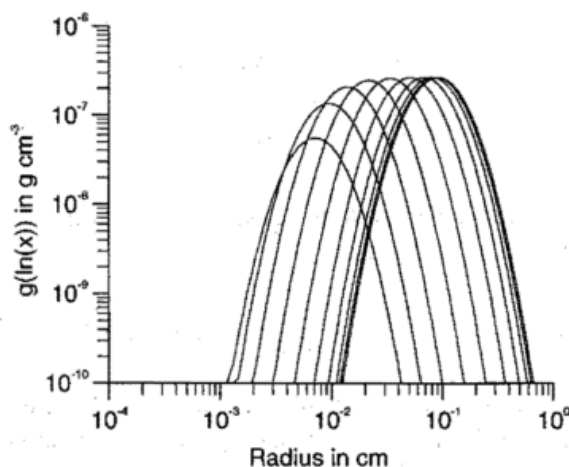


Bild 4: Zeitliche Entwicklung des Tropfenspektrums, berechnet mit dem Modell von Nickerson et al. zu den Zeiten  $t = 200, 400, \dots, 2000 \text{ s}$ .

## 2.4 LÜPKES et al. (1989), LÜPKES (1991)

Das Parametrisierungsmodell von LÜPKES et al. (1989) bzw. LÜPKES (1991) ist ein Beispiel für ein verfeinertes Schema. Hierin wird der Wolkentropfenbereich in zwei Anteile unterteilt, um den für die Autokonversion wichtigen Tropfenradienbereich zwischen 20 und 40 µm genauer erfassen zu können (s.u.). Prognostische Variable sind nun die Anzahldichte  $N_j$  und der Wassergehalt  $\rho_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ). Durch den zusätzlichen Bereich treten Koagulationsraten auf, z. B. self collection in allen drei Tropfenbereichen, die in den anderen Modellen nicht erfassbar sind.

Nach diesem Konzept läuft die Regenwasserbildung folgendermaßen ab. Zunächst werden durch Koagulation von Tropfen aus Bereich I ( $r \leq 20 \mu\text{m}$ ) solche in Bereich II ( $20 \mu\text{m} < r < 40 \mu\text{m}$ ) erzeugt. Diese sind noch zu klein, um durch Koagulation untereinander Regentropfen bilden zu können. Erst durch self collection in Bereich II und Wechselwirkung mit Tropfen aus Bereich I entstehen Tropfen der dazu nötigen Größe. Nun kann die Bildung von Regentropfen durch Autokonversion und die dadurch in Gang gesetzte Akkreszenz zur raschen Bildung von Regenwasser führen.

Alle Kollektionsraten sind analog zu Gl.(3) formulierbar. Unter Verwendung von Näherungen, die im Detail in LÜPKES (1991) beschrieben werden, lassen sie sich meist auf analytischem Wege als Funktion von Momenten sowie von den Anzahldichten  $f(x_1)$  und  $f(x_2)$  ausdrücken ( $x_1$  und  $x_2$  bzw.  $r_1 = 20 \mu\text{m}$  und  $r_2 = 40 \mu\text{m}$  sind die Tropfenmassen bzw. Radien, die die Tropfenbereiche I, II bzw. II, III voneinander trennen). Es resultiert dann das folgende, hier nur schematisch dargestellte System von 6 Ratengleichungen ( $j = 1, 2, 3$ )

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial N_j}{\partial t} \Big|_{\text{Koag}} \\ \frac{\partial \rho_j}{\partial t} \Big|_{\text{Koag}} \end{aligned} \right\} \text{Fkt.}(N_j, \rho_j, Z_1, Z_2, f(x_1), f(x_2)), \quad (13)$$

worin  $f(x_1)$  und  $f(x_2)$  sowie  $Z_1$  und  $Z_2$  zunächst offene Größen sind. Zur Schließung werden die folgenden Spektren in den Bereich 1, 2, 3 verwendet:

$$\text{Bereich 1: } f_1(r) = A_1(t) r^\nu \exp(-B_1(t) r) \quad (14)$$

$$\text{Bereich 2: } f_2(r) = A_2(t) r^{-\nu} \exp(-B_2(t) r) \quad (15)$$

$$\text{Bereich 3: } f_3(r) = A_3(t) \exp(-B_3(t) r) \quad (16)$$

( $\nu = \text{const.}$ )

Gl. (14) ist eine Gamma-Verteilung. Durch Verwendung von Gl. (15) kann das nach SG-Ergebnissen entstehende relative Minimum der Massendichteverteilung bei  $r = 40 \mu\text{m}$  beschrieben werden. Dies ist für eine genaue Erfassung der Autokonversionsrate und damit für die Initiierung der Regenwasserbildung wesentlich, denn spektrale Rechnungen zeigen, daß die an der Autokonversion beteiligten

Tropfen zum überwiegenden Teil einen Radius zwischen 38 und 40 µm besitzen. Gl.(16) ist eine Marshall-Palmer-Verteilung, die hier - anders als im Kessler-Modell - zwei zeitabhängige Parameter aufweist und für die Parametrisierung der self collection-Rate von Regentropfen benötigt wird.

Das Problem der Bestimmung von  $f(x_1)$  und  $f(x_2)$  wird also auf die Berechnung von  $A_j$  und  $B_j$  ( $j = 1, 2$ ) verlagert. Diese beiden Parameter und auch  $B_3$  lassen sich unter Ausnutzung der Definitionsbeziehungen für die Momente Gl. (2) aus den prognostizierten Werten für  $N_j$  und  $\rho_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ) bestimmen.  $Z_1$  und  $Z_2$  ergeben sich schließlich durch Integration über die Spektren (Gln.(14) und (15)).

Die Bilder 1 und 2 zeigen Resultate des Parametrisierungsmodells, der stochastischen Gleichung und des Kessler-Modells. Für unterschiedliche Anfangsspektren stimmen danach die Ergebnisse des Modells von Lüpkes et al. für die zeitliche Entwicklung des Regenwassergehaltes sehr gut mit den entsprechenden SG-Kurven überein. Dies liegt vor allem daran, daß nun ein Anstieg der Au-Rate simuliert werden kann (Bild 2). Auch für die Spektren (Bild 5) ergeben sich zufriedenstellende Übereinstimmungen mit den SG-Ergebnissen. Die Unterschiede am Schluß der Entwicklung sind im wesentlichen auf hier nicht näher beschriebene Vereinfachungen der Koagulationsfunktion zurückzuführen.

Natürlich erfordert dieses Schema im Vergleich zur Kesslerschen Parametrisierung einen wesentlich höheren numerischen Aufwand, der andererseits weitaus geringer ist als der, der für die numerische Lösung der stochastischen Gleichung benötigt wird.

## 2.5 Parametrisierungen von Sedimentation und Kondensation/Verdunstung

Nach Gl.(1) werden die Momente außer durch Koagulation auch durch Kondensation/Verdunstung und Sedimentation beeinflusst. Vergleichsweise geringe Probleme bereitet die Parametrisierung des Sedimentationsflusses, wie im folgenden am Beispiel des Sedimentationsflusses von  $\rho_j$ ,  $P_j =$

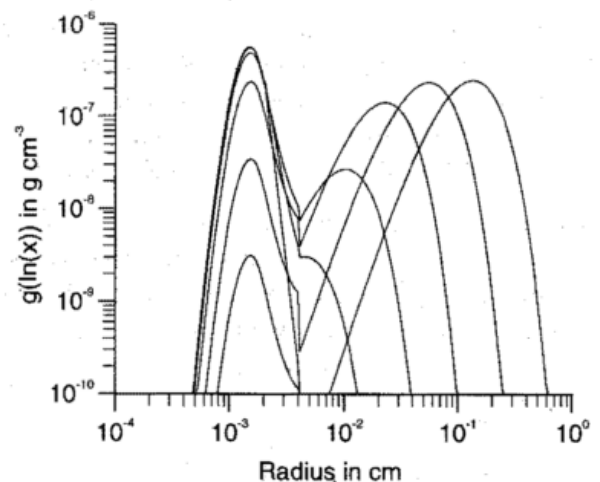


Bild 5: Zeitliche Entwicklung des Tropfenspektrums, berechnet mit dem Modell von Lüpkes et al. für Spektrum S1 zu den Zeiten  $t = 0, 400, \dots, 2000$  s.

$v_j \rho_j$  gezeigt wird ( $v_j$  ist die massengewichtete mittlere Sedimentationsgeschwindigkeit der mit  $v_T(x)$  fallenden Tropfen). Die zeitliche Änderung von  $\rho_j$  durch Sedimentation ist gegeben durch (vgl. Beitrag 2)

$$\left. \frac{\partial \rho_j}{\partial t} \right|_{\text{Sed}} = \frac{\partial P_j}{\partial p} \quad \text{mit} \quad P_j = \int v_T(x) f(x) x \, dx. \quad (17)$$

In Parametrisierungsmodellen wird  $v_T(x)$  durch Polynome oder einfache Exponentialfunktionen approximiert. Benutzt man im Regentropfenbereich die Marshall-Palmer-Verteilung, so ist das Integral in Gl.(17) je nach Ansatz für  $v_T$  exakt oder näherungsweise analytisch lösbar.

Am Beispiel der Parametrisierungen für die Koagulation und für den Sedimentationsfluß erkennt man leicht, in welcher Weise die gegenseitige Beeinflussung verschiedener mikrophysikalischer Prozesse durch ein Parametrisierungsschema erfaßt wird. Verläuft z. B. die zeitliche Entwicklung des Regentropfenspektrums aufgrund einer ungenauen Parametrisierung der Koagulation zu rasch ab, so wird die Zahl großer Regentropfen und nach Gl.(17) auch  $P_j$  überschätzt. Eine Rückwirkung auf die Koagulation tritt dann ein, wenn dadurch auch die Divergenz von  $P_j$  und darüber  $\rho_j$  beeinflußt wird, denn die Koagulationsraten sind Funktionen der Momente, insbesondere von  $\rho_j$ .

Größere Schwierigkeiten bereitet die Parametrisierung der Kondensation. Grundsätzlich sind zwei Methoden zu unterscheiden.

a) Es wird - wie z. B. im Kessler-Schema - angenommen, daß in der Wolke Sättigungsgleichgewicht zwischen Tropfen und Umgebung (100% rel. Feuchte) besteht. Über- bzw. unterschreitet der prognostizierte Wasserdampfgehalt aufgrund adiabatischer Abkühlung bzw. Erwärmung, Advektion etc. die aktuelle Sättigungsfeuchte, so werden der Wasserdampfgehalt und die Temperatur (Berücksichtigung latenter Wärme) so geändert, daß wieder Sättigung herrscht (saturation adjustment). Das entstehende Kondensat wird bei diesem Verfahren, das implizit auch die Nukleation von Tropfen enthält, allein zum vorhandenen Wolkenwasser hinzu addiert. Tatsächlich treten in der Wolke aber Übersättigungen bis zu zwei Prozent auf. Eine Anwendung des beschriebenen Verfahrens in einem Wolkenmodell bewirkt daher, daß im Vergleich zu Beobachtungen zu früh Wolkenwasser gebildet wird.

b) Bei komplexeren Parametrisierungen (z. B. CLARK 1974) wird die Annahme des thermodynamischen Gleichgewichtes fallen gelassen und die folgende, aus der spektralen Bilanzgleichung ableitbare Beziehung für die integrale Kondensationsrate benutzt:

$$\left. \frac{\partial \rho_j}{\partial t} \right|_{\text{Kond}} = \int f(x) \dot{x} \, dx \quad (18)$$

Zur Lösung des Integrals müssen erstens die Spektren im jeweiligen Bereich gegeben sein. Für Wolkentropfen sind

Gamma- oder Log-Normal-Verteilungen üblich, im Regentropfenbereich wird meist die Marshall-Palmer-Verteilung benutzt. Zweitens ist die Massenwachstumsgeschwindigkeit  $\dot{x}$  zu bestimmen. Sie ist eine komplizierte Funktion der Tropfengröße und hängt von der Übersättigung  $S$  und von Krümmungs- und Lösungseffekten ab (s. Beitrag 3). Die Parametrisierung dieser Effekte ist bisher nur ansatzweise gelungen und kann wegen der Fülle der damit verbundenen Probleme hier nicht ausführlich dargestellt werden. Allerdings können Krümmungs- und Lösungseffekte für Regentropfen vernachlässigt werden.  $\dot{x}$  ist dann proportional zum Produkt  $r \cdot S$  und dem Ventilationsfaktor  $f_1$ . Dieser beschreibt den mit der Fallbewegung des Tropfens verbundenen konvektiven Wasserdampftransport zur Tropfenoberfläche und hängt u. a. über die Reynoldszahl von der Tropfengröße ab. Für bestimmte Näherungen von  $f_1$  ist das Integral in Gl.(18) analytisch lösbar, wenn für  $f(x)$  das Marshall-Palmer-Spektrum benutzt wird. Mit einer derartigen Parametrisierung läßt sich die Verdunstung von Regentropfen im unter-sättigten Bereich unterhalb der Wolkenbasis berechnen.

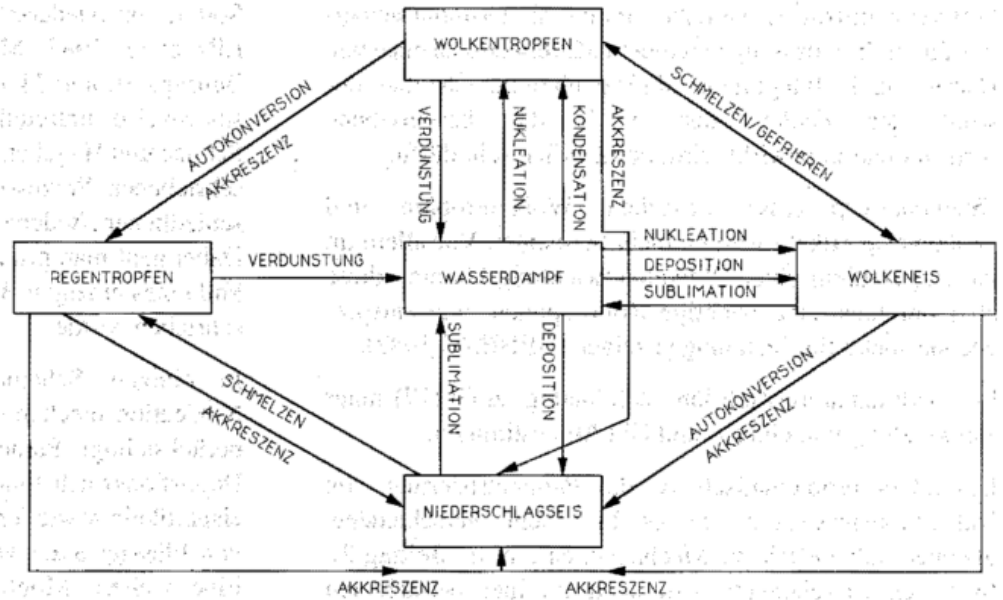
Die Erzeugung von Wolkentropfen durch Nukleation wird über einen empirischen Ansatz bestimmt. Dieser verknüpft die Anzahl der durch Nukleation gebildeten Wolkentropfen mit der Übersättigung über die Beziehung  $N_{\text{CCN}} = cS^k$  (s. Beitrag 7), wobei  $c$  und  $k$  von der betrachteten Luftmasse abhängen.

### 3 Parametrisierungen der Mikrophysik von Misch- und Eiswolken

Parametrisierungsschemata, die in Misch- und Eiswolken angewendet werden, beruhen auf dem Kessler-Schema für warme Wolken. Außer den beiden Flüssigwasseranteilen werden nun zusätzlich für das Eis Wolken- und Niederschlagseisanteile berücksichtigt. Diese werden meist durch je eine prognostische Variable beschrieben, die in der Regel die Massendichte ist. Die entsprechenden Bilanzgleichungen sind vom Typ der Gl. (1), wobei Terme für die Wechselwirkung zwischen Flüssigwasser- und Eisphase (z. B. Bereifen, Schmelzen), zu ergänzen sind.

Die wesentlichen Entstehungs- bzw. Auflösungsmechanismen und Umwandlungsprozesse für Partikel in Mischwolken sind in Bild 6 dargestellt (vgl. v. d. EMDE und KAHNIG 1989; LIN et al. 1983). Dabei sind nur Wechselwirkungen eingezeichnet, die die Massendichten betreffen; bei Berücksichtigung von Anzahldichten träten weitere hinzu. Man erkennt, daß hier Wolkeneis durch Depositionsnukleation sowie durch Gefrieren von Wassertropfen initiiert wird (zur Nukleation s. auch Beitrag 2). Die weitere Zunahme des Wolkeneisgehaltes erfolgt dann durch Deposition von Wasserdampf an bereits vorhandenen Wolkeneispartikeln. Diese koagulieren miteinander und bilden Niederschlagseis. In Anlehnung an die Nomenklatur des Kessler-Schemas bezeichnet man diesen Prozeß auch als Autokonversion. Entsprechend werden Koagulationen zwischen Niederschlagseispartikeln und anderen Partikeln allgemein als Akkreszenz bezeichnet.

Bild 6: Ein Parametrisierungsschema zur Anwendung in Mischwolken nach v. d. Emde und Kahlig (1989).



Für den speziellen Akkreszenzprozeß zwischen Niederschlags-eis und Tropfen ist der Begriff Bereifen gebräuchlich.

Die Autokonversionsrate von Wolken- zu Niederschlags-eis wird analog zu Gl. (6) formuliert. Parametrisierungen der verschiedenen Akkreszenzraten, die im folgenden näher beschrieben werden, beruhen wiederum auf Gl. (3). Daher müssen Annahmen über die spektrale Verteilung der Partikel und über die Koagulationsfunktion bzw. über die Fallgeschwindigkeiten und die collection efficiencies gemacht werden. Eine Größenverteilung von Wolkeneispartikeln wird - wie die der Wolkentropfen - nicht berücksichtigt, während man für Niederschlags-eispartikel eine exponentielle Verteilung vom Typ des Marshall-Palmer-Spektrums ( $f(D) = n_0 \exp(-\lambda D)$ ) annimmt.  $D$  ist hier aber der sogenannte Äquivalentdurchmesser, den das Eispartikel in kugelförmigem, geschmolzenem Zustand annehmen würde (GUNN und MARSHALL 1957).

Eispartikel treten in sehr unterschiedlichen Formen auf, z. B. als hexagonale Plättchen, Graupel, Schneeflocken etc.. Deshalb muß im Parametrisierungsschema stets ein spezieller Teilchentyp angenommen werden, hier vereinfachend ein flächenhafter oder sphärischer Teilchentyp. Eine charakteristische Eigenschaft jedes Eispartikels ist sein maximaler Durchmesser  $D_m$ . Aus Beobachtungen (z. B. LOCATELLI und HOBBS 1974) werden empirische Zusammenhänge zwischen  $D_m$  und der Masse  $x$  sowie zwischen  $D_m$  und der terminal velocity  $v_T$  der Form

$$x = a D_m^b \quad (19)$$

$$v_T(D_m) = \alpha D_m^\beta \quad (20)$$

abgeleitet. Hierbei sind  $a$ ,  $b$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  Konstanten, deren Werte sich für verschiedene Teilchensorten unterscheiden (z. B. für hexagonale Graupel:  $\alpha = 1,1$ ;  $\beta = 0,57$ ;  $a = 0,044$ ;  $b = 2,9$ ; ( $x$  in mg,  $D_m$  in mm,  $v_T$  in m/s)).

Bei Koagulationsprozessen, an denen Eisteilchen beteiligt sind, ist in der Koagulationsfunktion Gl.(6) in Beitrag 4 zur Berechnung der Auffangfläche der maximale Durchmesser

$D_m$  anstelle des Durchmessers eines geschmolzenen Partikels  $D$  zu verwenden. Als Koagulationsfunktion folgt für die verschiedenen Akkreszenzraten

$$K(D_m, D'_m) = \frac{\pi}{4} (D_m + D'_m)^2 E(D_m, D'_m) |v_T(D_m) - v_T(D'_m)| \quad (21)$$

Betrachtet man z. B. Akkreszenz zwischen Niederschlags- und Wolkeneispartikeln, so sind wieder der Durchmesser und die terminal velocity des kleinen Partikels gegenüber den entsprechenden Größen des großen Partikels vernachlässigbar.

Mit Gl.(19) läßt sich für jedes Partikel  $D_m$  als Funktion des im Eispartikelspektrum (s. o.) benutzten Durchmessers  $D$  berechnen. Es ist

$$D_m = \left( \frac{\pi \rho_w}{6a} \right)^{1/b} D^{3/b} \quad (22)$$

Die Lösung der Integrale in Gl.(3) ergibt dann unter Benutzung von (20), (21) und (22) für die Akkreszenzrate, die die Änderung der Massendichte von Niederschlags-eis beschreibt,

$$Ak_i = c I_C I_R^\delta \quad (23)$$

wobei  $I_C$  und  $I_R$  die Wolkeneis- und Niederschlags-eisgehalte sind. In die Konstanten  $c$  und  $\delta$  gehen  $a$ ,  $b$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  ein sowie der konstant angenommene Parameter  $n_0$  des Eispartikelspektrums. Außerdem enthält  $c$  die von der Partikelgröße unabhängig angenommene collection efficiency.

Wenn Akkreszenz zwischen Regentropfen und Niederschlags-eispartikeln beschrieben werden soll, sind die erwähnten Vernachlässigungen in der Koagulationsfunktion nicht mehr zulässig, so daß die Integrale in Gl.(3) nicht ohne weitere Vereinfachungen analytisch lösbar sind. Die Schwierigkeit entsteht dadurch, daß nun in der Koagulationsfunktion der Betrag der terminal velocity-

Differenz auftritt. Es ist daher üblich, die terminal velocities durch ihre massengewichteten Mittelwerte zu ersetzen. Damit sind die Integrale in Gl.(3) explizit berechenbar, obwohl der Fehler, der durch die beschriebene Approximation bewirkt wird, beträchtlich sein dürfte.

Koagulationsprozesse zwischen Wolkentropfen und Wolkeneispartikeln werden nicht betrachtet. Vor allem im Anfangsstadium einer Wolkenentwicklung könnten diese aber durchaus eine wichtige Rolle spielen, wie entsprechende spektrale Rechnungen zeigen (BEHENG 1982).

Der Sedimentationsfluß läßt sich analog zu Gl.(17) unter Verwendung von Gl.(19) und Gl.(20) bestimmen.

Besonders problematisch ist die Parametrisierung von Nukleationsprozessen, da es hier sehr verschiedene, gleichermaßen effektive Mechanismen gibt (s. Beitrag 2). In vielen Eisschemata - so auch im hier betrachteten Modell - umgeht man das Problem, diese Einzelprozesse zu parametrisieren und berechnet die Anzahl  $N_i$  der durch Nukleation gebildeten, monodispers angenommenen Eiskristalle nach FLETCHER (1962). Danach ist

$$N_i(t) = N_{i0} \exp(c(T_0 - T)) \quad (24)$$

mit  $c = 0,6 \text{ K}^{-1}$ ;  $N_{i0} = 10^{-8} \text{ m}^{-3}$ ;  $T_0 = 273,15 \text{ K}$ .

Hierbei wird eine konstante Anfangsmasse der neu gebildeten Eiskristalle angenommen.

Die Deposition kann nicht mit einem so einfachen Adjustierungsverfahren wie für die warme Wolke (Abschnitt 2.5) parametrisiert werden, denn der Sättigungsdampfdruck ist über Eis geringer als über Wasser. Es gibt nun zwei verschiedene Wege der Parametrisierung: (i) In der Wolke wird Sättigungsgleichgewicht für die Wasserphase vorausgesetzt. Überschreitet der aktuelle Wasserdampfgehalt diesen Sättigungswert, so erfolgt Deposition an Wolken- und an Niederschlagseispartikeln, die - ähnlich wie bereits für die Verdunstung von Regentropfen beschrieben wurde - als Nichtgleichgewichtsprozeß behandelt wird. (ii) Es wird ein gemeinsamer Sättigungswert für beide Phasen definiert, wobei eine Wichtung mit den Eis- bzw. Wasseranteilen am Gesamtkondensatgehalt erfolgt. Das bei Übersättigung neu gebildete Kondensat wird auf die beiden Komponenten aufgeteilt.

Eine große Bedeutung besitzen auch Schmelzprozesse. Man nimmt an, daß Wolkeneis vollständig schmilzt und in Wolkenwasser umgewandelt wird, wenn die Temperatur auf Werte über  $0^\circ\text{C}$  ansteigt. Das Schmelzen eines Niederschlagseispartikels wird durch seine Wärmebilanz bestimmt, in der zumindest die Schmelzwärme und die Kondensationswärme des verdunstenden Schmelzwassers zu berücksichtigen sind.

Kompliziertere Eisschemata können sich vom hier beschriebenen dadurch unterscheiden, daß verschiedene

Sorten von Niederschlagseis berücksichtigt werden (z. B. LIN et al. 1983; Mc CUMBER et al. 1991 sowie die Beiträge 10 und 11 in PROMET 3'93). So ist dieses beispielsweise unterteilbar in Schnee und Graupel oder Schnee und Hagel etc.. Dann müssen zusätzlich zu den beschriebenen Prozessen z.B. Koagulationsprozesse unterschiedlicher Niederschlagseisarten parametrisiert werden. Dabei geht man prinzipiell genauso vor, wie oben für den Fall eines einzigen Bereiches für das Niederschlagseis beschrieben wurde.

In einigen Schemata werden auch unterschiedliche Nukleationsmechanismen (z. B. LEVKOV et al. 1992) berücksichtigt. Ferner gibt es Parametrisierungen für das Depositionswachstum von Wolkeneis- zu Niederschlagseispartikeln sowie für das sogenannte Shedding (Abtropfen von Flüssigwasser von einem schmelzenden Eispartikel). Eine weitere Möglichkeit besteht darin, prognostische Gleichungen für weitere Momente ähnlich wie in Abschnitt 2 zu verwenden (z. B. HÖLLER 1982).

#### 4 Zusammenfassung

Das Kessler-Schema hat sich in den vergangenen 20 Jahren als ein sehr brauchbares Instrument zur groben Erfassung wolkenphysikalischer Phänomene in mesoskaligen Modellen bewährt. Zahlreiche Anwendungen in Modellen, in denen die Fluidodynamik auf sehr unterschiedliche Weise beschrieben wird, belegen jedoch, daß eine sehr genaue Erfassung von Niederschlagsbeginn, Menge, räumliche Verteilung von Wolken- und Regenwassergehalt etc. die Verwendung eines verbesserten Schemas erfordert. Wie in Abschnitt 2 gezeigt wurde, muß hierfür schon allein bei der Behandlung der Wasserphase wegen der Notwendigkeit, prognostische Gleichungen für zusätzliche Momente zu berücksichtigen, ein wesentlich erhöhter Aufwand in Kauf genommen werden. Das in Abschnitt 2.4 beschriebene Verfahren zur Koagulationsparametrisierung ist das einzige der derzeit bekannten Verfahren, mit dem die zeitliche Entwicklung der Autokonversionsrate in Übereinstimmung mit Lösungen der beschriebenen detaillierten Methode erfaßt werden kann. Allerdings erfordert dessen Anwendung in einem Mesoskalenmodell eine ebenso genaue Behandlung der übrigen mikrophysikalischen Prozesse. Insbesondere muß die Kondensation als Nichtgleichgewichtsprozeß behandelt werden.

Parametrisierungen für mikrophysikalische Prozesse in Misch- und Eiswolken sind mit wesentlich größeren Unsicherheiten verbunden, als es bei den entsprechenden Prozessen in reinen Wasserwolken der Fall ist. Dies liegt einerseits an der Formenvielfalt der in einer Wolke enthaltenen Eispartikel, andererseits gibt es im Hinblick auf die Physik, die den verschiedenen Prozessen zugrundeliegt, noch zahlreiche ungelöste Fragen. Ein vielversprechender Weg für die Verbesserung von Eisparametrisierungen ist sicherlich die Einbeziehung zusätzlicher prognostischer Gleichungen für weitere Momente des Spektrums.

# Zum dynamischen Verhalten evolutiver Wolken- und Niederschlagssysteme

## 1 Nichtlineare Dynamik, dissipative Strukturen

Die Theorie dynamischer Systeme ist ein neuer Wissenschaftszweig, der die Strukturbildung in offenen Systemen beschreibt. Diese Theorie wurde bisher überwiegend zur Untersuchung von Problemen der Biologie, Chemie und Physik angewandt, speziell in der Meteorologie allerdings bisher nur in geringem Umfang. Die Anwendung der Methoden dieser Theorie auf wolkenphysikalische Konzepte – das Thema dieses Beitrages – erscheint deshalb vielversprechend, weil hiermit die strukturellen Eigenschaften der (so gut wie immer nichtlinearen) dynamischen Gleichungen, die die Entwicklung von Wolken- und Niederschlagssystemen beschreiben, behandelt werden können. Zentrale Fragen betreffen die Lösungsgesamtheit (den sogenannten Fluß) eines Modellsystems, seine stationären Zustände und deren Stabilitätseigenschaften, seine topologische Natur sowie sein Langzeitverhalten.

Eine derartige Vorgehensweise verfolgt das Ziel, die spezifischen Eigenschaften der dynamischen Evolution bei gegebener Modellphysik im strukturellen Zusammenhang genauer zu verstehen. Damit gestattet sie eine tiefere Einsicht in die Abhängigkeit wolken- und niederschlagsbildender Prozesse von speziellen Werten der Größen und Parametern, die die (internen) irreversiblen Effekte sowie den (externen) Austausch mit der Umgebung von offenen Systemen kontrollieren. Diese Sachverhalte werden in Abschnitt 2 und 3 an Beispielen diskutiert. Dazu ist es erforderlich, daß zunächst einige Begriffe bereitgestellt und erläutert werden.

*Dynamik* ist allgemein die Wissenschaft von der Entwicklung von Systemen unter dem Einfluß externer und interner Kräfte und Wechselwirkungen. Der Zustand eines dynamischen Systems wird vollständig charakterisiert durch einen Satz von skalaren Observablen  $x_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ), die Evolutionsgesetzen des Typs

$$\frac{dx_i}{dt} = f_i(x_1, \dots, x_n; \mu_1, \dots, \mu_m). \quad (1)$$

gehören.  $\mu_k$  ( $k = 1, \dots, m$ ) sind gewisse Parameter, d.h. ein Satz von festen, aber wählbaren Größen. In dieser Sichtweise umfaßt der Begriff Dynamik u.a. die Gebiete Hydrodynamik, Thermodynamik und Reaktionskinetik. Als dynamische Variable werden ausschließlich makroskopische, beobachtbare Größen bezeichnet; nicht hinzu zählen die Größen des mikroskopischen, molekularen Maßstabes. Wenn die  $f_i$  als nichtlineare Funktionen der Variablen  $x_i$  definiert sind, so nennt man ein Gleichungssystem vom Typ (1) eine *nichtlineare Dynamik*, und die darin wirksamen Phänomene heißen nichtlineare Prozesse.

Solche mathematischen Modelle sind Untersuchungsgegenstand der neu entwickelten Theorie dynamischer Systeme und der Selbstorganisation (z.B. HAKEN 1983; JACKSON 1991; NICOLIS und PRIGOGINE 1977). Es ist kennzeichnend für den fächerübergreifenden synergetischen Forschungszweig, daß eine Reihe seiner prominenten Vertreter recht unterschiedlichen Disziplinen entstammen, wie etwa der Physiker H. Haken, der Mathematiker und Meteorologe E. Lorenz und der Chemiker I. Prigogine.

Beim Ablauf natürlicher, irreversibler Vorgänge ist eindeutig eine Zeitrichtung (Vergangenheit  $\rightarrow$  Zukunft; „Pfeil der Zeit“) festgelegt, und zwar bedingt durch die Tendenz der monotonen Entropiezunahme aufgrund ihrer permanenten *Erzeugung* im System.

Ein *abgeschlossenes* System entwickelt sich unter der Wirkung dieser irreversiblen Prozesse entsprechend dem Prinzip der Entropiemaximierung asymptotisch zum thermodynamischen Gleichgewicht hin, in dem die Dynamik vollständig erliegt. In einfachen Systemen ist dies der einzige stationäre Zustand. Unabhängig vom Anfangszustand endet jede Trajektorie im Phasenraum, der von den Variablen  $x_i$  aufgespannt wird, in dem Punkt des thermodynamischen Gleichgewichts; dies ist der Punktattraktor. In komplizierten Systemen sind dagegen mehrere Gleichgewichtszustände möglich. Jeder stabile Gleichgewichtszustand ist ein Punktattraktor. Er ist Endpunkt von Trajektorien im Phasenraum, deren Anfangszustände in einem bestimmten Bereich, dem sogenannten Attraktionsbereich des jeweiligen Punktattraktors, liegen (JELITTO 1983). Mehrere Gleichgewichtszustände können z. B. bei der Kondensation oder Verdunstung auftreten.

In einem *offenen* System, das einen Austausch von Masse, Impuls, Energie und Entropie gestattet, sind dagegen stationäre Nichtgleichgewichtszustände möglich. Dann wird die Entropieproduktion im Innern des Systems durch einen Entropieexport balanciert. Die Entwicklung dissipativer Systeme wird unter bestimmten Voraussetzungen durch Evolutionstheoreme (GLANSDORFF und PRIGOGINE 1971) regiert.

Befinden sich offene dissipative Systeme fern vom Gleichgewicht, bilden sich unter speziellen Bedingungen zeitliche und/oder räumliche Strukturen aus. Das bedeutet, daß das Nichtgleichgewicht die Quelle für Ordnung sein kann.

Solche *dissipativen Strukturen* entstehen spontan aufgrund der internen Wechselwirkungen der Bestandteile des Systems oder kurz: der Dynamik des Systems. Deshalb spricht man auch von *Selbstorganisation* oder *Synergetik*.

Die Dynamik der strukturbildenden Systeme wird durch Differentialgleichungen vom Typ (1) beschrieben. Die Theorie dynamischer Systeme liefert die Methoden, um mathematisch die Informationen abzuleiten, die die Dynamik des betrachteten Systems und damit dessen Langzeitverhalten charakterisieren. Zum einen können multiple Attraktoren auftreten, und zum anderen erlaubt ein offenes System – im Gegensatz zum abgeschlossenen System – je nach der Zahl der Variablen  $x_i$  auch höherdimensionale Attraktoren. Bekannte Beispiele sind der Grenzzyklus als periodischer Attraktor und der seltsame Attraktor von LORENZ (1963). Zahl und Art der Attraktoren hängen von den Parametern  $\mu_k$  ab. Ein zentrales Anliegen der Analyse von dynamischen Systemen ist daher die Suche nach kritischen Parameterwerten, bei denen sich die Zahl der Attraktoren und damit die Struktur des Systems qualitativ ändert. Solche Punkte heißen *Bifurkationspunkte*.

Auf allen Skalen atmosphärischer Prozesse gibt es nichtlineare Phänomene. In einer der ersten Arbeiten zur nichtlinearen Dynamik wurde eine meteorologische Fragestellung, die Konvektion, untersucht (LORENZ 1963). Später fanden diese Konzepte Eingang in die Bearbeitung überwiegend von großräumigen Vorgängen. Es überrascht, daß in diesem Zusammenhang wolkenphysikalische Fragen bisher kaum untersucht wurden, obwohl eine Wolke formal sämtliche Merkmale derartiger Systeme (Offenheit gegenüber der Umgebung, nichtlineare Wechselwirkungen wie Kondensation und Koagulation) aufweist.

In diesem Beitrag sollen deshalb erste Ansätze vorgestellt werden, um zu zeigen, wie die Methoden der Selbstorganisationsdynamik in der Wolkenphysik genutzt werden können. Da die Dynamik von Wolken extrem vielfältig und kompliziert ist, können die Prozesse natürlich immer nur in physikalisch-mathematisch vereinfachter Form untersucht werden.

## 2 Beispiel I: Kondensationswachstum von Tropfen

Das Stabilitätsverhalten von Wolkentröpfchen bei Kondensation und Verdunstung ist ein einfaches Beispiel aus der Wolkenphysik, um die Methodik zur Analyse von nichtlinearen Systemen zu erläutern. Dabei wird ein System betrachtet, das aus einem Tropfen, Wasserdampf und trockener Luft besteht. Der Wasserdampfgehalt wird zeitlich konstant gehalten und Änderungen von Temperatur und Druck werden vernachlässigt. Den Ausgangspunkt bildet die in Beitrag 3, Abschnitt 3, abgeleitete Gleichgewichtsbeziehung zwischen der Übersättigung  $S$  und dem Radius  $r$  eines gekrümmten Lösungströpfchens (Gl.(7) in Beitrag 3) und die Massenänderungsrate durch den irreversiblen Prozeß Kondensation bzw. Verdunstung (Gl.(19) in Beitrag 3); letztere Gleichung wird als Änderungsrate für den Radius  $r$  geschrieben:

$$\frac{dr}{dt} = \gamma \left( S - \frac{A}{r} + \frac{B}{r^3} \right) \quad (2)$$

Im folgenden wird der  $r$ -abhängige Vorfaktor  $\gamma$  in Gl.(2) konstant angenommen.  $A/r$  und  $B/r^3$  beschreiben Krümmungs- und Lösungseffekte.  $B$  und  $S$  sind wählbare, aber feste Parameter. Im Gleichgewichtszustand gilt  $dr/dt = 0$ .

Gl.(2) beschreibt die Dynamik eines eindimensionalen Systems. Die Stabilität der möglichen stationären Zustände und der Bewegung im Phasenraum wird für das Tropfen-Gas-System mit zwei Methoden untersucht (HERBERT, Vorlesungen zur Dynamischen Meteorologie, Universität Frankfurt a.M.)

a) Eine Information über die Stabilität liefert die lineare Störanalyse. Wie in Beitrag 3, Abschnitt 2.2, diskutiert wurde, gibt es – je nach Übersättigung – maximal zwei stationäre Zustände  $r_s$ . Aus Gl. (2) folgt die linearisierte Gleichung für die zeitliche Änderung der Störungen  $r' = r - r_s$ :

$$\frac{dr'}{dt} = \alpha r' \quad \text{mit} \quad \alpha \propto 1 - \left( \frac{r_c}{r_s} \right)^2 \quad (3)$$

$\alpha$  ist der einzige, stets reelle Eigenwert von Gl. (2). Für den kritischen Radius  $r_c = (3B/A)^{1/2}$  ist die Gleichgewichtsübersättigung  $S_c = S(r_c)$  maximal. Falls  $S > S_c$  gibt es keine stationären Zustände.

Für Tropfen mit  $r_s < r_c$  (linker, ansteigender Ast der Köhler-Kelvin-Kurve in Bild 1 von Beitrag 3) werden Störungen des Gleichgewichtszustandes abgebaut; er ist *stabil*. In vielen Fällen ist die Zeitkonstante  $|\alpha|^{-1}$  sehr klein. Bei Änderungen der Übersättigung erreicht der Tropfen dann praktisch sofort wieder den Gleichgewichtszustand (sogenanntes Gleichgewichtswachstum des Tropfens).

Für einen Tropfen mit  $r_s > r_c$  (rechter, abfallender Ast der Köhler-Kelvin-Kurve in Bild 1 von Beitrag 3) gilt dagegen  $\alpha > 0$ . Nach einer Störung des stationären Zustandes kann das System ihn nie wieder erreichen, d.h. er ist *instabil*. Die lineare Störanalyse erlaubt aber keine Aussage über die weitere Entwicklung des Systems.

b) Die zweite Methode liefert sowohl die Stabilität der stationären Zustände als auch die Informationen über das Langzeitverhalten des Systems. Sie basiert auf der Kenntnis des Potentials  $P$  für Gl.(2):

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial r} \quad \text{mit} \quad P = -\gamma \left( S \ln r + \frac{A}{r} - \frac{B}{3r^3} \right) + C, \quad (4)$$

worin  $C$  eine Integrationskonstante ist. Wie bei Problemen in der Mechanik veranschaulicht der Potentialverlauf die Dynamik des Systems. In Bild 1 ist das Potential  $P$  als Funktion des Tropfenradius für drei Werte der Übersättigung skizziert; der zugrundegelegte  $B$ -Wert entspricht den  $B$ -Werten für die Kurven 2 und 5 in Bild 1 in Beitrag 3. Ist die Luft wasserdampfuntersättigt ( $S < 0$ ), gibt es nur einen stationären Zustand ( $r_s < r_c$ ). Ihm entspricht das Potentialtal von Kurve a. Er wird für *alle* Anfangsbedingungen erreicht und ist stabil.

Für nicht zu hohe Übersättigungen  $0 < S < S_c$  (Kurve b in Bild 1) hat das System zwei stationäre Zustände. Der mit

einem Potentialberg verbundene stationäre Zustand ist instabil und entspricht dem stationären Zustand auf dem rechten Ast der Köhler-Kelvin-Kurve. Ist der Tropfen größer, so ist die Luft übersättigt, und er wächst bei  $S = \text{const.}$  unbegrenzt durch Kondensation. Ist dagegen der Tropfen kleiner als im stationären Zustand, gelangt man stets in das Potentialtal, also zu dem stabilen stationären Zustand auf dem linken Ast der Köhler-Kelvin-Kurve.

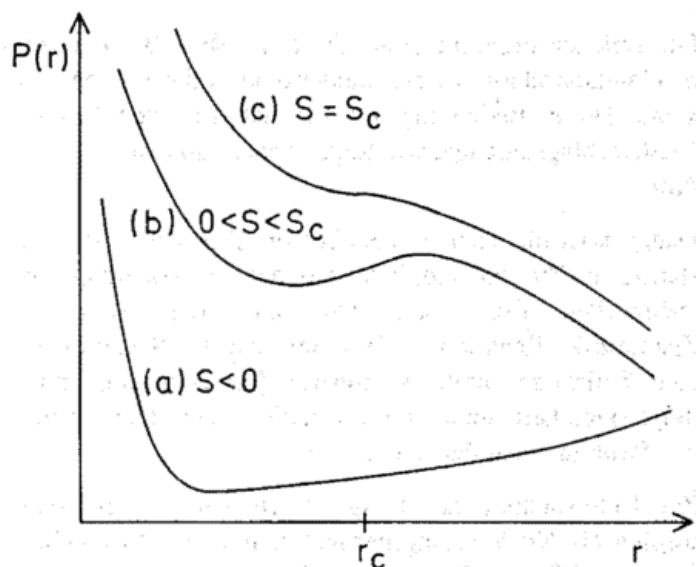


Bild 1: Schematischer Verlauf des Potentials  $P$  von Gl.(2) als Funktion des Tropfenradius  $r$  für verschiedene Werte der Übersättigung  $S$ . B-Werte entsprechend den Kurven 2 und 5 in Bild 1 in Beitrag 3.

Bei einer weiteren Erhöhung der Übersättigung wird die Differenz zwischen Potentialberg und -tal reduziert, bis beide bei dem kritischen Wert  $S = S_c$  zusammenfallen (Kurve c in Bild 1). Für noch höhere Werte von  $S$  ist  $P$  eine mit  $r$  monoton fallende Kurve; d.h. es gibt für  $r < \infty$  keinen stationären Zustand, sondern erst für  $r = \infty$ , dem physikalisch unsinnigen Fall eines unendlich großen Tropfens.

Die Resultate zur Stabilität der stationären Zustände, die aus der Störanalyse und den Überlegungen zum Potentialverlauf folgen, sind natürlich identisch. Die Verwendung des Potentials hat den Vorteil, daß – falls  $P$  angegeben werden kann – die Dynamik im gesamten Tropfengrößenbereich beschrieben wird, während die Aussagen der linearen Stabilitätsanalyse nur lokal, d.h. strenggenommen nur für infinitesimale Störungen  $r'$  Gültigkeit beanspruchen können.

Der stabile stationäre Zustand auf dem linken Ast der Köhler-Kelvin-Kurve ist der einzige physikalisch sinnvolle Attraktor des Systems. Bei dem kritischen Wert des Parameters Übersättigung ändert sich die Dynamik des Systems qualitativ, denn für  $S > S_c$  ist ein stationärer Zustand mit  $r < \infty$  ausgeschlossen. Der Umkehrpunkt ( $r_c, S_c$ ) in der Köhler-Kelvin-Kurve (Bild 1 in Beitrag 3) kennzeichnet also eine Bifurkation des Systems, und dieses Bild ist ein Bifurkationsdiagramm (HERBERT 1986).

Aus diesen Überlegungen läßt sich eine praktische Anwendung ableiten. Allgemein bezeichnet man Tropfen mit  $r_s > r_c$  als aktivierte Teilchen, weil sie zu großen Hydro-

meteoren heranwachsen können. Bei einer gegebenen Übersättigung  $S$  sind alle Teilchen mit  $S_c < S$  aktiviert. Wenn diese Aktivierung bei atmosphärisch realistischen Übersättigungen erfolgt, heißen die Kondensationskerne dieser Tropfen Wolkenkondensationskerne (cloud condensation nuclei CCN). Ihre Anzahl nimmt mit  $S$  zu; in vielen Anwendungen wird dieser Zusammenhang durch die Funktion

$$N_{CCN} = cS^k \quad (5)$$

approximativ beschrieben (vgl. Beitrag 6). Die Koeffizienten  $c, k$  werden üblicherweise aus Beobachtungen bestimmt. Sie hängen von dem Größenspektrum, der chemischen Zusammensetzung der Aerosolpartikel und dem Luftmassentyp ab (vgl. DOMS und HERBERT 1985).

Es soll hier noch der Fall eines abgeschlossenen Systems erwähnt werden, in dem die Gesamtmasse Wasserdampf + Wasser konstant ist und die Übersättigung sich durch Kondensation oder Verdunstung ändert. Der rechte Ast der Köhler-Kelvin-Kurve beschreibt dann für hinreichend große Radien stabile Gleichgewichtszustände, ein Resultat, das DUFOUR und DEFAY (1963) aus thermodynamischen Zusammenhängen ableiteten. Je nach vorgegebener Gesamtmasse  $H_2O$  hat das System entweder 1 stabilen Gleichgewichtszustand oder 2 stabile Gleichgewichtszustände und 1 instabilen Gleichgewichtszustand. Es läßt sich zeigen, daß die Potentialfunktion  $P(r)$  mindestens ein Minimum aufweist und sowohl für  $r \rightarrow 0$  als auch für  $r \rightarrow \infty$  ansteigt. Die Wechselwirkung zwischen Wasserdampf-

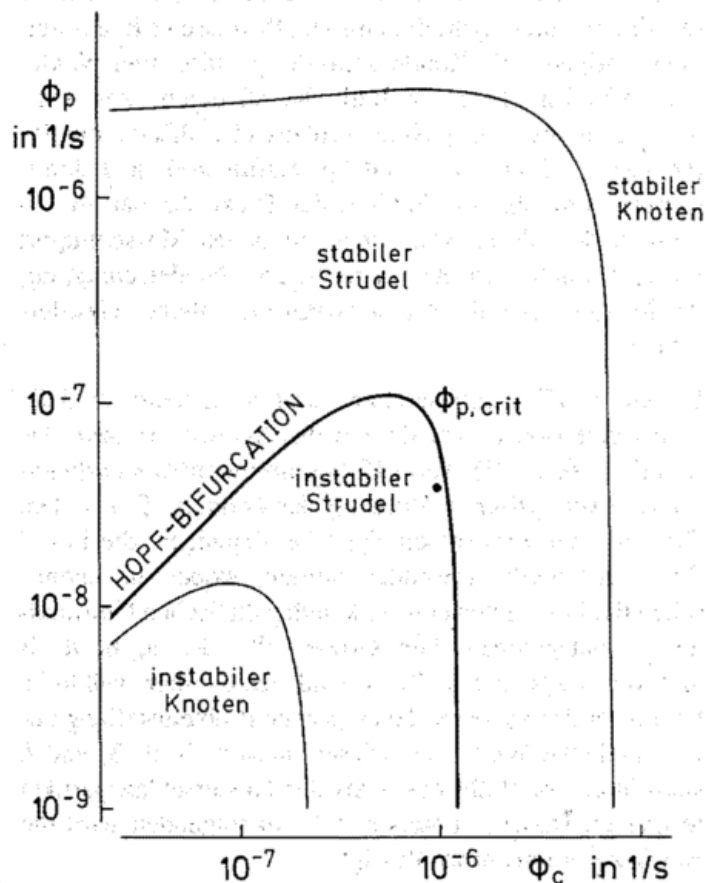


Bild 2: Stabilitätsdiagramm für die Quellraten  $\Phi_c, \Phi_p$  in einer Mischwolke für  $\beta = 1,41, \delta = 1$ .

gehalten und Tropfen wirkt stabilisierend auf das Gesamtsystem, denn wegen der Massenerhaltung kann ein Tropfen nicht unendlich groß werden.

### 3 Beispiel II: Wolkenmikrophysik in parametrisierter Formulierung

In diesem Abschnitt wird ein Beispiel aus der Wolkenphysik diskutiert, das eine periodische Struktur in der Zeit zeigt (Grenzzyklus). Hierzu wird eine Wolkenschicht betrachtet, in der Umwandlungen zwischen den kondensierten Phasen ablaufen. Die mikrophysikalischen Prozesse werden mit einem Schema vom Kessler-Typ parametrisiert, vgl. Beitrag 6. Das System enthält Wolkentropfen (Index c) und Niederschlagspartikel (Index p), die Regentropfen oder Eispartikel sein können. Schwerpunktmäßig werden hier Koagulationsprozesse betrachtet (WACKER 1992).

Die vereinfachte Dynamik des Systems wird mathematisch durch zwei gekoppelte prognostische Gleichungen für die Massenmischungsverhältnisse von Wolkenwasser ( $q_c$ ) und Niederschlag ( $q_p$ ) beschrieben:

$$\begin{aligned} \frac{dq_c}{dt} &= \Phi_c - a q_c - b q_c q_p^\beta \\ \frac{dq_p}{dt} &= \underbrace{\Phi_p}_I + \underbrace{a q_c}_II + \underbrace{b q_c q_p^\beta}_III - \underbrace{d q_p^\delta + B}_IV \end{aligned} \quad (6)$$

Die Terme I und IV charakterisieren die Offenheit des Systems. Term I beschreibt pauschal zeitlich konstante Quellraten durch hydrodynamische Prozesse (z.B. entrainment, Advektion), Kondensation/Deposition und Nukleation von Eis. Term IV stellt die Divergenz des Sedimentationsflusses des Niederschlags ( $1/\rho \partial P_p / \partial z$ , mit  $P_p$ : (Massen-)Sedimentationsfluß,  $\rho$ : Luftdichte) in diskretisierter Form für eine Schicht der Dicke  $\Delta z$  dar. B beschreibt den als konstant angenommenen Massenimport pro Zeit durch (von oben) einfallenden Niederschlag,  $d q_p^\delta$  den Massenexport durch (nach unten) ausfallenden Niederschlag.

Die internen Transformationen durch Koagulation sind die Autokonversion (Term II) und die Akkreszenz bzw. das Bereifen (Term III). Term III beschreibt einen *nichtlinearen autokatalytischen* Vorgang der Ordnung  $\beta + 1$ . Die Gln. (6) sind vom selben Typ wie diejenigen, die in der Reaktionskinetik verwendet werden, wobei die chemischen Reaktionsraten den wolkenphysikalischen Umwandlungen entsprechen. Die Größen  $\Phi_c$ ,  $\Phi_p$ , a, b, d, B und die Exponenten  $\beta$ ,  $\delta$  sind feste, aber wählbare Parameter des Systems, denen je nach Problemstellung unterschiedliche Werte zugewiesen werden. b, d,  $\beta$ , und  $\delta$  sind durch die Wahl des Typs der Niederschlagspartikel festgelegt. Dabei gilt stets  $\delta \geq 1$ . Im folgenden wird die Autokonversion vernachlässigt.

Das Gleichungssystem (6) erlaubt für  $\Phi_c > 0$  und  $\Phi_c + \Phi_p + B > 0$  einen einzigen stationären Zustand. Aus einer linearen Störanalyse der Gln.(6) um den stationären

Zustand folgen die beiden Eigenwerte, die für jede Parameterkombination Auskunft über die Stabilität geben. Die allgemeine Diskussion soll sich hier auf ein hinreichendes Kriterium für einen stabilen stationären Zustand beschränken; es lautet:

$$\beta \leq \delta \left( 1 + \frac{\Phi_p + B}{\Phi_c} \right) \quad (7)$$

Für Teilchensorten mit  $\beta \leq \delta$  gibt es für  $\Phi_p + B \geq 0$  nur einen Punktattraktor, der ein stabiler Fokus oder Knoten sein kann. Diese Bedingung ist für nahezu kugelförmige Niederschlagsteilchen, wie Regentropfen und Graupel, erfüllt.

Dagegen ist für flache Eisteilchen mit  $\beta > \delta$  ein instabiler stationärer Zustand möglich. Aus der Untersuchung von chemischen Reaktionen, wie z.B. der Belousov-Zhabotinsky-Reaktion, ist bekannt, daß das System trotz eines fehlenden stabilen stationären Zustandes nicht unbedingt explodiert, sondern daß sich eine neue, stabile zeitliche Struktur einstellen kann.

Zur Untersuchung des Langzeitverhaltens des Systems werden als Niederschlagspartikel sehr flache Eisteilchen ( $\beta > \delta$ ) mit Eigenschaften nach LOCATELLI und HOBBS (1974) angenommen und die konstante Quellrate B mit  $\Phi_p$  zusammengefaßt. Das Stabilitätsdiagramm (Bild 2) zeigt Kurven  $\Phi_p(\Phi_c)$ , längs derer sich die Art des Attraktors verändert. Für große Quellraten, also äußeren Antrieb, sind beide Eigenwerte der Gln.(6) reell und negativ bzw. konjugiert-komplex mit negativem Realteil. Dann liegt ein stabiler Knoten bzw. Strudel vor.

Für nicht zu große Quellen  $\Phi_c$  gibt es eine kritische Kurve  $\Phi_{p,crit}(\Phi_c)$ ; bei dieser Parameterkombination wechseln die Realteile der Eigenwerte ihr Vorzeichen, und der stationäre Zustand verliert seine Stabilität. Hier liegt eine Hopf-Bifurkation vor.

Für kleinere Quellraten  $\Phi_p < \Phi_{p,crit}(\Phi_c)$  ist der stationäre Zustand ein instabiler Strudel oder Knoten. Wie Bild 3 zeigt, besitzt das System dennoch einen Attraktor: Störungen des stationären Zustandes S wachsen zwar zunächst an; die Trajektorie mündet aber in eine geschlossene Kurve, den Grenzzyklus. Dieselbe Kurve wird auch erreicht, wenn die Trajektorie außerhalb startet. Der Grenzzyklus ist eine stabile zeitliche Struktur, ein *periodischer Attraktor*. Die Umlaufzeit für den Grenzzyklus beträgt in dieser Fallstudie ca. 20 Minuten.

Mit schwächer werdendem externem Antrieb ( $\Phi_c$ ,  $\Phi_p$ ) nutzt das System zunehmend interne Freiheitsgrade. Die Ordnung  $\beta + 1$  der nichtlinearen autokatalytischen Umwandlungsrate Akkreszenz/Bereifen entscheidet darüber, ob nur ein punktförmiger oder auch ein periodischer Attraktor möglich ist. Eine selbsterregte Schwingung erfordert  $\beta + 1 > 2$ . Da in der Reaktionskinetik überwiegend mit ganzzahligen Werten der Reaktionsordnung, d.h. der Exponenten, gearbeitet wird, erfordert ein Grenzzyklus eine Reaktion von mindestens 3. Ordnung. In wolkenphysikalischen Systemen sind dagegen  $\beta$ ,  $\delta$  reelle Zahlen. Perio-

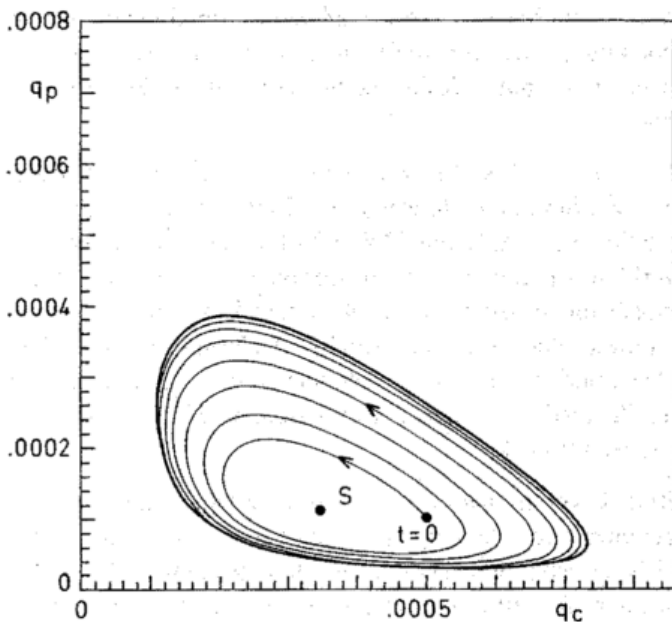


Bild 3: Trajektorie im Phasenraum, der von den Mischungsverhältnissen von Wolkenwasser  $q_c$  und Niederschlagsis  $q_p$  aufgespannt wird, für  $\beta = 1,41$ ,  $\delta = 1$ ,  $\Phi_c = 10^{-6}$  /s,  $\Phi_p = 3 \times 10^{-9}$ /s. Die Kombination der  $\Phi$ -Parameter ist in Bild 2 durch \* markiert.

dische Attraktoren können daher in einem größeren Parameterbereich auftreten.

Die Änderung des Charakters des Attraktors bei einem kritischen Wert  $\beta_{crit}$  dokumentiert, daß hier ein Beispiel aus der Wolkenphysik für ein strukturell instabiles System vorliegt.

#### 4 Ausblick

Die Beispiele aus Abschnitt 2 und 3 zeigen, daß in der Wolkenphysik nichtlineare Effekte im Sinne der Selbstorganisationsdynamik auftreten. Diese Effekte sind nur dann klar erkennbar, wenn das komplexe Gesamtsystem Wolke entsprechend dem jeweils interessierenden Prozeß vereinfacht wird, hier bzgl. der Kondensation bzw. der Koagulation.

Die Methoden der nichtlinearen Dynamik können für die Untersuchung vieler wolkenphysikalischer Fragestellungen genutzt werden. Zum einen lassen sich die Ansätze aus Abschnitt 2 und 3 um zusätzliche Variable und Wechselwirkungen erweitern. Es können aber z.B. auch die nichtlinearen thermo-hydrodynamischen Wechselwirkungen bei Konvektionsprozessen, wozu die Interaktionen von Auftrieb, Vertikalbewegung, Übersättigung, Kondensation und latenter Wärme in einem offenen System gehören, untersucht werden. Die Wolkenphysik ist neben der Reaktionskinetik und der Populationsdynamik ein weiteres Gebiet mit vielfältigen dynamischen Strukturen, wie sie aus der Theorie der Selbstorganisationsdynamik bekannt sind. Es wird sich zeigen, inwieweit diese Theorie neue Wege eröffnen kann, um Erkenntnisse über die Entwicklung von Wolken auf mikro- und makro-physikalischer Skala zu gewinnen.

Für die Anregungen zu diesem Beitrag und wertvolle Diskussionen danke ich Prof. Dr. F. Herbert, Universität Frankfurt a.M.

# 8

## P. MEISCHNER, H. HÖLLER

### Analyse von Niederschlagsentwicklungen mit einem Doppler-Polarisationsradar

#### 1 Einleitung

Die Technologie von Radargeräten für die Meteorologie sowie Methoden zur Messung und Auswertung befinden sich in einer lebhaften Entwicklung. Dies gilt sowohl für Forschungsgeräte, für die insbesondere die Nutzung von Polarisierungstechniken vorangetrieben wird, als auch für operationelle Radargeräte, bei denen verstärkt Doppelmethode zur Anwendung gebracht werden.

Forschungsgeräte sind typischerweise Einzelentwicklungen, deren Konzeption detaillierte Fallstudien zum Prozeßablauf einzelner Wolkenkomplexe unter Einsatz der aktuell verfügbaren technischen Möglichkeiten erlaubt. Charakteristisch ist eine hohe Flexibilität im Erfassen verschiedener polarimetrischer und Doppler-Meßgrößen mit anpassungsfähiger zeitlicher und räumlicher Auflösung. Ergebnisse werden möglichst in Echtzeit auf dem

Bildschirm dargestellt, so daß die Messungen an die Wolkenentwicklungen angepaßt werden können. Am Beispiel eines Mehrzellengewitters wird der aktuelle Stand dargestellt.

#### 2 Polarimetrische Radarparameter

In Promet 1/2' 91 wurde über die Meßmöglichkeiten des Forschungsradars POLDIRAD der DLR berichtet. Es stellt nach wie vor das einzige dual polarisierte C-Band Radar dar, das gleichzeitig in beiden Polarisierungen die rückgestreuten Echos kohärent messen kann. Insbesondere wurden polarimetrische Radarparameter zur Identifizierung unterschiedlicher Hydrometeor-Klassen diskutiert. Diese wurden inzwischen weiterentwickelt und ergänzt. Sie werden noch einmal zusammenfassend dargestellt.

$$Z = C \int \sigma(D) f(D) dD \quad [\text{mm}^6 \text{m}^{-3}]$$

ist ein Maß für die Größe und Anzahl der streuenden Teilchen im Meßvolumen. C ist eine Konstante, in die u.a. die Wellenlänge des Radargerätes eingeht. Z hängt ab von der Größenverteilung  $f(D)$  der streuenden Teilchen mit Durchmesser  $D$  und dem Radarrückstreuquerschnitt  $\sigma(D)$  der individuellen Hydrometeore.

Da die Radarreflektivität in Wolken über viele Größenordnungen variiert, wird diese in dBZ =  $10 \log Z/Z_0$  angegeben ( $Z_0 = 1 \text{ mm}^6 \text{m}^{-3}$ ).

Unter der Voraussetzung, daß die Rayleigh-Näherung gilt, d.h. daß die Teilchen kugelförmig sind und daß ihr Durchmesser klein gegenüber der verwendeten Radarwellenlänge ist ( $D \leq \lambda/16$ ), gilt

$$\sigma = \pi^5 \frac{|K|^2}{\lambda^4} D^6 R,$$

wobei K den komplexen Brechungsindex und  $\lambda$  die Radarwellenlänge bezeichnen. Es ist  $|K|^2 \approx 0,92$  für Wasser und 0,18 für Eis.

Bei gleicher Teilchengrößenverteilung ließe sich also Eis von Wasser schon aufgrund der deutlich unterschiedlichen Reflektivitäten unterscheiden.

Die starke Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser ermöglicht Hinweise auf Hagel, da Regentropfen maximal ca.

6 mm Durchmesser erreichen. Radarreflektivitäten, die in hochreichenden Gewitterwolken  $\approx 55 \text{ dBZ}$  sind, weisen daher mit einiger Wahrscheinlichkeit auf größeren Hagel hin.

Die in Heft 1/2' 91 beschriebenen polarimetrischen Größen  $Z_{DR}$  = differentielle Reflektivität, LDR = Lineares Depolarisationsverhältnis und CDR = Zirkulares Depolarisationsverhältnis reagieren auf Anisotropien des Streuensensibles, wobei die Anisotropie gegeben sein kann durch Unsymmetrien der Teilchenformen, Änderungen des Brechungsindex z.B. beim Schmelzen der Teilchen sowie durch Ausrichtung der asymmetrischen Teilchen zum polarisierten Radarstrahl.

Bild 1 veranschaulicht, daß sich solche Effekte durch gleichzeitige Messungen verschiedener polarimetrischer Größen separieren lassen. Die drei genannten Parameter wurden für elliptisch abgeplattete Teilchen mit einem äquivalenten Durchmesser von 1 mm und einer Konzentration von  $1 \text{ m}^{-3}$  berechnet. Das Achsenverhältnis von kleiner zu großer Achse beträgt 0,5. Um das Schmelzen zu simulieren, wurde das Eis/Wasserverhältnis von 100% Wasser zu 100% Eis variiert. Die Teilchen können im Modell um die horizontale Achse taumeln, wobei der mittlere Taumelwinkel 40 Grad nicht überschreitet.

Die Rechnungen zeigen, daß  $Z_{DR}$  sowohl auf die Ausrichtung als auch auf den Brechungsindex sensitiv reagiert. Das größte  $Z_{DR}$  wird erhalten, wenn das abgeplattete Teilchen aus Wasser besteht und dieses horizontal ausgerichtet bleibt. Großtropfiger Regen ergibt also ein großes  $Z_{DR}$ . LDR reagiert empfindlich auf die Auslenkung des Teilchens aus der horizontalen Lage, d.h. auf stark taumelnde Teilchen, während die Änderung des Brechungsindex eine untergeordnete Rolle spielt. Im Gegensatz hierzu hängt das Depolarisationsverhältnis für zirkulare Strahlung nur vom Brechungsindex und nicht von der Teilchenorientierung ab.

Eine weitere interessante Meßgröße, die mit einigem technischen Aufwand bestimmt werden kann, ist die spezifi-

Bild 1: Streurechnungen für die polarimetrischen Radarparameter  $Z_{DR}$ , LDR und CDR für ein abgeplattetes Teilchen. Das Achsenverhältnis des Ellipsoids ist 0,5, der äquivalente Durchmesser beträgt 1 mm. Variiert werden das Eis/Wasserverhältnis von 100% Wasser zu 100% Eis sowie der mittlere Taumelwinkel zwischen Null und 40°. Gelb: Unterseite der Fläche.

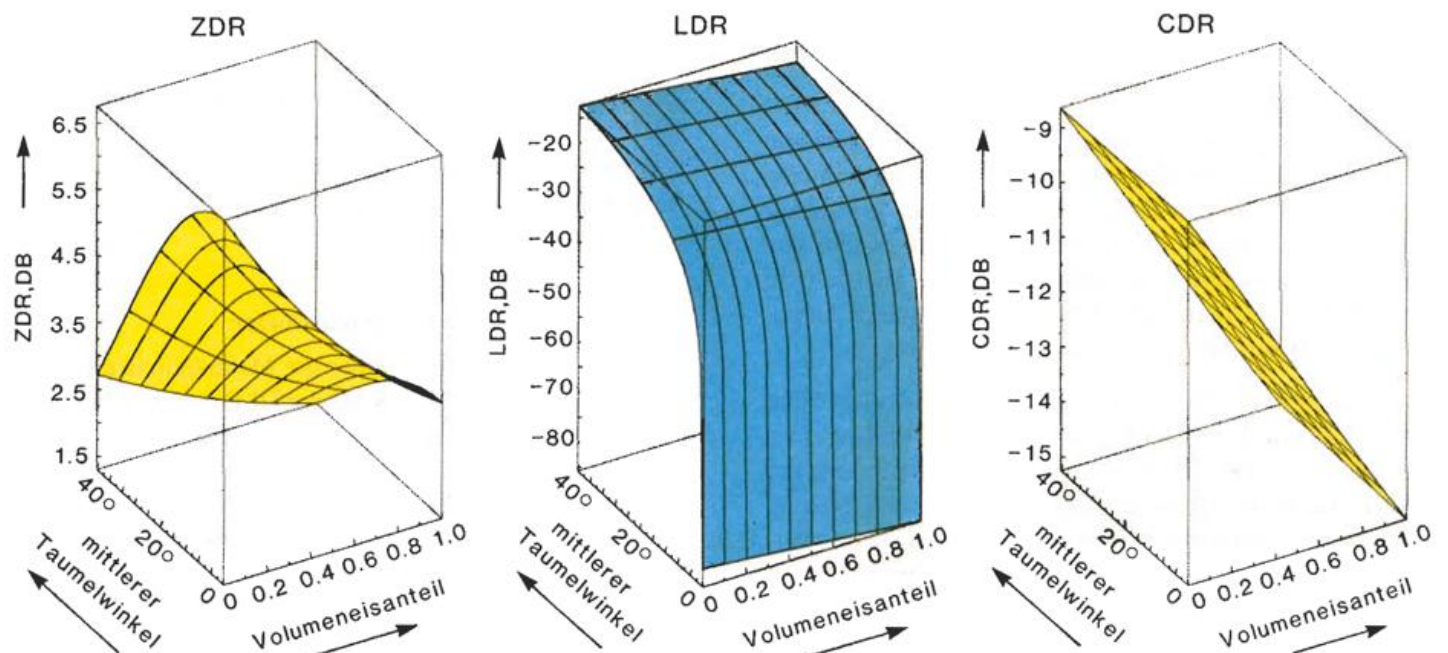
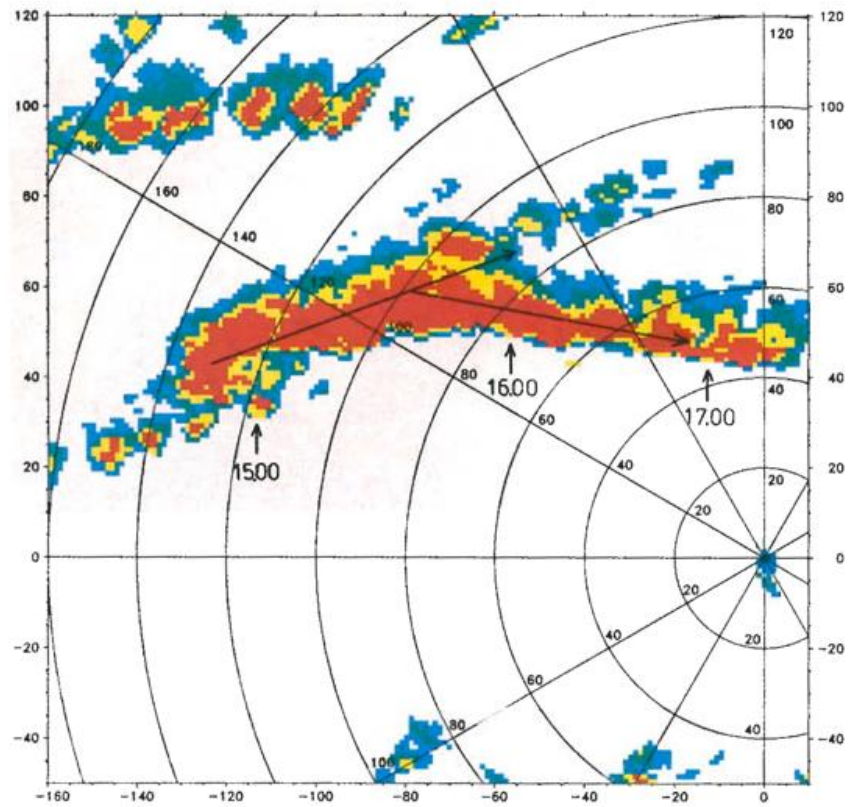


Bild 2: Zugbahn des Gewitters vom 30. Juni 1990. Für den Zeitraum von 14.41 bis 17.39 MESZ wurden Bereiche, in denen die momentanen Radarreflektivitäten 35 dBZ (blau), 40 dBZ (grün), 45 dBZ (gelb) und 50 dBZ (rot) überschritten, überlagert. Der Elevationswinkel beträgt 1,5°. Die Position des Radars liegt im Zentrum des Polarkoordinatensystems (Entfernungsangaben in km).



sche differentielle Phase  $K_{DP}$ . Sie mißt den Unterschied der Phasenänderung zwischen horizontal und vertikal polarisierter Radarstrahlung bei der Ausbreitung durch das Niederschlagsmedium.

Näherungsweise ist  $K_{DP}$  proportional zum vierten Moment der Regentropfengrößenverteilung und damit ein Maß für die Regenrate. Diese Größe ist also weniger abhängig von der Form der Regentropfengrößenverteilung als die Reflektivität  $Z$ , die ja zur sechsten Potenz von der Tropfengröße abhängt.

Näherungsweise gilt für die Regenrate  $R$  in  $\text{mm h}^{-1}$  (ZRNIC 1989; BALAKRISHNAN und ZRNIC 1990)

$$R(K_{DP}) = 16,6 K_{DP}$$

mit  $K_{DP}$  in Grad.

### 3 Dynamik und Niederschlagsentwicklung eines Hagelgewitters

Die Anwendung der polarimetrischen- und Dopplermessungen mit POLDIRAD geben nun Einblick in den Prozeßablauf eines Wolkensystems. Wir demonstrieren dies für ein Hagelgewitter vom 30. Juni 1990 im süddeutschen Raum.

Bild 2 zeigt zunächst die Zugbahn des Gewitters von W nach O über einen Zeitraum von ca. 3 Stunden zwischen 14.41 und 17.39 MESZ (12.41 und 15.39 UTC). Man erkennt die Abweichung der Zugbahn um ca. 30° nach rechts bei etwa 80 km westlich vom Radar, die mit einer Änderung der dynamischen Struktur des Gewitters verbunden ist. Es erfolgt dabei ein Übergang von einem Komplex

gewöhnlicher Zellen zu einem organisierten hybriden Hagelgewitter, welches Eigenschaften von zwei klassischen Formen von Hagelgewittern, nämlich die einer Multizelle und die einer Superzelle besitzt. Die Konvektionstätigkeit dieses Tages wurde auch vom Schweizer Radarverbund erfaßt (s. Beitrag 9).

Bild 3 zeigt die Struktur des Gewitters in einem Horizontalschnitt etwa 5 km über Grund um 14.49 UTC. Mit Hilfe der Doppler-Messungen sowie durch die Verfolgung der zeitlichen Entwicklung einzelner Zellen in der Reflektivität ist es zunächst möglich, ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld abzuleiten. Das Ergebnis ist ebenfalls in Bild 3 gezeigt. Die Strukturen des Windfeldes stimmen gut mit den beobachteten Zellenverlagerungen, welche durch die drei Haupt-Zugbahnen charakterisiert sind, überein. Gut zu erkennen ist die Umströmung des Gewitters entsprechend den beiden Zugbahnen (1) und (2). Die Bahn (3) wird stark beeinflusst von der im zentralen Teil vorherrschenden Gegenströmung, welche mit den Haupt-Abwinden verbunden ist.

Aus dem zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeld läßt sich nun die vertikale Komponente berechnen. Obwohl die Genauigkeit im Bereich von einigen Metern pro Sekunde liegt, lassen sich damit die wesentlichen Auf- und Abwindssysteme erkennen. Im südöstlichen Teil des Gewitters wachsen neue Cumuluszellen, welche dann den oben beschriebenen Bahnen folgen. Die hier entstehenden festen Niederschlagsteilchen wachsen durch Bereifen mit kleinen Wolkentröpfchen rasch zu größeren Graupel- oder Hagelpartikeln weiter und verursachen ein sich intensivierendes Radarecho. Graupel oder kleinerer Hagel entsteht

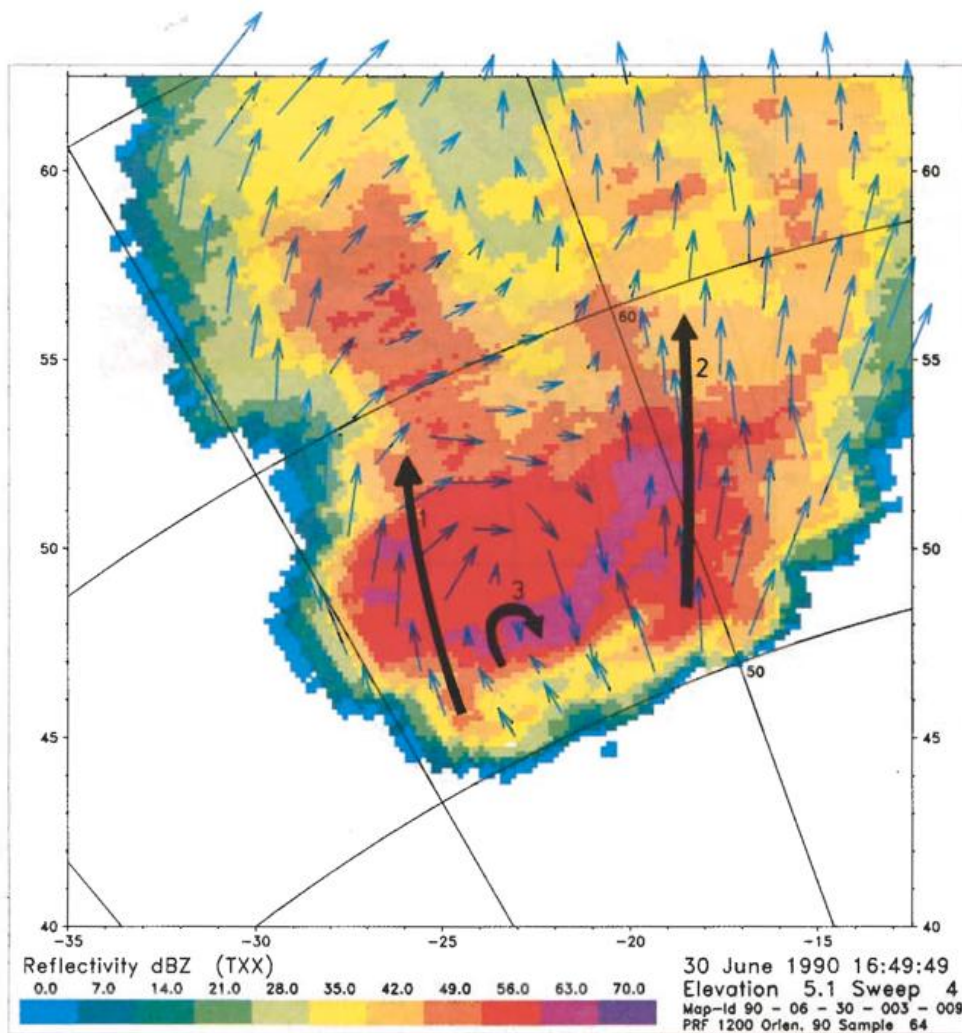


Bild 3: Momentanes Strömungsfeld in einem Horizontalschnitt (konstante Elevation von 5,1°) sowie Haupt-Zugbahnen einzelner Zellen.

dabei auf allen drei der oben definierten Bahntypen. Großer Hagel, welcher deutlich durch ein bis zum Boden reichendes Hagelsignal zu erkennen war, bildete sich aber nur im zentralen Teil des Gewitters direkt über der echofreien Zone des Haupt-Aufwindes (s. Bild 4). Hier sind auch die größten Flüssigwassergehalte zu erwarten, welche für das Wachstum großer Hagelkörner notwendig sind.

Aufschlüsse über die Verteilung der verschiedenen Teilchensorten innerhalb des Gewitters lassen sich durch ein von uns neu entwickeltes Analyseverfahren in Art eines Expertensystems erhalten. Es kombiniert die verschiedenen oben beschriebenen polarimetrisch bestimmten

Meßgrößen und liefert Informationen über die folgenden Sorten bzw. Mischformen von Hydrometeoren: (1) Regentropfen, (2) Graupel, (3) Hagel, (4) Regen und Graupel gemischt, (5) Regen und Hagel gemischt, (6) naß wachsende oder schmelzende Graupel, (7) naß wachsende oder schmelzende Hagelkörner und (8) Schnee oder nur schwach bereifte Graupel.

Einen Vertikalschnitt durch die Gewitterwolke zeigt Bild 4, in dem die verschiedenen Hydrometeorotypen dargestellt sind. In Entfernungen bis etwa 69 km vom Radar erkennt man in Höhen oberhalb etwa 3 km einen überhängenden Bereich, in dem die Niederschlagsteilchen den Boden nicht erreichen, da sie von starken Aufwinden daran gehindert

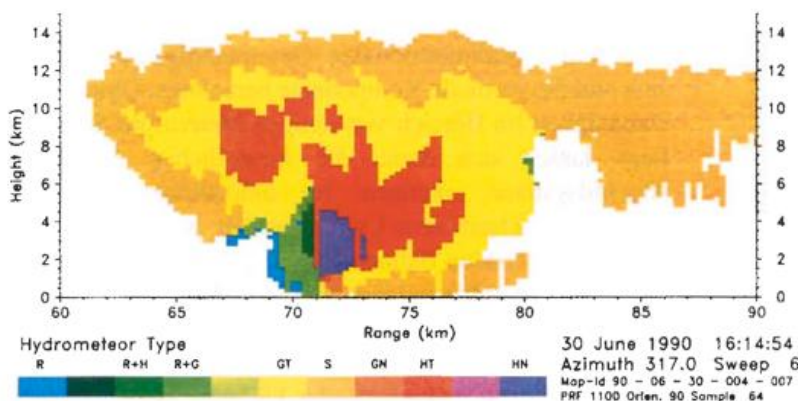


Bild 4: Verteilung der verschiedenen Hydrometeorotypen im Vertikalschnitt. Es bedeuten (R) Regen, (R + H) Regen und Hagel gemischt, (R + G) Regen und Graupel gemischt, (GT) trockene oder kleinere Graupel, (S) Schnee, (GN) nasse oder größere Graupel, (HT) trockenen oder kleineren Hagel und (HN) nassen oder größeren Hagel.

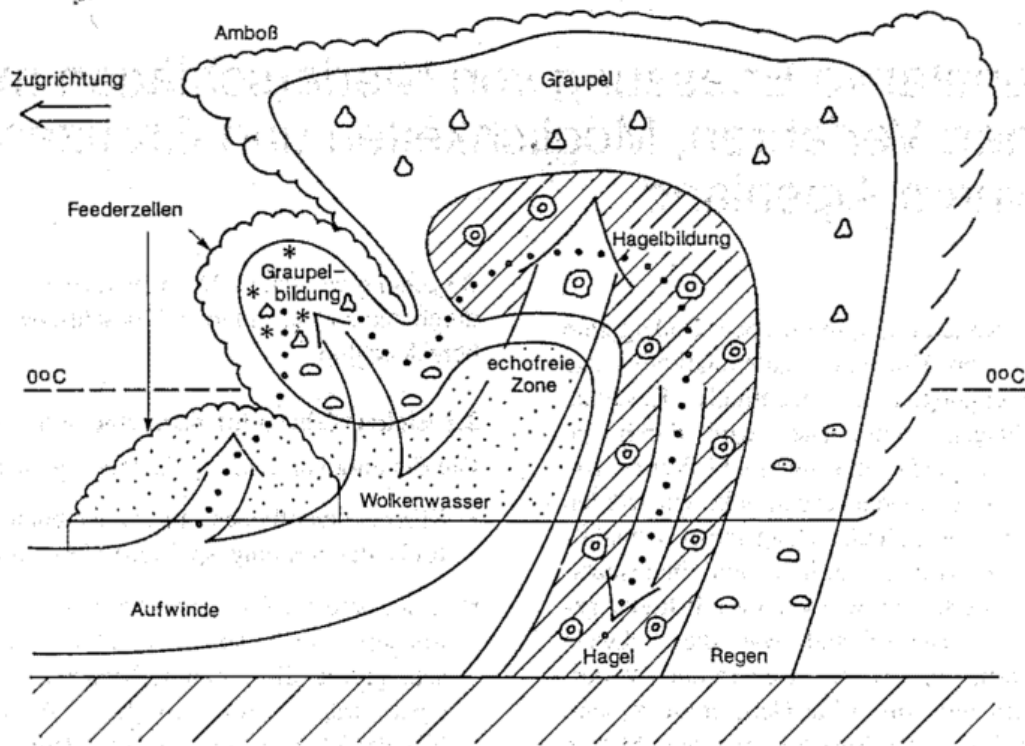


Bild 5: Schematische Darstellung des Prozeßablaufes in einem typischen Multizellengewitter.

werden. Diese Zone besteht in ihren äußeren Bereichen aus Schnee oder leicht bereiften Graupeln. In ihrem Innern erfolgt dann ein Übergang zu Graupel und schließlich zu Hagelkörnern. Mischphasenzonen, bestehend aus Graupel oder Hagel gemischt mit Regentropfen, sind am Vorderrand der den Boden erreichenden Niederschlagszone in einer Entfernung von 69 bis 71 km vom Radar zu sehen. Es schließt sich unmittelbar das Haupt-Niederschlagsgebiet an, in dem die Hagelteilchen schmelzen und als nasser Hagel den Boden erreichen können. Die zellenförmige Anordnung dieser Niederschlagszonen ist, zumindest in der Höhe, gut zu erkennen.

Die charakteristische Struktur eines Multizellengewitters, wie sie nun aus unseren zeitlich und räumlich hoch aufgelösten Messungen erkannt werden konnte, ist in Bild 5 wiedergegeben. Dieser Vertikalschnitt entspricht der Messung von Bild 4.

Der gesamte Komplex des Multizellengewitters bewegt sich in dieser Darstellung nach links mit einer typischen Zuggeschwindigkeit von 30 km/h. Er besteht aus mehreren Zellen im unterschiedlichen Wachstumszustand. Die ersten Cumuluswolken wachsen links an der Vorderseite des Wolkenensembles. Der aus der Hauptzelle fallende Niederschlag mit dem nach vorwärts gerichteten Abwind trägt an der Vorderseite des Systems zur Hebung labiler Luft und damit zur Cumuluswolkenbildung bei.

Der nächste Wachstumszustand mit einer vertikalen Wolkenerstreckung deutlich über die Null-Grad Grenze ist schon mit einer moderaten Niederschlagsbildung verbunden. Hier wachsen Eisteilchen, die im Aufwind bei ausreichendem Flüssigwasser-Angebot vergraupeln können. Bei entsprechender Nähe zum Hauptaufwind gelangen von

hier Niederschlagsteilchen in Form von Graupel oder Regentropfen mit diesem wieder in größere Höhen, wobei die Tropfen auch wieder gefrieren können. Diese Teilchen können nun in der Hauptzelle als sogenannte Hagel-embryos wirken. Sie werden von unten durch Wolkenluft angeströmt, das Wolkenwasser wird aufgesammelt und gefriert, so daß die Hagelembryos zu größeren Eispartikeln wachsen können. Im unteren Bereich des Hauptaufwindes reicht bei den großen Geschwindigkeiten von einigen 10 m/s und der relativ homogenen Wolken-tröpfchenverteilung die Zeit nicht zur Bildung von Niederschlagsteilchen. Bei starken Aufwinden ist deshalb hier im Radarbild typischerweise eine echofreie Zone mit einem darüber liegenden Überhang hoher Reflektivität zu beobachten. In diesem Überhang wachsen größere Eisteilchen, die dann hinter oder neben dem Aufwindeschlauch zu Boden fallen und diesen als Regen oder Hagel erreichen.

Da der mit dem Niederschlag verbundene Kaltluftausfluß zur Dynamik – mit Hebungen im vorderen Bereich des Gewitterkomplexes – beiträgt, ist ein Rückkoppeleffekt vorhanden, der die Langlebigkeit solcher höher organisierter Wolkensysteme mit erklärt. Ähnliche, die dynamische und mikrophysikalische Strukturen erhaltende Mechanismen sind bei Squall Lines (MEISCHNER et al. 1991) und Superzellen wirksam und in dieser Vollständigkeit nur mit kombinierten Radar-Doppler- und Radar-Polarisationsmessungen erkennbar.

Die in den letzten Jahren gewonnenen Erkenntnisse über charakteristische Gewitterstrukturen und deren Auftreten in Zusammenhang mit synoptischen Bedingungen können zur Verbesserung von Kurzfristvorhersagen beitragen.

# Quantitative Erfassung von Niederschlägen mit Radar: Verfahren, Möglichkeiten und Grenzen in einem Alpenland

## 1 Einleitung

Die heutigen, die Reflektivität messenden Radargeräte bringen - sogar in einem Alpenland - gute qualitative und unter gewissen Bedingungen auch quantitative Resultate für die Niederschlagsmessung. Dies wird durch die Gegenüberstellung von Radarmessungen und Werten von Regenmessern illustriert. Anders ausgedrückt: wir würden ein äußerst dichtes Netz von Niederschlagsmessern benötigen, um die gleiche örtliche, zeitliche und intensitätsmäßige Auflösung zu erhalten, wie wir sie mit Radar gewohnt sind. Sowohl Deutschland wie die Schweiz betreiben gegenwärtig in zweiter Generation Wetterradargeräte. Zur Zeit wird die dritte Generation geplant. Dabei soll in der Schweiz das Netz um eine neue Station südlich der Alpen auf dem Monte Lema bei Lugano erweitert werden (Installation 1993). Zudem ist vorgesehen, die Geräte an den bestehenden Standorten in den Jahren 1994 (La Dôle) und 1995 (Albis) zu ersetzen. Die Information aller drei Geräte soll in Zukunft alle 5 min via Telephonleitung zu ca. 30 Benutzern übertragen werden. Weiter sind hochaufgelöste Produkte (in Ort und Zeit) und Neuerungen zur Reduktion der Meßfehler vorgesehen.

Hier soll ein Überblick über bereits erreichte Resultate, geplante Produkte und erwartete Verbesserungen der Niederschlagsmessung mit Radar gegeben werden.

## 2 Möglichkeiten und Grenzen der Niederschlagsmessung mit Radar

### 2.1 Z-R-Beziehung

Die Beziehung zwischen Radarreflektivität  $Z$  und Niederschlagsintensität  $R$ , kurz Z-R-Beziehung genannt, kann in geringer Entfernung vom Radargerät (innerhalb von 30 km) den dominanten Fehleranteil darstellen. In der Nähe des Radars ist es daher auch sinnvoll, Verfahren in Betracht zu ziehen, die diese Beziehung in Echtzeit abschätzen und anpassen lassen, z.B. durch Messung von Parametern des Tropfenspektrums mit polarimetrischen Radargeräten (siehe Beitrag 8). In größerer Entfernung dagegen ist die Variabilität der Beziehung zwischen der Reflektivität in der Höhe und der Regenintensität am Boden vor allem auf den Unterschied „oben-unten“ (Wachstumsprozeß) zurückzuführen. Daher hängt der Meßfehler von der Möglichkeit ab, das Volumen über dem Niederschlagsmesser vom Radar aus zu sehen (lokale Sichtbarkeit), und kann nicht von Verfahren erfaßt werden, die ihre Information nur von oben (oder nur von unten) beziehen.

Da in der Schweiz vorwiegend in größerer Entfernung und über komplizierter Orographie gemessen werden muß, wurde bisher im Betrieb auf eine Anpassung der Z-R

Beziehung verzichtet. Der Unterschied „oben-unten“ wird durch die in Abschnitt 3.2 beschriebene Profilkorrektur berücksichtigt.

### 2.2 Eichverfahren für Radarmessungen

Die Eichung von Radargeräten besteht aus zwei Teilen:

- Einer „eigentlichen Instrumenteneichung“ mit (am Radarstandort eingespeisten) Mikrowellen.
- Einer „meteorologischen Eichung“ mit Niederschlagsmessern: Auch der Lieferant der neuen Radargeräte schlägt vor, diese mittels Niederschlagsmessern zu eichen (das schweizerische ANETZ enthält 70 Niederschlagsmesser, die ihre Daten alle 10 min über Telephonleitung verteilen). Unsere langjährige Erfahrung mit Radar/ANETZ-Vergleichen zeigt aber eine starke Abhängigkeit des Aneichfaktors von Ort und Zeit, verursacht durch unterschiedliche Niederschlagsarten, durch die komplizierte Orographie und die lokalen Anströmverhältnisse. Daher können Verfahren, wie sie in Ländern ohne wesentliche Hindernisse (im Flachland in geringer Entfernung) benutzt werden, nicht ohne weiteres auf die Alpenregion übernommen werden. Solche Verfahren können die Resultate sogar verschlechtern, z.B. wenn die zur Aneichung verwendeten Niederschlagsmesser nicht für ein größeres Gebiet repräsentativ sind.

Der erste Teil der Eichung ist gemeinsam mit dem Hersteller, soweit sinnvoll und möglich, zu automatisieren, der zweite Teil ist Aufgabe des Anwenders und wird vor seiner operationellen Implementation viel Arbeit erfordern.

### 2.3 Bodenechos, Abschattung und vertikales Profil der Radarreflektivität

Zur optimalen Bestimmung der Niederschlagswerte am Boden müssen wir die Radarreflektivität möglichst nahe über Boden messen, vorzugsweise innerhalb der untersten 500 m. Dies ist normalerweise nur in kurzer Distanz vom Radargerät möglich, z.B. innerhalb von 30 km bei einer Antenne mit  $1^\circ$ -Strahlöffnung. In der Nähe des Radargerätes verschwinden viele der diskutierten Probleme; und es bleibt als Hauptfehlerquelle die Variabilität der Z-R-Beziehung, wie dies in der Literatur häufig diskutiert wurde und wird. Wegen der geringen Zahl von Radargeräten versuchen wir jedoch, auch Niederschläge in größerer Entfernung möglichst gut zu erfassen<sup>1</sup>. Dies hat zusammen

<sup>1</sup> In Deutschland beispielsweise beträgt die mittlere Distanz zum nächstgelegenen von total 9 Radargeräten etwa 90 km und damit die mittlere Höhe der untersten Meßvolumina etwa 2 km.

mit der Abschattung durch orographische Hindernisse zur Folge, daß die Reflektivität häufig in größerer Höhe über Boden bestimmt werden muß, als es für eine optimale Erfassung des Niederschlags erwünscht ist. Die Niederschlagsintensitäten in der Nähe der Erdoberfläche müssen deshalb aus den in der Höhe gemessenen Reflektivitätswerten extrapoliert werden. Dies führt, insbesondere in gebirgigem Gelände, zu wesentlichen Diskrepanzen (meist Unterschätzungen des Bodenwerts). Aber auch im Flachland, wo die Erdkrümmung eine (quadratische) Zunahme der sichtbaren Höhe mit zunehmender Distanz bewirkt, treten Fehler auf, die vielfach unterschätzt werden. Zudem führt die Verschlechterung der örtlichen Auflösung, verursacht durch die distanzabhängige Divergenz des Radarstrahls, ebenfalls zu einer Unterbewertung der Niederschläge. Bild 1 illustriert dies anhand eines Vergleichs von täglichen Niederschlagssummen in der Schweiz im Jahr 1984, gemessen einerseits mit Radar, andererseits mit Niederschlagsmessern. Weitere Jahre wurden ebenfalls ausgewertet und ergaben vergleichbare Resultate. Sicher ist die Schweiz wegen der Alpen ein in radarmeteorologischer Hinsicht schwieriges Land, doch gibt es zwischen Alpen und Jura auch flachere Gebiete, die dank der erhöhten Standorte der schweizerischen Radargeräte gut sichtbar sind und welche vielfach Niederschlagswerte liefern, die mit den Bodenwerten gut übereinstimmen. Man beachte jedoch, daß an gut sichtbaren Stellen oft Bodenechos empfangen werden und dort nach deren Elimination blinde Zonen verbleiben. Die Elimination geschieht heute aufgrund vergangener Erfahrung: alle Stellen werden ausge-

blendet, an denen an „niederschlagsfreien“ Tagen Bodenechos empfangen wurden. Blinde Zonen verschlechtern aber die sichtbare Höhe, was besonders bei Winterniederschlägen mit geringer Höhenausdehnung zu Fehlern führt. Die Anwendung von Dopplerradar kann solche blinde Zonen wohl reduzieren. Doch gibt es dazu wenig Erfahrung im täglichen Betrieb, und Datenverluste sind auch mit diesem Verfahren in Zonen mit vielen Bodenechos, anomaler Wellenausbreitung oder stationären Niederschlägen (die unter Umständen ebenfalls gelöscht werden) zu erwarten (DOVIK und ZRNIC (1984) oder SCHMID et al. (1991)).

Wenn die Reflektivität über die gesamte Höhe konstant wäre, ergäbe eine reduzierte Sichtbarkeit keine Fehler. Wie nun aber Untersuchungen zeigen, nimmt die Radarreflektivität im Mittel mit zunehmender Höhe ab, weil die Niederschlagsteilchen in der Höhe kleiner sind und weil oberhalb der Nullgradgrenze der Niederschlag meist gefroren ist. Die kleinere Dielektrizitätskonstante der Schneeflocken in der Höhe ergibt schwächere Echos, was aber teilweise durch die größere Masse pro Volumen kompensiert wird (geringere Fallgeschwindigkeiten der Schneeflocken im Vergleich zu den daraus geschmolzenen Regentropfen).

Der Unterschied zwischen dem mit Radar in der Höhe abgeschätzten (bis zum Boden extrapolierten) und dem am Boden gemessenen Niederschlag nimmt somit mit der Distanz zwischen Niederschlag und Radargerät zu und führt vorwiegend zu einer Unterschätzung der mit Radar

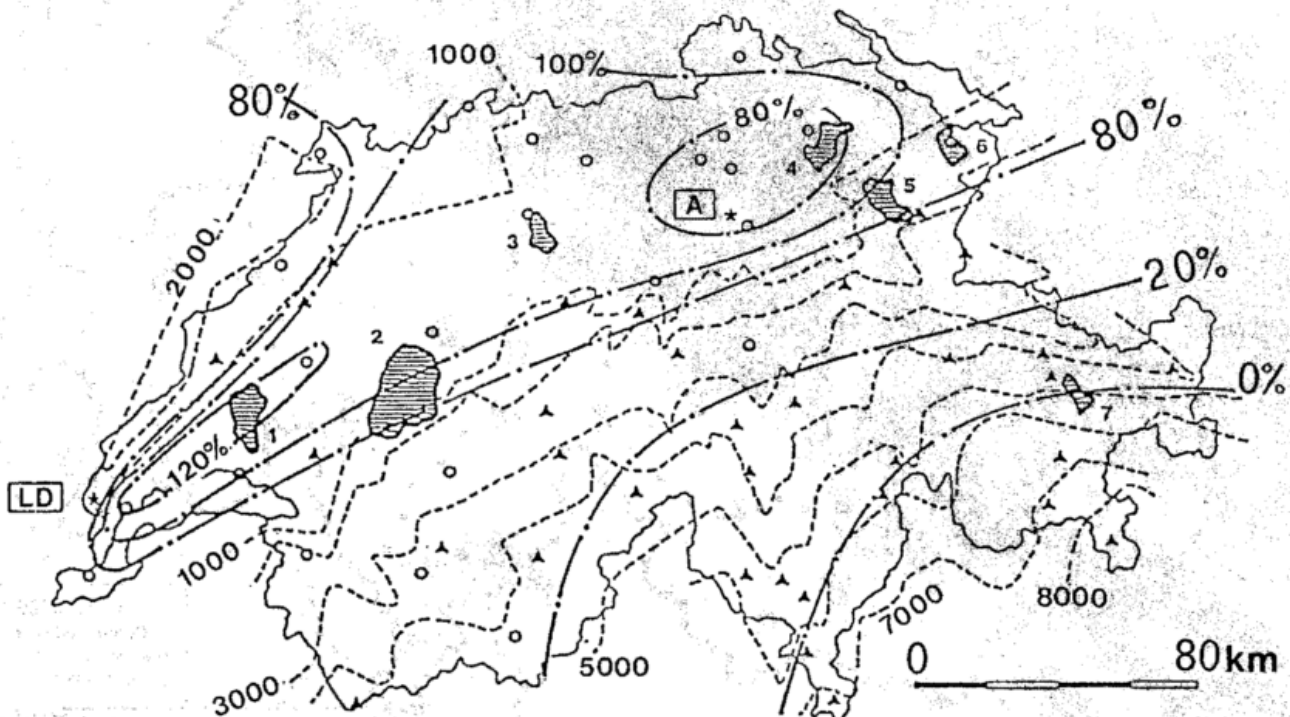


Bild 1: Verhältnis von täglichen Niederschlagssummen des Jahres 1984: mit Radar (Grauwerte) geschätzte Summen (R) verglichen mit den durch die Regenmesser (Kreise und Dreiecke) aufgefangenen Mengen (M). Die Isolinien dieser Verhältnisse (R/M, strichpunktierte Linien) folgen ungefähr den Isolinien der vom Radar sichtbaren Höhe (gestrichelte Linien) und illustrieren den kombinierten Einfluß der Abschattung und des vertikalen Reflektivitätsprofils. Mit zunehmender Abschattung (Distanz) nimmt die vom Radar bestimmte Niederschlagsmenge und damit auch das Verhältnis R/M ab. Mit zunehmender Abschattung nimmt die Standardabweichung SD (Unsicherheit) des Verhältnisses zu, wie dies die Kreise ( $SD < \text{Faktor } 2$ ) und die Dreiecke ( $SD > \text{Faktor } 2$ ) zeigen. Sieben Einzugsgebiete von Flüssen, deren Abfluß routinemäßig gemessen und mit den Radarabschätzungen verglichen wird, sind numeriert (SCHÄDLER und JOSS 1991). Radarstandorte: Albis (A), La Dôle (LD).



sche Station keinen Niederschlagsmesser ("JUN miss." in Bild 2). Man beachte zudem, daß starke Zellen wegen der - im Vergleich zur Dichte des Regenmeßnetzes - geringen Ausdehnung durch die Regenmesser nicht erfaßt wurden. Im Sommer kann Radar aber auch, verursacht durch Hagel und/oder durch Akkumulation von Niederschlag in der Höhe (in Aufwinden), die Intensität wesentlich überschätzen. Im Winter dagegen wird das unkorrigierte Radar vielfach zu geringe Werte liefern wegen der geringeren Höhenausdehnung der Niederschläge und beschränkter Sichtbarkeit (Orographie und Erdkrümmung).

### 3 Korrekturverfahren für Routine-Anwendungen

Wollen wir in allen Wettersituationen gute Resultate erhalten und dazu noch ein größeres Gebiet mit wenigen Radargeräten überdecken, müssen wir die gemessenen Radarwerte anhand der (mit demselben Radar in drei Dimensionen) gemessenen *Echoverteilung* korrigieren. Dies bedingt Auswertungen in Echtzeit, die man noch vor kurzer Zeit als utopisch angesehen hätte. Die dreidimensionale Erfassung der Reflektivität mit hoher örtlicher und zeitlicher Auflösung bildet dabei die Grundlage für die nachfolgende Bodenecho-Unterdrückung und Profilkorrektur. Eine dafür optimierte Antennensteuerung sorgt alle 5 min für zweimaliges Abtasten der ganzen Atmosphäre in Reichweite des Radars (zweimal 10 verschachtelte Antennenumdrehungen in 5 min).

#### 3.1 Bodenechounterdrückung

Viel Aufwand wurde in der Schweiz und andernorts bereits zur Erfassung der Bodenechos, ihrer Verifikation anhand von Messungen und ihrer Elimination getrieben. Darauf aufbauend wurde zusammen mit den Lieferfirmen der neuen Geräte eine aufwendige Strategie zur Unterdrückung von Bodenechos entwickelt:

- Wahl der kürzestmöglichen Wellenlänge (Kompromiß zwischen Rückstreuung von Wetter-/Bodenechos und Abschwächung).
- Wahl der höchstmöglichen Auflösung in Azimut/Elevation (z.B. 1°, abhängig von Wellenlänge und Antennengröße) und Distanz (75 m).
- Verwendung von Dopplerradar, unter gebührender Beachtung des Kompromisses zwischen Löschung von Boden- und Wetterechos.
- Verwendung von Verteilungskriterien in Ort und Zeit (kurzfristige Fluktuationen und Änderungen von Bild zu Bild: Wetterechos weisen anderes Verhalten in Ort und Zeit auf als Bodenechos).
- Interpolation der entstandenen Lücken aus den umliegenden Werten.
- Nur dort, wo das Vorangehende nicht genützt hat, d.h. trotz schönem Wetter Echos Spuren verbleiben, werden diese ausgeblendet.

Zukünftige Arbeiten sollen dazu dienen, die vorgeschlagenen Verfahren zur Unterdrückung von Bodenechos für unsere Anwendungen im Alpenraum zu optimieren.

#### 3.2 Korrektur anhand von Profilen

Zur Korrektur der Radarwerte wird ein „repräsentativer“ Gradient der Reflektivität bestimmt und damit die in der Höhe vom Radar gemessene Reflektivität nach unten extrapoliert. Dazu benötigen wir für jedes Bildelement die tiefste sichtbare Höhe und die Meereshöhe des Bodens. Bereits die Verwendung von klimatologischen Mittelwerten des Gradienten, wie sie in Abschnitt 2.3 erwähnt wurden, ergibt eine signifikante Erhöhung der Genauigkeit, verglichen mit der unkorrigierten Messung (JOSS und PITTINI 1991b). Ob sich eine Bestimmung des aktuellen Profils (in Echtzeit) aus dem Radarbild selber bewähren wird, können erst weitere Arbeiten zeigen. Es ist deshalb vorgesehen, an jedem Standort das mittlere Profil im Umkreis von 50 km vom jeweiligen Radargerät zu berechnen und damit alle Bildelemente im Radarbild versuchsweise zu korrigieren.

#### 3.3 Verwendete Z-R-Beziehung

Im heutigen Produkt und auch in absehbarer Zukunft wird die Radarreflektivität mit  $Z = 320 \cdot R^{1.5}$  in Niederschlagsintensität umgerechnet. Einerseits erlaubt die Verwendung einer einzigen Beziehung jederzeit eine eindeutige Umrechnung von einer Größe in die andere. Andererseits ist nicht erwiesen, innerhalb welchen Gebietes eine auf bestimmte Weise gefundene Beziehung Gültigkeit hat (Abschnitt 2.1 und JOSS und WALDVOGEL 1990).

#### 3.4 Regenmesser

Es ist allgemein anerkannt, daß Vergleiche mit Regenmessern routinemäßig gemacht werden müssen und, bei signifikanten Abweichungen, entsprechende Korrekturen sinnvoll sind. Korrekturen bringen jedoch nur eine Verbesserung, falls die Streuung der Aneichwerte kleiner ist als der Bias (die Abweichung) zu den Aneichwerten. In konvektiven Niederschlägen (Bild 2) ist einerseits die Gefahr der Nichtrepräsentativität einer Punktmessung (Stichprobe) besonders groß, andererseits – wegen der vielfach großen vertikalen Ausdehnung – die Abnahme der Reflektivität mit der Höhe geringer. Die Aufstellung (Windexposition, Anströmrichtung) der Regenmesser kann hier von ausschlaggebender Bedeutung sein. Fazit: Vorsicht bei Korrekturen.

### 4 Ausblick und geplante Produkte

Operationell sollen neu drei verschiedene Bildarten zum Benutzer übertragen werden: zwei hochaufgelöste Bilder und eine Übersicht über das ganze Gebiet (Volumen) mit 12 horizontalen Schnitten. Hochaufgelöste Bilder enthalten in Pixeln von  $1 \cdot 1 \text{ km}^2$  Größe die Informationen der einzelnen Radargeräte, wobei sich das Radargerät im Zentrum befindet. Das Composite dagegen umfaßt den gesamten Erfassungsbereich der drei schweizerischen Geräte (Pixelgröße  $2 \cdot 2 \text{ km}^2$ ). Wie durch Projekt COST-73 (COoperation in Science and Technology) angeregt, sollen darin durch bilateralen Austausch auch Radardaten unserer Nachbarländer integriert werden.

#### 4.1 Hochaufgelöste Detailinformation einzelner Radargeräte (RAPID)

Ein erstes, auch zeitlich hochaufgelöstes Produkt jedes Radargerätes, soll alle 2,5 min verteilt werden und nur den Grundriß der Niederschlagsverteilung mit Projektion der maximalen Intensitäten enthalten; vor der Übertragung des neuen Bildes ist die älteste Information somit längstens 5 min alt.

#### 4.2 Gleitendes Mittel der Niederschlagsintensität (RAIN)

Als zweites hochaufgelöstes Produkt jedes Radargerätes soll alle 5 min die beste Schätzung der Regenintensität am Boden (relevant für Abflußbestimmungen) als gleitendes Mittel über eine halbe Stunde zum Benutzer gelangen. Die Intensitätsskala wird in allen neuen Produkten in 16 logarithmisch abgestufte Schritte eingeteilt, und somit zwischen 0,13 und 100 mm/h mehr als doppelt so fein aufgelöst sein wie in den heutigen Produkten. Im Graukeil der Abbildung sind jedoch wegen beschränkter Reproduktionsmöglichkeit nur 7 Graustufen zur Darstellung ausgewählt worden.

#### 4.3 Windprofil mit Radar (PROFIL)

Ein drittes operationelles Produkt jedes Radargerätes, alle 2,5 min übertragen, soll Windinformation (Dopplerinformation) aus dem Gebiet unmittelbar über der Radarstation enthalten. Dazu werden durchgehend (auch bei niederschlagsfreiem Wetter) alle 2,5 min die Echos der obersten Antennenelevation ausgewertet (Klarluftturbulenz und Insekten bewirken auch bei schönem Wetter schwache Echos). Die optimale Auswertung (Qualitätskontrolle, Mittelung etc.) dieser mittels Wetterradargeräten aufgenommenen, vertikalen Echoprofile der niederschlagsfreien

Atmosphäre ist Neuland und eine anspruchsvolle künftige Aufgabe für Forschung und Entwicklung. Zu gewinnen sind dabei für den schweizerischen Wetterdienst im besten Falle drei Windprofile (drei Radarstandorte) mit hoher Auflösung bei minimalen zusätzlichen Kosten. Zur Beantwortung der wesentlichen Frage nach der nutzbaren Höhe müssen wir allerdings praktische Erfahrungen sammeln.

#### 4.4 Übersicht mit voller Volumeninformation (OVERVIEW)

Als viertes Produkt soll eine Überblicksdarstellung über die dreidimensionale Niederschlagsverteilung mit einer Pixelgröße von  $2 \cdot 2 \text{ km}^2$  alle 5 min durch den Compositorechner aus den drei Einzelbildern zusammengesetzt und verteilt werden. Im Gegensatz zum heutigen Bild soll die volle, dreidimensionale Volumeninformation zur Verfügung stehen (12 Schichten zwischen 0,5 und 12,5 km Höhe). Dies erlaubt dem Benutzer, nach eigener Wahl beliebige Schnitte auf seinem Graphikbildschirm zur Darstellung zu bringen.

#### 5 Schlußfolgerungen

Meßfehler der Regenintensität in kurzer Entfernung vom Radargerät (z.B. innerhalb 30 km, örtliche Auflösung besser als 0,5 km) sind im wesentlichen durch die Z-R-Beziehung verursacht. Je nach Niederschlagstyp und Integration über Ort und Zeit können Standardabweichungen von  $\pm 20\%$  durchaus unterschritten werden.

In mittlerer Entfernung (in der die heutigen Radargeräte der Wetterdienste wegen ihrer geringen Dichte arbeiten müssen, d.h. in Entfernungen der Größenordnung von 100 km) sind wesentlich größere Fehler möglich, welche aber durch effiziente Bodenecho-Unterdrückung und Profilkorrektur stark reduziert werden können.

## Literatur zu den Beiträgen 1-9

(ergänzt um einige Monographien)

- BALAKRISHNAN, N. und D.S. ZRNIC, 1990: Estimation of rain and hail rates in mixed-phase precipitation. *J. Atmos. Sci.*, 47, S. 565 - 583.
- BEHENG, K.D., 1982: A numerical study on the combined action of droplet coagulation, ice particle riming and the splintering process concerning maritime cumuli. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 55, S. 201 - 214.
- BEHENG, K.D., 1987: Zur mikrophysikalischen Modelltheorie des Auswaschens von Aerosolteilchen sowie der Bildung von flüssigem und eisförmigem Niederschlag. *Ber. Inst. Meteorologie u. Geophysik, Universität Frankfurt/M.*, 69, 78 S.
- BERRY, E.X und R.L. REINHARDT, 1973: Modeling of condensation and collection within clouds. *Phys. Sci. Publ.*, 16, Desert Res. Inst., Univ. of Nevada, 96 S.
- BERRY, E.X und R.L. REINHARDT, 1974: An analysis of cloud droplet growth by collection: Part I - IV. *J. Atmos. Sci.*, 31, S. 1814 - 1834 und S. 2118 - 2135.
- BÖHM, J.P., 1992a: A general hydrodynamic theory for mixed-phase microphysics. Part II: collision kernels for coalescence. *Atmos. Res.*, 27, S. 275 - 290.
- BÖHM, J.P., 1992b: Improved general theory for the collision efficiencies of riming and aerosol impaction. *Proc. 11th Intern. Conf. on Clouds and Precipitation*, 17. - 21. August 1992, Montreal, S. 103 - 106.
- BROWN, P.R.A., 1989: Use of holography for airborne cloud physics measurements. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 6, S. 293 - 306.
- BURCKHARDT, H. und H. FLOHN, 1939: Die atmosphärischen Kondensationskerne in ihrer physikalischen und bioklimatologischen Deutung. *Abhandlungen aus dem Gebiet der Bäder- und Klimaheilkunde*. H. Vogt, K. Knoch (Hrsg.), Springer, Berlin, 3, 126 S.

- BYERS, H.R., 1965: Elements of cloud physics. University of Chicago Press, Chicago, 191 S.
- CANNON, T. W., 1975: Photographic techniques of measurement of atmospheric particles *in situ* from aircraft. *J. Appl. Meteor.*, 14, S. 1383 - 1388.
- CLARK, T.L., 1974: A study in cloud phase parameterization using gamma distributions. *J. Atmos. Sci.*, 31, S. 142 - 155.
- DOMS, G. und K.D. BEHENG, 1986: Mathematical formulation of self-collection, autoconversion and accretion rates of cloud and raindrops. *Meteorol. Rdsch.*, 39, S. 98 - 102.
- DOMS, G. und F. HERBERT, 1985: Fluid- und Mikrodynamik in numerischen Modellen konvektiver Wolken. *Ber. Inst. Meteorologie u. Geophysik, Universität Frankfurt/M.*, 62, 378 S.
- DOVIK, R. und D.S. ZRNIC, 1984: Doppler radar and weather observations. Academic Press, New York, 458 S.
- DRAKE, R.L. und T.J. WRIGHT, 1972: The scalar transport equation of coalescence theory: New families of exact solutions. *J. Atmos. Sci.*, 29, S. 548 - 556.
- DUFOUR, L. und R. DEFAY, 1963: Thermodynamics of clouds. Academic Press, New York, 255 S.
- von der EMDE, K. und P. KAHLIG, 1989: Comparison of the observed 19th July 1981, Montana thunderstorm with results of a one-dimensional cloud model using Kessler parameterized microphysics. *Annales Geophysicae*, 7, S. 405 - 414.
- FINDEISEN, W., 1931: Messung der Größe und Anzahl der Nebeltropfen. Zum Studium der Koagulation inhomogenen Nebels. *Dissert. Mathem.-Naturwissensch. Fak., Univ. Hamburg.*
- FINDEISEN, W., 1933: Über Wasserdampfübersättigungen in Wolken. *Beitr. Phys. fr. Atmosph.*, 20, S. 157 - 173.
- FINDEISEN, W., 1938a: Der Aufbau der Regenwolken. *Zeitschr. f. angew. Meteorol.*, 55, S. 209 - 225.
- FINDEISEN, W., 1938b: Die kolloidmeteorologischen Vorgänge bei der Niederschlagsbildung. *Meteorol. Zeitschr.*, 55, S. 121 - 133.
- FINDEISEN, W., 1940: Über die Entstehung der Gewitterelektrizität. *Meteorol. Zeitschr.*, 57, S. 201 - 215.
- FLETCHER, N.H., 1962: The physics of rainclouds. Cambridge University Press, Cambridge, 386 S.
- GAYET, J.-F., P. R. A. BROWN und F. ALBERS, 1993: A comparison of in-cloud measurements obtained with six PMS 2D-C probes. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, im Druck.
- GILLESPIE, D. T., 1972: The stochastic coalescence model for cloud droplet growth. *J. Atmos. Sci.*, 29, S.1496 - 1510.
- GLANSDORFF, P. und I. PRIGOGINE, 1971: Thermodynamics of structure, stability and fluctuations. Wiley-Interscience, New York, 306 S.
- GUNN, K. L. S. und J. S. MARSHALL, 1957: The distribution with size of aggregate snowflakes. *J. Meteor.*, 15, S. 452 - 461.
- HAKEN, H., 1983: Synergetik - Eine Einführung. Springer, Berlin, 382 S.
- HERBERT, F., 1975: A reexamination of the equilibrium conditions in the theory of water drop nucleation. *Tellus*, 27, S. 406 - 413.
- HERBERT, F., 1983: PRIGOGINE's diffusion theorem and its application to atmospheric transfer processes: Part 2: Invariance properties and FICK type diffusion laws. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 56, S. 480 - 494.
- HERBERT, F., 1986: Evolutionstheoreme bei dissipativen Prozessen - generelle und meteorologische Aspekte. *Ann. Meteor. (N.F.)*, 23, S. 125 - 130.
- HEYMSFIELD, A. J. und D. BAUMGARDNER, 1985: Summary of a workshop on processing 2D probe data. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 66, S. 437 - 440.
- HOBBS, P. V., 1974: Ice physics. Oxford University Press, Oxford, 807 S.
- HÖLLER, H., 1982: Detaillierte und parametrisierte Modellierung der Wolkenmikrophysik in einem stationären Wolkenmodell. *Mitt. Inst. Geophys. u. Meteorol.*, Univ. Köln, 36, 120 S.
- HOWELL, W. E., 1949: The growth of cloud drops in uniformly cooled air. *J. Meteor.*, 6, S. 134 - 149.
- JACKSON, E. A. 1991: Perspectives of nonlinear dynamics. Vol. I. Cambridge University Press, Cambridge, 496 S.
- JELITTO, R., 1983: Dynamik und Thermodynamik. Franz Steiner Verlag GmbH, Wiesbaden, 41 S.
- JOSS, J. und A. WALDVOGEL, 1990: Precipitation measurements and hydrology, a review. In: Atlas, D. (Hrsg.): Radar in meteorology. *Amer. Meteor. Soc.*, Boston, S. 577 - 606.
- JOSS, J. und A. PITTINI, 1991a: Real-time estimation of the vertical profile of radar reflectivity to improve the measurement of precipitation in an Alpine region. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 47, S. 61 - 72.
- JOSS, J. und A. PITTINI, 1991b: The climatology of vertical profiles of radar reflectivity to improve estimates of precipitation. *Proc. 25th Intern. Conf. Radar Meteorology*, 24. - 28. Juni 1991, Paris, S. 828 - 831.
- JUNGE, C. E., 1935: Übersättigungsmessungen an atmosphärischen Kondensationskernen. *Gerlands Beitr. Geophys.*, 46, S. 108 - 129.
- KAJIKAWA, M., 1974: On the collection efficiency of snow crystals for cloud droplets. *J. Meteor. Soc. Japan*, 52, S. 328 - 335.
- KASSNER, C., 1909: Das Reich der Wolken und Niederschläge. Quelle und Meyer, Leipzig.
- KESSLER, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteor. Monogr.*, 32, *Amer. Meteor. Soc.*, Boston, 84 S.
- KNOLLENBERG, R. G., 1970: The optical array: An alternative to scattering or extinction for airborne particle size determination. *J. Appl. Meteor.*, 9, S. 86 - 103.
- KNOLLENBERG, R. G., 1981: Techniques for probing cloud microstructure. In: Hobbs, P. V. und A. Deepak (Hrsg.): Clouds: Their formation, optical properties and effects. Academic Press, New York, S. 15 - 91.
- LAUBE, M. und H. HÖLLER, 1988: Cloud Physics. In: Fischer, G. (Hrsg.): Landolt-Börnstein, Neue Serie V, Bd. 4b, Springer, Berlin, 570 S.
- LEVKOV, L., B. ROCKEL, H. KAPITZA und E. RASCHKE, 1992: 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 65, S. 35 - 58.
- LIN, C. L. und S. C. LEE, 1975: Collision efficiency of water drops in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 32, S. 1412 - 1418.

- LIN, Y.-L., R. D. FARLEY und H. D. ORVILLE, 1983: Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Climate Appl. Meteor.*, 22, S. 1065 - 1092.
- LOCATELLI, J. D. und P.V. HOBBS, 1974: Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.*, 79, S. 2185 - 2197.
- LORENZ, E., 1963: Deterministic nonperiodic flow. *J. Atmos. Sci.*, 20, S. 130 - 141.
- LÜPKES, C., 1991: Untersuchung zur Parametrisierung der Koagulation niederschlagsbildender Tropfen. Verlag Dr. Kovacs, Hamburg, 156 S.
- LÜPKES, C., K. D. BEHENG und G. DOMS, 1989: A parameterization scheme for simulating collision/coalescence of water drops. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 62, S. 289 - 306.
- MAGONO, C. und C. LEE, 1966: Meteorological classification of natural snow crystals. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ.*, Ser. VII, 2, S. 312 - 335.
- MARSHALL, J. S. und W. M. K. PALMER, 1948: The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.*, 5, S. 165 - 166.
- MASON, B. J., 1971: The physics of clouds. Clarendon Press, Oxford, 671 S.
- Mc CUMBER, M., W. K. TAO, J. SIMPSON, R. PENC und S. SOONG, 1991: Comparison of ice-phase microphysical parameterization schemes using numerical simulations of tropical convection. *J. Appl. Meteor.*, 30, S. 985 - 1004.
- MEISCHNER, P., V. N. BRINGI, D. HEIMANN und H. HÖLLER, 1991: A squall line in southern Germany: Kinematics and precipitation formation as deduced by advanced polarimetric and Doppler radar measurements. *Mon. Wea. Rev.*, 119, S. 678 - 701.
- NICHOLLS, S., J. LEIGHTON und R. BARKER, 1990: A new fast response instrument for measuring total water content from aircraft. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 7, S. 706 - 718.
- NICKERSON, E. C., E. RICHARD, R. ROSSET und D. R. SMITH, 1986: The numerical simulation of clouds, rain and airflow over the Vosges and Black Forest mountains: A meso- $\beta$  model with parameterized microphysics. *Mon. Wea. Rev.*, 114, S. 398 - 414.
- NICOLIS, G. und I. PRIGOGINE, 1977: Self-organization in nonequilibrium systems. J. Wiley & Sons, New York, 491 S.
- PEPPLER, W., 1922: Beiträge zur Physik des Cumulus. *Beitr. Phys. fr. Atmosph.*, 10, S. 130 - 150.
- PEPPLER, W., 1936: Zur Aerologie der Wolken, besonders des Nimbus. *Beitr. Phys. fr. Atmosph.*, 23, S. 275 - 288.
- PITTER, R. L. und W. G. FINNEGAN, 1992: Mechanism of ice crystal habit formation and change. *Proc. 11th Intern. Conf. on Clouds and Precipitation*, 17. - 21. August 1992, Montreal, S. 79 - 80.
- PRIGOGINE, I. und P. MAZUR, 1953: Sur l'extension de la thermodynamique aux phénomènes irréversibles liés aux degrés de liberté interne. *Physica*, 19, S. 241 - 254.
- PRUPPACHER, H. R. und J. D. KLETT, 1978: Microphysics of clouds and precipitation. D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, 714 S.
- ROGERS, R. R. und M. K. YAU, 1989: A short course in cloud physics. Pergamon Press, Oxford, 293 S.
- SCHÄDLER, B. und J. JOSS, 1991: The climatology of vertical radar reflectivity profiles to improve estimates of precipitation in mountainous regions. *Intern. Workshop on Advances in Radar Meteorology*, 11. - 14. November 1991, Lisbon, Vortrag.
- SCHMAUSS, A. und A. WIGAND, 1929: Die Atmosphäre als Kolloid. F. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 74 S.
- SCHMID, W., D. HÖGL, A. VCKOVSKI und J. JOSS, 1991: Test of clutter suppression techniques in the Swiss Alps. *Proc. 25th Intern. Conf. Radar Meteorology*, 24. - 28. Juni 1991, Paris, S. 875 - 878.
- SCHULZ, G., 1947: Arbeiten und Forschungsergebnisse der Wolkenforschungsstelle des Reichsamts für Wetterdienst in Prag. *Ber. Deutsch. Wetterd. in der US-Zone*, 1, Bad Kissingen, 21 S.
- SEDUNOV, Y. S., 1974: Physics of drop formation in the atmosphere. J. Wiley & Sons, New York, 231 S.
- von SMOLUCHOWSKI, M., 1916: Drei Vorträge über Diffusion, Brownsche Molekularbewegung und Koagulation von Kolloidteilchen. *Phys. Z.*, 17, S. 557 - 571 und S. 585 - 599.
- STÜVE, G., 1937: Thermodynamik der Atmosphäre - Dynamik der Atmosphäre - Die atmosphärischen Zirkulationen. *Handbuch der Geophysik*, Berlin, Bd. IX, Liefg. 2, S. 173 - 591.
- SÜRING, R., 1950: Die Wolken. Akad. Verlagsges., Leipzig, 154 S.
- TAKAHASHI, T., T. ENDOH, G. WAKAHAMA und N. FUKUTA, 1991: Vapor diffusional growth of free-falling snow crystals between -3 and -23°C. *J. Meteor. Soc. Japan*, 69, S. 15 - 30.
- THOMPSON, B. J., 1974: Holographic particle sizing techniques. *J. Physics, E: Scientific Instruments*, 7, S. 781 - 788.
- VOLMER, M., 1939: Kinetik der Phasenbildung. B. T. Steinkopf, Dresden.
- WACKER, U., 1984: Modelluntersuchungen zur Kondensation und Spurengasabsorption für stationäre und instationäre Tropfenspektren. *Ber. Inst. Meteorologie u. Geophysik, Universität Frankfurt/M.*, 56, 233 S.
- WACKER, U., 1992: Structural stability in cloud physics using parameterized microphysics. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 65, S. 231 - 242.
- WALDVOGEL, A., 1974: The  $N_0$ -jump of raindrop spectra. *J. Atmos. Sci.*, 31, S. 1067 - 1078.
- WALL, E., 1948: Das Gewitter I. Die Elementarvorgänge der Elektrizitätsproduktion. *Wetter und Klima*, 1, S. 7 - 21, S. 65 - 71, S. 193 - 204, S. 321 - 326.
- WEGENER, A., 1911: Thermodynamik der Atmosphäre, J. A. Barth, Leipzig, 331 S.
- WEGENER, A. und K. WEGENER, 1935: Vorlesungen über Physik der Atmosphäre, J. A. Barth, Leipzig, 482 S.
- WEICKMANN, H., 1949: Die Eisphase in der Atmosphäre. *Ber. Deutsch. Wetterd. in der US-Zone*, 6, Bad Kissingen, 53 S.
- WMO, 1992: International meteorological vocabulary. WMO No. 182, 784 S.
- ZRNIC, D. S., N. BALAKRISHNAN und M. SACHIDANANDA, 1989: Polarimetric measurements to determine the amounts of rain and hail in a mixture. *Proc. 24th Conf. Radar Meteorology*, Tallahassee, S. 396 - 400.

## 100 Jahre Meteorologisches Observatorium Potsdam

Und da bin ich nun in Potsdam, in dem weltbekannten Meteorologischen Observatorium.

J. K. Fjodorow (1986)

Was sind das für Leistungen des Potsdamer Meteorologischen Observatoriums (Bild 1), die solch eine lobende Erwähnung rechtfertigen, zumal es keine einmalige Einschätzung ist? Richard Abmann (1909), mit Teisserenc de Bort Entdecker der Stratosphäre, spricht von einem „Musterinstitut ersten Ranges, das kaum anderswo seinesgleichen finden dürfte“. Iwan Papanin, Leiter der ersten auf einer Eisscholle treibenden Polarstation, „Nordpol 1“, nennt es gar „eines der besten meteorologischen Observatorien der Welt“ (PAPANIN 1981). Eine solch lobende Einschätzung kann nicht auf das Wirken eines einzelnen Wissenschaftlers oder nur auf eine einzelne wissenschaftliche Leistung zurückgeführt werden. Es war die Kontinuität hoher wissenschaftlicher Leistungen über Jahrzehnte, die Anlaß zu dieser hohen Wertschätzung gaben.

Es waren insbesondere drei Linien auf dem Gebiet der Physik der Atmo-

sphäre, an denen am Observatorium über lange Zeit kontinuierlich geforscht wurde und zum Teil noch wird: die Lufterlektrizität (von 1900 bis 1967), die atmosphärische Strahlung (ab 1907) und Probleme des Wärmehaushaltes und der atmosphärischen Turbulenz (ab 1909). Reinhard SÜRING (Bild 2), langjähriger Leiter des Observatoriums, führt anläßlich des 50. Jahrestages des Observatoriums aus (HOELPER und SÜRING 1943): „Dem Meteorologischen Observatorium waren von vornherein zwei Aufgaben vorgezeichnet: Die Führung einer sogenannten meteorologischen Station erster Ordnung und die physikalische Erforschung der Naturvorgänge“. Die erste Aufgabe erforderte insbesondere in den ersten Jahren erhebliche Anstrengungen bezüglich instrumenteller Ausstattung und beobachtungs- und meßmethodischer Untersuchungen. Der zu damaliger Zeit vorbildlichen und wegweisenden instrumentellen Ausstattung kamen zum einen Adolf Sprungs, des ersten Observatoriumsleiters, überdurchschnittliche konstruktive, mit dem entsprechenden theoretischen Wissen gepaarte Fähigkeiten zugute, zum anderen des Berliner Feinmecha-

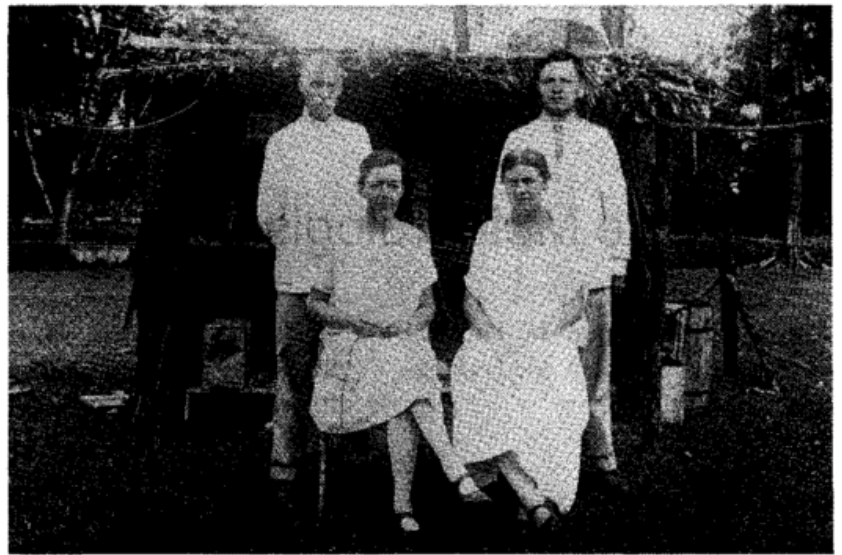
nikers Rudolf Fueß gediegene Ausführungen der Instrumente. Süring schreibt in dem Jubiläumsartikel dazu: „Dadurch wurde ein großer Sparsamkeitsfehler bei der Gründung des Observatoriums wenigstens teilweise ausgeglichen, nämlich die ganz unzureichend ausgestattete Werkstatt und das Fehlen eines Feinmechanikers“. Von diesen Geräteentwicklungen erwähnen wir hier nur den Sprungschen Waagebarographen zur Registrierung der Luftdruckschwankungen, das späterhin in Europa gebräuchlichste Gerät dieses Typs (SHAW 1926). Weitere Details zu den Leistungen des Observatoriums bei der Entwicklung damaliger moderner meteorologischer Meßinstrumente wurden von SPÄNKÜCH (1993) zusammengestellt. Eine ausführliche Darstellung der Geschichte des Observatoriums wird von KÖRBER (1993) gegeben.

Die Durchführung der regelmäßigen meteorologischen Beobachtungen hatte absoluten Vorrang, was besonders in Krisenzeiten zu Lasten der zweiten Aufgabe ging, so während des ersten Weltkrieges, als die wenigen am Institut verbliebenen Mitarbeiter mit viel



Bild 1: Das Meteorologische Observatorium Potsdam im Jahre 1950. Die fehlenden, durch Kriegseinwirkungen zerstörten Fensterscheiben sind durch Platten von Wolkenfotos ersetzt, die damit fast vollständig unwiderbringlich verloren gingen.

Bild 2: Zwei der profiliertesten Wissenschaftler des Observatoriums. R. Süring (links) und F. Albrecht (rechts) mit ihren Ehefrauen während der Sonnenfinsternisexpedition auf Sumatra 1929.



Mühe gerade die notwendigsten Routinearbeiten verrichten konnten (SKEIB o. J.), oder auch zu Ende des zweiten Weltkrieges, als nur durch den persönlichen Einsatz des 79jährigen Süring nur wenige Beobachtungstermine nicht wahrgenommen wurden (DWD 1992).

Die wissenschaftliche Reputation des Observatoriums Potsdam wurde im ersten Jahrzehnt seines Bestehens neben den bereits erwähnten instrumentellen Arbeiten zunächst allerdings durch außergewöhnliche Leistungen auf anderen Gebieten begründet, und zwar den Arbeiten im Rahmen des Internationalen Wolkenjahres 1896 bis 1897 und den Ergebnissen der Berliner wissenschaftlichen Luftfahrten, an denen auch Mitarbeiter des Observatoriums (Süring, Stade) teilnahmen. Zweifellos bedeutete es für das Observatorium eine große Ehre, bereits nach wenigen Jahren – das Observatorium wurde im Zuge der Reorganisation des Preußischen Meteorologischen Institutes in Berlin als Meteorologisch-Magnetisches Observatorium des Instituts mit zwei Abteilungen, der magnetischen und der meteorologischen Abteilung, gegründet, die regelmäßigen meteorologischen Beobachtungen begannen am 1. Januar 1893 – in diese internationale Aufgabenstellung, die eine weltweit einheitliche Wolkenklassifikation zum Ziel hatte, einbezogen zu werden. Sprung konstruierte als Bei-

trag zu dieser Aufgabe einen aus zwei Kameras bestehenden Wolkenautomaten, mit dem simultane Wolkenaufnahmen von zwei voneinander entfernten Stationen möglich wurden. Die erwähnten bemannten Freiballonanstiege erbrachten neben den unbemannten Ballonsonden- und Drachenaufstiegen wertvolle Erkenntnisse zur vertikalen Feuchte- und Wolkenverteilung. Sürings Formel über die Höhenabnahme der spezifischen Feuchte, in jeder entsprechenden Monographie zu finden, resultiert aus den Auswertungen jener Freiballonfahrten. Wir erwähnen hier nur in diesem Zusammenhang auch jenen lange währenden Höhenrekord über 10800 m vom 31. Juli 1901 von Berson und Süring, mit dem die letzten Zweifel an der Richtigkeit der Temperaturumkehr mit der Höhe beseitigt werden sollten.

#### *Arbeiten zur Lufterlektrizität*

Die Arbeiten zur Lufterlektrizität begann Sprung 1900 in Potsdam mit Messungen des Potentialgefälles und, als ein Maß der Leitfähigkeit der Luft,

mit der lufterlektrischen Zerstreung. Diese Arbeiten wurden später (1901) von Lüdeling fortgeführt, der auch die lufterlektrischen Messungen der Freiballonfahrten auswertete. Die zwanzigjährigen Registrierungen des Potentialgefälles von 1904 – 1923 analysierte Kähler (Bild 3), der sich neben der Erweiterung des Meßprogramms auf andere lufterlektrische Größen u. a. auch der Elektrizität der Niederschläge und der Beweglichkeit der Ionen widmete. Folgerichtig beschäftigte man sich in den zwanziger und dreißiger Jahren auch mit den Ursachen der Lufterlektrizität, nämlich der natürlichen Radioaktivität, wozu Israel (Bild 3) ein Emanationsdosimeter entwickelte, und der kosmischen Strahlung (Kolhörster). Mit Kähler, Israel und Scholz, der 1932/33 während des Internationalen Polarjahres auf Franz-Josephs-Land erstmalig lufterlektrische Messungen in hohen Breiten durchführte und insbesondere durch den nach ihm benannten Kondensationskernzähler bekannt wurde, waren in jenen Jahren die führenden Lufterlektriker Deutsch-

Bild 3: Bild der Belegschaft des Observatoriums Ende der dreißiger, Anfang der vierziger Jahre. Von links nach rechts: O. Hornung, Dr. K. Feußner, Frau Lungwitz, Amtsgehilfe Schmidt, Frl. Isigkeit, W. Schulze, Dr. H. Israel, Dr. Werner, Dr. F. Albrecht, H. Wehr, Dr. M. Krestan, F. Hesse, – ? –, Prof. Dr. K. Kähler, Dr. M. Dorfwith, Frl. Münster, Dr. O. Hoelper, Dr. F. Schindelbauer, Mechaniker Hiltrop. Foto aus dem Nachlaß K. Feußners, dankenswerterweise bereitgestellt von Prof. Lindenbein, Berlin.



lands am Meteorologischen Observatorium Potsdam tätig. Für lange Zeit, von 1919 bis 1966, beschäftigte man sich in Potsdam, insbesondere Schindelhauer, auch mit der Untersuchung der von Gewitterherden ausgehenden elektrischen Störungen, den Atmospheric. Während des 2. Weltkrieges war die Ortung dieser atmosphärischen Störungen für den militärischen Wetterdienst als oft einzige Quelle meteorologischer Informationen über dem Atlantik von Interesse. Nach Abschluß der Arbeiten von Kilinskis über den Tagesgang des Austauschkoefizienten aus den Tagesgängen luftelektrischer Parameter wurden 1966 sowohl die Untersuchungen als auch die Messungen luftelektrischer Größen dem Zug der Zeit folgend auch in Potsdam vollends eingestellt. Der Potsdamer Beitrag zur luftelektrischen Forschung wurde ausführlicher von HOELPER und SÜRING (1943), SKEIB (o. J.) und von KILINSKI (o. J.) behandelt. In Verbindung mit den Diskussionen möglicher Klimaänderungen und/oder -variationen besteht für lange Meßreihen luftelektrischer Größen heute gesteigertes Bedürfnis.

*Arbeiten zur atmosphärischen Strahlungsforschung*

Atmosphärische Strahlungsforschung

ist aus zwei Gründen von Bedeutung, als atmosphärische Energiekomponente und als Informationsquelle über bestimmte Parameter des atmosphärischen Zustandes. Der erste Aspekt erfordert im wesentlichen breitbandige oder integrale, letzterer spektroskopische Messungen. Mit spektroskopischen Untersuchungen, und zwar der Bestimmung des atmosphärischen Wasserdampfes aus dem Spektrum der Sonnenstrahlung beschäftigte sich Arendt bereits im Gründungsjahr des Observatoriums. Der Titel seiner Arbeit „*Die Verwendung des Spektroskops zum Studium der Atmosphäre*“, erschienen 1893 in der Zeitschrift für Luftfahrt und Physik der Atmosphäre (ARENDDT 1893), kann als Programm der indirekten Sondierung der Atmosphäre mit optischen Methoden bezeichnet werden. 1896 wurden diese Arbeiten mit der Versetzung Arendts an das Preußische Meteorologische Institut nach Berlin für lange Zeit in Potsdam unterbrochen.

1907 begannen mit der Messung der direkten Sonnenstrahlung durch Marten die beachtlichen Beiträge Potsdamer Wissenschaftler zur Strahlungsmeßmethodik und zum Strahlungsklima. Die Liste der entwickelten und verbesserten Strahlungsmeßgeräte ist lang (SPÄNKUCH 1993), sie reicht

vom Michelson-Marten-Pyrheliometer (Bild 4), dem nach den wesentlichen Verbesserungen Martens für „*längere Zeit einzig brauchbaren Relativaktinometer*“ (FEUSSNER 1949), über das Linke-Feußner-Panzerpyrheliometer, „*eines der besten Routine-Strahlungsmeßgeräte*“ (WÖRNER o. J.), wobei Feußners Beitrag hierzu durch HINZPETERS (1982) Bemerkung „*wer das alte Linkesche Aktinometer gekannt hat, weiß um die Leistung Feußners*“ erhellt wird, zu den Neukonstruktionen von Pyranometern, Pyrradiometern und Strahlungsbilanzmessern, die insbesondere mit den Namen Albrecht (Bild 3), Büttner und Skeib verbunden sind. Nur zwei Aktivitäten seien aus dieser Linie besonders erwähnt: der Bau eines Absolutgeräts, des Quarzglaspyrheliometers zur Messung der direkten Sonnenstrahlung, das von K. Feußner 1936 zum Abschluß gebracht wurde, und eines Temperaturbildmeßgeräts mit dem Codenamen „*Potsdam*“, das während des zweiten Weltkrieges auf Anforderung der Militärs von Albrecht entwickelt wurde und wohl als einer der ersten Versuche der Infrarotthermographie zu werten ist. Die vielversprechenden Arbeiten zur Absolutpyrheliometrie, die bereits zu ersten Vergleichsmessungen mit dem Eispyrheliometer Volochines im Labo-

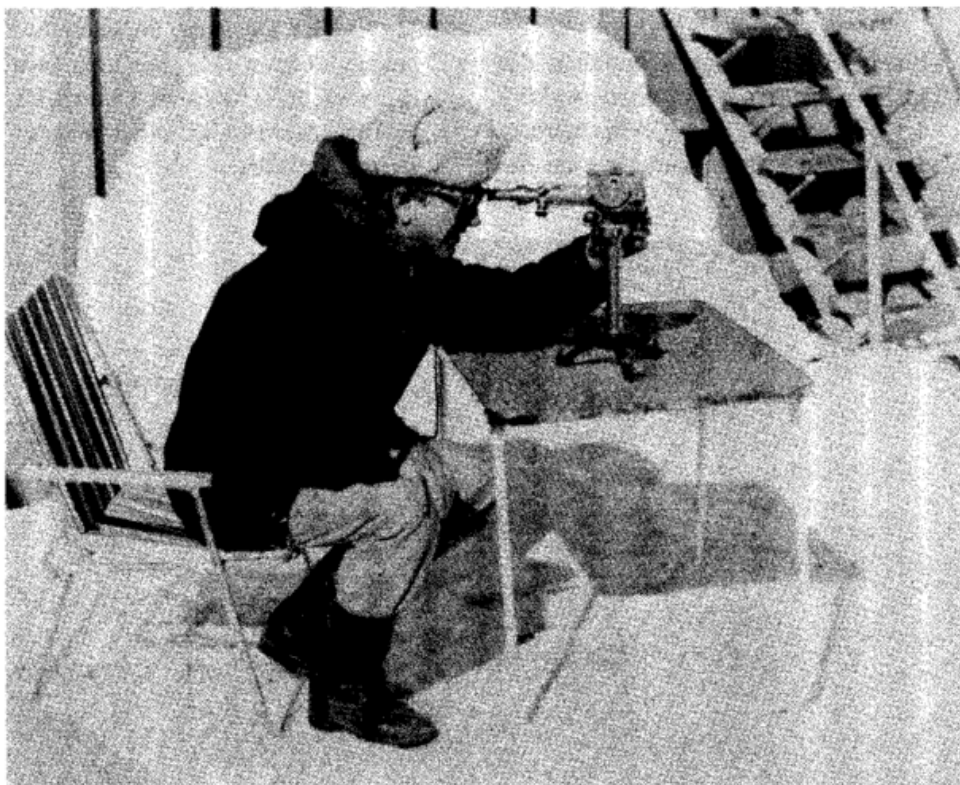


Bild 4: Ingenieur P. Plessing bei der Messung der atmosphärischen Trübung mit einem Michelson-Marten-Pyrheliometer an der Antarktisstation „Georg Forster“ (1985).

ratoire Actinométrie Trappes (Paris) geführt hatten, wurden durch den Ausbruch des Krieges 1939 leider beendet (LINDENBEIN 1983). Die umfangreichen meßmethodischen Arbeiten wurden begleitet von entsprechenden Arbeiten zur Theorie von Strahlungsmeßgeräten, von denen hier nur die grundlegende Arbeit „Zur Theorie von Aktinometern und Pyranometern“ von Albrecht und Büttner in Gerlands Beiträgen zur Geophysik 22, 1929 und 26, 1930 erwähnt werden soll. Im Jahre 1937 wurde mit regelmäßigen Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung mit Pyranometern nach Moll-Gorczyński begonnen und damit eine der längsten Meßreihen dieser Größen begründet, die mehrfach zu strahlungsklimatologischen Untersuchungen von Martens, Dorfwith, Hinzpeter (Bild 5) und Behrens verwendet und tabellarisch auch in verdichteter Form veröffentlicht wurde (SCHÖNE u. a. 1981).

Die integralen Messungen wurden bald auch durch breitbandige Spektralmessungen ergänzt. Die in diesem Zusammenhang durchgeführten gründlichen experimentellen Studien Feußners über die Durchlässigkeit von Filtergläsern wurden durch die Internationale Strahlungskonferenz in Oxford 1936 durch deren Empfehlung der weltweiten Nutzung der „Potsdamer Normalfilter“ OG 1 und RG 2 honoriert, die zu einer wesentlichen Verbesserung der Bestimmung der atmosphärischen Trübung führten.

Mit O. Hoelper (Bild 3) wurden 1936 die spektroskopischen Arbeiten wieder aufgenommen. Allerdings hatte Albrecht bereits Ende der zwanziger Jahre theoretische Überlegungen zum atmosphärischen Strahlungstransport angestellt. MÖLLER (1973) schrieb hierzu in dieser Zeitschrift: „Aber besser als wir oder Simpson hatte er (Albrecht, Anm. d. Verf.) die quantentheoretischen Grundlagen der Druckverteilung der Absorptionslinien in Banden verstanden. Schon 1930 veröffentlichte er ein qualitatives Bild des Wasserdampfspektrums, ...“. Hoelper selbst baute einen speziellen UV-Spektrographen zur Untersuchung des UV-Spektrums des Himmelslichtes. Von hier bis zur Messung des atmosphärischen Ozongehalts, 1941 durch Dorf-

wirth mit einem Dobson-Spektrometer begonnen, war nur ein kleiner Schritt. Die regelmäßigen Messungen des atmosphärischen Gesamtzongehalts begann 1964 Grasnick (Bild 5), der seit dieser Zeit auch die Ozonforschung in den Ländern des Ostblocks koordinierte. Grasnick initiierte auch die Eigenentwicklung einer Ozonsonde und ermöglichte damit, daß mit den 1974 in Lindenberglage begonnenen Ozonsondierungen die von 1966 bis 1973 in Berlin-Tempelhof erfolgten Ozonsondierungen quasikontinuierlich im Berliner Raum weitergeführt werden konnten. Die Ozonmessungen wurden 1984 durch Messungen der Ozonkonzentration in der bodennahen Luftschicht ergänzt.

Feister hatte zusammen mit W. Warmbt vom Meteorologischen Observatorium Wahnsdorf die längsten Meßreihen des bodennahen Ozon, die seit Anfang der fünfziger Jahre in der DDR durchgeführt wurden, ausgewertet.

Die Benennung des Observatoriums als Regionales Ozonzentrum der Regional Association VI (Europa) der WMO im Jahre 1974 ist eine indirekte Würdigung der Leistungen des Observatoriums auf dem Gebiet der Ozonforschung. Daneben wurden bis 1989 zahlreiche Strahlungsmeßgeräte am Observatorium als Nationalem Strahlungszentrum geeicht.

Einen weiteren Impuls erhielten die spektroskopischen Arbeiten Anfang der siebziger Jahre am Observatorium durch die indirekte Sondierung der At-

mosphäre durch Satelliten (SPÄNKUCH 1980). Der Bau des entsprechenden Gerätes, eines Fourierspektrometers, zur Messung der spektralen Ausstrahlung im mittleren Infrarot wurde in Auftragsforschung an Institute der seinerzeitigen Akademie der Wissenschaften der DDR vergeben. In der Vorbereitungsphase der entsprechenden Satellitenmissionen wurde insbesondere dem Aspekt der Genauigkeit der Berechnung spektraler Transmittanzen großes Gewicht beigegeben, was letztendlich in einer substantiellen Mitwirkung am „Internationalen Vergleich von Algorithmen zur Berechnung atmosphärischer Transmittanzen und Radianzen“ mündete, der auf Initiative der Strahlungskommission der IAMAP in den 80er Jahren durchgeführt wurde. An den Arbeiten zur indirekten Sondierung waren insbesondere Döhler, Güldner und Vogel beteiligt. Bezüglich weiterer Details sei auf SPÄNKUCH (1980) und KÖRBER (1993) verwiesen. Die Erfahrungen des Potsdamer Observatoriums wurden bei der Nachfolgemission eines verbesserten Gerätes auf den Venusatelliten Venera 15 und 16 mit erstmaliger Messung des kontinuierlichen Spektrums in verschiedenen Regionen des Planeten und deren Auswertung genutzt (SCHÄFER und SPÄNKUCH 1990).

Bild 5: Die Abteilung Strahlungsforschung im Jahre 1952. Von links nach rechts: Dr. K.-H. Grasnick, Driesen, Dr. H. Hinzpeter, Hillrop, Dr. H. Wörner, Dreyer, Kalkofen.



Parallel zu den Arbeiten zum atmosphärischen Ozon wurden die frühen Versuche von Kähler und Büttner zur Messung der UV-Globalstrahlung in den fünfziger Jahren am Observatorium zunächst mit Dosimetern von Grasnick fortgesetzt. Mit weiterentwickelten Geräten wird seit 1985 die UV-Globalstrahlung mittels Filter in mehreren Spektralbereichen, davon einem im UV-B, gemessen. Die Messungen werden seit 1991 von Feister und Grewe durch spektrometrische Messungen ergänzt.

#### *Arbeiten zum atmosphärischen Wärmehaushalt und zur Turbulenz*

Die Arbeiten zur atmosphärischen Turbulenz begannen am Observatorium 1909 mit den systematischen Untersuchungen Barkows, der mit seinen Begriffen *Windunruhe*, *Turbulenzkörper* und *Turbulenzelement* zu einer treffenden Fachterminologie beitrug. F. Albrecht schließlich schuf seit seinem Dienstantritt im Jahre 1926 nicht nur die experimentellen Grundlagen zu Wärmehaushaltsuntersuchungen durch Konstruktion und Bau von Strahlungsmeßgeräten für terrestrische Strahlung, so daß die Gesamtstrahlungsbilanz gemessen werden konnte, und von entsprechenden Geräten zur Messung des Wärmeumsatzes im Boden, sondern verstand es auch, für die einzelnen Komponenten des Energiehaushalts der Erdoberfläche auf der Grundlage eigener, zum Teil auf Expeditionen (Bild 2) gewonnener als auch fremder Messungen einfache Beziehungen zu diesen Berechnungen abzuleiten. Seine Untersuchungen über den Wärmehaushalt der Erdoberfläche in verschiedenen Klimagebieten (ALBRECHT 1940) wurden als bahnbrechend eingestuft (GEIGER 1961, MÖLLER 1973). Möller schreibt hierzu: „In einer großen Zahl von Untersuchungen studierte er den Wärmehaushalt an kontinentalen und maritimen Stationen, an polaren und Wüstenstationen und faßte dies alles zu einem geschlossenen Bild einer Energieklimatologie zusammen. Budykos wundervoller Atlas des Wärmehaushalts der Erdkugel würde meiner Meinung nach – nicht möglich geworden sein ohne die vorbereitenden Arbeiten von Albrecht“. Erst kürzlich erschien

ein Atlas der Wärmebilanz von Landoberflächen (HENNING 1989), der auf Albrechts späte Arbeiten der frühen 60er Jahre zurückgeht, Arbeiten, die ihre Wurzeln in den Potsdamer Untersuchungen hatten.

Nach Albrechts Weggang 1948 wurden die Arbeiten unter Leitung von Skeib, Direktor von 1955 bis 1975, fortgesetzt. GRASNICK (o. J.) bezeichnet es mit Recht „als Glücksumstand..., daß... G. Skeib am 1. Januar 1946 in der Abteilung von F. Albrecht seine Arbeit aufnehmen konnte“. Gefördert wurden diese Arbeiten auch durch H. Philipps, der nach dem Tode Sürings bis 1954 die Leitung des Observatoriums übernommen hatte und selbst beachtliche Beiträge theoretischer Natur zu diesem Problemkreis leistete. Als Direktor des Meteorologischen Dienstes der DDR hatte Philipps maßgeblich Anteil daran, daß Mitarbeiter des Observatoriums Wärmehaushaltsuntersuchungen auf Gletschern des Tienschan, auf dem Atlantik an Bord des Forschungsschiffes „Michail Lomonossow“, auf Spitzbergen und in der Antarktis durchführen konnten. Ende der 60er Jahre begann durch Mückel und Kaiser die verstärkte Hinwendung zur meßtechnischen Erfassung turbulenter Größen in Bodennähe, insbesondere turbulenter Energieströme (Impuls, fühlbare und latente Wärme) im gesamten mikroturbulenten Spektralbereich. Die theoretischen Arbeiten waren auf eine Parametrisierung der turbulenten Energieströme durch Skeib, Foken und Richter und die spektrale Bearbeitung von Turbulenzmessungen (W. Gerstmann) ausgerichtet. Insbesondere ist hier SKEIB's (1980) neue Form der universellen Funktion für Höhenprofile meteorologischer Parameter in der atmosphärischen Grenzschicht zu erwähnen, die eine sprunghafte Änderung der Austauschgrößen an kritischen Punkten zuläßt, und mit deren Hilfe der Energieaustausch in der Bodenschicht aus Messungen in nur zwei Höhen einfach ermittelt werden kann. FOKEN (1991) diskutiert im Detail Bedeutung und Anwendung dieser universellen Funktion. Zahlreiche Feldkampagnen mit Messungen an Masten als auch im Gelände über unterschiedlichen Unterlagen dienten der

Gewinnung von Eingangsparametern für Grenzschichtmodelle, der Eichung indirekter bodengebundener Sondierungstechnik und der verstärkten Nutzung des Temperaturstrukturparameters  $C_T^2$  (beschreibt die räumliche Struktur der Temperatur, insbesondere hinsichtlich der Intensität der Turbulenz).

#### *Allgemeine Publikationsarbeit*

Zweifellos wurde der Ruf des Observatoriums neben den beschriebenen wissenschaftlichen Leistungen durch wirksame Öffentlichkeitsarbeit vermehrt. Wir erwähnen hier nur die permanente Mitwirkung von Mitarbeitern in internationalen wissenschaftlichen Kommissionen und die Monographien und Handbuchartikel von Mitarbeitern, die bei SPÄNKUCH (1993) tabellarisch zu finden sind. Sürings langjährige Tätigkeit (1908-1945) als Mitherausgeber der „*Meteorologischen Zeitschrift*“ sowie als Begründer der „*Zeitschrift für Meteorologie*“, der Nachfolgerin der „*Meteorologischen Zeitschrift*“ in Ostdeutschland, als auch seine Autor- und Herausgeberschaft am „*Hann-Süring*“, dem „*Lehrbuch der Meteorologie*“, das Generationen deutschsprachiger Meteorologen als Leitfaden diente und das er von der 3. Auflage (1915) bis zu der letzten Nachlieferung der 5. Auflage buchstäblich bis zu seinem Tode betreute, trugen wesentlich zu dieser Wertschätzung bei.

#### *Ausblick*

Das Meteorologische Observatorium Potsdam wurde am 3. 10. 1990 vom Deutschen Wetterdienst übernommen. Die Neuorientierung der Aufgabenstellung für die vier Observatorien des DWD ist gegenwärtig noch in der Diskussion. Es bleibt zu hoffen, daß die in diesem Artikel aufgezeigten Traditionslinien des Observatoriums in geeigneter Weise fortgeführt werden können.

## Literatur

- ALBRECHT, F. (1940): Untersuchungen über den Wärmehaushalt der Erdoberfläche in verschiedenen Klimagebieten. Reichsamt für Wetterdienst, Wiss. Abh. VIII (2), 82 S., Berlin.
- ARENDT, T. (1893): Die Verwendung des Spektroskops zum Studium der Atmosphäre. Z. Luftschiffahrt und Phys. Atmos. 12, S. 291-305.
- ASSMANN, R. (1909): Professor Dr. Adolf Sprung †. Das Wetter XXVI, S. 25-27.
- DWD (1992): Beiträge zur Geschichte der Landeswetterdienste (1945 bis 1949). Brandenburg, Archivbericht B1, S. 4.
- FEUSSNER, K. (1949): Nachruf auf Wilhelm Marten †. Z. Meteorol. 3, S. 372-373.
- FJODOROW, J. K. (1986): Aus meinen Polar tagebüchern. Brockhaus Verlag Leipzig und Verlag Progress Moskau, S. 124.
- FOKEN, T. (1991): Die universelle Funktion nach Skeib - Grundlage für Maßstabsbetrachtungen in der atmosphärischen Bodenschicht. Z. Meteorol. 41, S. 1-7.
- GEIGER, R. (1961): Das Klima der bodennahen Luftschicht Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, S. 252.
- GRASNICK, K.-H. (o. J.): Wärmehaushalts-, Turbulenz- und Ozonforschung als Aufgabengebiete des Potsdamer Meteorologischen Observatoriums. In: Meteorologischer Dienst der DDR. 75 Jahre Meteorologisches Observatorium Potsdam. 1892-1967, S.19-23.
- HENNING, D. (1989): Atlas of the Surface Heat Balance of the Continents. Gebr. Borntraeger, Berlin, Stuttgart.
- HOELPER, O.; SÜRING, R. (1943): Die geschichtliche Entwicklung des Meteorologischen Observatoriums Potsdam. Meteorol. Z., 60, S. 3-15.
- HINZPETER, H. (1982): Professor Dr. Karl Feußner, 12. Okt. 1902 - 10. Sept. 1982, Mitteilungen der DMG 3, S. 47-49.
- v. KILINSKI, E. (o. J.): Die Entwicklung der luftelektrischen Forschung am Potsdamer Meteorologischen Observatorium. In: Meteorologischer Dienst der DDR. 75 Jahre Meteorologisches Observatorium Potsdam. 1892-1967, S. 13-15.
- KÖRBER, H.-G. (1993): Meteorologisches Observatorium Potsdam 1893-1992, (im Druck).
- LINDENBEIN, B. (1983): Anmerkung zum Verzeichnis der Veröffentlichungen von Karl Feußner. Beilage zur Berliner Wetterkarte 109/83 v. 2. 11. 1983, 8 S.
- MÖLLER, F. (1973): Geschichte der meteorologischen Strahlungsforschung. promet 2, 1973, S.1-23.
- PAPANIN, I. (1981): Eis und Flamme. Dietz-Verlag Berlin, S. 125.
- SCHÄFER, K.; SPÄNKUCH, D. (Hrsg.) (1990): Middle Atmosphere of Venus. Veröffentlichungen des Forschungsbereichs Geo- und Kosmoswissenschaften 18, Akademie-Verlag Berlin.
- SCHÖNE, W.; BEHRENS, K.; BUSCH, C.; PIEHL, H.-D.; KRONE, H., (1981): Sonnenstrahlung auf horizontalen Flächen. In: Klimadaten der DDR, Reihe B, Bd. 3, Potsdam 1981.
- SHAW, S. N. (1926): Manual of Meteorology. Vol. I: Meteorology in History. Cambridge Univ. Press.
- SKEIB, G. (o. J.): 75 Jahre Meteorologisches Observatorium Potsdam. In: Meteorologischer Dienst der DDR. 75 Jahre Meteorologisches Observatorium Potsdam. 1892-1967, S. 7-12.
- SKEIB, G. (1980): Zur Definition universeller Funktionen für die Gradienten von Windgeschwindigkeit und Temperatur in der bodennahen Luftschicht. Z. Meteorol. 30, S.23-32.
- SPÄNKUCH, D. (1980): Arbeiten des Meteorologischen Dienstes der DDR auf dem Gebiet der indirekten Sondierung. Z. Meteorol. 30, S. 205-214.
- SPÄNKUCH, D. (1993): 100 years Meteorological Observatory Potsdam. Unveröffentlichtes Manuskript.
- WÖRNER, H. (o. J.): Die Rolle der Strahlungsforschung in der Arbeit des Meteorologischen Hauptobservatoriums Potsdams. In: Meteorologischer Dienst der DDR. 75 Jahre Meteorologisches Observatorium Potsdam. 1892-1967, S. 16-18.

D. SPÄNKUCH, Potsdam

## Anschriften

Deutscher Wetterdienst  
Zentralamt  
Frankfurter Straße 135  
6050 Offenbach a. M.

Dr. D. Spänkuch  
Deutscher Wetterdienst  
Meteorologisches Observatorium Potsdam  
Telegrafenberg  
1561 Potsdam

# Buchbesprechungen – Neuerscheinungen

Tatort Erde. Menschliche Eingriffe in Naturraum und Klima. Hrsg. von G. Warnecke, M. Huch und K. Germann. Berlin-Heidelberg-New York: Springer 1992, 2. Auflage, 299 S., 72 Abb., DM 48,-.

Tatort Erde. Der Titel klingt reißerisch, er klingt nach Verbrechen. Und um ein Verbrechen handelt es sich auch. Der Tatort ist die Erde. Das Opfer ist die Erde. Die Täter sind wir Erdbewohner, die Menschen. Das Wort Erde ist dabei sehr wörtlich zu nehmen. Es geht in Teilen des Buches um die Erde, den Erdboden, auf dem wir stehen. Darin unterscheidet es sich von vielen anderen Büchern zum Thema Umweltzerstörung. Es kommen nicht nur die Atmosphärenwissenschaftler zu Wort, sondern auch die Geologen, die das beschreiben, was der festen Erde von uns Menschen angetan wird.

Den Anspruch, den der Titel erhebt, kann das Buch natürlich nicht in aller Vollständigkeit erfüllen. Das Opfer Erde ist zu vielgliedrig, als daß alle Angriffe auf sie und die Verletzungen ihrer Glieder und Organe ausführlich dargestellt werden können. Das Buch liefert nur einzelne Mosaiksteine aus drei Bereichen: Menschliche Eingriffe in den Naturraum, Atmosphäre und Umwelt, Klimamodelle und ihre Grenzen. Jedem dieser Abschnitte ist eine kurze Einleitung vorangestellt, in dem die Problematik dargestellt wird, die eine Einordnung der Einzelbeiträge erlaubt. Dies ist auch dringend erforderlich; denn die angebotenen Mosaiksteine formen sich nicht von selbst zu einem Bild.

Wer nur eine vollständige und konsequente Abhandlung der Umweltprobleme aus dem Bereich, auf dem er selbst tätig ist, sucht, soll die Hände von dem Buch lassen; aber auch der, der über ein für ihn neues Gebiet umfassend informiert werden will. Das gebotene Mosaik ist unvollständig, auch der Gesamtplan wird nicht so angeboten, daß das fertige Bild sofort im Kopfe des Lesers entsteht. Der Leser muß selbst die Rolle des Detektivs übernehmen. Da gibt es keinen allwis-

senden Kommissar, der ihm am Ende dieses Tatortkrimis die vollständige Lösung präsentiert. Es handelt sich vielmehr um ein Puzzle (Beweisstücke), deren Teile der Detektiv selbst hin und her schieben kann, und dabei neue Verbindungen entdeckt. Dabei wird ihm auch immer deutlicher, daß er selber derjenige ist, den er dabei verfolgt: der Täter.

Im Abschnitt *Atmosphäre und Umwelt* liefern G. Warnecke, P. Fabian, H.-W. Georgii, Paul Crutzen und K. Labitzke Beweisstücke zu den Themen Ozonschicht, anthropogene atmosphärische Spurengase, mögliche Konsequenzen eines Atomkrieges sowie Vulkanismus und Klima.

Unter der Überschrift *Klimamodelle und ihre Grenzen* wirft nach einer Einleitung durch K. Germann zunächst G. Warnecke einen Blick aus dem Weltraum auf die Erde. Anschließend werden von G. Fischer, H. Fortak und H.-J. Lange Klimamodelle, Fragen der Vorhersagbarkeit atmosphärischer Prozesse und die Chaostheorie mit ihren möglichen Anwendungen auf das Wetter und Klimasystem beleuchtet.

Alles dies wird im einzelnen dem Meteorologen, der sich bereits mit diesen Fragen beschäftigt hat, nicht immer neu vorkommen. Er wird (als Detektiv) vielleicht einen ganz anderen Verdacht haben, nämlich den, daß hier seine Kollegen mal wieder über das Gebiet schreiben, auf dem sie immer schon tätig sind. Und das stimmt auch. Die Vermutung jedoch, daß hier nur Altbekanntes unter dem Begriff Umwelt verkauft wird, ist unberechtigt. Für die Umweltdiskussion ist es notwendig, den Rahmen weit zu stecken. Bücher (auch wirklich sehr lesenswerte), in denen mit großem Schwung und großer Übersicht die Zusammenhänge aufgezeigt werden, gibt es genug. Das Bild, das sie dabei entwerfen, bleibt jedoch meistens unscharf, weil für die Erläuterung von Details der Platz fehlt. Im Buch *Tatort Erde* werden im Gegensatz dazu Teile eines Bildes mit größerer Tiefenwirkung geliefert. Ob diese

Einzelteile (Mosaiksteine, Beweisstücke) optimal ausgewählt wurden, mag dahingestellt bleiben. Sie sind jedoch ohne Zweifel kompetente Beiträge deutscher Meteorologen zu diesem höchst komplexen Thema.

Doch die geophysikalische Umwelt ist mehr als Luft. Sie besteht auch aus Wasser und Boden. Die Beziehungen zwischen den drei Bereichen und die Auswirkungen menschlichen Handelns darin aufzudecken, das ist das eigentliche Ziel dieses Krimibuches. Und da bietet es dem, der über seinen eigenen fachlichen Tellerrand hinauszublicken bereit ist, viel.

Mit den Artikeln im Abschnitt *Menschliche Eingriffe in den Naturraum Erde*, der fast die Hälfte des Buches ausmacht, wird der Luftforscher eingeladen, Neues aufzuspüren. Da wird er, der meist global an die gesamte Atmosphäre und die drohende Klimakatastrophe denkt, auf den Boden zurückgeholt.

Die Verletzbarkeit des Naturraums, seine Vernetzungen, seine Nutzung und seine Belastungen sind das Thema der Einleitung von M. Huch zum Abschnitt *Menschliche Eingriffe in den Naturraum*. Wie gehen wir mit dem Naturraumpotential um im Spannungsfeld konkurrierender Nutzungsansprüche, fragt P. Wycisk. Die Belastung der Böden (J. Gerth und U. Förster), die Gewinnung und der Verbrauch mineralischer Rohstoffe (J. D. Becker-Platen) und die dynamischen Prozesse als Kriterien für eine langfristig sichere Deponierung anthropogener Abfälle (A. G. Herrmann) betreffen direkt den Boden unter unseren Füßen oder in der nahen Umgebung. Die Frage der Vertretbarkeit des Meeresbergbaus (J. Schneider) führt nur scheinbar weit weg, hinaus aufs Meer. Spätestens wenn wir die Rohstoffe an Land geholt haben, sie verarbeiten, verbrauchen und ‚entsorgen‘, haben wir sie nahe bei uns.

Ganz nahe bei uns kann die Frage sein, wieviel Rohstoffe wir allein für den Bau unseres Eigenheims verbrauchen. Ganz nahe beim Meteorologen ist die

Untersuchung, wieviel Kalk benötigt wird, um Umweltschäden mit atmosphärischem Transportweg zu reparieren: von der Entschwefelung von Rauchgasen bis hin zur Kalkung versauerter Wälder. Diese Aspekte in einigen Punkten aufzuzeigen und zum weiteren Nachdenken anzuregen, detektivisch an die Gesamtproblematik heranzugehen und nicht mehr darauf zu vertrauen, daß lokale Reparaturmaßnahmen möglich sind, das ist das Verdienst dieses Buches.

I. Jacobsen

FABIAN, P.: Atmosphäre und Umwelt. 4., erw. u. aktual. Aufl. Berlin...: Springer 1992, 144 S. ISBN 3-540-55773-3, DM 38,- geb.

Innerhalb von 10 Jahren liegt nun die vierte Auflage dieses Buchs vor (3. Aufl. s. Promet 1/2 '90, S. 72). Der Autor erweiterte hauptsächlich die Abschnitte über den Flugverkehr, den Photosmog, die Problematik des Waldsterbens sowie den Ozonabbau in der Stratosphäre der südlichen und nördlichen Polargebiete und neuerdings auch über den mittleren Breiten. Neben den atmosphärischen Grundlagen und den komplizierten Wechselwirkungen in der Atmosphäre streift er wirtschaftliche und politische Gesichtspunkte, die möglicherweise in weiteren Auflagen ein stärkeres Gewicht erhalten könnten. Das Literaturverzeichnis erfuhr eine Erweiterung um neue Titel zum behandelten Stoff. Der feste Einband gegenüber der Broschur der 1. bis 3. Auflage verleiht dem Buch nun auch äußerlich mehr Gewicht.

H.-D. Kirch

ATLAS KLIME SFR JUGOSLAVIJE (Climate Atlas of SFRJ). 95 Karten 1:1 Mio u. 1:2 Mio; Datenbasis 1931-1975; Lufttemperatur, Niederschlag, Schneedecke, Bewölkung, Luftfeuchtigkeit, Wind, Luftdruck, Sonnenschein u. andere Naturerscheinungen; DM 7. 182,-.

Es ist nicht bekannt, in welchem Jahr dieser Klimaatlas erschien. Die Bibliothek des Deutschen Wetterdienstes bemühte sich seit 1985 vergeblich, ihn zu erwerben. Jetzt wird er zu einem

stark überhöhten Preis angeboten. Ein deutscher Händler offerierte ihn vor einigen Monaten für DM 11.000, nun ein kroatischer Buchhändler in Zagreb für den o. g. Preis.

Ein Klimaatlas, der in einer kleinen Auflage gedruckt wurde, sollte höchstens 700 bis 800 DM kosten. Der hier verlangte Preis kann nur als ein politischer verstanden und deshalb nicht akzeptiert werden.

H.-D. Kirch

DOP, H. v. (Ed): Air pollution modeling and its applications VIII. New York... Plenum Pr. 1991, 789 S. ISBN 0-306-43828-3. NATO challenges of modern society Vol. 15

HASTENRATH, St.: Climate and dynamics of the tropics. Updated ed. from 'Climate and circulation of the tropics'. Dordrecht...: Kluwer 1991, 487 S. ISBN 0-7923-1213-9. Atmospheric Sciences Library Vol. 8.

SCHMUGGE, Th. J.; ANDRE, J.-C. (Ed.): Land Surface evaporation. Measurement and parameterization. Berlin...: Springer 1991, 424 S. ISBN 3-540-97359-1.

ZIMMERMANN, G.: Fernerkundung des Ozeans. Probleme der Fernerkundung des Ozeans mit optischen Mitteln. Berlin: Akademie-Verl. 1991, 419 S. ISBN 3-05-500716-6.

WAYNE, R. P.: Chemistry of atmospheres. 2nd ed. Oxford: Clarendon 1991, 447 S. ISBN 0-19-855574-1.

HUGGET, R. J.: Climate, earth processes and earth history. Berlin...: Springer 1991, 281 S. ISBN 3-540-53419-9.

CARLSON, T. N.: Mid-latitude weather systems. London: Harper Collins 1991, 507 S. ISBN 0-04-551115-2.

FRENZEL, B. (Hrsg.): Klimageschichtliche Probleme der letzten 130.000 Jahre. Stuttgart...: G. Fischer 1991, 451 S. ISBN 3-437-30459-3, Paläoklimafor-schung Bd. 1.

SNEYERS, R.: On the statistical analysis of series of observations. Genf: WMO 1990, 192 S. ISBN 92-63-10415-8. WMO-Nr. 415, TN Nr.143.

ARNTZ, W. E.; FAHRBACH, E.: El Nino - Klimaexperiment der Natur. Basel...: Birkhäuser 1991, 264 S. ISBN 3-7643-2501-1.

WARNECKE, G.: Meteorologie und Umwelt. Eine Einführung. Berlin...: Springer 1991, 342 S. ISBN 3-540-54481-X.

HARAGAN, D. R.: Human intervention in the climatology of arid lands. Albuquerque: University of Mexico Press 1990, 139 S. ISBN 0-8263-1224-1.

FARRAND, J.: Wetter. Köln: vgs 1991, 238 S. ISBN3-8025-1257-X. Übers. a. d. Amerikanischen.

CRACKNELL, A.; HAYES, L.: Introduction to remote sensing. London...: Taylor & Francis 1991, 293 S. ISBN 0-85066-409-8.

Meteorological Glossary (Hrsg. Meteorological Office). 6. Ausg. London: HMSO 1991, 335 S. ISBN 0-11-400363-7.

SCORER, R. S.: Meteorology of air pollution. Implications for the environment and its future. New York...: Ellis Horwood 1990, 160 S. ISBN 0-13-577230-3.

BROWN, R. A.: Fluid mechanics of the atmosphere. San Diego: Academic Press 1991, 489 S. ISBN 0-12-137040-2. Intern. Geophys. Ser. Vol. 47.

SCHARNOW, U.; BERTH, W.; KELLER, W.: Maritime Wetterkunde. 7., bearb. Aufl. Berlin: transpress 1990, 428 S. ISBN 3-344-00369-0.

CALABRESE, E. J. u. a. (Ed.): Ozone risk communication and management. Chelsea: Lewis 1990, 206 S. ISBN 0-87371-130-0

BOWEN, R.: Isotopes and climates. London...: Elsevier 1991, 483 S. ISBN 1-85166-409-2.

HUTZINGER, O. (Ed.): The handbook of environmental chemistry. Vol. 4. Pt. B: Air pollution. Berlin...: Springer 1989, 261 S. ISBN 3-540-50915-1.

GÖTZ, G. u. a.: Atmospheric particles and nuclei. Budapest: Akademiai Kiado 1991, 274 S. ISBN 963-05-5682-0.

DYCK, S.; PESCHKE, G.: Grundlagen der Hydrologie. 2., bearb. Aufl. Berlin: Verl. f. Bauwesen 1989, 408 S. ISBN 3-345-00130-6.

BUDYKO, M. I.; IZRAEL, YU. A. (Ed.): Anthropogenic climate change. Tucson: University of Arizona Press 1991, 485 S. ISBN 0-8165-1122-5. Übers. a. d. Russ.

## Vorausschau Tagungen

Conference on Climate Change. Reykjavik, 23.-27. Aug. 1993. Informationen: J. Jakobsson, MRI; Skulagata 4, PO Box 1390, 121 Reykjavik, Iceland.

MET TOOLS II. 2. Internat. Tagung zu Fragen der Umweltmeteorologie. Stuttgart-Hohenheim, 13.-17.9.1993. Informationen: H.-J. Kost, ECOPLAN-Deutschland GmbH, Öschstr. 33, 73072 Donzdorf.

International Symposium on Precipitation and Evaporation. 20.-24. Sept. 1993, Bratislava. Informationen: Dr. M. Lapin, Slovak Hydromet. Institut, Jesniova 17, 83315 Bratislava, CSFR.

European Conference on Applications of Meteorology. Weather Forecasting and its Users. Oxford, 28. Sept.-1. Okt. 1993. Informationen: B. Herdan, Met. Office, Sutton House, London Road, Bracknell Berkshire RG 12 SY, UK.

16th International Conference on Carpathian Meteorology. Smolenice, 4.-8. Okt. 1993. Informationen: Dr. M. Ostrožlik, Geophysical Institute of SAS, Dubravská cesta 9, 842 28 Bratislava, Czechoslovakia.

International Symposium on non-CO<sub>2</sub> greenhouse gases, why and how to control. Maastricht, 13.-15. Dez. 1993. Informationen: Vereniging Lucht, P.O. Box 6013, NL-2600 JA Delft.

## Richardsons Reim

Kürzlich hat THRANE (1992) in einem Artikel über Turbulenz in der Mittleren Atmosphäre die deutsche Übersetzung eines Verses zitiert, der die kaskadenartige Energieübertragung von groß- auf kleinskalige Bewegungsvorgänge schildert und irrtümlich Lamb zugeschrieben wird. Tatsächlich stammt er jedoch von dem englischen Physiker und Meteorologen Lewis Fry Richardson (1881 - 1953) und ist in der englischsprachigen Literatur als "Richardson's rhyme" bekannt:

Big whorls have little whorls, which feed in their velocity;  
And little whorls have lesser whorls, and so on to viscosity.

Dieser Vers, eine 1922 veröffentlichte Parodie auf Jonathan Swift, hat intuitiv Ergebnisse Kolmogoroffs und der modernen Chaos-Forschung vorweggenommen (STEWART 1989). Nebenbei bemerkt, er findet sich in einem Buch (RICHARDSON 1922), das auch die erste numerische Wettervorhersage enthält und wesentliche Anstöße für heutige Vorhersagemethoden gegeben hat.

## Literatur

RICHARDSON, L. F.: Weather Prediction by Numerical Process. London: Cambridge University Press 1922.

STEWART, I.: Big whorls do have little whorls. Nature 338 (1989), S. 18 - 19.

THRANE, E. V.: Turbulenz in der Mittleren Atmosphäre. Promet 22 (1992) Nr. 2 - 4, S. 119 - 124.

J. Klostermeyer  
Max-Planck-Institut f. Aeronomie  
37191 Katlenburg-Lindau

**Manuskriptsendungen** werden erbeten an:

Deutscher Wetterdienst  
Hauptschriftleitung Promet  
Frankfurter Str. 135  
63067 Offenbach a. M.  
Tel.: (0 69) 80 62 22 72 / Telefax (0 69) 80 62 24 86

## Anschriften der Autoren (Thema des Heftes)

Dipl.-Met. Frank ALBERS  
GKSS Forschungszentrum Geesthacht GmbH  
Institut für Physik  
Postfach 1160  
21494 Geesthacht

Priv.-Doz. Dr. Klaus Dieter BEHENG  
Institut für Meteorologie und Klimaforschung  
Kernforschungszentrum Karlsruhe/Universität Karlsruhe  
Postfach 3640  
76021 Karlsruhe

Dr. Jürg JOSS  
Osservatorio Ticinese  
Schweizerische Meteorologische Anstalt  
Via ai Monti 146  
CH-6605 Locarno-Monti

Dr. Christof LÜPKES  
Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung  
Columbusstraße  
27568 Bremerhaven

Dr. Peter MEISCHNER, Dr. Hartmut HÖLLER  
Institut für Physik der Atmosphäre  
Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt  
Postfach 11 16  
82230 Weßling

Prof. Dr. Josef PODZIMEK  
Cloud and Aerosol Sciences Laboratory  
University of Missouri - Rolla  
Rolla, MO 65401, USA

Dr. Ulrike WACKER  
Institut für Meteorologie und Geophysik  
Johann Wolfgang Goethe - Universität  
Praunheimer Landstr. 70  
60488 Frankfurt a. M.

## Korrektur zu Heft 2-4 '92

S. 106, r. Sp., 3. Abs., Z. 3 u. 4:  
...Störung auch in der arktischen Stratosphäre eintreten könnte. Der arktische Polarbereich...