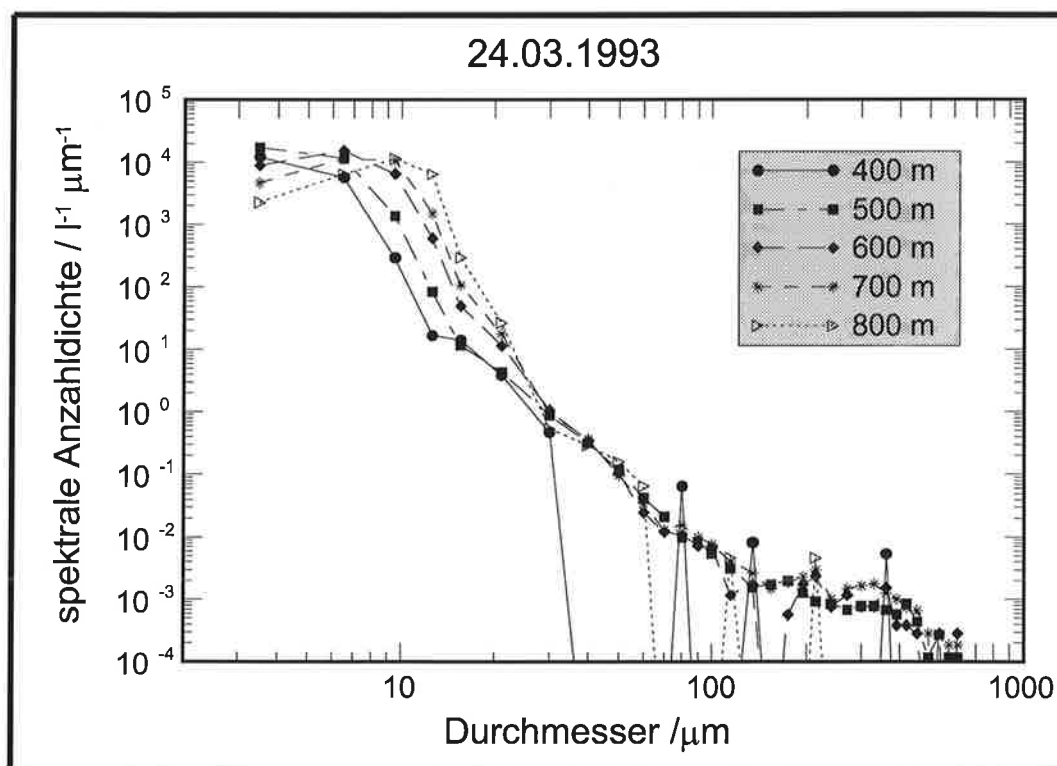




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 58



MESSUNGEN ZUR WOLKENMIKROPHYSIK IN ARKTISCHEN KALTLUFTAUSBRÜCHEN

von
Rüdiger Timm

HAMBURG, August 1998

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades

Autor:

Rüdiger Timm

Max-Planck-Institut
für Meteorologie

MAX-PLANCK-INSTITUT
FÜR METEOROLOGIE
BUNDESSTRASSE 55
D - 20146 HAMBURG
GERMANY

Tel.: +49-(0)40-4 11 73-0
Telefax: +49-(0)40-4 11 73-298
E-Mail: <name> @ dkrz.de

ISSN 0938-5177

**Messungen zur Wolkenmikrophysik
in arktischen Kaltluftausbrüchen**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Rüdiger Timm
aus Köln

Hamburg
1998

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg
auf Grund der Gutachten von Herrn Prof. Dr. H. Graß
und Herrn Dr. S. Bakan

Hamburg, den 10. Juni 1998

Prof. Dr. G. Miehlich
Dekan
des Fachbereichs Geowissenschaften

Siehe, Gott ist groß und unbegreiflich; die Zahl seiner Jahre kann niemand erforschen. Er zieht empor die Wassertropfen und treibt seine Wolken zusammen zum Regen, daß die Wolken überfließen und Regen senden auf die Menge der Menschen. Wer versteht, wie er die Wolken türmt und donnern läßt aus seinem Gezelt?

Aus seinen Kammern kommt der Sturm und von Norden her die Kälte. Vom Odem Gottes kommt Eis, und die weiten Wasser liegen erstarrt. Die Wolken beschwert er mit Wasser, und aus der Wolke bricht sein Blitz. Er kehrt die Wolken, wohin er will, daß sie alles tun, was er ihnen gebietet auf dem Erdkreis.

(Hiob 36, 26–29 und 37, 9–12)

Zusammenfassung

In dem Feldexperiment ARKTIS 93 sind Kaltluftausbrüche in der Nähe Spitzbergens von ihrem Ausgangspunkt über dem arktischen Packeis über eine Entfernung von mehreren hundert Kilometern hinweg untersucht worden. Mit *in situ*-Messungen zweier Flugzeuge wurde die Entwicklung der Grenzschichtbewölkung über etwa 300 km dokumentiert. Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind die dabei durchgeführten Messungen zur Wolkenmikrophysik.

Verwendet wurden kommerzielle Geräte zur Messung von Teilchengrößen. Zur Erfassung größerer Partikel dienten optisch abbildende Geräte in unterschiedlichen Ausführungen. Die Größenverteilung kleiner Wolkenteilchen wurde mit Streusonden des Typs FSSP-100 gemessen. Diese Streusonden sind primär für Wassertropfen konzipiert, in den Wolken befindliche Eisteilchen können zu Fehlmessungen der FSSP führen. Eine Verfälschung der Meßergebnisse kann aber vermieden werden, indem der Meßbereich begrenzt wird. Die Kombination mit einer optisch abbildenden Greyprobe ermöglicht eine verlässliche Ableitung von Größenverteilungen im Meßbereich 2–635 μm Durchmesser. Im Rahmen einer umfassenden Fehlerbetrachtung werden diese und andere gerätebedingte Meßungenauigkeiten diskutiert und deren Einfluß auf die abgeleiteten Größen mittlerer und effektiver Durchmesser, Teilchenzahldichte und Wassergehalt abgeschätzt. Die Fehlerfortpflanzungsrechnung zeigt, daß bei hinreichend langen Mittelungsintervallen alle Größen, mit Ausnahme des Wassergehalts, auf besser als 20 % genau zu bestimmen sind. Die größere Ungenauigkeit im Wassergehalt ist auf dessen eisförmige Komponente zurückzuführen. Große Teilchen sind überwiegend gefroren und weisen eine Vielfalt an Formen auf. Die Ableitung ihrer Masse aus der gemessenen Größe erfolgt über einen empirischen Zusammenhang, der um etwa einen Faktor drei unsicher ist. In Wolkenabschnitten mit hohem Anteil großer Teilchen erreicht die Unsicherheit in der Bestimmung des Wassergehalts daher über 100 %.

Von den insgesamt elf Meßtagen während ARKTIS 93 erwiesen sich der 20., 24. und 25. März als besonders geeignet für die Untersuchung der Wolkenmikrophysik. Diese drei Tage bilden daher die Grundlage der in dieser Arbeit vorgestellten Auswertungen. Das Untersuchungsgebiet lag westlich von Spitzbergen. In einer südlichen Strömung floß kalte Luft vom arktischen Eis südwärts über den eisfreien Ozean. Hohe Wärmeflüsse vom Meer in die Atmosphäre führten zu starker Konvektion in der Grenzschicht. Es bildeten sich typische rollenförmige Konvektionsmuster, im Satellitenbild als Wolkenstraßen zu erkennen, die nach mehreren hundert Kilometern in zelluläre Konvektion übergingen.

Anhand der Daten des südlichsten Meßabschnitts, etwa 280 km vom Eisrand entfernt, wird die Vertikalstruktur der Wolken ausführlich dargestellt. Die Wolkenschicht war dort mehrere hundert Meter mächtig und in Wolkenstraßen organisiert. Der horizontale Bedeckungsgrad betrug 0.8–0.95 in der Schichtmitte und nahm zu den Rändern stark ab. Die Untersuchung der Vertikalstruktur der

Wolken ergibt ein Bild, wie es für konvektive Grenzschichtbewölkung nicht untypisch ist. Der gemessene mittlere Teilchendurchmesser stieg von etwa $4.5 \mu\text{m}$ an der Wolkenbasis zum Oberrand linear an. Die Anzahldichte blieb nahezu konstant, mit einem leichten Maximum in der Mitte der Wolkenschicht im Bereich $80\text{--}110 \text{cm}^{-3}$. Der Flüssigwassergehalt nahm mit der Höhe zu, lag aber deutlich unter dem adiabatischen Flüssigwassergehalt.

Zum Vergleich dieser Ergebnisse mit Literaturwerten müssen Beobachtungen aus anderen geographischen Breiten herangezogen werden, da für die Arktis bislang keine Messungen zur Mikrophysik konvektiver Grenzschichtwolken existieren. Die gemessene Teilchenzahldichte ist typisch für Wolken in wenig verschmutzten maritimen Luftmassen. Die mittlere Teilchengröße war geringer als in vergleichbaren Messungen. Auffällig ist der extrem niedrige Wassergehalt. In geschlossenen Stratokumulusschichten kann nahezu der adiabatische Flüssigwassergehalt beobachtet werden kann. Für einzelne Kumuli finden sich in der Literatur deutlich niedrigere Angaben, bis hinab zu einem Viertel dieses Wertes, verursacht durch Entrainment trockener Umgebungsluft. Die hier vorgestellten Messungen zeigen ein noch niedrigeres Verhältnis zwischen gemessenem und adiabatischem Wassergehalt von nur etwa 0.1. Derartig geringe Wassergehalte sind in der Literatur noch nirgends beschrieben.

Trotz des niedrigen Wassergehalts kam es an zwei der drei Meßtagen zu Niederschlagsbildung.

Ein Vergleich der Messungen an verschiedenen Positionen zeigt, daß sich die Wolkenmikrophysik im Verlauf eines Kaltluftausbruchs nicht wesentlich änderte. Im Fall starker Niederschläge sank die Teilchenzahldichte der Wolken geringfügig. Teilchengröße und Wassergehalt an der Wolkenbasis sowie der Anstieg dieser Größen mit der Höhe zeigten aber keine signifikante Abhängigkeit von der Entfernung zum Eisrand.

Ein Vergleich mit in der Literatur veröffentlichten Berechnungen der Wasser- und Temperaturbilanz der beobachteten Kaltluftausbrüche verdeutlicht die Bedeutung der Messungen für die Untersuchung von Grenzschichtprozessen. So führt eine Berücksichtigung des gemessenen geringen Wassergehalts zu einer signifikanten Erhöhung der berechneten Regenrate, und die Bedeutung von Kaltluftausbrüchen für den Transport von Flüssigwasser ist wesentlich geringer als bisher angenommen.

Abstract

Cold air outbreaks (CAOs) in the vicinity of Spitsbergen were the main topic of the field campaign ARKTIS 93. Starting over the arctic ice, CAOs were studied over a distance of several hundred kilometers. Two airplanes documented the development of boundary layer clouds. This thesis concentrates on cloud microphysics measurements taken during these flights.

Standard commercial instruments were used for measuring cloud particle size distributions. Relatively large particles were recorded using optical array probes. Small cloud droplets were measured with forward scattering probes FSSP-100. These scattering probes are designed and calibrated for sizing water droplets and may fail in the presence of ice. A corruption of the results can be avoided by limiting the measurement range to the lower size channels. Combining the FSSP data with those of the 2D-Greyprobe provides reliable size distributions in a range of 2–625 μm particle diameter. All known measurement uncertainties are discussed and a detailed error propagation with respect to mean and effective diameter, number density, and water content is given. It is shown that, averaging over a sufficient long time, all these quantities besides the water content can be derived with an accuracy of better than 20%. The water content has a larger uncertainty due to the presence of ice. Large particles are mostly frozen and show a variety of different shapes. The estimation of ice particle mass from their measured size is done using an empirical relation and has an error factor of about three. Therefore, in cloud sections with a large amount of ice the uncertainty in measuring water contents exceeds 100%.

Out of eleven measurement cases in CAOs during ARKTIS 93 March 20, 24, and 25 came out to be most suitable for studying cloud microphysics. All results shown here are based on these three days. The measurement area was located west of the Spitsbergen island. With northerly winds cold air from the arctic ice flew southward over the ice free ocean. Large heat fluxes from the ocean into the atmosphere induced strong boundary layer convection. Near the ice edge the convection patterns were organized in rolls parallel to the mean wind. In the updraft regions cloud streets developed. A few hundred kilometers downstream the rolls transformed into cellular convection.

A detailed study of the vertical structure of the boundary layer clouds is given using data from about 280 km south the ice edge. Here the cloud layer was several hundred meters thick and organized in cloud streets. The horizontal cloud coverage was 0.8–0.95 in the middle of the cloud layer, decreasing towards the boundaries. The vertical structure was found to be roughly as expected for convective boundary layer clouds. The mean particle diameter increased linearly with height starting from about 4.5 μm at cloud base. Number density was nearly constant with a slight maximum of 80–110 cm^{-3} in the middle of the cloud layer. Liquid water content increased with height above cloud base, but was significantly smaller than the adiabatic liquid water content.

Up to now there are no published measurements concerning cloud microphysics in arctic convective boundary layer clouds. In comparison with results from other geographic regions the measured particle number density is quite typical for maritime clouds. The mean diameter is smaller than reported in other papers. The most interesting finding is the extremely low water content. In layers of closed stratocumulus the measured water content is typically very close to the adiabatic water content. For single cumuli the reported ratio of measured to adiabatic water content is lower, down to 0.25. The measurements shown here result in a ratio of about 0.1, the lowest water content reported in literature.

Despite the low water content at two of the three measurement days precipitation occurred.

Results from different positions show that there was no significant change in cloud microphysics along the CAOs. In case of strong precipitation the cloud particle number density decreased slightly. No dependency on the distance to the ice edge of the mean particle diameter and water content at cloud base or of the increase of this quantities with height could be found.

An estimate of the impact of the findings presented here on published calculations of the temperature and liquid water budget of these CAOs shows the consequences of this measurements for the study of boundary layer processes. Using the measured water content instead of an assumed higher one results in a significantly higher rain rate. This reduces the importance of CAOs for the horizontal transport of liquid water.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kaltluftausbrüche	5
2.1	Die Bedeutung von Kaltluftausbrüchen für das Klimasystem	5
2.2	Die Grenzschichtentwicklung	6
2.3	Bisherige Messungen in Kaltluftausbrüchen	8
3	Meßmethoden der Wolkenmikrophysik	11
3.1	Meßgegenstand	11
3.2	Meßverfahren	12
3.2.1	Fernerkundungsmethoden	12
3.2.2	Partikelsammelnde Meßverfahren	13
3.2.3	Streulichtsonden	14
3.2.4	Optisch abbildende Sonden	20
3.2.5	Weitere Meßverfahren	23
3.3	Größenverteilungen und abgeleitete Größen	23
4	Durchführung der Messungen	27
4.1	Das Feldexperiment ARKTIS 93	27
4.1.1	Ziele und Durchführung	27
4.1.2	Die Meßflugzeuge	30
4.1.3	Auswahl der Meßfälle	33
4.2	Messungen in mischphasigen Wolken	36
4.2.1	Die FSSP und Eisteilchen	36
4.2.2	Nicht-sphärische Teilchen in der Greyprobe	42
4.3	Messungen in inhomogener Bewölkung	47
4.4	Erzielbare Genauigkeit	49
4.4.1	Fehlerfortpflanzung	51
4.4.2	Diskussion	56
5	Ergebnisse	57
5.1	Wolkenmikrophysik 280 km südlich der Eiskante	57
5.1.1	Teilchengrößenverteilungen	58
5.1.2	Vertikalprofile abgeleiteter Größen	61
5.1.3	Abschätzung der optischen Dicke	71
5.1.4	Eisanteil	72
5.1.5	Horizontalstruktur und Bedeckungsgrad	73
5.1.6	Durchmischung der Atmosphäre	76

5.2	Einfluß auf Bilanzrechnungen	77
5.2.1	Wasserbilanz	77
5.2.2	Temperaturbilanz	81
5.3	Die raum-zeitliche Entwicklung	83
5.3.1	Entwicklung der Grenzschicht	84
5.3.2	Entwicklung der Wolkenmikrophysik	85
6	Zusammenfassung und Ausblick	91
A	Die Teilchenmeßgeräte	97
A.1	Die Forward Scattering Spectrometer Probe	97
A.1.1	Spezifikationen des optischen Systems	98
A.1.2	Auswertung	100
A.1.3	Fehlerbetrachtung	102
A.2	Die 2D-Greyprobe	110
A.2.1	Auswertung	110
A.2.2	Fehlerbetrachtung	114
B	Satellitenbilder	119
C	Tabellen zur Fehlerabschätzung	123
C.1	Größenverteilungen	123
C.2	Abgeleitete Größen	128
	Symbolverzeichnis	131
	Literaturverzeichnis	133

1 Einleitung

Wolken sind ein auffälliger Teil des Wettergeschehens, der seit jeher die Phantasie und die Neugier des Menschen angeregt hat. Viele Vorgänge in der Atmosphäre werden von charakteristischen Wolkenbildungen begleitet, und schon lange weiß man typische Wolkenerscheinungen als Vorboten bestimmter Wetterereignisse zu deuten. Wolken sind zudem von immenser Bedeutung für den Wasserkreislauf, die Umsetzung latenter Wärme in der Atmosphäre und die Strahlungsbilanz der Erde.

Gegenstand wissenschaftlicher Untersuchungen sind Wolken schon seit mehreren hundert Jahren. Eine Klassifikation verschiedener Wolkentypen wurde entwickelt, die Größe von Niederschlagsteilchen und Nebeltropfen gemessen. Ausgehend von Laborbeobachtungen und theoretischen Überlegungen haben Wilson, Aitken, Köhler, Kelvin, Bergeron, Findeisen und andere die Mechanismen der Wolkenentstehung und Niederschlagsbildung untersucht. Ein starker Aufschwung der Wolkenphysik begann zur Zeit des Zweiten Weltkriegs, da zum einen das Interesse an der Meteorologie stark zunahm, zum anderen die technische Entwicklung neue Möglichkeiten der Wolkenbeobachtung eröffnete. Neben Messungen spielt heute auch die numerische Modellierung eine wichtige Rolle in der Wolkenphysik.

Wenn die grundlegenden Prozesse auch prinzipiell verstanden scheinen, gibt es in der Wolkenphysik doch viele offene Fragen. Die Entwicklung einer Wolke wird von großräumigen Parametern wie der Temperaturverteilung und der Luftbewegung ebenso bestimmt, wie von mikrophysikalischen Vorgängen und kleinstskaliger Turbulenz. Die Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Prozessen auf unterschiedlichen Größenskalen sind so vielfältig, daß die komplette physikalische Beschreibung der Entwicklung einer Wolke unmöglich ist. Formulierungen der Wolkenphysik enthalten daher stets Annahmen und Näherungen, deren Gültigkeit im Einzelfall zu überprüfen ist.

Die meisten Untersuchungen zur Wolkenphysik fanden im Bereich der Tropen und den mittleren Breiten statt. Anhand der dort gewonnenen Messungen werden Parameterisierungen entwickelt, um in numerischen Modellen den Wolkeneinfluß zu berücksichtigen. Auch Fernerkundungsalgorithmen zur satellitengestützten Wolkenerkundung werden anhand dieser Daten abgeleitet. Aus der Arktis gibt es dagegen bisher kaum Beobachtungen. Messungen vor Ort sind aufwendig, und Fernerkundung der Wolken ist wegen des darunterliegenden Eises, der niedrigen Temperaturen und der geringen Sonneneinstrahlung schwierig. Die besonderen klimatischen Bedingungen führen zu Wolkentypen, die anderswo nicht zu finden sind. So wird beispielsweise im Sommer über dem arktischen Ozean häufig vielschichtiger Stratus beobachtet, und wegen der niedrigen Temperaturen tre-

ten auch in der Grenzschicht eishaltige Wolken auf. Die in der Modellierung üblichen Parameterisierungen der Wolkenphysik sind an die Verhältnisse in der Arktis nicht angepaßt (Curry *et al.*, 1996). Es ist unklar, ob arktische Bewölkung und ihre Auswirkungen von den Modellen korrekt wiedergegeben werden können, und es existieren kaum Messungen, anhand derer man dies untersuchen könnte. Die Modellierung des arktischen Klimas ist dadurch mit einer hohen Unsicherheit behaftet.

Gleichwohl ist die Arktis von besonderer Bedeutung für das globale Klima. Die Eisdecke des arktischen Ozeans erhöht die planetare Albedo und beeinflusst den Energieaustausch zwischen der Atmosphäre und dem Ozean. Die Bildung von Meereis und die Tiefenwasserbildung sowie die Frischwasserzufuhr in der Arktis beeinflussen die globale thermohaline Zirkulation (siehe z. B. Broecker *et al.*, 1988). Ergebnisse globaler Klimamodellierungen zeigen zudem, daß die Polarregionen besonders sensibel auf Klimaänderungen reagieren (Houghton *et al.*, 1996). Es wird daher zunehmend als notwendig erkannt, ein besseres Verständnis der arktischen Klimaprozesse zu entwickeln (Augstein, 1993). Hierfür sind detaillierte Messungen unentbehrlich.

Die Arktis ist zu einem hohen Grad mit Wolken bedeckt. Im Sommer ist arktischer Stratus der vorherrschende Wolkentyp in der Grenzschicht (Curry *et al.*, 1988). Typisch für das Winterhalbjahr sind dagegen eher konvektive Wolken, die sich in der kalten Luft über relativ warmen offenen Wasserflächen bilden (Curry *et al.*, 1996). Im Nordpolarmeer, am Rand des arktischen Eises, treten im Winter häufig Kaltluftausbrüche auf. Sehr kalte Polarluft strömt dann südwärts über den offenen Ozean, es treten hohe Wärmeflüsse in die Atmosphäre auf, die zu ausgeprägter Konvektion in der Grenzschicht führen. In solchen Situationen sind über weite Gebiete konvektive Wolken zu beobachten. Diese sind zunächst in Wolkenstraßen organisiert, verursacht durch rollenförmige Konvektionsmuster. Einige hundert Kilometer stromabwärts geht die rollenförmige in zelluläre Grenzschichtkonvektion über.

Wegen der hohen Flüsse fühlbarer und latenter Wärme sind arktische Kaltluftausbrüche von großer Bedeutung für das Klima. Obwohl einzelne Kaltluftausbrüche selten länger als zwei oder drei Tage andauern, tragen sie durch ihre Häufigkeit und Intensität erheblich zum Wärmestrom vom Ozean in die Atmosphäre bei (Bunker und Worthington, 1976). Sie führen zu einer starken Erwärmung der unteren Luftmassen und transportieren Wasser, fühlbare und latente Wärme südwärts. Durch die Abkühlung des Ozeans wird die Neueisbildung angeregt.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 318 *Klimarelevante Prozesse im System Ozean-Atmosphäre-Kryosphäre* sind mehrere Feldexperimente zur Untersuchung arktischer Kaltluftausbrüche durchgeführt worden. Im Bereich der Grönlandsee, westlich und südlich Spitzbergens, wurden mit mehreren Schiffen und Flugzeugen sowie Radiosondenstationen die Auswirkungen auf den Ozean und die Atmosphäre untersucht. Im jüngsten dieser Experimente, genannt ARK-

TIS 93, konnte auch erstmals die Mikrostruktur der Wolken systematisch gemessen werden. Anhand dieser Meßdaten soll in der vorliegenden Arbeit die Wolkenmikrophysik arktischer Kaltluftausbrüche exemplarisch untersucht werden. Detaillierte Sondierungen an einer festen Position geben dabei ein Bild über die vertikale Struktur der Wolken, und Messungen an verschiedenen Positionen entlang eines Kaltluftausbruchs erlauben es, die zeitliche Entwicklung zu studieren.

Das Feldexperiment ARKTIS 93 dauerte etwa einen Monat gegen Ende des arktischen Winters. Innerhalb dieses Zeitraums gab es elf intensive Meßtage mit Flugzeugmessungen in der Grenzschicht. Beobachtungen an einem Ort und über eine so kurze Zeit können nicht als repräsentativ für alle arktischen Kaltluftausbrüche angesehen werden, es handelt sich bei dieser Arbeit vielmehr um eine Fallstudie. Ihr besonderer Wert ergibt sich aus dem weitgehenden Fehlen vergleichbarer Daten. Die hier vorgestellten Messungen sind die ersten zur Mikrostruktur arktischer konvektiver Wolken.

Die Gliederung der Arbeit stellt sich folgendermaßen dar: zunächst wird in Kapitel 2 näher auf arktische Kaltluftausbrüche und ihre Bedeutung eingegangen. Im Kapitel 3 folgt ein kurzer Überblick über die Messung der Mikrostruktur von Wolken. Dabei werden auch die für die hier vorgestellten Messungen verwendeten Geräte vorgestellt. Die Durchführung der Messungen ist in Kapitel 4 beschrieben. Neben einer Darstellung des Experiments ARKTIS 93 wird auf die meßtechnischen Besonderheiten bei den mikrophysikalischen Untersuchungen eingegangen. Außerdem findet sich dort eine Diskussion der mit den eingesetzten Geräten erzielbaren Meßgenauigkeit. Im Kapitel 5 werden die Ergebnisse dargestellt und diskutiert, und eine Zusammenfassung folgt in Kapitel 6. Eine detaillierte Beschreibung der Auswertetechnik der verwendeten Meßgeräte enthält Anhang A. In Anhang B finden sich Satellitenbilder der Kaltluftausbrüche, und Anhang C listet die Ergebnisse der Fehlerabschätzung in tabellarischer Form auf.

2 Kaltluftausbrüche

Von einem Kaltluftausbruch spricht man, wenn eine größere Kaltluftmasse von ihrem Entstehungsort über wärmeres Meerwasser strömt. Moderate Kaltluftausbrüche weisen Temperaturunterschiede von einigen Grad Celsius zwischen der Meeresoberfläche und der Luft auf, intensive Kaltluftausbrüche erreichen Temperaturdifferenzen von über 20 °C. Die Wechselwirkung zwischen kalter Luft und warmem Wasser führt zu einer Abkühlung der Deckschicht des Ozeans und einer Erwärmung der unteren Luftschichten und infolge dessen zu Konvektion in der Atmosphäre.

Häufig zu beobachten sind winterliche Kaltluftausbrüche an den Ostküsten Nordamerikas und Asiens, bei denen kalte Festlandsluft auf warme Meeresströmungen trifft (siehe z. B. Konrad II und Colucci, 1989; Nakamura und Asai, 1995), sowie arktische Kaltluftausbrüche vom Packeis über die Eisrandzone hinweg auf den eisfreien Ozean (Hein und Brown, 1988; Brümmer *et al.*, 1992; Brümmer, 1996).

2.1 Die Bedeutung von Kaltluftausbrüchen für das Klimasystem

Intensive Kaltluftausbrüche führen zu hohen Energie- und Feuchteflüssen und sind dadurch von Bedeutung für das Klimasystem. So finden Bunker und Worthington (1976) in einer Abschätzung des mittleren Wärmestroms vom Ozean in die Atmosphäre für den Nordatlantik ein Maximum an der Ostküste der Vereinigten Staaten von Amerika und führen dies zurück auf winterliche Kaltluftausbrüche über dem warmen Golfstrom. Während der Jahresmittelwert des Nettowärmestroms in dem Bereich von 30° bis 40° N bei etwa 70 Wm^{-2} liegt, beträgt er im gleichen Breitenbereich in der Nähe der Ostküste der USA 380 Wm^{-2} , im Dezember und Januar erreicht das Monatsmittel dort sogar Werte über 550 Wm^{-2} (Bunker, 1976). Nach Abschätzungen von Grossman und Betts (1990) können etwa 20 % des winterlichen Wärmeverlustes des Ozeans in dieser Region durch intensive Kaltluftausbrüche mit maximalen Wärmeflüssen von über 1000 Wm^{-2} erklärt werden, von denen durchschnittlich zwei pro Monat mit einer Dauer von jeweils zwei Tagen auftreten. Zwei weitere, eher moderate Kaltluftausbrüche pro Monat führen in der Summe dann zu dem vom Bunker abgeschätzten hohen Monatsmittelwert.

Eine weitere Region starker ozeanischer Abkühlung findet sich nach Bunker und Worthington südlich von Spitzbergen. Die Ursache hierfür ist ebenfalls in häufigen, teils intensiven Kaltluftausbrüchen zu sehen. In einer statistischen

Analyse der Bodendaten des Europäischen Zentrums für Mittelfristige Wettervorhersage zeigt Klepp (1995), daß am arktischen Eisrand in der Grönlandsee, südlich und westlich von Spitzbergen, in mehr als der Hälfte aller Tage im Winter Wetterlagen mit abeisigen Strömungen herrschen, während aufeisige Strömungen warmer Luftmassen eher selten zu beobachten sind. Obwohl die Wassertemperaturen mit -1.8°C an der Eiskante und etwa 2.5°C 250 km weiter südlich sehr niedrig sind, können auf Grund der sehr kalten Polarluft dennoch große Temperaturunterschiede zwischen Ozean und Atmosphäre auftreten, die zu Wärmeflüssen von über 600 Wm^{-2} führen (Brümmer, 1996).

Eine besondere Bedeutung für das globale Klimasystem haben die arktischen Kaltluftausbrüche wegen ihrer Auswirkungen auf den Ozean. Die Wassertemperatur in der Eisrandregion liegt nahe dem Gefrierpunkt. Strömt extrem kalte Luft mit Temperaturen von bis zu -40°C darüber, kommt es zu Neueisbildung. Dabei reichert sich das kalte Oberflächenwasser mit Salz an, die Dichte steigt, und es kann zu Bildung von Tiefenwasser kommen (siehe z. B. Rudels und Quadfasel, 1991). Dies wiederum ist ein Antrieb für das globale ozeanische Strömungssystem, das, vereinfacht dargestellt, Tiefenwasser aus dem Nordatlantik südwärts und teilweise bis in den Indischen Ozean und den Pazifik und im Gegenzug warmes Oberflächenwasser aus den ozeanischen Aufstiegsgebieten in den Nordatlantik führt (Broecker *et al.*, 1988). So ist beispielsweise der Golfstrom, Europas „Warmwasserheizung“, Teil dieses ozeanischen Strömungssystems und eng gekoppelt mit der Tiefenwasserbildung im Nordatlantik.

2.2 Die Grenzschichtentwicklung

Die Entwicklung der atmosphärischen Grenzschicht im Verlauf eines arktischen Kaltluftausbruchs ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Über der geschlossenen Eisdecke ist die kalte und trockene Luft im allgemeinen stabil geschichtet. Die Grenzschicht ist durch Bodenreibung bestimmt und nur wenige hundert Meter hoch. Nach oben wird sie durch eine Temperaturinversion begrenzt. Jenseits der Eiskante gibt das offene Wasser große Mengen Wärme und Feuchtigkeit in die untersten Luftschichten ab. Erwärmte, feuchte Luft steigt auf, kühlt sich dabei ab, und es kommt zur Bildung von Seerauch (in der Schemazeichnung nicht dargestellt) und Wolken. Nach einiger Entfernung läßt die Seerauchbildung nach, gleichzeitig gewinnt die Wolkenschicht an Mächtigkeit und der Bedeckungsgrad steigt an. Intensive Konvektion führt zu völliger Durchmischung der Grenzschicht bis zur Inversionshöhe, die gleichzeitig die Wolkenoberkante bestimmt. Die Grenzschichthöhe nimmt mit der Entfernung von der Eiskante zu. Dabei hängt der Ablauf der hier skizzierten Grenzschichtentwicklung im Einzelfall stark von den Startbedingungen über dem Eis, den Bedingungen am Oberrand der Grenzschicht und den großräumigen Strömungsverhältnissen ab (Brümmer, 1996).

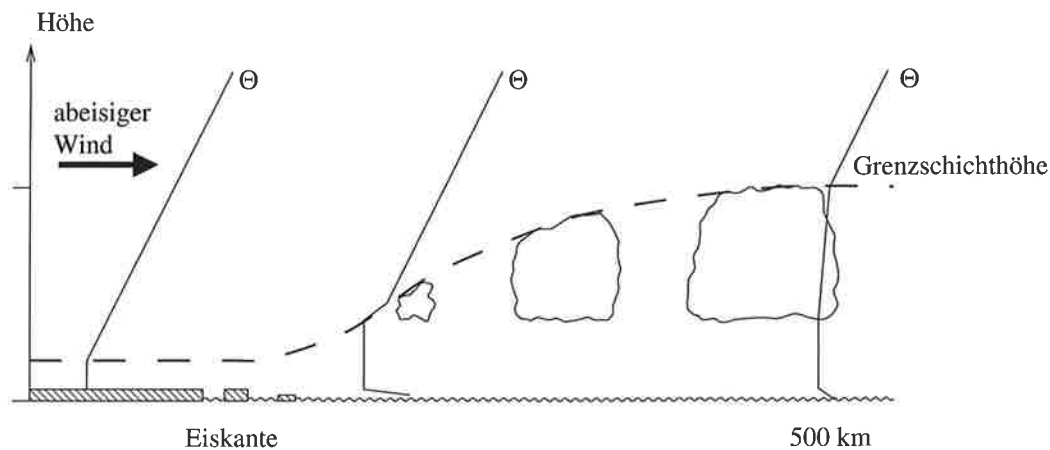


Abbildung 2.1: Abeisige Grenzschichtentwicklung während eines arktischen Kaltluftausbruchs (nach Brümmer, 1993). Skizziert ist die Entwicklung der potentiellen Temperatur Θ , der Grenzschichthöhe und der Bewölkung.

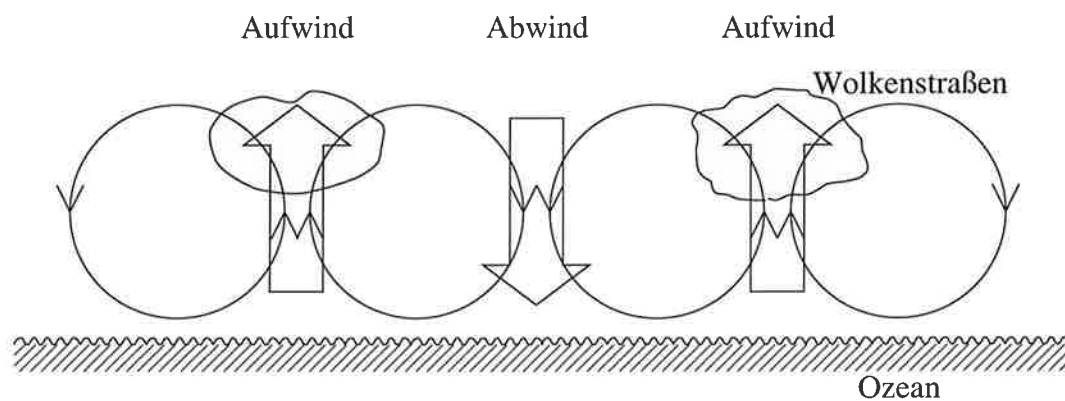


Abbildung 2.2: Rollenförmige Konvektionsmuster mit Auf- und Abwindbereichen (Schemazeichnung). Dargestellt ist eine Ebene senkrecht zur mittleren Windrichtung.

In den Luftströmungen der Kaltluftausbrüche entstehen typische großräumige Konvektionsmuster (siehe z. B. Walter, 1980; Miura, 1986; Chlond, 1992; Müller, 1995; Müller und Chlond, 1996). Nach etwa 50 km bilden sich zunächst parallel zur mittleren Windrichtung orientierte Grenzschichtrollen (Abbildung 2.2). In den Aufwindbereichen führt die Kondensation zu Wolkenbildung, es entstehen Wolkenstraßen, die auf Satellitenbildern deutlich zu erkennen sind. Nach typischerweise einigen hundert Kilometern folgt ein Gebiet mesoskaliger Zellularkonvektion. Ähnlich der aus der Physik bekannten Rayleigh-Benard-Konvektion,

bilden sich näherungsweise hexagonale Konvektionszellen, bei denen entweder am Rand warme, feuchte Luft aufsteigt und in der Mitte kalte Luft absinkt (offene Zellen) oder ein zentrales Aufstiegsgebiet von Absinkbereichen umgeben ist (geschlossene Zellen). Wie bei den Konvektionsrollen, zeigen sich auch bei den Zellen die Aufwindbereiche durch verstärkte Wolkenbildung. In Abbildung 4.3 auf Seite 29 sind Wolkenstraßen und zellulare Konvektionsmuster deutlich zu erkennen.

Der Bedeckungsgrad nimmt entlang eines Kaltluftausbruchs zunächst rasch zu und erreicht häufig 8/8 (Brümmer, 1996). Dadurch wird tagsüber die solare Einstrahlung an der Seeoberfläche reduziert und der Nettowärmeverlust des Ozeans erhöht (Brümmer *et al.*, 1992). Für die Wärmebilanz der Atmosphäre spielen Kondensation und Gefrieren in den Wolken eine wichtige Rolle, da hierbei eine erhebliche Menge latenter Wärme umgesetzt werden kann. Brümmer (1997) zeigt Messungen von ARKTIS 93, bei denen in Entfernungen von mehr als 300 km von der Eiskante die Kondensation in Wolken die dominierende Wärmequelle ist, während stromaufwärts der Wärmefluß von der Ozeanoberfläche überwiegt. Die Wolkenmikrophysik ist außerdem von Bedeutung für das Wasserdampf- und Wolkenwasserbudget der Grenzschicht in einem arktischen Kaltluftausbruch. Der atmosphärische Wasserdampfgehalt wird durch die Verdunstung an der Meeresoberfläche und die Differenz von Verdunstung und Kondensation in den Wolken bestimmt, der Wolkenwassergehalt hängt ab von Verdunstung und Kondensation sowie dem Niederschlag.

2.3 Bisherige Messungen in Kaltluftausbrüchen

Kaltluftausbrüche sind in den letzten Jahrzehnten verschiedentlich untersucht worden und in Feldexperimenten wurden zahlreiche Messungen durchgeführt. Ein Großteil dieser Messungen geschah vor der Ostküste Nordamerikas (vergleiche z. B. Wayland und Raman, 1989; Konrad II und Colucci, 1989; Grossman und Betts, 1990) oder Asiens (Ninomiya und Akiyama, 1976; Nakamura und Asai, 1995). Messungen in arktischen Kaltluftausbrüchen sind auf Grund der schwierigeren Logistik selten. Vor allem für die Region der Grönlandsee, die wegen der ozeanographischen Strömungssysteme von besonderer Klimarelevanz ist, existieren nur wenige Messungen.

Das Hauptinteresse bei bisherigen Untersuchungen zu Kaltluftausbrüchen lag in der Modifikation der atmosphärischen Grenzschicht durch die Energie- und Feuchtezufuhr aus dem Ozean (Wayland und Raman, 1989; Grossman und Betts, 1990; Brümmer, 1996) oder den konvektiven Strukturen (Brümmer *et al.*, 1985; Miura, 1986; Kruspe und Bakan, 1990; Chlond, 1992). Über die Mikrophysik der Wolken ist dagegen wenig bekannt. Insbesondere für arktische Kaltluftausbrüche mit Lufttemperaturen deutlich unter dem Gefrierpunkt liegen meines Wissens bis heute keine detaillierten Untersuchungen über die Wolkenmikrophysik vor.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 318 *Klimarelevante Prozesse im System Ozean-Atmosphäre-Kryosphäre* wurden bereits 1988 und 1991 Messungen in arktischen Kaltluftausbrüchen durchgeführt. Dabei wurden auch wolkenmikrophysikalische Messungen unternommen, jedoch war mit der FALCON nur eines der beteiligten Flugzeuge mit zwei Teilchenspektrometern ausgerüstet (Brümmer, 1989, 1992). Im Zusammenhang mit der Untersuchung der optischen Eigenschaften der Wolken und insbesondere ihres Einflusses auf die langwelligen Strahlungsflüsse zeigen Brümmer *et al.* (1992) aus ARKTIS 88-Messungen abgeleitete Vertikalprofile der Teilchenanzahldichte, des mittleren Teilchenradius und des Flüssigwassergehalts, ohne jedoch auf die Wolkenmikrophysik näher einzugehen. Die an anderen wissenschaftlichen Fragestellungen orientierte Ausrichtung der Flugmuster läßt eine detaillierte Untersuchung der Wolkenmikrophysik anhand der Daten von ARKTIS 88 und ARKTIS 91 kaum zu. Erst bei ARKTIS 93 waren beide eingesetzten Meßflugzeuge mit Geräten zur Bestimmung der Wolkenpartikelgrößen ausgestattet, und erstmals existiert damit eine geeignete Datenbasis zur Dokumentation wolkenmikrophysikalischer Parameter in arktischen Kaltluftausbrüchen.

3 Meßmethoden der Wolkenmikrophysik

3.1 Meßgegenstand

Wolken sind ein Gemisch aus trockener Luft, Wasserdampf, Aerosolpartikeln und Hydrometeoren. Ihre großräumige Struktur wird durch die Temperatur- und Feuchteverteilung der Luft, den Wind und die Konzentration von Kondensations- und Eiskeimen bestimmt. Unter der Mikrostruktur versteht man im allgemeinen die Zusammensetzung der Hydrometeore, also ihre Form, Größe und Anzahl-dichte (Pruppacher, 1981). Die Untersuchung der Prozesse, die die Entwicklung der Hydrometeore bestimmen, wird als Wolkenmikrophysik bezeichnet (WMO, 1992).

Bei den Hydrometeoren ist zu unterscheiden zwischen Wassertropfen und Eisteilchen. Eisteilchen können prinzipiell bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt auftreten, ob und wieviele Tropfen zu Eis gefrieren, hängt von der Anzahl der Eiskeime und der Temperatur in der Wolke ab. Im Bereich von 0°C bis etwa -40°C können sowohl Eis als auch unterkühlte Tropfen auftreten, bei niedrigeren Temperaturen wird ausschließlich Eis beobachtet. Besteht eine Wolke ausschließlich aus Tropfen, wird sie Wasserwolke genannt, besteht sie aus Eisteilchen, spricht man von einer Eiswaolke, und Wolken mit Tropfen und Eis werden als Mischwolken oder gemischtphasige Wolken bezeichnet.

Der Durchmesser von Wassertropfen reicht von etwa $1\ \mu\text{m}$ bis zu $10\ \text{mm}$. Bis zu einem Durchmesser von ca. $100\ \mu\text{m}$ werden sie als Wolkenröpfchen bezeichnet, größere heißen Regentropfen (Beheng und Wacker, 1993). Tropfen können im allgemeinen als rund angesehen werden, auch wenn die Form insbesondere großer Regentropfen durch die Luftströmung etwas von der einer Kugel abweicht (Pruppacher und Klett, 1978). Sie unterscheiden sich nur durch ihre Größe und lassen sich durch ihre Masse oder ihren Durchmesser charakterisieren. Somit ist die Mikrostruktur einer Wasserwolke vollständig beschrieben durch die Anzahl-dichteverteilungsfunktion der Tropfengröße, die als Größenverteilung bezeichnet wird. Ist $f(r)$ die Größenverteilung, so ist die Anzahl N aller Teilchen im Radi-intervall $[r_1, r_2]$ durch das Integral

$$N(r_1 \leq r \leq r_2) = \int_{r_1}^{r_2} f(r) dr$$

gegeben. Anstelle der Tropfengröße kann man natürlich auch das Volumen oder die Masse als unabhängige Variable wählen.

In Wolken, die Eisteilchen enthalten, stellen sich die Verhältnisse komplizierter dar. Eisteilchen unterscheiden sich außer durch ihre Größe auch durch ihre Form. Man unterscheidet nach Magono und Lee (1966) eine Vielzahl von meist hexagonal symmetrischen regulären Kristalltypen wie hohle und massive Säulen, Platten, Flaschenprismen oder Dendriten, dazu Mischformen, Aggregate und Bruchstücke sowie Graupel und bereifte Kristalle. Zur vollständigen Beschreibung der Wolkenmikrostruktur benötigt man außer den Teilchengrößen auch Angaben über die Teilchenform. Auch die Dichte der einzelnen Kristalle variiert, je nach Lufteinfluß kann sie deutlich unter der Dichte $\rho_e \approx 0.9 \text{ g cm}^{-3}$ von reinem Eis liegen.

3.2 Meßverfahren

Verschiedene Methoden sind entwickelt worden, um die Mikrostruktur von Wolken zu messen (siehe z. B. Knollenberg, 1981; Albers, 1993). Eine meßtechnische Schwierigkeit bringt der große Parameterbereich mit sich, der bei der Messung von Größenverteilungen für die Wolkenmikrophysik berücksichtigt werden muß. Die zu messenden Anzahldichten liegen im Bereich von 10^{-4} cm^{-3} bis 1000 cm^{-3} , der Durchmesser der Tropfen reicht von etwa $1 \mu\text{m}$ bis zu 10 mm . Diese Variabilität über mehrere Zehnerpotenzen läßt sich kaum mit einem einzigen Gerät erfassen, in der Regel benötigt man mehrere verschiedene Geräte mit sich ergänzenden Meßbereichen.

Es gibt zwei prinzipiell verschiedene Vorgehensweisen zur Bestimmung von Wolkenparametern. Man kann versuchen, die gesuchten Größen aus Messungen vom Boden oder von einem Satelliten abzuleiten, oder man bringt ein Meßgerät in die Wolke und mißt *in situ* von einem Flugzeug oder Ballon aus. Die wichtigsten Meßverfahren werden im folgenden kurz vorgestellt.

3.2.1 Fernerkundungsmethoden

Methoden zur Fernerkundung der Wolkenmikrostruktur sind immer indirekte Meßmethoden, bei denen man aus Messungen makroskopischer Eigenschaften unter geeigneten Annahmen Rückschlüsse auf die Mikrostruktur der Wolken zieht. Bei den sogenannten passiven Methoden wird zumeist die Rückstreuung oder die Emission der Wolke in zwei verschiedenen Wellenlängenbereichen gemessen und daraus ihre optische Dicke und der effektive Radius der Wolkenteilchen abgeleitet. Die dazu entwickelten Verfahren unterscheiden sich im jeweils benutzten Wellenlängenbereich. Zur Ableitung von optischer Dicke und effektivem Radius benötigt man zumindest zwei Kanäle, die unabhängige Information über die Wolkenparameter enthalten und von der atmosphärischen Absorption möglichst unbeeinflusst sind. Möglich sind zum Beispiel Kombinationen im nahen Infrarot bei etwa $1.05 \mu\text{m}$ und $1.55 \mu\text{m}$ (Betancor Gothe, 1996), im thermischen Bereich

zwischen $8\ \mu\text{m}$ und $12\ \mu\text{m}$ (Betancor Gothe und Graßl, 1993) und auch im Mikrowellenbereich.

Messungen im thermischen Bereich haben dabei den Vorteil, daß sie auch nachts möglich sind. Dem steht bei Satellitenmessungen häufig nachteilig gegenüber, daß man Informationen über die Temperatur des Bodens und der Wolktoberkante braucht. Ableitungen des effektiven Partikelradius sind zudem nur bei geringen optischen Dicken möglich (Hammer *et al.*, 1991). Mikrowellenmessungen können demgegenüber nur bei mittleren bis hohen optischen Dicken verwendet werden, sind dafür aber nahezu unabhängig von der Wolkentemperatur. Nötig zur Ableitung effektiver Radien sind jedoch hohe Frequenzen oberhalb 340 GHz, um auch kleine Tropfen detektieren zu können, und solche Geräte existieren derzeit nicht.

Allen diesen passiven Fernerkundungsmethoden ist gemein, daß sie keine Information über die Teilchenform liefern. Vielmehr benötigen sie Annahmen hierüber zur Ableitung der optischen Dicke. Für Eiswolken ist nach Betancor Gothe (1996) eine Abschätzung der optischen Dicke ohne Kenntnis der mittleren Kristallform kaum möglich. Ansätze, das gemessene Polarisationsverhältnis zur Identifizierung der Teilchenform zu nutzen, haben bisher nicht zum Erfolg geführt.

Neben den passiven Fernerkundungsverfahren kommen auch aktive Methoden in Betracht. Mit einem Dopplerradar läßt sich bei bekannter Vertikalkomponente des Windes die mittlere Fallgeschwindigkeit der Hydrometeore bestimmen und daraus die Teilchengröße ableiten. Für Eiskristalle hängt die Fallgeschwindigkeit aber außer von der Größe auch von der Teilchenform ab (Locatelli und Hobbs, 1974), so daß man auch bei dieser Methode auf zusätzliche Information über die Teilchenart angewiesen ist, wie sie z. B. das Polarisationsverhältnis liefern kann (Matrosov *et al.*, 1996). Ein gravierender Nachteil solcher Polarisations-Doppler-Radars ist aber, daß sie auf Grund ihrer Größe nur stationär zu betreiben sind.

3.2.2 Partikelsammelnde Meßverfahren

Bereits im Jahr 1945 hat Weickmann (1945) Beobachtungen von Eiskristallen in Wolken veröffentlicht. Von einem in Cirren fliegenden Flugzeug aus wurden mit flüssigem Lack beschichtete Plexiglasscheiben in die Wolke gehalten und anschließend die daran haftenden Teilchen unter einem Mikroskop fotografiert. In einigen Fällen bildeten sich in dem erstarrten Lack auch Abdrücke der Eiskristalle, die später, nachdem die Teilchen selber verdunstet waren, fotografiert werden konnten.

Während Weickmann ausschließlich an der Form der Eiskristalle interessiert war, kann man das Verfahren bei bekanntem Sammelvolumen auch zur Bestimmung von Anzahldichten und Größenverteilungen verwenden. Auf diesem Prinzip beruhen die sogenannten *Impaktoren* und *Replikatoren*: geeignet beschichtete Trägermaterialien werden in der Wolke einem Luftstrom ausgesetzt, Wolkenteil-

chen treffen auf und werden entweder direkt fotografiert oder hinterlassen einen Abdruck, der später fotografiert und vermessen werden kann (Impaktor), oder aber werden dauerhaft in eine Formvarschicht eingeschlossen (Replikator). Moderne Geräte benutzen häufig einen beschichteten Film anstatt einzelner Glasplatten zur Probennahme und ermöglichen somit kontinuierliche Messungen (Miloshevich und Heymsfield, 1996). Die Aufzeichnung der Teilchenbilder kann mit einer Videokamera erfolgen (Murakami und Matsuo, 1990), so daß die Daten gleich in elektronischer Form vorliegen.

Replikatoren und Impaktoren haben den Vorteil, nicht nur die Teilchengröße, sondern dazu sehr detaillierte Abbilder der Wolkenteilchen zu liefern. Sie werden daher vorwiegend in Eiswolken eingesetzt, wenn man an der Form der Eiskristalle interessiert ist. Diesem Vorteil der Forminformation steht aber der Nachteil gegenüber, daß die Auswertung der Bilddaten nur schwer automatisierbar ist und eine manuelle Auswertung sehr viel Zeit erfordert.

Zudem weisen Replikatoren und Impaktoren auch bei sorgfältiger manueller Auswertung einige Nachteile hinsichtlich der Bestimmung von Größenverteilungen auf. So stellt die senkrecht zur Luftströmung stehende Sammelfläche ein Hindernis dar, das von dem Luftstrom umströmt wird. Je geringer die Masse der Wolkenteilchen ist, um so höher ist die Wahrscheinlichkeit, daß sie mit dem Luftstrom um das Hindernis herumgeführt werden und nicht auf die Sammelfläche treffen. Zur Bestimmung von Anzahldichten muß man daher genau die Sammeleffizienz in Abhängigkeit von der Teilchengröße bzw. -masse kennen. Teilchen unterhalb einer gewissen Mindestmasse treffen überhaupt nicht auf die Sammelfläche. Auch sehr große Eiskristalle lassen sich mit dieser Methode kaum nachweisen, da große Eiskristalle bei dem Auftreffen in mehrere kleinere Bruchstücke zerbrechen können (siehe z. B. Heymsfield und Platt, 1984). Dies bedingt nicht nur eine Obergrenze des Meßbereiches, sondern auch eine zu hohe Zählrate an kleineren Teilchen.

3.2.3 Streulichtsonden

Zur Messung kleiner Wolkentröpfchen werden überwiegend Streulichtmessungen eingesetzt. Ein Lichtstrahl wird auf das Meßvolumen gerichtet und an Wolkenteilchen gestreut. Aus der Intensität des in einen bestimmten Raumwinkelbereich gestreuten Lichts wird auf die Größe des streuenden Teilchens zurückgeschlossen, es handelt sich also um eine indirekte Größenmessung.

Nach ihrem Konstruktionsprinzip lassen sich verschiedene Typen von Streulichtsonden unterscheiden:

Geräte, die die Lichtstreuung in einen Raumwinkelbereich nahe der Vorwärtsstreuung messen, werden *Vorwärtsstreusonden* genannt. Am weitesten verbreitet ist hier die *Forward Scattering Spectrometer Probe* (FSSP), hergestellt von der Firma Particle Measuring Systems (PMS). Weiterentwicklungen der FSSP sind die Fast FSSP (Brenquair, 1993) sowie der Droplet Spacing Monitor (DSM)

zur FSSP (Baumgardner *et al.*, 1993). Beide ermöglichen eine zeitlich und somit auch räumlich hochaufgelöste Konzentrationsmessung.

Alternativ dazu kann man auch andere Streurichtungen zur Größenbestimmung nutzen. Das hat aber den Nachteil einer viel geringeren Streuintensität, *Seitwärtsstreusonden* werden daher selten verwendet.

Anstatt Lichtstreuung an einzelnen Teilchen zu messen, kann man auch das Streuverhalten eines ganzen *Teilchenensembles* in einem größeren Meßvolumen untersuchen. Durch die Messung vieler Teilchen in kurzer Zeit erhält man eine bessere Teilchenstatistik und somit einen geringeren statistischen Fehler in der Größenverteilung. Zur Ableitung der Größenverteilung aus dem gemessenen Streusignal muß man allerdings bereits einige Annahmen über die Form der Verteilung treffen. Ein Beispiel für diese Art von Meßgeräten ist der *Malvern Particle Sizer* (Löffler-Mang *et al.*, 1996). Das Gerät mißt die winkelabhängige Lichtstreuung an einem Teilchenensemble und paßt eine vorgegebene Verteilungsfunktion iterativ an die gemessene Streufunktion an.

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen ist eine Vorwärtsstreusonde des Typs FSSP-100 verwendet worden. Das zugrunde liegende Meßprinzip und der Aufbau dieses Gerätes wird deswegen im folgenden ausführlicher dargestellt. Weitergehende Informationen zur Datenauswertung finden sich im Anhang A.1.

Die Forward Scattering Spectrometer Probe

Funktionsprinzip Das Streuverhalten eines Teilchens ist im allgemeinen von der Wellenlänge des einfallenden Lichts sowie von der Form und Orientierung, dem komplexen Brechungsindex und der Größe des Teilchens abhängig. Die FSSP ist, wie die meisten Vorwärtsstreusonden, für kleine Wassertropfen konzipiert, die in erster Näherung als homogen und kugelsymmetrisch angesehen werden können, so daß bei vorgegebener Wellenlänge das Streuverhalten allein von der Größe der Tropfen bestimmt ist.

Abbildung 3.1 zeigt als ein Beispiel die nach der Mie-Theorie berechnete normierte Streuintensität eines Wassertropfens mit $10\ \mu\text{m}$ Radius bei einer Wellenlänge von $550\ \text{nm}$ für den Winkelbereich von 0° (Vorwärtsstreuung) bis 180° (Rückwärtsstreuung). Der größte Intensitätsanteil des gestreuten Lichts wird in Vorwärtsrichtung gestreut. Von 0° bis etwa 2° fällt die Intensität mit dem Streuwinkel sehr stark ab, daran schließt sich bis 90° ein Bereich weiterer Intensitätsabnahme bei weitaus geringerer Richtungsabhängigkeit an.

Technisch ist es am einfachsten, bei relativ hoher Streuintensität und geringer Richtungsabhängigkeit zu messen. Daher wird für Streusonden häufig der Bereich kleiner Streuwinkel ohne das Vorwärtsstreumaximum genutzt. Die hier verwendete FSSP-100 mißt im Winkelbereich von 4° bis 14° . Dieser Meßwinkel kann bei ansonsten baugleichen Geräten leicht variieren. Abbildung 3.2 zeigt die über einen Winkelbereich von 4.6° bis 12.8° integrierte Streuintensität für Wassertropfen unterschiedlicher Größe bei einer Wellenlänge von $632.8\ \text{nm}$ (nach

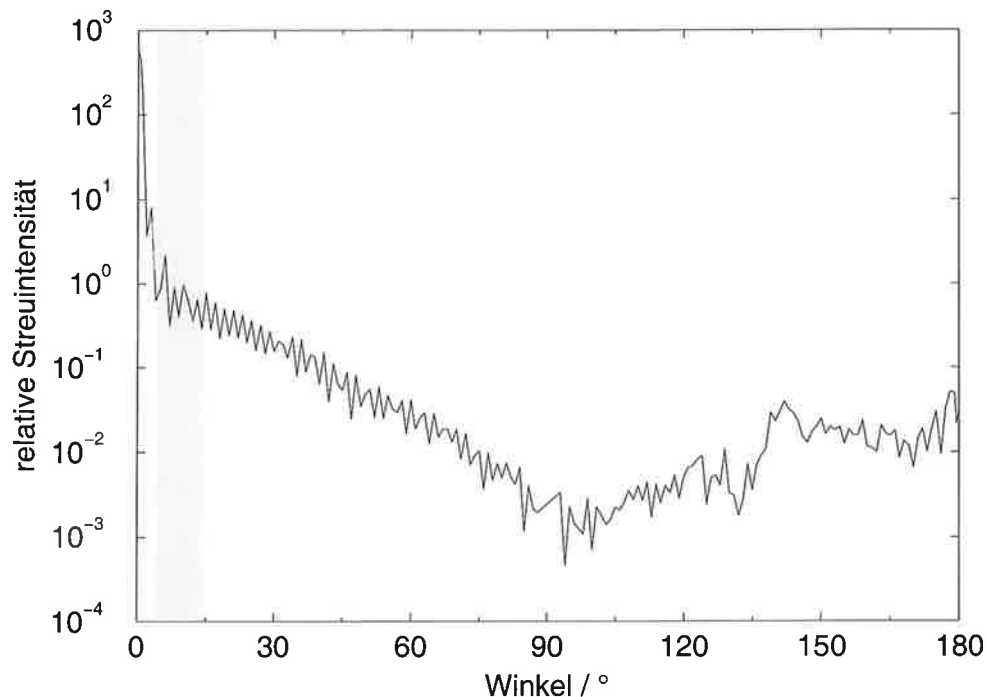


Abbildung 3.1: Phasenfunktion eines Wassertropfens mit $20\ \mu\text{m}$ Durchmesser bei einer Wellenlänge von $550\ \text{nm}$. Der von der FSSP genutzte Winkelbereich von $4\text{--}14^\circ$ ist grau hinterlegt. Nach Mie-Rechnung von M. Betancor.

Dye und Baumgardner, 1984). Man erkennt einen nahezu quadratischen Anstieg der gestreuten Intensität mit der Tropfengröße, wie er bei Verhältnissen der rein geometrischen Optik zu erwarten wäre. Anhand einer solchen Eichkurve lassen sich von der FSSP gemessenen Streuintensitäten Tropfendurchmesser zuordnen.

Der optische Aufbau Den Aufbau des optischen Systems der FSSP-100 des Max-Planck-Instituts für Meteorologie zeigt Abbildung 3.3.

Ein Helium-Neon-Laser erzeugt einen Laserstrahl der Wellenlänge $632.8\ \text{nm}$. Die Intensität des Laserstrahls wird von einer Referenzphotodiode gemessen, um die Streulichtmessung auf eine Relativmessung zurückführen zu können, und so von Intensitätsschwankungen des Lasers unbeeinflusste Messungen zu erhalten. Als Laser wird ein Multimodelaser hoher Ordnung verwendet, um einen Strahlquerschnitt mit steilen Flanken und einem zentralen Plateau nahezu konstanter Intensität zu gewährleisten.

Der Laserstrahl wird umgelenkt und auf das Meßvolumen fokussiert. Dieses Meßvolumen befindet sich im Zentrum einer auf beiden Seiten offenen Röhre mit etwa $8\ \text{cm}$ Durchmesser, durch die ein Luftstrom die zu messenden Wolkenteilchen hindurch trägt.

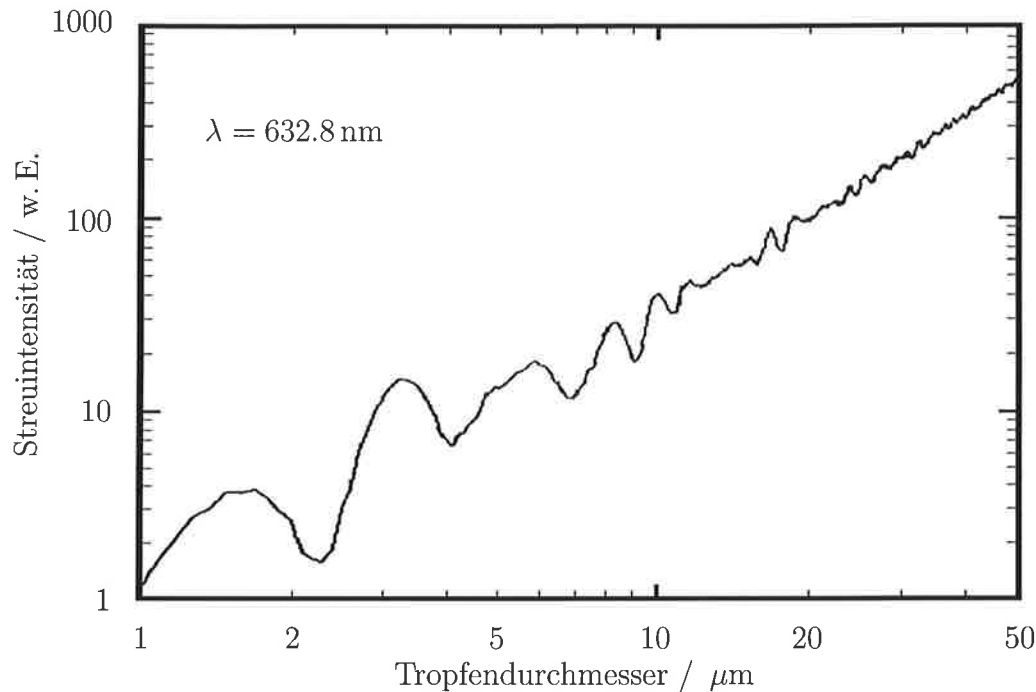


Abbildung 3.2: Über den Raumwinkelbereich 4.6° bis 12.8° integrierte Streuintensität in Abhängigkeit vom Tropfenradius. Nach Dye und Baumgardner (1984).

Hinter dem Meßvolumen befindet sich ein Umlenkprisma mit einem zentralen aufgedampften, lichtundurchlässigen Kreis (*dump spot*) auf der dem Laser zugewandten Fläche. Ist kein Teilchen im Strahlengang des Laserstrahls, fällt das gesamte Licht auf diesen undurchlässigen Fleck. Befindet sich ein Teilchen im Meßvolumen, so wird das Laserlicht entsprechend der Streufunktion des Teilchens in alle Raumrichtungen gestreut. Der in den Raumwinkelbereich von 4° bis 14° zur optischen Achse gestreute Anteil wird durch das Prisma auf die dahinter liegende Sammeloptik gelenkt und auf die Detektoreinheit fokussiert.

Die Detektoreinheit besteht aus einem Strahlteiler und zwei Photodioden. Die *Signalphotodiode* mißt die Intensität des gestreuten Lichts. Ihre Ausgangsspannung wird zur Größenbestimmung benutzt. Die zweite Photodiode wird *Annulus-* oder *Ringphotodiode* genannt und dient zur elektronischen Begrenzung des Meßvolumens in Strahlrichtung. Sie ist mit einem zentralen undurchlässigen Bereich versehen, der alles Licht ausblendet, das in der Brennebene des fokussierten Laserstrahls gestreut wird. Diese Brennebene definiert das Zentrum des Meßvolumens. Von Teilchen vor und hinter der Brennebene gestreutes Licht wird von der Sammeloptik nicht korrekt auf das Zentrum der Signal- und Annulusphotodiode fokussiert, so daß ein Teil auf den empfindlichen Bereich der Ringphotodiode gelangt. Dieser Anteil ist um so größer, je weiter das streuende Teilchen von der Brennebene entfernt ist. Somit ist das Verhältnis der Ausgangsspannungen der

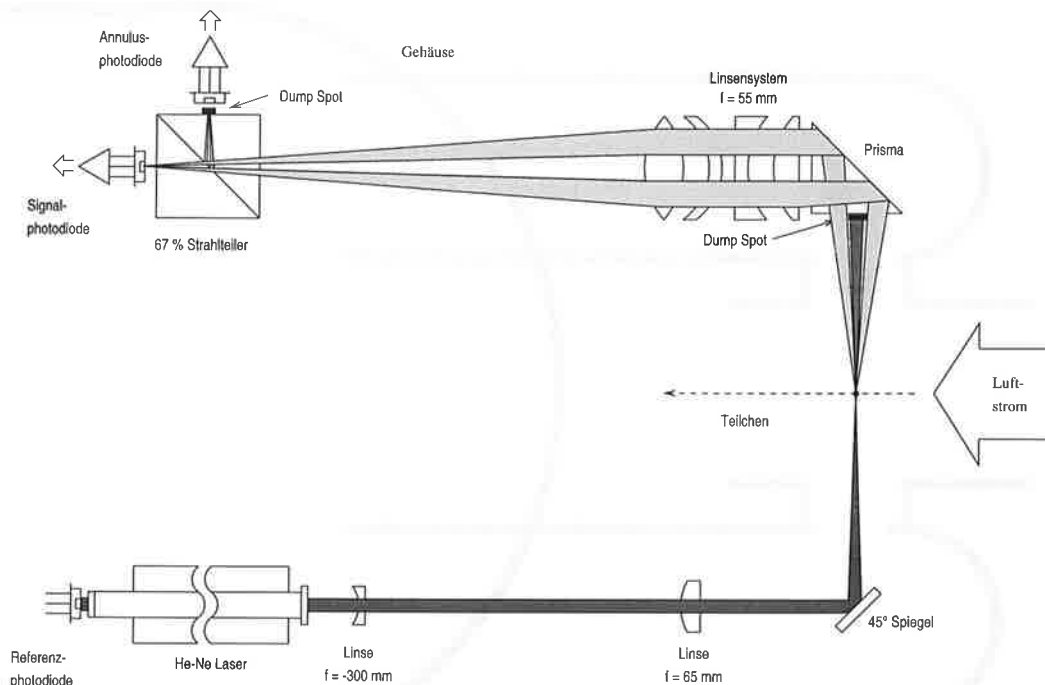


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus der FSSP.

Signal- und der Ringphotodiode ein Maß für die Entfernung des Teilchens vom Zentrum des Meßvolumens. Da man zur korrekten Größenbestimmung einen Bereich konstanter Intensität des einfallenden Lichts benötigt, beschränkt man sich auf einen kleinen Bereich beiderseits der Brennebene, indem nur Teilchen zur Größenbestimmung herangezogen werden, bei denen das Verhältnis der Signal- zu Ringdiodespannung einen bestimmten Schwellwert nicht unterschreitet.

Die Elektronik In diesem Abschnitt wird die Funktionsweise der Sondenelektronik erläutert, soweit dies für das Verständnis der im Anhang dargestellten Meßfehler und Korrekturen notwendig ist. Für technische Einzelheiten sei auf das Handbuch (PMS, FSSP Manual) verwiesen.

Die Elektronik dient in erster Linie dazu, der gemessenen Streuintensität eine Teilchengröße zuzuordnen. Um dabei Fehler durch die inhomogene Intensitätsverteilung des Laserlichts klein zu halten, muß zudem sichergestellt werden, daß nur Teilchen in einem Bereich nahe der Brennebene und im Zentrum des Laserstrahls ausgewertet werden. In Abbildung 3.4 sind die verschiedenen Schritte der Signalverarbeitung schematisch dargestellt.

Die erste Stufe umfaßt die bereits oben beschriebene Detektoreinheit mit der Signal- und der Ringphotodiode und den zugehörigen Vorverstärkern. Die

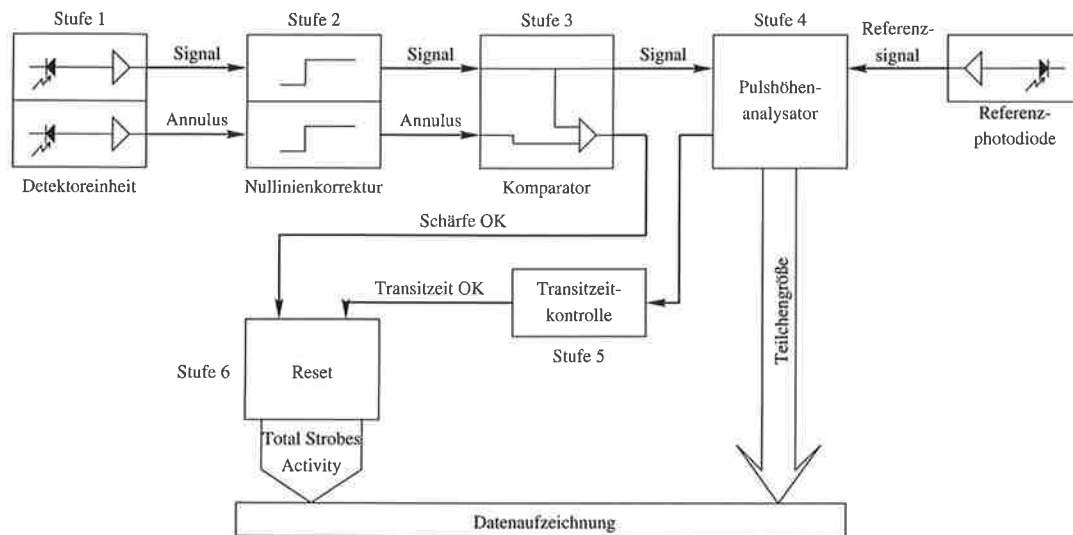


Abbildung 3.4: Blockdiagramm des Aufbaus und der Funktionsweise der Elektronik der FSSP. Darstellung nach Dye und Baumgardner (1984).

Verstärkung der Signal- und Annulusspannung ist abhängig von dem eingestellten Meßbereich.

In Stufe 2 werden dabei möglicherweise verursachte Nulllinienverschiebungen korrigiert und die Ausgangssignale der Detektoreinheit weiter verstärkt.

Anschließend werden die Maxima der Spannungen von Signal- und Ringphotodiode verglichen. Übersteigt dabei die Signalspannung die Annulusspannung, hat das streuende Teilchen den Laserstrahl innerhalb des Schärfentiefebereichs passiert, und ein entsprechendes Ausgangssignal wird an das Auswertemodul von Stufe 6 gegeben. Für Teilchen außerhalb des Schärfentiefebereichs wird die Auswertung hier abgebrochen und die Geräteelektronik zurückgesetzt (*fast reset*).

In Stufe 4 wird die Signalspannung einem 16-Kanal-Pulshöhenanalysator zugeführt. Sie wird mit vorgegebenen Schwellwerten des eingestellten Meßbereichs verglichen und ein Ausgabewert von eins bis fünfzehn erzeugt. Dieses Ergebnis wird als Teilchengröße dem Datenerfassungssystem übergeben. Die Schwellwerte des Pulshöhenanalysators sind als Bruchteile der mit der Referenzphotodiode direkt am Laser gemessenen Spannung gegeben. Auf diese Weise ist die Größenbestimmung von Intensitätsschwankungen des Lasers unabhängig. Außerdem wird ein Spannungspuls erzeugt, dessen Dauer der Transitzeit des Teilchens entspricht. Als Transitzeit wird dabei die Zeit gewertet, während der die Signalspannung mindestens 50 % ihres Maximalwertes beträgt.

Die Transitzeit hängt von der Geschwindigkeit des Teilchens und von seinem Weg durch den Laserstrahl ab. Durchquert das Teilchen den Strahl am Rand, erzeugt es ein kurzes Signal, durchquert es ihn in der Mitte, ist der Weg durch den Strahl länger und die Transitzeit somit höher (Abbildung 3.5). Da die Intensität des Laserstrahls am Rand geringer ist als im Zentrum, müssen Teilchen, die

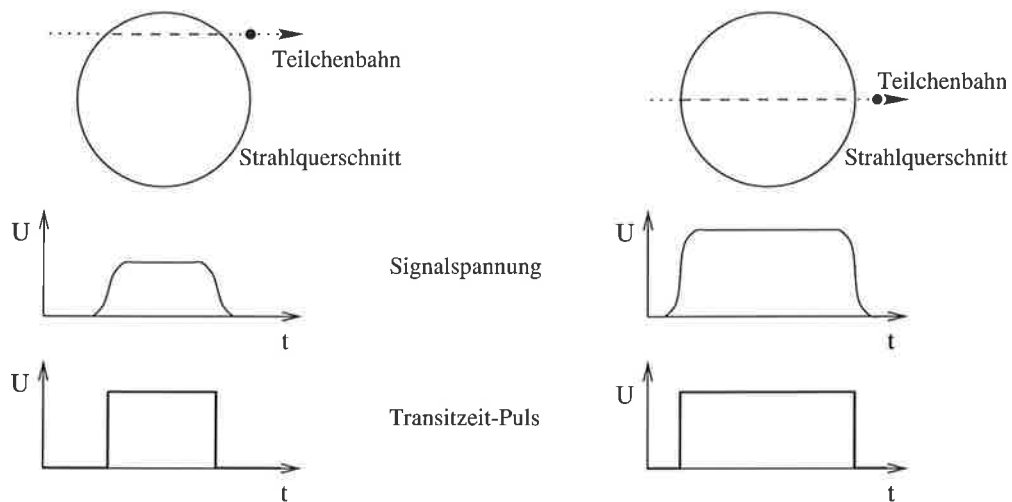


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Transitzeit bei verschiedenen Bahnen eines Teilchens durch den Laserstrahl.

nur den Randbereich durchqueren, von der Größenbestimmung ausgeschlossen werden. Dies geschieht in Stufe 5: die Transitzeit jedes individuellen Teilchens wird mit dem Mittelwert der Transitzeiten der vorherigen Teilchen verglichen. Nur wenn sie größer als der Mittelwert, das Teilchen innerhalb des Schärfebereichs und nicht größer als Größenklasse 15 ist, wird eine Größenbestimmung vorgenommen und der Zähler der entsprechenden Größenklasse um eins erhöht.

Um Störungen zu vermeiden, ist die Sonde während der gesamten hier dargestellten Signalverarbeitung „blind“ für weitere Signale (*Totzeit* der Elektronik). Zum Schluß (Stufe 6) wird die Sondenelektronik zurückgesetzt und ist damit bereit für das nächste Teilchen. Ein Zählpuls (*total strobes*) wird an das Datenerfassungssystem gegeben, falls sich das Teilchen innerhalb des Schärfentiefebereichs befand. Außerdem wird ein *Activity* genanntes Maß für die Auslastung der Sonde erzeugt und ebenfalls dem Datenerfassungssystem übergeben.

3.2.4 Optisch abbildende Sonden

Sind die zu beobachtenden Teilchen deutlich größer als die Wellenlänge des benutzten Lichts, kann man zu optisch abbildenden Verfahren greifen. Hier existieren verschiedene Geräte zur direkten Fotografie (Cannon, 1975) oder Holographie (Brown, 1989). Speziell holographische Aufnahmen bieten eine sehr detaillierte Abbildung der Wolkenteilchen, verlangen aber zumeist eine äußerst zeitintensive manuelle Auswertung (siehe z. B. Krupp, 1992). Diese Techniken werden daher vergleichsweise selten eingesetzt.

Ein weit verbreitetes Meßsystem sind die sogenannten *Optical Array Probes* (OAP). Diese auf Knollenberg (1970) zurückgehenden Sonden der Firma PMS messen mit einem linearen Detektorarray Schattenbilder von Wolkenteilchen. Das

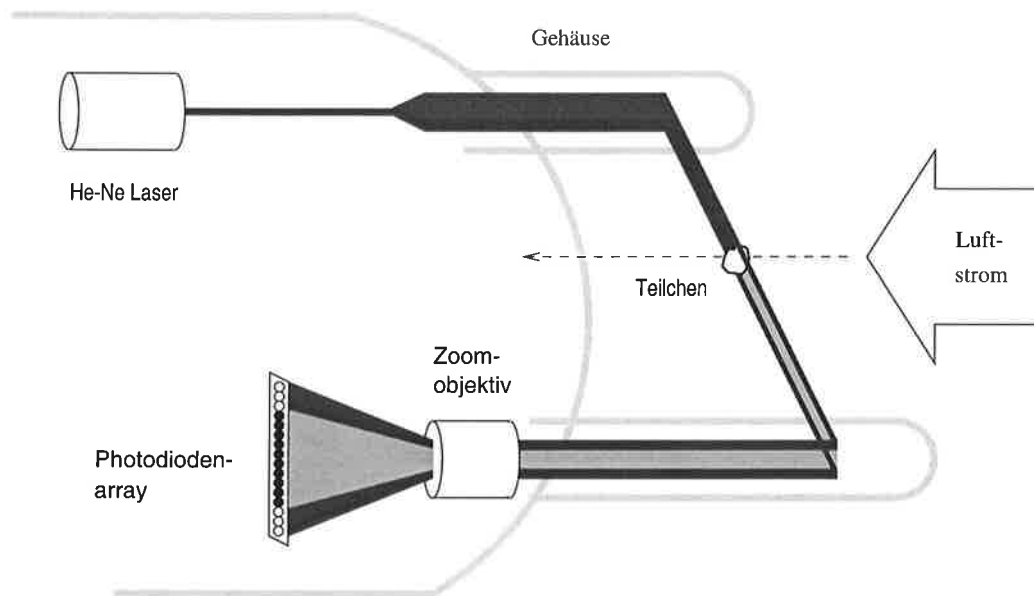


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Optical Array Probe.

Funktionsprinzip ist in Abbildung 3.6 skizziert. Ein Lichtstrahl wird auf ein lineares Array von Photosensoren abgebildet. Durchquert ein Teilchen den Strahl, schattet es das Sensorarray teilweise ab. Zur Messung sphärischer Teilchen reicht es, die maximale Breite des abgeschatteten Bereichs zu messen, um den Teilchendurchmesser zu bestimmen. Das ist die Arbeitsweise der sogenannten 1D-Sonden (Knollenberg, 1970). Die 2D-Sonden lesen die Bildinformation des Sensors in schneller Folge aus, während das Teilchen sich durch den Lichtstrahl bewegt. Aus den einzelnen eindimensionalen Bildzeilen kann man dann ein zweidimensionales Schattenbild des Teilchens zusammensetzen.

Je nach Anwendungsbereich wird die Optical Array Probe in einer Version für Wolkenteilchen und einer für größere Niederschlagsteilchen angeboten. Eine Weiterentwicklung stellen die Greyprobes dar, bei denen die Photodioden mit zwei anstatt üblicherweise einem Bit Genauigkeit ausgelesen werden und somit Teilchenbilder mit vier Intensitätsstufen liefern. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die verschiedenen Gerätetypen.

Die Greyprobe

Bei den mikrophysikalischen Messungen während ARKTIS 93, auf denen diese Arbeit beruht, wurde eine Optical Array Greyprobe OAP-2D-GA2 eingesetzt, im folgenden Greyprobe genannt. Als Lichtquelle wird bei diesem Gerät ein Helium-Neon-Laser verwendet. Der Laserstrahl wird aufgeweitet und über einen Spiegel durch das Meßvolumen gelenkt (Abbildung 3.6). Das Meßvolumen befindet sich

Tabelle 3.1: Optisch abbildende Sonden der Firma PMS.

Gerätetyp	max. Auflösung	Meßbereich	Besonderheit
1D-C	20 μm	20–300 μm	kein Teilchenbild
1D-P	300 μm	300–4500 μm	kein Teilchenbild
2D-C	25 μm	25–800 μm	
2D-P	200 μm	200–6400 μm	
2DG-C	10 μm	10–640 μm	vier Intensitätsstufen
2DG-P	150 μm	150–9600 μm	vier Intensitätsstufen

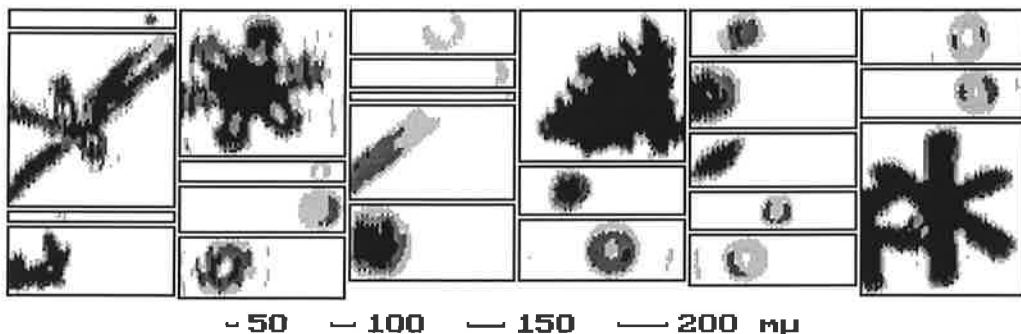


Abbildung 3.7: Meßbeispiele der 2D-Greyprobe. Zu sehen sind ganz oder teilweise abgebildete Aggregate, sternförmige Kristalle, Graupel und runde Teilchen.

etwa 15 cm vor dem zylinderförmigen Sondengehäuse. Durch diese Bauweise soll eine Beeinflussung der Messung durch das Umströmen des Gehäuses vermieden werden. Anschließend wird der Lichtstrahl durch eine Zoomoptik vergrößert auf einen Detektor abgebildet. Dieser besteht aus einem linearen Array aus 64 Photodioden. Die Auslesefrequenz des Diodenarrays beträgt maximal 5 MHz und kann entweder fest vorgegeben oder während der Messung dynamisch an die Fluggeschwindigkeit angepaßt werden, um auch bei wechselnden Geschwindigkeiten einen konstanten Abbildungsmaßstab zu erhalten. Die Photodioden werden mit zwei Bit Genauigkeit ausgelesen, man erhält ein Teilchenbild in vier Intensitätsstufen, entsprechend 0–25 %, 25–50 %, 50–75 % und 75–100 % Intensität. Abbildung 3.7 zeigt typische Beispiele solcher Bilder.

Das Detektorarray wird mit hoher Frequenz ausgelesen und die Daten in einen Speicher geschrieben, bis von der Sonderelektronik das Ende eines Teilchenbildes erkannt wird oder die durch die Speichergröße gegebene maximale Anzahl von Bildzeilen erreicht ist. Dann wird die Aufzeichnung gestoppt und das gespeicherte Bild an das Datenerfassungssystem übergeben. Während der Datenübertragung können keine weiteren Teilchen abgebildet werden, lediglich die Anzahl dieser Hintergrundteilchen wird aufgezeichnet.

3.2.5 Weitere Meßverfahren

Neben den oben vorgestellten existieren weitere, weniger gebräuchliche Verfahren zur Messung von Teilchengrößenverteilungen. Einige Geräte stellen eine Kombination mehrerer Einzelverfahren dar, andere nutzen neue oder modifizierte Techniken. So beschreibt Hauf (1996) ein Gerät, bei dem Wolkentropfen auf eine elektrisch geheizte Sammelfläche treffen und die Tropfengröße aus der zur Verdampfung benötigten elektrischen Energie bestimmt wird. Lawson und Cormack (1995) stellen ein Gerät vor, das Teilchenbilder mit einem zweidimensionalen Detektor aufzeichnet. In einer Weiterentwicklung davon, dem *Particle Imaging Nephelometer*, ist dieses Prinzip kombiniert mit einer Streulichtmessung, man erhält zusätzlich zu einem Teilchenbild die mit 28 Photodioden gemessene Streufunktion des Teilchens.

Die ständige Entwicklung neuer Meßverfahren und Verbesserung der existierenden zeigt, daß auch nach mehreren Jahrzehnten wolkenmikrophysikalischer Messungen die vorhandene Meßtechnik nicht als ideal zu bezeichnen ist. Insbesondere Eiswolken stellen ein höchst komplexes Meßobjekt dar, das selbst mit hohem instrumentellen Aufwand nur unvollständig erfaßt werden kann.

3.3 Größenverteilungen und abgeleitete Größen

Ein typisches Beispiel für eine gemessene Teilchengrößenverteilung zeigt Abbildung 3.8. Zur Erfassung kleiner Wolkenteilchen wurde eine Vorwärtsstreuonde verwendet, und mit einer optisch abbildenden Sonde sind größere Partikel gemessen worden. Kombiniert man die Daten beider Geräte, erhält man die gezeigte Größenverteilung aller Teilchen mit einem Durchmesser von 2 bis $635 \mu\text{m}$. Typisch für derartige Größenverteilungen ist ein Maximum bei kleinen Teilchendurchmessern im Bereich weniger Mikrometer und eine näherungsweise exponentielle Abnahme der Anzahldichte mit der Teilchengröße bei großen Durchmessern.

Es gibt verschiedene Ansätze, Größenverteilungen mathematisch zu beschreiben. Für Regentropfenverteilungen haben Marshall und Palmer (1948) eine einfache abfallende Exponentialfunktion der Form

$$f(d) = n_0 e^{-\lambda d} \quad (3.1)$$

mit empirischen Konstanten n_0 und λ vorgeschlagen. Wolkentropfenverteilungen weisen aber im allgemeinen ein Maximum bei kleinen Teilchen auf, wie auch in Abbildung 3.8 zu sehen ist. Zur Approximierung dieser Form wird häufig eine Log-Normalverteilung

$$f(d) = \frac{c}{\sqrt{2\pi}\sigma d} e^{-\frac{\ln^2(d/\bar{d})}{2\sigma^2}} \quad (3.2)$$

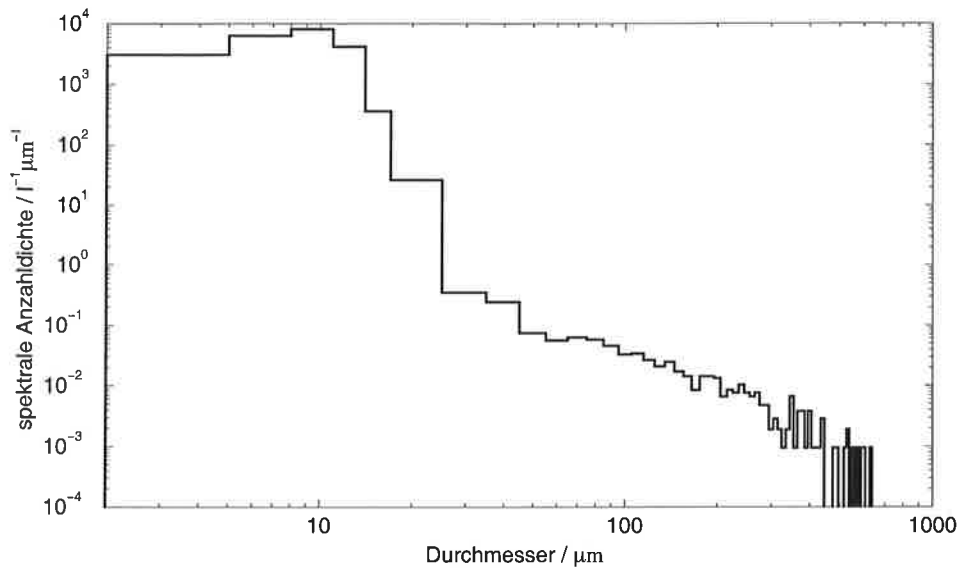


Abbildung 3.8: Beispiel einer Teilchengrößenverteilung. Messung mit FSSP und Greyprobe vom 25. März in 1080 m Höhe, 200 m unter der Wolkenoberkante, gemittelt über 9 Minuten.

verwendet. \bar{d} ist der mittlere Durchmesser, σ die Standardabweichung des Logarithmus des normierten Durchmessers d/\bar{d} und c bestimmt die Gesamtanzahl-
dichte. Ebenso verbreitet ist die Annahme einer Gammaverteilung wie

$$f(d) = \alpha d^\beta e^{-\gamma d} \quad (3.3)$$

oder einer modifizierten Gammaverteilung

$$f(d) = \alpha d^\beta e^{-\gamma d^\delta} \quad (3.4)$$

mit den Konstanten α , β , γ und δ .

Alle mathematischen Formulierungen der Größenverteilungen sind Idealisierungen, die individuelle, gemessene Verteilungen nur mangelhaft beschreiben können. So beobachtet man zum Beispiel häufig bimodale Größenverteilungen (Korolev, 1994), zu deren Parameterisierung man eine Kombination aus mindestens zwei Verteilungsfunktionen benötigt.

Um viele verschiedene Messungen miteinander vergleichen zu können, sind die kompletten Größenverteilungen schlecht geeignet, man benötigt einfache Maßzahlen zur Charakterisierung. Eine Möglichkeit wäre es, an die gemessenen Verteilungen analytische Verteilungsfunktionen nach z. B. Gleichung (3.4) anzupassen und die Funktionsparameter zu vergleichen. Dies ist aber nicht nur umständlich, sondern auch wenig anschaulich, da die Parameter keinen physikalischen Größen entsprechen. Häufig findet man daher die Beschreibung mikrophysikalischer Meßergebnisse anhand der Teilchenzahldichte, eines typischen Durchmessers und des

Flüssigwassergehalts. Die Gesamteilchenzahldichte n_{ges} ist mathematisch das Integral über die Größenverteilung $f(r)$

$$n_{\text{ges}} = \int_0^{\infty} f(r) dr . \quad (3.5)$$

Im Fall diskreter Messungen im Bereich von d_{min} bis d_{max} errechnet sich die auf diesen Meßbereich bezogene Anzahlldichte n nach

$$n = \sum_{d_{\text{min}}}^{d_{\text{max}}} \frac{N_i}{V_i} \equiv \sum_{d_{\text{min}}}^{d_{\text{max}}} n_i , \quad (3.6)$$

wobei N_i die Anzahl der Teilchen in der i -ten Größenklasse und V_i das entsprechende Meßvolumen ist. Für die oben gezeigte Beispielverteilung (Abbildung 3.8) erhält man eine Anzahlldichte $n = 66.62 \text{ cm}^{-3}$. Wegen des endlichen Meßbereichs liegt eine gemessene Anzahlldichte stets unter der über den gesamten Größenbereich integrierten Gesamtanzahlldichte. Solange aber das Maximum der Größenverteilung innerhalb des Meßbereichs liegt, ist der Unterschied zwischen der meßbaren und der gesamten Anzahlldichte praktisch vernachlässigbar.

Als charakteristischer Durchmesser sind verschiedene Maße gebräuchlich. Der *Modaldurchmesser* ist durch das Maximum der Häufigkeitsverteilung gegeben. Das erste Moment der Größenverteilung bestimmt den *mittleren Durchmesser*, die Kubikwurzel aus dem dritten Moment den *mittleren Volumendurchmesser*. Das vielleicht gebräuchlichste Maß ist der *effektive Durchmesser*, der als der Quotient aus drittem und zweitem Moment gegeben ist. Der effektive Durchmesser wird häufig zur Charakterisierung einer Größenverteilung benutzt, da sich mit ihm und dem Flüssigwassergehalt optische Eigenschaften von Wasserwolken wie Einfachstreueralbedo und Volumenextinktionskoeffizient parameterisieren lassen (Slingo und Schrecker, 1982).

Für diskrete Größenverteilungen mit den Größenklassen d_i und den Anzahlldichten n_i der i -ten Größenklasse gilt

$$\text{mittlerer Durchmesser} \quad d_m := \frac{\sum_i d_i \cdot n_i}{\sum_i n_i} \quad (3.7)$$

$$\text{mittlerer Volumendurchmesser} \quad d_v := \left(\frac{\sum_i d_i^3 \cdot n_i}{\sum_i n_i} \right)^{1/3} \quad (3.8)$$

$$\text{effektiver Durchmesser} \quad d_{\text{eff}} := \frac{\sum_i d_i^3 \cdot n_i}{\sum_i d_i^2 \cdot n_i} . \quad (3.9)$$

Analoge Definitionen findet man häufig auch bezogen auf den Teilchenradius an Stelle des Durchmessers.

Auf Grund des starken exponentiellen Abfalls der Verteilungsfunktion zu großen Teilchen wird der mittlere Durchmesser im wesentlichen vom Maximum der Größenverteilung bestimmt, während der Volumen- und der effektive Durchmesser wegen der Summierung über die dritte Potenz des Durchmessers stärker von großen Teilchen beeinflußt werden. Das Verhältnis von mittlerem zu effektivem Durchmesser gibt daher ein Maß für den Abfall der Verteilung. Für die Größenverteilung aus Abbildung 3.8 erhält man $d_m = 8.52 \mu\text{m}$, $d_V = 11.80 \mu\text{m}$ und $d_{\text{eff}} = 19.37 \mu\text{m}$.

Der Flüssigwassergehalt c_{lw} als gesamte Wassermasse pro Luftvolumen errechnet sich nach

$$c_{\text{lw}} = \frac{\pi}{6} \rho \sum_i d_i^3 \cdot n_i \quad (3.10)$$

aus den Anzahldichten n_i und Durchmessern d_i aller Größenklassen und der Dichte ρ des Wassers, wobei die Tropfen als kugelförmig angesehen werden. In obigem Beispiel ergibt sich $c_{\text{lw}} = 0.057 \text{ gm}^{-3}$. Zu beachten ist, daß sich Gleichung (3.10) nur auf Wasserwolken bezieht. In Eis- oder mischphasigen Wolken benötigt man außer der Größenverteilung auch die Teilchenform, um die Masse der Wolkenteilchen berechnen zu können. Näheres hierzu findet sich in Abschnitt 4.2.2.

4 Durchführung der Messungen

4.1 Das Feldexperiment ARKTIS 93

Das Feldexperiment ARKTIS 93 war die dritte Meßkampagne in der Grönlandsee im Rahmen des Sonderforschungsbereichs *Klimarelevante Prozesse im System Ozean-Atmosphäre-Kryosphäre*. Vorausgegangen waren ARKTIS 88 in der Zeit vom 5. bis zum 25. Mai 1988 in der gleichen Seeregion westlich von Spitzbergen und ARKTIS 91 südlich davon, in dem Gebiet zwischen der Bäreninsel und Nordnorwegen, vom 20. Februar bis zum 13. März 1991. Die meteorologischen Messungen wurden geleitet vom Meteorologischen Institut der Universität Hamburg und dem Max-Planck-Institut für Meteorologie. Eine ausführliche Beschreibung der ARKTIS-Experimente findet sich bei Brümmer (1989, 1992, 1993), weitere Ergebnisse zeigen z. B. Brümmer *et al.* (1992), Brümmer *et al.* (1994) und Brümmer (1996, 1997). An dieser Stelle sei daher nur eine kurze Übersicht über die wissenschaftliche Zielsetzung und die Messungen bei ARKTIS 93 gegeben. Für weitergehende Informationen wird auf die angegebene Literatur verwiesen.

Parallel zu ARKTIS 93 fand in dem selben Seegebiet nordwestlich Spitzbergens die Meßkampagne REFLEX II unter der Leitung des Alfred-Wegener-Instituts für Polar- und Meeresforschung statt. REFLEX steht für *Radiation and Eddy Flux Experiment* und hatte die Untersuchung der Auswirkungen verschiedener Eisbedingungen auf die Turbulenz in der Grenzschicht und die Strahlungsflüsse über dem Eis zum Inhalt. Hierzu wurden Messungen mit zwei Flugzeugen des Typs DO-228 über der Eisrandzone durchgeführt, eine nähere Beschreibung findet sich bei Kottmeier *et al.* (1994).

4.1.1 Ziele und Durchführung

Das Hauptziel der Meßkampagne ARKTIS 93 bestand in der Untersuchung arktischer Kaltluftausbrüche am Meereisrand in der Nähe Spitzbergens. Die Entwicklung der atmosphärischen Grenzschicht sollte, ausgehend von der Eisregion, über mehrere hundert Kilometer hinweg dokumentiert werden. Die Messungen fanden in der Zeit vom 1. bis 25. März 1993 in dem Gebiet des warmen Westspitzbergenstroms statt. Dort treten Kaltluftausbrüche im Winter häufig auf (Klepp, 1995) und sind wegen der Anregung der ozeanischen Konvektion von besonderer Klimarelevanz.

Zur Erfassung der großräumigen Wettersituation diente ein Netz von insgesamt sieben Radiosondenstationen zu Land und an Bord dreier Forschungsschiffe, des deutschen Forschungseisbrechers *Polarstern*, der *Valdivia* der Universität Hamburg und des russischen Forschungsschiffes *Professor Multanovsky* (siehe Ab-

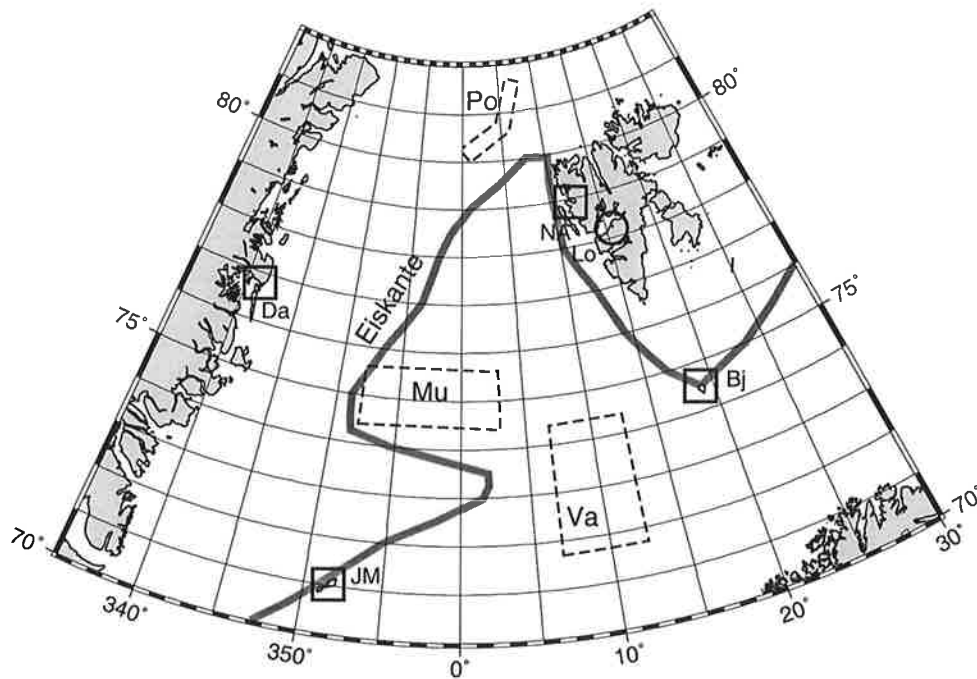


Abbildung 4.1: Das Experimentgebiet von ARKTIS 93. Markiert ist die Lage der Eiskante, der Flugplatz bei Longyearbyen (Lo), das Operationsgebiet der Schiffe Polarstern (Po), Valdivia (Va) und Multaovskiy (Mu) sowie die Landstationen Danmarkshavn (Da), Ny Ålesund (NA), Bäreninsel (Bj) und Jan Mayen (JM).

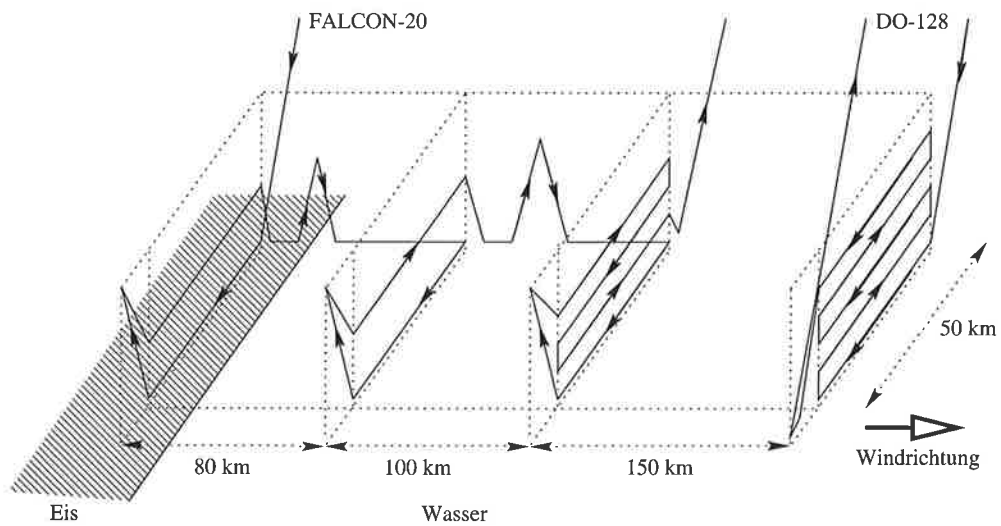


Abbildung 4.2: Typisches koordiniertes Flugmuster der Flugzeuge FALCON-20 und DORNIER-128 zur Untersuchung eines Kaltluftausbruchs entlang der abeisigen Strömung.

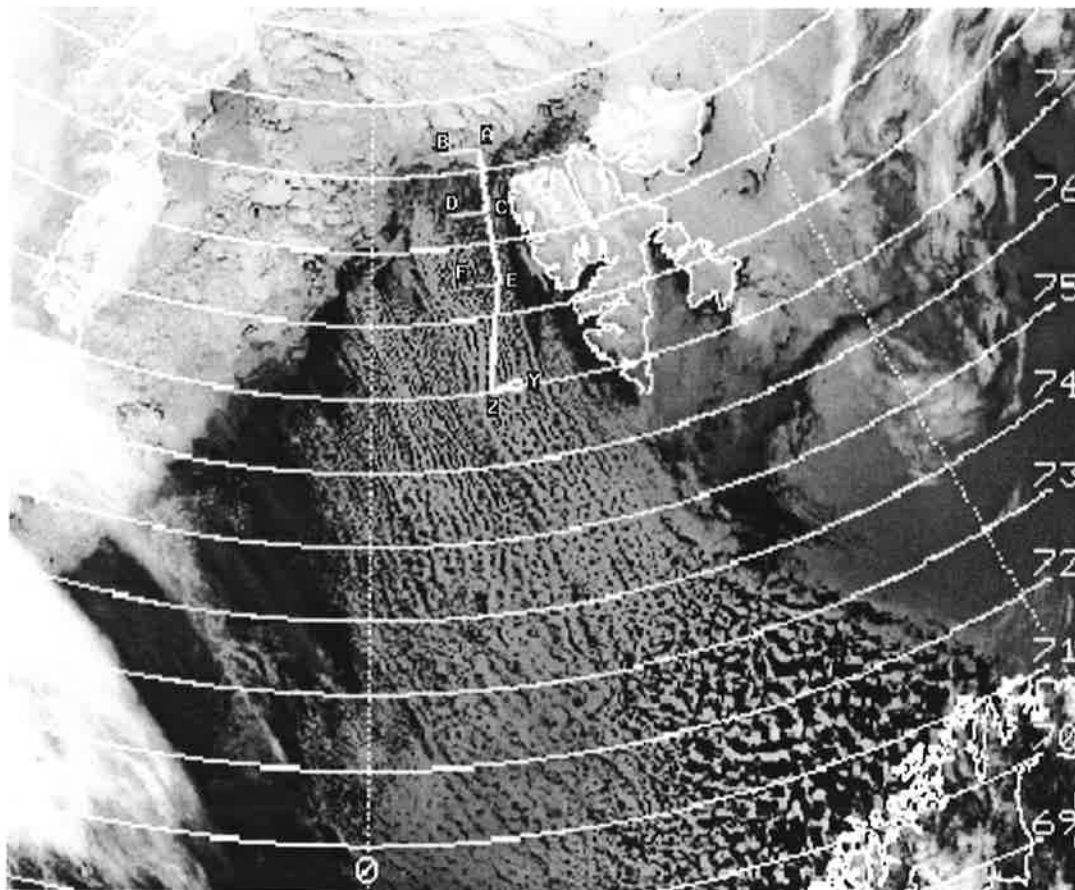


Abbildung 4.3: Kaltluftausbruch am 25. März 1993, aufgenommen vom Satelliten NOAA 11 im Infrarotbereich (Kanal 4). Die Eisgrenze sowie die typischen Konvektionsmuster eines Kaltluftausbruchs sind deutlich zu erkennen. Markiert ist die von den Flugzeugen FALCON (A-F) und DO-128 (F-E-Z-Y) geflogene Meßstrecke.

bildung 4.1). Dabei befand sich die Polarstern bei etwa 81° Nord, 5° Ost innerhalb des arktischen Packeises und konnte die Startbedingungen der Kaltluftausbrüche festhalten. Neben den Radiosondenstarts wurden auf und bei der *Polarstern* zahlreiche weitere Messungen durchgeführt, außerdem sind sechs automatische Eisbojen ausgebracht worden (Brümmer, 1993).

Die Entwicklung der atmosphärischen Grenzschicht während verschiedener Kaltluftausbrüche wurde mit Hilfe zweier Forschungsflugzeuge verfolgt, der FALCON-20 der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt in Oberpfaffenhofen und der DORNIER-128 der Technischen Universität Braunschweig. Die beiden Flugzeuge folgten koordinierten Flugmustern, um die Grenzschichtentwicklung über eine möglichst lange Strecke untersuchen zu können. Die Flugmuster waren entlang der mittleren Windrichtung orientiert und erstreckten sich

Tabelle 4.1: Übersicht über die Meßflüge während ARKTIS 93.

Datum	Flugzeug	Zeit (UT)	
4. 3. 93	DO-128	10:07 – 13:52	westlich von Spitzbergen
5. 3. 93	FALCON	10:16 – 13:00	südlich von Spitzbergen
10. 3. 93	DO-128	8:39 – 12:37	koordiniertes Flugmuster: DO in Eisnähe, FALCON 300–400 km südlich
	FALCON	9:59 – 12:48	
11. 3. 93.	DO-128	9:23 – 12:58	parallele Flugmuster südlich von Spitzbergen
	FALCON	10:27 – 12:55	
16. 3. 93	FALCON	9:28 – 11:40	nordwestlich von Spitzbergen
17. 3. 93	DO-128	9:23 – 13:18	südlich von Spitzbergen
	FALCON	9:35 – 13:19	nordwestlich von Spitzbergen
19. 3. 93	DO-128	10:04 – 14:11	koordiniertes Flugmuster: FALCON in Eisnähe, DO 300 km südlich
	FALCON	10:58 – 13:31	
20. 3. 93	DO-128	14:24 – 17:49	koordiniertes Flugmuster: FALCON in Eisnähe, DO 280 km südlich
	FALCON	14:23 – 17:09	
23. 3. 93	DO-128	15:34 – 17:26	Vergleichsflug beider Flugzeuge westlich des Isfjords
	FALCON	15:32 – 16:51	
24. 3. 93	DO-128	9:32 – 13:00	koordiniertes Flugmuster: FALCON in Eisnähe, DO 280 km südlich
	FALCON	9:56 – 12:45	
25. 3. 93	DO-128	9:14 – 13:25	koordiniertes Flugmuster: FALCON in Eisnähe, DO 200–300 km südlich
	FALCON	8:58 – 11:37	

über etwa 300 km. Über dem Eis und in verschiedenen Abständen zur Eiskante wurden senkrecht zur mittleren Windrichtung Querschnitte der Grenzschicht in Form von Vertikalprofilen und Horizontalabschnitten verschiedener Höhe geflogen. Die Anzahl und Höhe der vertikalen Flugabschnitte richtete sich nach der Erstreckung der Grenzschicht, der niedrigste Flugabschnitt lag bei etwa 90 m, der höchste an der Oberkante der Grenzschicht. Ein typisches Beispiel hierfür ist in Abbildung 4.2 skizziert. Abbildung 4.3 zeigt die Lage des Flugmusters innerhalb des Meßgebiets für den 25. März. In Tabelle 4.1 sind alle Flugmissionen zusammengefaßt.

Insgesamt konnten während ARKTIS 93 an elf Tagen Kaltluftausbrüche von dem arktischen Eis bis über das offene Wasser untersucht werden, im Unterschied zu früheren Messungen erstmals einschließlich der Startbedingungen über dem Eis, der Randbedingungen am Oberrand der Grenzschicht und der großräumigen Felder (Brümmer, 1996).

4.1.2 Die Meßflugzeuge

Die bei ARKTIS 93 eingesetzten Flugzeuge unterscheiden sich sowohl durch ihre Bauart als auch die meteorologische Instrumentierung. Die FALCON-20 ist ein



Abbildung 4.4: Das Flugzeug FALCON-20 der DLR Oberpfaffenhofen.



Abbildung 4.5: Das Flugzeug DO-128 der Technischen Universität Braunschweig mit den Teilchenmeßgeräten FSSP und Greyprobe.

Tabelle 4.2: An Bord der Flugzeuge gemessene meteorologische Parameter und die Genauigkeit der Messungen (nach Brümmer, 1993).

Parameter	DO-128		FALCON	
	Genauigkeit	Auflösung	Genauigkeit	Auflösung
Wind -Richtung	$\pm 2^\circ$	$\pm 0.1^\circ$		
-Geschwindigkeit	± 0.5 m/s	± 0.08 m/s	± 1.5 m/s	± 0.02 m/s
-Vertikalkomp.	± 0.2 m/s	± 0.01 m/s	± 0.5 m/s	± 0.02 m/s
Druck	± 0.3 hPa	± 0.01 hPa	± 1 hPa	± 0.07 hPa
Temperatur	± 0.5 K	± 0.025 K	± 0.5 K	± 0.006 K
Bodentemperatur	± 0.5 K	± 0.025 K	± 1.0 K	± 0.006 K
relative Feuchte	$\pm 6\%$	$\pm 0.1\%$	$\pm 2\%$	$\pm 0.007\%$
Taupunkttemperatur	± 0.1 K	± 0.025 K	± 1.0 K	± 0.007 K
Strahlungsfluß kurzw.	nicht gemessen		± 4 Wm ⁻²	± 0.1 Wm ⁻²
Strahlungsfluß langw.	nicht gemessen		± 10 Wm ⁻²	± 0.2 Wm ⁻²

düsengetriebenes Flugzeug von etwa 17 m Länge mit einer Spannweite von 15 m (siehe Abbildung 4.4). Die maximale Flughöhe beträgt über 12 km, die Flugeschwindigkeit betrug beim An- und Abflug etwa 250 m/s, während der Meßzeit 100 m/s. Bei der DO-128 handelt es sich um ein zweimotoriges Propellerflugzeug mit knapp 12 m Länge und 15.5 m Spannweite (Abbildung 4.5). Es erreicht eine Flughöhe von 3.6 km, die typische Geschwindigkeit während der Messungen lag bei 65 m/s.

Beide Flugzeuge waren mit Meßgeräten zur Erfassung der Temperatur, der Feuchte, des statischen und dynamischen Drucks, des dreidimensionalen Windvektors und der Oberflächentemperatur ausgerüstet. An Bord der FALCON befanden sich darüber hinaus Pyranometer und Pyrgeometer zur Messung der auf- und abwärtsgerichteten kurz- und langwelligen Strahlungsflüsse. Die Datenerfassung erfolgte auf der FALCON mit einer Frequenz von 10 bzw. 100 Hz, je nach Sensor, bei der DO-128 mit 25 Hz. Eine Übersicht zu den meteorologischen Messungen findet sich in Tabelle 4.2 (nach Brümmer, 1993).

Zusätzlich verfügten beide Flugzeuge über Geräte zur Messung der Wolkenmikrostruktur. Streusonden des Typs FSSP-100 dienen zur Größenmessung kleiner Wolkenteilchen. Zur Erfassung größerer Teilchen waren optisch abbildende Sonden vorhanden, eine Optical Array Probe OAP-2D2-C auf der FALCON und eine Optical Array Greyprobe OAP-2D-GA2 auf der DO-128. Bei der FALCON waren diese Geräte unter dem Rumpf montiert, bei der DO-128 befanden sie sich an den Zusatztanks unter den Tragflächen. Auf diese Weise konnten Größenverteilungen der Wolkenteilchen von 2–630 μm (DO-128) bzw. 2–800 μm Durchmesser (FALCON) gemessen werden. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise, Spezifikationen und Auswertetechnik der benutzten Sonden findet sich in Anhang A.

4.1.3 Auswahl der Meßfälle

An insgesamt elf Tagen während der Meßkampagne ARKTIS 93 wurden Flugzeugmessungen in Kaltluftausbrüchen durchgeführt (Tabelle 4.1). Nicht alle Meßfälle sind für detaillierte Untersuchungen der Wolkenmikrophysik gleich gut geeignet:

- An drei Tagen (4., 5. und 16. März) war nur jeweils ein Flugzeug im Einsatz, einmal (17. März) operierten die FALCON und die DO-128 in unterschiedlichen Einsatzgebieten südlich und nordwestlich Spitzbergens, und einmal (11. März) flogen beide Flugzeuge parallele Flugmuster an der Eiskante südlich Spitzbergens. In diesen Fällen konnte die Grenzschichtentwicklung nur über eine relativ geringe Distanz von der Eiskante aus untersucht werden, und die Flugmuster bestanden überwiegend aus Vertikalprofilen und bodennahen Flugabschnitten. Der Mangel an Horizontalabschnitten innerhalb der Wolkenschicht läßt diese Meßtage für die Untersuchung der Wolkenmikrophysik weniger geeignet erscheinen.
- Zu Beginn der Meßkampagne gab es an Bord der DO-128 Schwierigkeiten mit elektromagnetischen Störungen bei der Greyprobe. Die Teilchendaten vom 4. und 10. März sind deswegen kaum auswertbar. Durch eine verbesserte Abschirmung des Gerätes konnten die Störungen bei den späteren Messungen stark reduziert werden.
- Am 19. März führte ein Sicherheitsausfall in der Greyprobe beim Start der DO-128 zu einem Ausfall des Gerätes, so daß von diesem Flug keine Daten größerer Teilchen vorliegen.

Somit verbleiben die drei Flüge vom 20., 24. und 25. März als besonders geeignet für detaillierte mikrophysikalische Auswertungen. An diesen drei Tagen waren intensive Kaltluftausbrüche über dem Seegebiet westlich Spitzbergens zu beobachten. Die typischen Wolkenstraßen sind in den im Anhang B gezeigten Satellitenbildern deutlich zu erkennen. Verursacht wurden die Kaltluftausbrüche durch abeisigen Wind aus nördlichen Richtungen. Am 20. März entwickelte sich eine südsüdwestwärts gerichtete Strömung zwischen einem schwachen Hoch über dem Nordosten Grönlands und einem Tiefdruckgebiet zwischen Island und Norwegen (Abbildung 4.6). Am 24. und 25. März zog ein Tief südlich von Spitzbergen in Richtung Osten, wie die Wetterkarten in Abbildung 4.7 und 4.8 zeigen. Die Südströmung an dessen Rückseite führte zu einem mehrtägigen Kaltluftausbruch, der sich am 25. März bis an die norwegische Küste erstreckte.

Die beiden Flugzeuge flogen koordinierte Flugmuster, wie in Abbildung 4.2 skizziert. Die FALCON übernahm den eisnahen Teil des Flugmusters und die DO-128 operierte etwa 280 km südlich der Eiskante (Abbildung 4.9). Dort war die Grenzschicht bereits auf eine solche Höhe angewachsen, daß jeweils vier bzw. fünf Horizontalabschnitte senkrecht zur mittleren Windrichtung, zwei bzw. drei

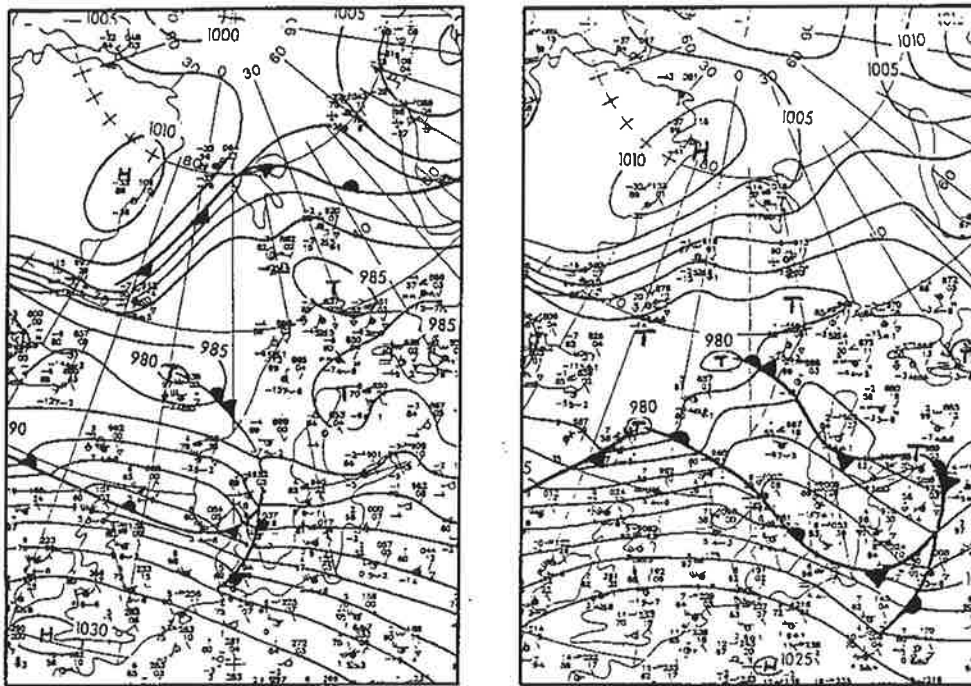


Abbildung 4.6: Wetterkarten für den 20. März 1993 um 0 UT (links) und 12 UT (rechts), erstellt vom Deutschen Wetterdienst Offenbach (Brümmer, 1993).

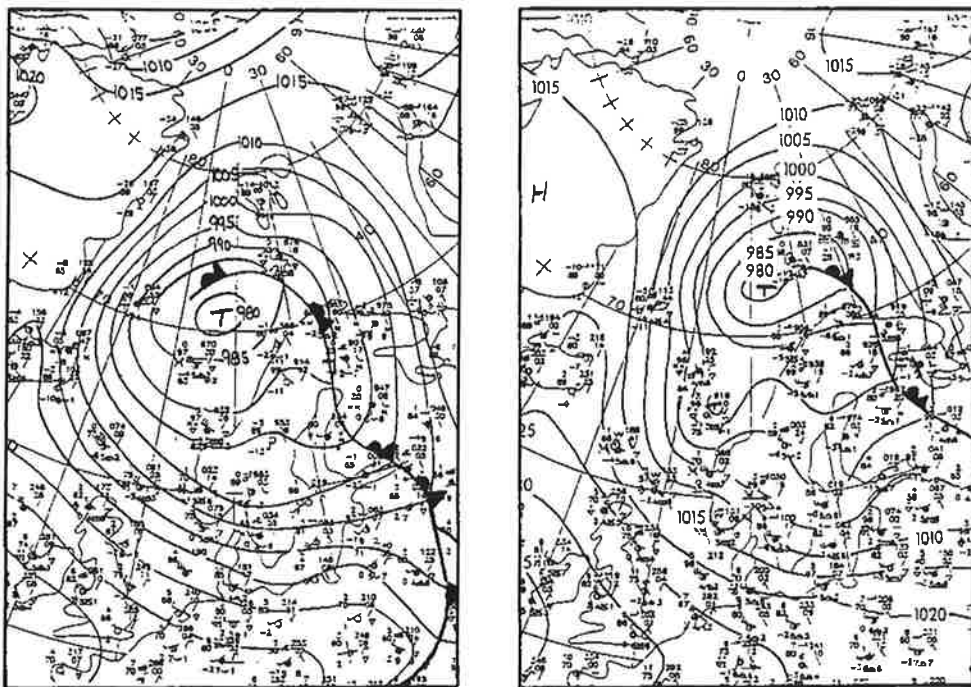


Abbildung 4.7: Wetterkarten für den 24. März 1993 um 0 UT und 12 UT.

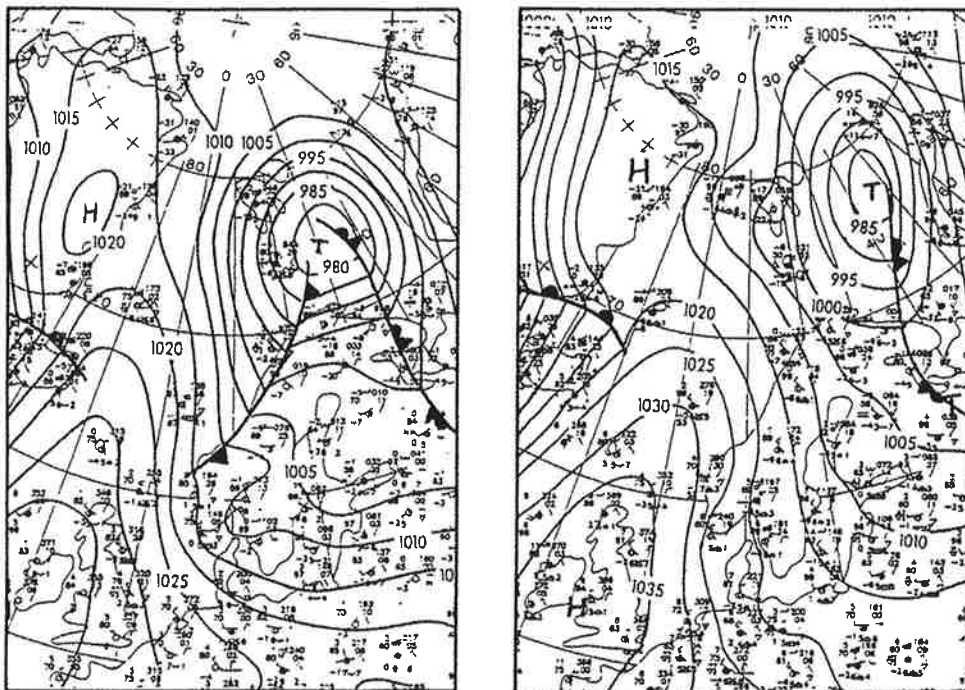


Abbildung 4.8: Wetterkarten für den 25. März 1993 um 0 UT und 12 UT.

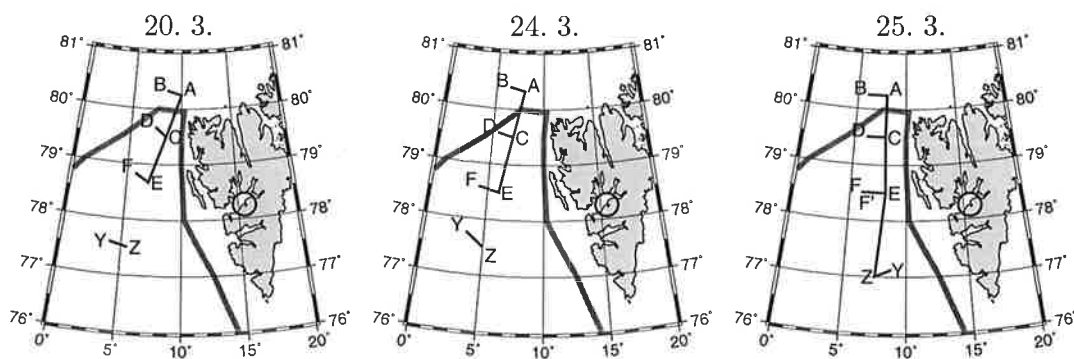


Abbildung 4.9: Die Lage der Flugmuster an den drei ausgewählten Meßtagen. Buchstaben A bis F kennzeichnen Flüge der FALCON, Y bis Z bzw. F' bis Z' bezeichnen von der DO-128 geflogene Abschnitte. Die Lage der Eiskante ist ebenfalls dargestellt.

davon innerhalb und einer unterhalb der Wolkenschicht, geflogen wurden und damit auch die Vertikalstruktur der Wolkenmikrophysik gut erfaßt werden konnte. Die Meßgeräte funktionierten zufriedenstellend. Einschränkend ist allerdings zu sagen, daß an den beiden letzten Tagen die Polarstern ihre Meßposition bereits verlassen hatte. Vertikalprofile atmosphärischer Parameter über dem Eis als Startbedingungen der Kaltluftausbrüche lassen sich für diese Tage nur aus

den Vertikalsondierungen der FALCON oder aus den Daten der bei REFLEX II beteiligten Flugzeuge gewinnen. Für die dargestellten Untersuchungen zur Mikrophysik selbst ist das aber ohne Bedeutung.

4.2 Messungen in mischphasigen Wolken

Die Messungen während ARKTIS 93 fanden bei Temperaturen zwischen -10°C und -20°C in und unter mischphasigen Wolken statt, das heißt die gemessenen Partikel waren zum Teil flüssig, zum Teil eisförmig. Üblicherweise werden Messungen mit Teilchensonden wie den hier benutzten unter der Annahme ausschließlich flüssiger Teilchen ausgewertet, und dieser Annahme folgt auch die Darstellung der Auswertetechnik in den Abschnitten A.1.2 und A.2.1. Hier wird untersucht, welche Auswirkungen das Vorhandensein von Eisteilchen auf die Auswertung und die Genauigkeit der Ergebnisse hat.

4.2.1 Die FSSP und Eisteilchen

Die Größenmessung der FSSP ist eine indirekte Messung. Aus einer gemessenen Streuintensität wird über eine Eichbeziehung auf die Teilchengröße zurückgeschlossen. Bei der Berechnung der Eichwerte wird in zwei Punkten von der Annahme kugelförmiger Wassertropfen Gebrauch gemacht, bei der Bestimmung des Brechungsindex und der Teilchenform. Die Herstellerkalibrierung des Gerätes beruht auf Mie-Rechnungen für kugelförmige Streukörper mit dem Brechungsindex von Wasser $n_w = 1.33$.

Der Brechungsindex von Eis ist mit $n_e = 1.31$ niedriger als der von Wasser. Pinnick *et al.* (1981) haben den Einsatz der FSSP zur Messung von Teilchen mit unterschiedlichen Brechungsindizes beschrieben. Obwohl sie dabei Eiskristalle nicht direkt untersucht haben, äußern sie doch die Vermutung, daß die Eichkurve für Wasser eine gute Näherung auch für Eis darstellt, solange die Eiskristalle nicht wesentlich von der Kugelform abweichen. Nach Baumgardner *et al.* (1992), die Eichkurven für verschiedene Brechungsindizes berechnet und verglichen haben, ist der Einfluß auf die Größenbestimmung am stärksten für Teilchen mit einem Durchmesser zwischen $1\ \mu\text{m}$ und $5\ \mu\text{m}$, oberhalb von $5\ \mu\text{m}$ unterscheiden sich die Eichkurven nur wenig. Dabei bewirken die Unterschiede im wesentlichen eine Verschiebung der gemessenen Durchmesser hin zu kleineren Werten.

Schwieriger zu beurteilen ist der Einfluß der Form der Eiskristalle auf die Messungen. Bei nicht kugelförmigen Streukörpern hängt die Streufunktion von der Form und der Orientierung der Teilchen ab, und es läßt sich im allgemeinen keine Eichkurve für die FSSP bestimmen. In wie weit man Streusonden wie die FSSP trotzdem zu Messungen in Wolken mit Eiskristallen benutzen kann, hängt von den jeweiligen mikrophysikalischen Verhältnissen ab, insbesondere von der

Tabelle 4.3: Größenklassen der FSSP im bei ARKTIS 93 genutzten Meßbereich bei Herstellerkalibrierung für Wassertropfen und nach Mie-Rechnung von Moss *et al.* (1998) für kugelförmige Eiskristalle.

FSSP Kanal	Tropfendurchmesser / μm	Eisdurchmesser / μm
1	2–5	1.5–5.5
2	5–8	5.5–10.5
3	8–11	
4	11–14	10.5–19.5
5	14–17	
6	17–20	
7	20–23	19.5–21.5
8	23–26	21.5–24.5
9	26–29	24.5–31.5
10	29–32	
11	32–35	30.5–37.5
12	35–38	
13	38–41	37.5–39.5
14	41–44	39.5–42.5
15	44–47	42.5–46.5

vorherrschenden Form der Eiskristalle und dem Verhältnis von Eiswassergehalt zu Flüssigwassergehalt.

Einige Autoren (Knollenberg *et al.*, 1993; Moss *et al.*, 1998) beschreiben Messungen von Teilchengrößenverteilungen in Eiswolken. Dabei gehen sie davon aus, daß die von der FSSP gemessenen Teilchen auf Grund ihrer geringen Größe Kugelgestalt haben und berücksichtigen lediglich den im Vergleich zu Wasser niedrigeren spezifischen Brechungsindex. So geben Moss *et al.* (1998) eine für Eiskugeln angepaßte Zuordnung der FSSP-Größenklassen zu Teilchendurchmessern an. In Tabelle 4.3 werden diese Werte der Herstellerkalibrierung für Wassertropfen gegenübergestellt. Die sich ergebenden Unterschiede sind nicht größer als eine Größenklasse und vergleichbar der Varianz der in Tabelle A.2 (Seite 101) gezeigten verschiedenen Kalibrierungen für Wassertropfen. Im Unterschied dazu bezeichnen Heymsfield und Platt (1984) Messungen der FSSP in Eiswolken unter Verweis auf die im allgemeinen unbekanntem Streueigenschaften der Kristalle als generell nicht auswertbar. Sie weisen allerdings darauf hin, daß der Versuch einer Auswertung unter der Annahme, die Kristalle verhielten sich wie Wassertröpfchen, in ihrem Fall durchaus plausible Ergebnisse liefert.

Bei Messungen in gemischtphasigen Wolken liegt die Tropfenkonzentration häufig um vier Größenordnungen oder mehr über der Eiskristallkonzentration. Daher gehen einige Autoren davon aus, daß in diesen Fällen der Einfluß der Eiskristalle auf die Messungen zu vernachlässigen ist und nutzen die FSSP zur Mes-

sung der flüssigen Komponente (siehe z. B. Heymsfield und Hjelmfelt, 1984; Stith *et al.*, 1994). Manchmal wird explizit angegeben, daß die Eiskristallkonzentrationen bei den FSSP-Messungen stets niedriger als ein Schwellwert, beispielsweise 10l^{-1} (Hobbs und Rangno, 1985) oder 1l^{-1} (Rangno und Hobbs, 1991), waren.

Heymsfield und Miloshevich (1989) zeigen Meßergebnisse aus Regionen mit Temperaturen unterhalb von -40°C . Dort existiert kein Flüssigwasser mehr. Replikatormessungen zeigen Eiskristalle bis zu einer Größe von einem Millimeter, vornehmlich Flaschenprismenbüschel, hexagonale Säulen und Aggregate. Anhand von Messungen in diesen reinen Eiswolken schätzen sie die Empfindlichkeit der FSSP für Eisteilchen ab. Es ergeben sich Größenverteilungen mit einem Maximum in den mittleren Kanälen (bei einem Meßbereich von 2 bis $47\ \mu\text{m}$), und der Sekundenmittelwert der spektralen Anzahldichte liegt stets unterhalb von $0.5\text{l}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$. Aus dem Mittelwert über die gesamte Meßzeit leiten Heymsfield und Miloshevich (1989) einen Grenzwert für die Beeinflussung eines gemessenen Tropfenspektrums durch Eis von $0.1\text{l}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ ab. Mit diesem Grenzwert werden dann alle Messungen in mischphasigen Wolken bei Temperaturen unterhalb von -20°C korrigiert (Heymsfield und Miloshevich, 1989; Heymsfield *et al.*, 1990).

Gardiner und Hallet (1985) berichten jedoch von Fällen, in denen bereits Eiskristallkonzentrationen von über 50l^{-1} bei größenordnungsmäßig 100 Tropfen pro Kubikzentimeter ausreichen, die von der FSSP gemessenen Größenverteilungen völlig zu verfälschen. Charakteristisch hierfür ist eine „Verflachung“ der Größenverteilung durch unrealistisch viele Ereignisse in den großen Größenklassen. Dies führt in einigen Fällen zu einer scheinbaren Anhebung des Flüssigwassergehalts um das Fünffache. Bemerkenswert ist dabei die Tatsache, daß die Eiskristalle sich viel stärker auf die FSSP-Messungen auswirken, als es ihrer Anzahl entsprechen würde. So berichten Gardiner und Hallet von Wolkenabschnitten, in denen nahezu kein Flüssigwasser vorhanden ist, aber hohe Eiskonzentrationen, und in denen mit der FSSP Anzahldichten gemessen werden, die etwa 250 mal so hoch sind, wie die mit Replikatormessungen bestimmten Eiskristallkonzentrationen. Als Ursache hierfür werden Mehrfachstreuung, ein Zerschneiden großer Eiskristalle in viele kleine, ein vergrößertes Meßvolumen und eine Verschmutzung des Gerätes durch Eiskristalle diskutiert, jedoch kann auch eine Kombination aller dieser möglichen Effekte nicht die Beobachtungen erklären.

Auch FSSP-Messungen anderer Autoren zeigen in stark eishaltigen Wolken unrealistisch hohe Zählraten großer Teilchen. Nach Gardiner und Hallet (1985) lassen sich von Eisteilchen verfälschte Messungen nicht korrigieren, aber an dem flachen Verlauf der Größenverteilungen relativ leicht erkennen. Davon ausgehend beschreiben Cober *et al.* (1995) ein Verfahren, von Eis verfälschte Messungen von unverfälschten zu unterscheiden. Zeigt eine Größenverteilung derartig viele große Teilchen, daß diese Größenklassen den überwiegenden Beitrag zum Flüssigwassergehalt liefern, wird die Messung als von Eisteilchen verfälscht betrachtet. Stammt der größte Beitrag zum Wassergehalt von kleinen Teilchen, wird sie als unverfälscht angesehen (siehe Abbildung 4.10). Zur Bestimmung von Tropfen-

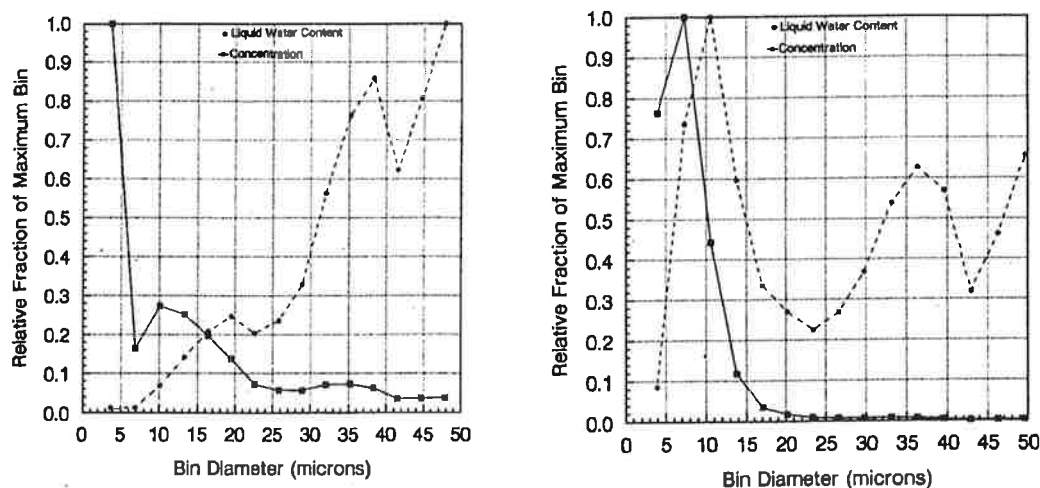


Abbildung 4.10: Vergleich zweier Größenverteilungen aus FSSP-Messungen mit überwiegend Eisteilchen (links) und Signalen von Eis und Wasser (rechts). Eiskristalle führen zu einer Anhebung der Zählraten in den höheren Größenklassen, dies zeigt sich besonders deutlich in der Verteilung des Flüssigwasseranteils (gestrichelte Kurven). Aus Cober *et al.* (1995).

größenverteilung und Flüssigwassergehalt werden nur als unverfälscht bewertete Messungen herangezogen, die FSSP-Messungen aus Abschnitten mit Eiskristallen werden als nicht auswertbar verworfen.

Einen anderen Weg zur Vermeidung von Meßfehlern durch Eiskristalle gehen Bower *et al.* (1996). Sie betrachten ebenfalls den aus den FSSP-Meßdaten errechneten Flüssigwassergehalt und vergleichen ihn mit unabhängigen Messungen eines Hitzdrahtinstruments. Während in Wasserwolken beide Geräte eine Abweichung von weniger als 20 % zeigen, differieren die Ergebnisse bei hohen Eiskonzentrationen stark voneinander. Mit der FSSP wird der Wassergehalt dann deutlich überschätzt. In solchen Fällen werden die Daten nicht zur weiteren Auswertung herangezogen.

Während ARKTIS 93 zeigt die Greyprobe mitunter erhebliche Eiskristallkonzentrationen von bis zu 100l^{-1} . In diesen Fällen weist das Kriterium von Cober *et al.* (1995) auf eine starke Beeinflussung der FSSP-Größenverteilungen hin (vergleiche Abbildung 4.11). Hohe Zählraten in den großen Größenklassen führen zu einem sekundären Maximum in den Größenverteilungen bei einem Durchmesser von etwa $30\ \mu\text{m}$. Zum Vergleich herangezogene Messungen der Greyprobe zeigen in diesem Durchmesserbereich um ein bis zwei Größenordnungen geringere Anzahldichten (Abbildung 4.12). Vor dem Hintergrund der oben angeführten Beobachtungen von Gardiner und Hallet (1985), Cober *et al.* (1995) und Bower *et al.* (1996) sowie der durch das Funktionsprinzip bedingten Unsicherheit bei Messungen an Eisteilchen, scheinen die hohen Zählraten der FSSP nicht reali-

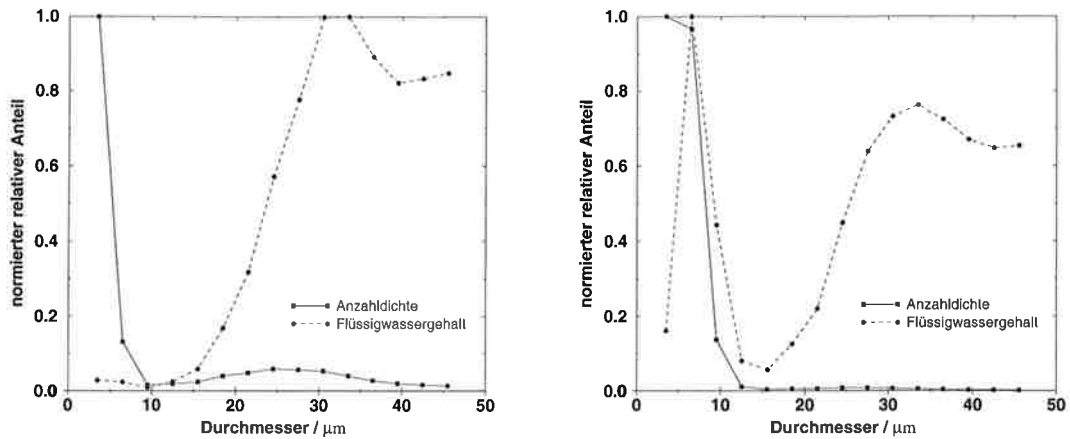


Abbildung 4.11: Zwei Größenverteilungen, gemessen mit der FSSP am 25. März 1993 in 490 m (links) und 690 m Höhe (rechts). Die Darstellung ist die gleiche wie in Abbildung 4.10. Nach Cober *et al.* (1995) ist die linke Größenverteilung geprägt von Eisteilchen, die rechte zeigt Anteile sowohl von Wasser als auch von Eis.

stisch zu sein. Abbildung 4.13 zeigt, daß die Abweichung der FSSP-Messungen von denen der Greyprobe mit steigender Eisteilchendichte zunimmt. Man kann daher davon ausgehen, daß große, jenseits des nominellen Meßbereichs der FSSP liegende Eisteilchen zu einer künstlichen Erhöhung der Zählraten großer Teilchen führen.

Die Ursache für die Fehlinterpretation der Eisteilchen liegt in deren Form. Das Streuverhalten von Eiskugeln weicht nicht wesentlich von dem von Tropfen ab. Hexagonal symmetrische Kristalle zeigen dagegen je nach Kristallform verschieden stark ausgeprägte Halos bei 22° und 46° Streurichtung und stärkere Rückwärtsstreuung als Kugeln (Macke, 1994). Im Bereich kleiner Streuwinkel, der bei der FSSP zur Größenbestimmung genutzt wird, ist die Streufunktion dagegen niedriger. Im Fall hexagonaler Platten beträgt der Unterschied dort etwa einen Faktor zehn. Das hat zur Folge, daß kleine Tropfen genauso viel Licht auf den Detektor der FSSP streuen wie Eiskristalle mit wesentlich größerer Querschnittsfläche. Große Eiskristalle können daher von der FSSP fälschlicherweise als kleinere Tropfen gezählt werden. Liegt beispielsweise die Streufunktion der Eisteilchen, gemittelt über den Meßwinkelbereich der FSSP, um den Faktor zehn unter der von Tropfen, so werden 200–300 µm große Eisteilchen als 20–30 µm große Tropfen interpretiert.

Die Messungen bei ARKTIS 93 fanden in mischphasigen Wolken statt. Von der FSSP gemessene Größenverteilungen sind daher Überlagerungen von korrekt wiedergegebenen Tropfengrößenverteilungen und fehlerhaft interpretierten Signalen der Eisteilchen. Dabei zeigt es sich, daß die Eiskristalle im wesentlichen eine Beeinflussung der oberen Größenklassen bewirken. Aus diesem Grund werden

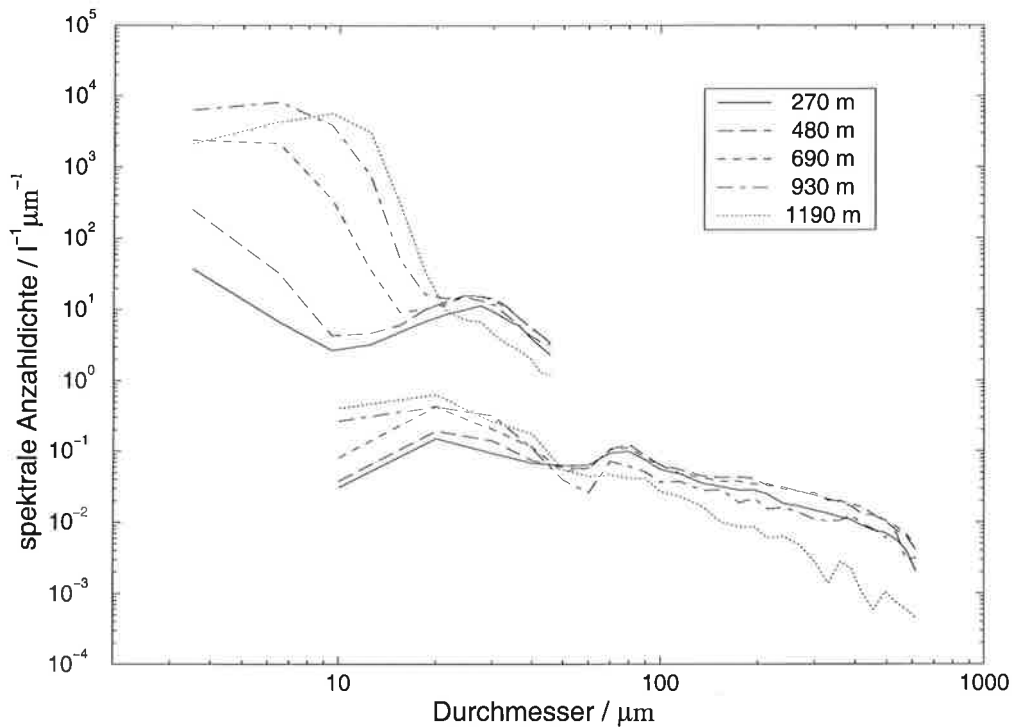


Abbildung 4.12: Größenverteilungen in verschiedenen Höhen in und unterhalb mischphasiger Wolken mit großen Eisteilchen, gemessen am 25. März 1993. Die Daten der FSSP zeigen ein sekundäres Maximum bei etwa $30 \mu m$ Durchmesser, das auf Störungen durch größere Eisteilchen zurückzuführen ist.

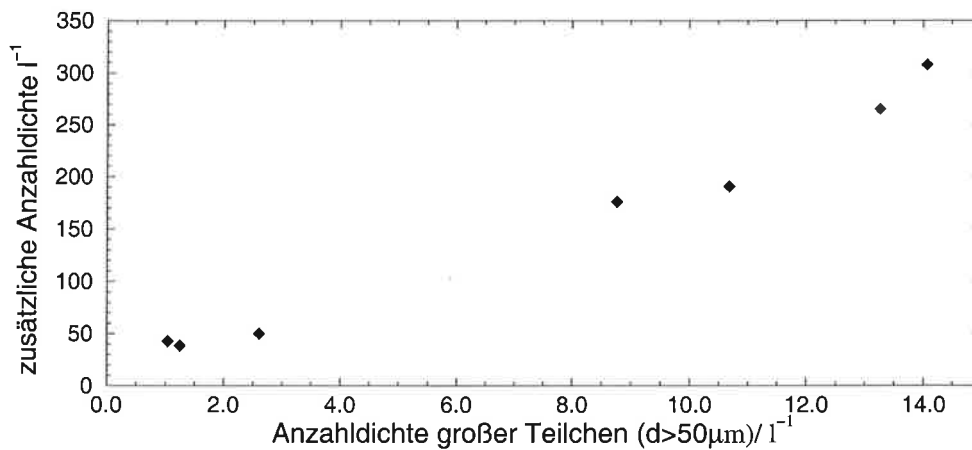


Abbildung 4.13: Differenz zwischen der Anzahldichte gemessen mit der FSSP und kombiniert aus FSSP- und Greyprobemessungen in Abhängigkeit von der Anzahldichte aller Teilchen größer als $50 \mu m$.

bei der Auswertung der ARKTIS 93-Messungen nur die FSSP-Kanäle eins bis fünf genutzt, entsprechend Teilchendurchmessern von 2 bis $17 \mu\text{m}$. Zur Größenbestimmung der größeren Teilchen dienen die Daten der Greyprobe. Da dort die ersten zwei Größenklassen durch Digitalisierungseffekte beeinflusst sein können und nicht in die Auswertung mit einbezogen werden, entsteht zwischen der letzten Größenklasse der FSSP ($14\text{--}17 \mu\text{m}$) und der ersten der Greyprobe ($25\text{--}35 \mu\text{m}$) eine Lücke, die durch Interpolation geschlossen wird.

4.2.2 Nicht-sphärische Teilchen in der Greyprobe

Im Unterschied zur FSSP gibt es für die Greyprobe keine prinzipiellen Einschränkungen bei der Messung in mischphasigen Wolken. Die Greyprobe bietet eine direkte Messung. Man erhält zweidimensionale Abbilder der Wolkenteilchen, unabhängig von deren Aggregatzustand. Unklar ist nur, wie die Abbildungseigenschaften der Optik von der Teilchenform abhängen und ob die im Anhang beschriebene Größenbestimmung nach der Korrekturformel von Reuter und Bakan (1998) zu korrekten Ergebnissen auch bei unscharf abgebildeten Teilchen führt.

Üblicherweise werden aus den Messungen der Greyprobe Teilchengrößenverteilungen bestimmt, das heißt Teilchenanzahldichten pro Volumen und Größenklasse. Die Größenklassen entsprechen dabei einem Durchmesserbereich. Bei im allgemeinen nicht sphärischen Eiskristallen ist aber der Durchmesser nicht eindeutig definiert, verschiedene Maße sind bei der Auswertung von 2D-Daten gebräuchlich:

- Die maximale Erstreckung des Teilchens in Richtung des Diodenarrays, gegeben durch die Anzahl aller abgeschatteten Photodioden multipliziert mit der Auflösung.
- Die maximale lineare Erstreckung des Teilchenbildes.
- Der Durchmesser eines Kreises mit der Fläche des Teilchenbildes.
- Der Durchmesser einer Kugel mit dem Volumen des Teilchens. Dabei wird das Teilchenvolumen unter idealisierenden Annahmen aus der Form und der maximalen Länge oder über empirische Formeln aus der Fläche des zweidimensionalen Teilchenbildes bestimmt.

Bei den in dieser Arbeit gezeigten Auswertungen wird als Teilchengröße stets die Erstreckung in Richtung des Diodenarrays verwendet.

Klassifizierungsverfahren

Natürliche Schnee- und Eisteilchen unterscheiden sich zum Teil erheblich in ihrer Form (vergleiche z. B. Nakaya, 1954; Magono und Lee, 1966). Zur Untersuchung

der Mikrophysik ist eine Kenntnis der Form der gemessenen Eiskristalle in mehrfacher Hinsicht wünschenswert:

- Die Anwesenheit von Eis hat signifikanten Einfluß auf die optischen Eigenschaften einer Wolke und somit auf ihren Einfluß auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre. Dabei hängen die Streu- und Absorptionseigenschaften nicht nur vom integralen Eisgehalt und den Teilchengrößen, sondern auch von der Teilchenform und gegebenenfalls deren Ausrichtung ab.
- Zur Ableitung des Wassergehalts benötigt man das Teilchenvolumen. Während man in reinen Wasserwolken von kugelförmigen Tropfen ausgehen kann, benötigt man bei Eisteilchen Informationen über die Teilchenform, um aus dem aufgezeichneten zweidimensionalen Schattenbild und der daraus abgeleiteten Größe das Teilchenvolumen bestimmen zu können. Zudem können unterschiedliche Teilchenarten auch einen unterschiedlichen Anteil eingeschlossener Luft und somit eine unterschiedliche Massendichte aufweisen. Daher ist eine Teilchenformerkennung wichtig für die Bestimmung des Wassergehalts der Wolke.
- Großskalige Klimamodelle parameterisieren den Eisgehalt von Wolken häufig anhand eines einfachen Zusammenhangs zwischen Flüssigwasser- und Eisswassergehalt. Bis heute sind aber nur wenige Messungen des Verhältnisses zwischen diesen beiden Größen, die zu einem Test derartiger Parameterisierungen dienen können, veröffentlicht (Moss und Johnson, 1994).

Die Wachstumsbedingungen für unterschiedliche Kristallformen werden von der Luftfeuchte und Temperatur bestimmt. So zeigen beispielsweise Pruppacher und Klett (1978) Zuordnungen der vorherrschenden Teilchenform zu den jeweiligen Umgebungsbedingungen. In Wolken, insbesondere in stark inhomogenen konvektiven Wolken, existieren aber stets mehrere Teilchenarten nebeneinander, so daß die individuelle Teilchenform nicht vorhersagbar ist. In der Literatur sind verschiedene Ansätze beschrieben, die Bildinformationen einer optisch abbildenden Sonde zur automatisierten Teilchenerkennung zu nutzen (Rahman *et al.*, 1981; Hunter *et al.*, 1984; Holroyd, 1987; Darlison und Brown, 1988; Chandrasekar *et al.*, 1990; Czys und Petersen, 1992; Chandrasekar *et al.*, 1992; Moss und Johnson, 1994; Duroure *et al.*, 1994). Diese Verfahren können zwischen einer unterschiedlichen Anzahl verschiedener Teilchenformen unterscheiden und sind zum Teil erfolgreich in der Auswertung von 2D-Meßdaten eingesetzt worden. Sie sind aber in ihren Entscheidungskriterien jeweils an bestimmte Teilchenensembles angepaßt und können nicht ohne weiteres für beliebige Datensätze übernommen werden. Zudem können sie meist nur einen geringen Teil aller gemessenen Teilchen klassifizieren, und dieser Anteil läßt sich nur auf Kosten der Genauigkeit erhöhen. Keines der in der Literatur beschriebenen Verfahren hat sich derart bewährt, daß es als ein Standardverfahren zu bezeichnen wäre.

Tabelle 4.4: Teilchenklassen im Verfahren von Schwerdtfeger (1997) und ihre Bezeichnung in der Einteilung nach Magono und Lee (1966) (ML).

Teilchenklasse	Beschreibung	ML
Nadeln	Lineare Eiskristalle, deren Länge die Breite wesentlich übertrifft	N1 a–e
Säulen	Rechteckige Form, teilweise mit abgeflachten Ecken	C1 c–f, R1 b
Platten	Kompakt, hexagonale Form, evtl. durch die Projektion in die Meßebeine verzerrt	C1 g–h, P1 a, R1 c, R2 a
Dendriten	Sternförmige Kristalle mit sechs Armen	P1 c–f, P2 a–g
Graupel	Kompakt, nahezu rund, rauher Rand	R4 a–b
Tropfen	Kompakt, rund, glatter Rand	
Aggregate	Große Teilchenbilder, die beide Ränder berühren	
kleine Teilchen	Teilchen, deren Form auf Grund zu weniger Bildpunkte nicht bestimmbar ist	

Deshalb ist am Max-Planck-Institut für Meteorologie im Rahmen einer Diplomarbeit (Schwerdtfeger, 1997) ein eigenes Klassifizierungsverfahren entwickelt worden. Dieses Verfahren nutzt ein neuronales Netz zur Sortierung der Greyprobedaten in acht Teilchenklassen entsprechend Tabelle 4.4. Das neuronale Netz ist für Meßdaten von ARKTIS 93 entwickelt und mit Teilchenbildern des 25. März trainiert worden. Es ist daher optimal an den auszuwertenden Datensatz angepaßt, und der Klassifizierungsfehler ist mit etwa 20 % vergleichsweise klein. Der Nachteil ist aber, daß das Verfahren zu aufwendig ist, um es direkt mit der Auswertung zu koppeln und so jedem Teilchen ein seiner Form entsprechendes Volumen zuzuordnen. Vielmehr müssen die Meßdaten zunächst auf die vorherrschenden Teilchenklassen hin untersucht werden, um anschließend die Berechnung des Wassergehalts entsprechend anpassen zu können.

Ergebnisse der Teilchenklassifizierung

Im Rahmen der bereits erwähnten Diplomarbeit (Schwerdtfeger, 1997) sind exemplarisch die Greyprobedaten des 25. März ausgewertet worden. Dabei hat sich herausgestellt, daß zur sicheren Erkennung einer Teilchenform die Bildfläche mindestens 200 Bildpunkte enthalten muß, was bei sphärischen Teilchen einem Durchmesser von $160 \mu\text{m}$ entspricht. Kleinere Teilchenbilder können hinsichtlich der Form nicht ausgewertet werden und werden in die Klasse „kleine Teilchen“ eingeordnet. Auf Grund der wesentlich höheren Anzahldichte kleiner Teilchen übertrifft deren Anteil in der Auswertung den der anderen Teilchenklassen deutlich.

Tabelle 4.5: Zusammenhang zwischen Teilchenmasse M und Durchmesser d für ausgewählte Eisteilchenklassen. Quelle [1]: Pruppacher und Klett (1978), [2]: Locatelli und Hobbs (1974), [3]: Detwiler *et al.* (1993).

	Teilchenform	$M(d)$ -Beziehung	d / mm	Quelle
1	dicke Platten	$M/g = 5.45 \cdot 10^{-5} (d/mm)^{2.68}$	0.3–0.6	[1]
2	hexagonale Platten	$M/g = 1.84 \cdot 10^{-5} (d/mm)^{3.31}$	0.3–0.6	[1]
3	planar	$M/g = 2.85 \cdot 10^{-5} (d/mm)^{1.79}$	0.2–2.0	[3]
4	Graupel	$M/g = 4.40 \cdot 10^{-5} (d/mm)^{3.0}$	0.5–1.0	[2]
5	Graupel	$M/g = 7.80 \cdot 10^{-5} (d/mm)^{2.8}$	0.5–1.0	[2]
6	Graupel	$M/g = 1.40 \cdot 10^{-4} (d/mm)^{2.7}$	0.5–1.0	[2]
7	Graupel	$M/g = 5.47 \cdot 10^{-5} (d/mm)^{4.81}$	0.5–1.7	[3]
8	massive Säulen	$M/g = 6.40 \cdot 10^{-5} (d/mm)^{2.6}$	0.2–0.6	[1]
9	hohle Säulen	$M/g = 3.70 \cdot 10^{-5} (d/mm)^{1.8}$?	[1]
10	bereifte Säulen	$M/g = 3.30 \cdot 10^{-5} (d/mm)^{2.3}$	0.8–2.0	[2]
11	Säulen	$M/g = 1.18 \cdot 10^{-4} (d/mm)^{3.07}$	0.2–0.9	[3]
12	Dendriten (P1 c)	$M/g = 6.09 \cdot 10^{-6} (d/mm)^{2.79}$	0.5–2.8	[1]
13	bereifte Dendriten	$M/g = 1.50 \cdot 10^{-6} (d/mm)^{2.3}$	1.8–2.4	[2]

Die Auswertung ergab nur geringe systematische Variationen der relativen Anteile der verschiedenen Teilchenklassen. Im Mittel die häufigste Teilchenklasse bezogen auf die auswertbaren Teilchen sind die Platten, gefolgt von Graupel, Säulen und Dendriten. Tropfen und Nadeln werden kaum gefunden.

Konsequenzen für die Auswertung

Im Unterschied zu den kleinen Teilchen, die überwiegend als flüssig angesehen werden, sind die großen Wolken- und Niederschlagsteilchen bei ARKTIS 93 nahezu vollständig eisförmig. Für die Bestimmung des Wassergehalts als Summe aus Flüssig- und Eiswassergehalt bedeutet dies, daß bei kleinen Teilchen mit kugelförmigen Tropfen der Dichte $\rho_w = 1.0 \text{ g cm}^{-3}$ reinen Wassers gerechnet werden kann, während man größere Teilchen als Platten, Graupel, Säulen oder Dendriten anzusehen hat.

Natürliche Eiskristalle enthalten kleine Luftporen, so daß ihre mittlere Dichte unter der reinen Eises liegt. Da die Kenntnis über den Luftanteil und somit die Teilchendichte gering ist, werden zur Berechnung der Masse von Eisteilchen bekannter Größe und Form üblicherweise empirische Beziehungen herangezogen (Pruppacher und Klett, 1978).

In Tabelle 4.5 sind derartige Massen-Durchmesser-Beziehungen für die bei ARKTIS 93 typischen Teilchenklassen zusammengestellt (Pruppacher und Klett, 1978; Locatelli und Hobbs, 1974; Detwiler *et al.*, 1993). Die graphische Darstellung dieses Zusammenhangs für die am häufigsten beobachteten Formen „Plat-

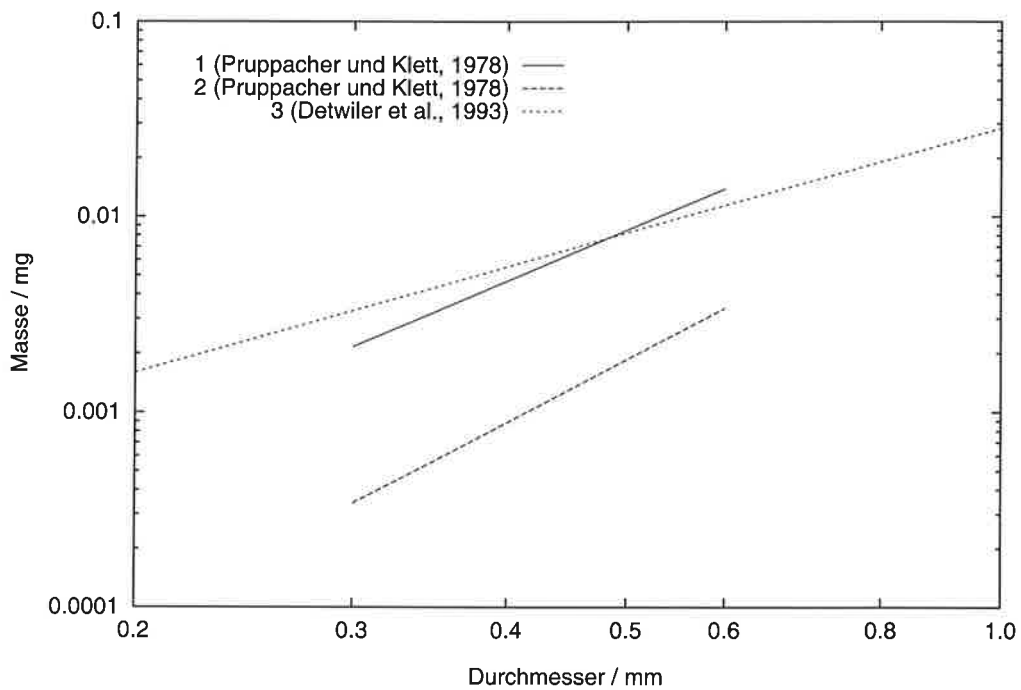


Abbildung 4.14: Teilchenmasse in Abhängigkeit vom Durchmesser, entsprechend den Gleichungen (1) bis (3) aus Tabelle 4.5 für Platten.

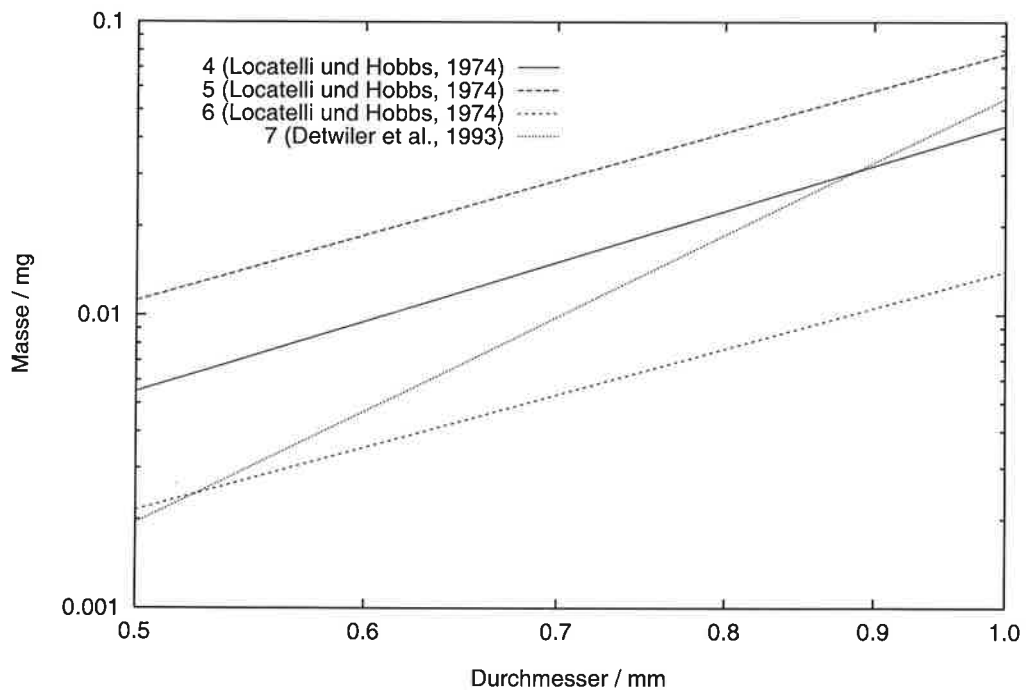


Abbildung 4.15: Teilchenmasse in Abhängigkeit vom Durchmesser, entsprechend den Gleichungen (4) bis (7) aus Tabelle 4.5 für Graupel.

ten“ und „Graupel“ (Abbildung 4.14 und 4.15) zeigt starke Differenzen zwischen den verschiedenen Parameterisierungen. Für einen gegebenen Durchmesser variiert die zugehörige Masse um mehr als einen Faktor fünf. Die Unterschiede zwischen verschiedenen Näherungsformeln für eine Teilchenart liegen in der selben Größenordnung wie die Differenzen zwischen verschiedenen Teilchenklassen. Offenbar spielen außer der Teilchenart auch die jeweiligen bei der Teilchenentstehung herrschenden atmosphärischen Parameter eine wesentliche Rolle. Für die Auswertung der Meßdaten von ARKTIS 93 wird daher keine der in der Literatur angegebenen Beziehungen exakt verwendet, vielmehr wird die Teilchenmasse in Abhängigkeit von dem Durchmesser nach

$$M/g = 4.0 \cdot 10^{-5} (d/\text{mm})^{2.5} \quad (4.1)$$

berechnet. Diese Beziehung ähnelt der von Detwiler *et al.* (1993) angegebenen über alle dort untersuchten Teilchenklassen gemittelten Parameterisierung und stellt einen Kompromiß für die hier am häufigsten vertretenen Teilchenklassen dar.

Weder der einschlägigen Literatur noch den Meßdaten läßt sich entnehmen, bis zu welcher Größe die Teilchen bei den vorliegenden Temperaturen flüssig sind. Die Grenzgröße zwischen Wassertropfen und Eisteilchen ist nicht scharf definiert, in einem Übergangsbereich können beide Phasen mit annähernd gleicher Häufigkeit auftreten. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Auswertungen werden Teilchen bis zu $100 \mu\text{m}$ Durchmesser als Tropfen angesehen und solche mit mindestens $200 \mu\text{m}$ als eisförmig. Nach Gleichung (4.1) haben Eisteilchen mit $190 \mu\text{m}$ Durchmesser nahezu die gleiche Masse wie $110 \mu\text{m}$ große Wassertropfen, und diese Masse wird allen Teilchen im Übergangsbereich zwischen dem Wasser- und dem Eisregime zugeordnet.

4.3 Messungen in inhomogener Bewölkung

Die Teilchenmeßgeräte an Bord der beiden Flugzeuge wurden während der gesamten Flugzeit mit einer Datenaufzeichnungsfrequenz von 10 Hz betrieben. Wegen des geringen Meßvolumens sind Messungen über so kurze Zeitintervalle aber statistisch nicht signifikant, man muß über längere Zeiten mitteln. Ein Beispiel verdeutlicht dies: während einer Flugzeit von einer Sekunde vermißt die FSSP an Bord der DO-128 ein Volumen von ca. 25 cm^3 . Bei einer für die hier vorgestellten Messungen typischen Anzahldichte von 10 bis $1001^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ für Wolkenteilchen mit 14 bis $17 \mu\text{m}$ Durchmesser bedeutet das durchschnittlich ein bis acht Teilchen in der entsprechenden Größenklasse. Ähnlich stellen sich die Verhältnisse im gesamten Meßbereich der Greyprobe dar. Nur im Maximum der Größenverteilung, zwischen 5 und $8 \mu\text{m}$ Durchmesser, werden Anzahldichten erreicht, die zumindest Sekundenmittel rechtfertigen würden. Bei der Bestimmung der Größenverteilung

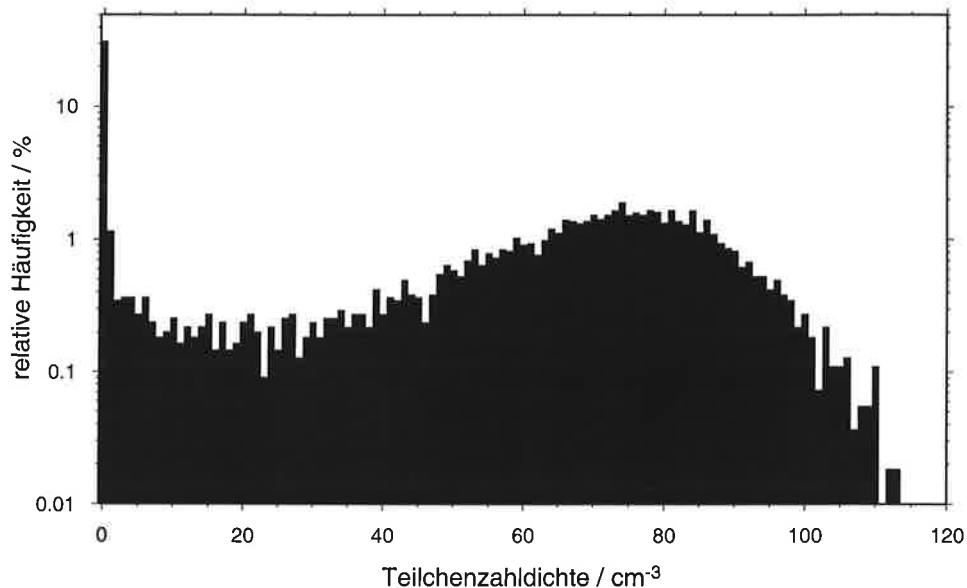


Abbildung 4.16: Häufigkeitsverteilung der Anzahldichte. Messung vom 25. März 1993 in 1080 m Höhe, 200 m unter der Wolkenoberkante, über 940 Zeitintervalle von jeweils $\Delta T = 0.1$ s Dauer.

gen über den gesamten Meßbereich sind zur Reduzierung des statistischen Fehlers somit deutlich längere Meßzeiten nötig.

Längere Meßzeiten bedeuten Mittelung über größere Flugstrecken. Auf Grund der inhomogenen, durchbrochenen Bewölkung, die in den Kaltluftausbrüchen vorherrscht, führt das zu einem Mittelwert über Wolken und wolkenfreie Gebiete. Dies kann sinnvoll sein, wenn man sich für Mittelwerte über größere Gebiete interessiert, beispielsweise um den Wassergehalt größerer Luftmassen zu bestimmen. Will man aber die Wolken selber studieren, muß man wolkenfreie Abschnitte aus der Mittelung ausschließen.

Da außer den Teilchensonden an den Meßflugzeugen keine Geräte zur Wolken-detektion zur Verfügung stehen, wird die mit der FSSP gemessene Anzahldichte der Wolkenteilchen als Parameter für eine bedingte Mittelung herangezogen. Abbildung 4.16 zeigt eine Häufigkeitsverteilung der Teilchenzahldichte, gemessen mit der höchstmöglichen zeitlichen Auflösung. Man erkennt ein schmales Maximum der Verteilung bei geringen Anzahldichten und ein breites relatives Maximum bei höheren Werten von 70 bis 80 cm^{-3} , getrennt von einem relativen Minimum bei gut 20 cm^{-3} . Einen ähnlichen Verlauf zeigen alle untersuchten Häufigkeitsverteilungen, nur die Lage der relativen Extrema und die jeweiligen Häufigkeitsanteile variieren. Die Meßdaten mit hohen Anzahldichten stammen von Flugabschnitten inmitten der Wolken und die Intervalle mit Dichten nahe Null von wolkenfreien Abschnitten. Messungen am Wolkenrand führen zu Zwischenwerten.

Um die mit der FSSP gemessene Anzahldichte als Kriterium für eine Wolken-detektion bei einer bedingten Mittelung zu verwenden, muß man einen geeigneten Schwellwert bestimmen. Ist dieser zu niedrig, wirken sich nahezu wolkenfreie Gebiete zu stark auf die Mittelwertbildung aus. Ist er zu hoch, erhält man unrealistisch hohe Mittelwerte, die von dem Maximum der statistischen Verteilung der Teilchenzahldichte geprägt sind. In Abbildung 4.17 ist diese Abhängigkeit des Mittelwertes von dem Schwellwert exemplarisch für zwei Flugabschnitte vom 25. März dargestellt. Der jeweilige Anteil der akzeptierten Meßintervalle ist in der folgenden Abbildung 4.18 zu sehen. Auf dem niedrigeren Flugabschnitt ist der relative Anteil teilchenarmer Abschnitte deutlich höher, was zu einer stärkeren Variation des Mittelwertes mit dem Schwellwert der Mittelung führt.

Wie in Abbildung 4.18 zu erkennen ist, führt die Anhebung des Schwellwerts zunächst zu einer starken Reduzierung der Anzahl in die Mittelwertbildung eingehender Meßintervalle, bis ab einer gewissen Grenze die Abhängigkeit vom Schwellwert deutlich geringer wird. Dies rührt daher, daß dann die wolkenfreien Abschnitte bereits alle aus der Mittelung ausgeschlossen sind. Eine weitere Erhöhung des Schwellwerts führt nur zu einer Selektion innerhalb der Wolken, da auch die gemessene Anzahldichte im Inneren der Wolken statistischen Schwankungen unterliegt. Ein geeigneter Schwellwert für eine bedingte Mittelung, der den Einfluß wolkenfreier Abschnitte minimiert, ohne zu einer unerwünschten Auswahl innerhalb der Wolken zu führen, liegt also dort, wo sich der Betrag der Steigung deutlich verringert. Ein Vergleich verschiedener Flugabschnitte ergibt eine Anzahldichte von $n_{\min} = 5 \text{ cm}^{-3}$ als bestgeeigneten Schwellwert für den hier vorliegenden Datensatz.

Alle im Kapitel 5 gezeigten Mittelwerte mikrophysikalischer Größen sind Wolkenmittelwerte, erzeugt durch bedingte Mittelung über die jeweils angegebene Zeitdauer mit einem Schwellwert von 5 cm^{-3} .

4.4 Erzielbare Genauigkeit

Die erreichbare Genauigkeit der mikrophysikalischen Messungen hängt von den Eigenschaften der verwendeten Meßgeräte sowie den Bedingungen ab, unter denen die Messungen durchgeführt wurden. Vorwärtsstreusonden, wie die bei ARKTIS 93 eingesetzte FSSP-100, werden seit nahezu zwanzig Jahren zur Messung von Wolkentropfen genutzt. Es handelt sich um ein Standardmeßgerät, dessen Eigenschaften in der Literatur ausführlich beschrieben sind (siehe z. B. Brenguier *et al.*, 1994; Kim und Boatman, 1990; Baumgardner und Spowart, 1990; Brenguier, 1989; Baumgardner *et al.*, 1985; Dye und Baumgardner, 1984; Cerni, 1983). Optisch abbildende Sonden sind nahezu ebenso verbreitet. Untersuchungen zur Meßgenauigkeit finden sich beispielsweise bei Heymsfield und Baumgardner (1985), Joe und List (1987), Korolev *et al.* (1991) oder Gayet *et al.* (1993). Speziell die Abbildungseigenschaften der hier benutzten 2D-Greyprobe des Max-Planck-Instituts

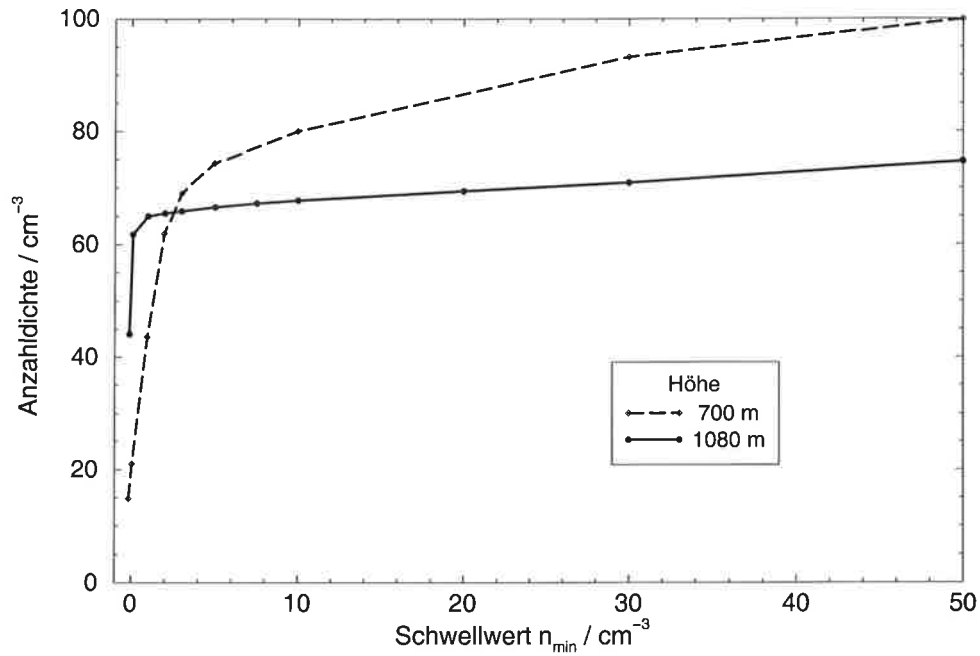


Abbildung 4.17: Abhängigkeit der gemittelten Anzahldichte von dem Schwellwert der bedingten Mittelung, dargestellt an zwei horizontalen Flugabschnitten vom 25. März in 700 m und 1080 m Höhe.

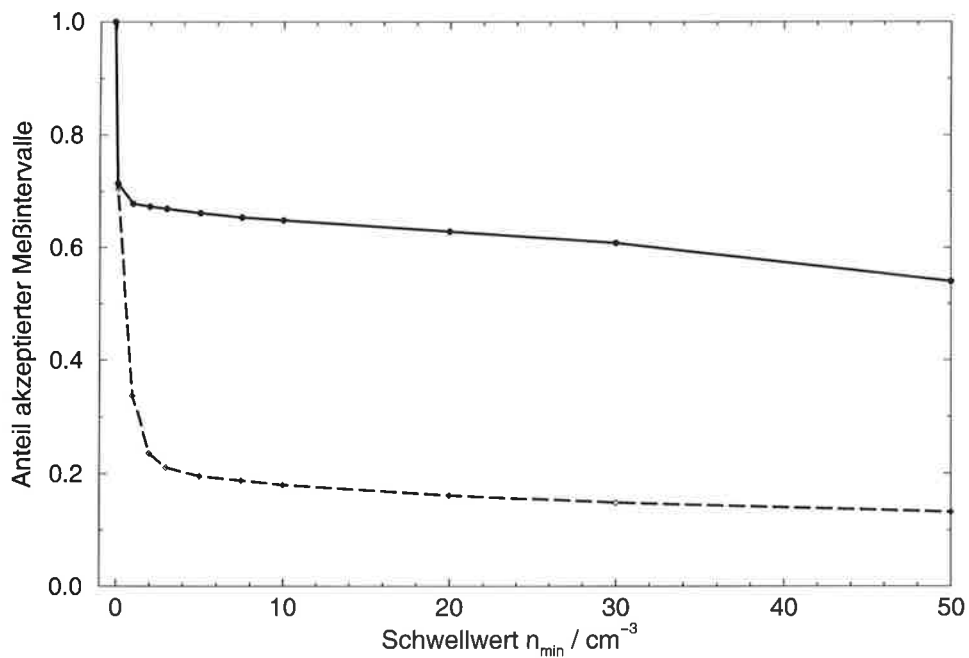


Abbildung 4.18: Anteil der Meßintervalle mit einer Anzahldichte oberhalb des jeweiligen Schwellwerts der bedingten Mittelung, bezogen auf die Messungen aus Abbildung 4.17.

für Meteorologie wurden in Labormessungen ausführlich untersucht (Reuter und Bakan, 1998).

Obwohl also systematische Fehler und auch Algorithmen zur Korrektur dieser Gerätefehler bei der Datenauswertung bekannt sind (vergleiche auch die entsprechenden Abschnitte A.1.3 und A.2.2 im Anhang), findet sich in der Literatur für keine der beiden Sonden eine zusammenfassende systematische Fehlerbetrachtung. Es werden lediglich die Auswirkungen einzelner Effekte, wie z. B. Totzeitverluste oder fehlerhafte Eichung, auf Größen- oder Anzahlmessungen untersucht, nicht aber der kollektive Einfluß aller bekannten Fehlerquellen. Auch eine Fehlerfortpflanzungsrechnung in Bezug auf abgeleitete Größen findet sich nicht. Mikrophysikalische Ergebnisse werden zumeist ohne Angaben zur Signifikanz der Messungen präsentiert, obwohl die Kenntnis der Geräteungenauigkeit durchaus wichtig zur Bewertung der Meßergebnisse sein kann. So zeigt Cooper (1988), daß sich in verschiedenen von ihm zitierten Arbeiten als mikrophysikalische Effekte diskutierte Messungen auch als Artefakte von gerätebedingten Meßungenauigkeiten erklären lassen.

Im folgenden wird die kollektive Auswirkung von Ungenauigkeiten in der Messung der Teilchenzahldichte und Teilchengröße auf die Bestimmung von Größenverteilungen und abgeleiteten Größen dargestellt. Vorausgesetzt wird dabei die bereits geschilderte gemeinsame Auswertung der Daten der FSSP und der Greyprobe. Die der Fehlerrechnung zugrunde liegende detaillierte Abschätzung der Einzelfehler findet sich bei der Beschreibung der Meßgeräte im Anhang A. Die Bedeutung der so abgeschätzten Genauigkeit für die Interpretation der Meßergebnisse wird im anschließenden Abschnitt 4.4.2 diskutiert.

4.4.1 Fehlerfortpflanzung

Die Diskussion der möglichen Fehlerquellen in der Datenauswertung in den Abschnitten A.1.3 und A.2.2 ergibt für die Größenbestimmung einzelner Teilchen mit der FSSP eine Genauigkeit von $\pm 3 \mu\text{m}$. Bei der Greyprobe kommen zu der durch die Digitalisierung bedingten Ungenauigkeit von $\pm 10 \mu\text{m}$ noch maximal 6 % Meßfehler auf Grund unscharfer Abbildung des Teilchens hinzu. Diese Meßfehler sind statistisch unabhängig und nehmen daher im Mittel vieler Teilchen mit der Wurzel der Teilchenzahl ab, führen aber zu einer Verbreiterung der gemessenen Größenverteilung. Die Unsicherheit der Anzahldichte läßt sich für Messungen mit der FSSP zu 16 % und für solche der Greyprobe zu 19 % abschätzen.

Außer diesen gerätespezifischen Meßungenauigkeiten sind bei der Bestimmung der Anzahldichte statistische Fehler zu beachten. Betrachtet man die Wolkenteilchen als zufällig verteilt, ist die Messung der Teilchenanzahl ein Poisson-Prozeß und die statistische Unsicherheit der Messung kann durch die Wurzel aus der gemessenen Teilchenzahl approximiert werden (Pawlowska und Brenguier, 1995). Der relative statistische Fehler der Anzahldichte n fällt daher mit der Wurzel der gemessenen Teilchenzahl N nach $\Delta n/n = 1/\sqrt{N}$ ab.

Grundlage der Datenauswertung sind die Größenverteilungen, alle weiteren Größen wie Gesamtanzahldichte, mittlerer und effektiver Durchmesser und Wassergehalt werden daraus abgeleitet.

Größenverteilungen

Bei der Messung einer Teilchengrößenverteilung betrachtet man den Durchmesser als unabhängige Variable. Die Meßungenauigkeit Δd_i in der Größenbestimmung bewirkt eine zusätzliche Unsicherheit $\Delta_d n_i$ in der spektralen Anzahldichte:

$$\Delta_d n_i = \left| \frac{\partial n_i(d)}{\partial d} \right| \Delta d_i \simeq \left| \frac{n_{i+1} - n_{i-1}}{d_{i+1} - d_{i-1}} \right| \Delta d_i. \quad (4.2)$$

Für die kleinste und die größte Größenklasse wird näherungsweise

$$\frac{\partial n_1(d)}{\partial d} \approx \frac{n_2 - n_1}{d_2 - d_1} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial n_l(d)}{\partial d} \approx \frac{n_l - n_{l-1}}{d_l - d_{l-1}} \quad (4.3)$$

gesetzt. Diese beiden Sonderfälle werden in den folgenden Gleichungen der klareren Darstellung wegen außer acht gelassen.

Da der gerätebedingte und der statistischer Fehler der Anzahldichte $\Delta_{\text{Gerät}} n_i$ und $\Delta_{\text{Statistik}} n_i$ und der aus der Größenmessung resultierende Fehler $\Delta_d n_i$ voneinander unabhängig sind, ergibt sich der Gesamtfehler Δn_i als

$$\Delta n_i = \sqrt{(\Delta_{\text{Gerät}} n_i)^2 + (\Delta_{\text{Statistik}} n_i)^2 + (\Delta_d n_i)^2}. \quad (4.4)$$

Die Ungenauigkeit in der Messung der Anzahldichte n_i der i -ten Größenklasse läßt sich also für die hier verwendeten Geräte durch

$$\Delta n_i = \sqrt{(\Delta_{\text{Gerät}} n_i)^2 + \frac{n_i^2}{N_i} + \left(\frac{n_{i+1} - n_{i-1}}{d_{i+1} - d_{i-1}} \Delta d_i \right)^2} \quad (4.5)$$

$$\leq \begin{cases} \sqrt{(0.16 \cdot n_i)^2 + \frac{n_i^2}{N_i} + \frac{1}{N_i} \left(\frac{n_{i+1} - n_{i-1}}{2} \right)^2} & \text{für die FSSP} \\ \sqrt{(0.19 \cdot n_i)^2 + \frac{n_i^2}{N_i} + \frac{1}{N_i} \left(\frac{n_{i+1} - n_{i-1}}{2} \right)^2} & \text{für die Greyprobe} \end{cases} \quad (4.6)$$

abschätzen.

Zur Messung der Größenverteilungen werden die Klassen 1–5 der FSSP und 3–63 der Greyprobe verwendet, entsprechend 2–17 μm und 25–635 μm Teilchendurchmesser. Der Zwischenbereich von 17–25 μm wird als weitere Größenklasse eingeführt, die auf die Klassenbreite normierte Anzahldichte η_Z nach

$$\eta_Z = \exp \left[\ln(\eta_{5, \text{FSSP}}) + \frac{\ln(\eta_{5, \text{FSSP}}) - \ln(\eta_{3, \text{Grey}})}{d_{5, \text{FSSP}} - d_{3, \text{Grey}}} (d_Z - d_{5, \text{FSSP}}) \right] \quad (4.7)$$

aus den benachbarten Größenklassen in Form einer abfallenden Exponentialfunktion interpoliert. Dabei ist die normierte Anzahldichte η_i der Quotient aus Teilchenzahldichte und Klassenbreite b_i der i -ten Größenklasse

$$\eta_i := \frac{n_i}{b_i} \quad b_i = \begin{cases} 3 \mu\text{m} & (\text{FSSP}) \\ 8 \mu\text{m} & (\text{Zwischenklasse}) \\ 10 \mu\text{m} & (\text{Greyprobe}) \end{cases} . \quad (4.8)$$

Mit Gaußscher Fehlerfortpflanzungsrechnung folgt aus Gleichung (4.7) für den Fehler der Zwischenklasse

$$\Delta\eta_Z = \eta_Z \cdot \left\{ \left[\frac{\Delta n_{5, \text{FSSP}}}{n_{5, \text{FSSP}}} \left(1 + \frac{d_Z - d_{5, \text{FSSP}}}{d_{5, \text{FSSP}} - d_{3, \text{Grey}}} \right) \right]^2 + \left[\frac{\Delta n_{3, \text{Grey}}}{n_{3, \text{Grey}}} \frac{d_Z - d_{5, \text{FSSP}}}{d_{5, \text{FSSP}} - d_{3, \text{Grey}}} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} . \quad (4.9)$$

Mittlerer und effektiver Durchmesser

Der mittlere und der effektive Durchmesser eines Teilchenensembles werden nach Gleichung (3.7) und (3.9) aus der Größenverteilung berechnet. Nach den Regeln der Fehlerrechnung folgt

$$\Delta d_m = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\Delta n_i}{\sum_j n_j} (d_i - d_m) \right)^2} \quad (4.10)$$

und

$$\Delta d_{\text{eff}} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{d_i^2 \Delta n_i}{\sum_j d_j^2 n_j} (d_i - d_{\text{eff}}) \right)^2} , \quad (4.11)$$

wobei für die Fehler Δn_i Gleichung (4.5) gilt.

Anzahldichte

Anders als bei der Bestimmung des mittleren und effektiven Radius oder des Wassergehalts spielen bei der Ableitung der Teilchenzahldichte Fehler in der Größemessung keine Rolle. Der Fehler Δn wird daher nicht aus den Einzelfehlern Δn_i aller Größenklassen abgeleitet, sondern berechnet sich zu

$$\Delta n = \sqrt{(\Delta_{\text{Gerät, FSSP}} n_i)^2 + (\Delta_{\text{Gerät, Grey}} n_i)^2 + (\Delta_{\text{Statistik}} n_i)^2} \quad (4.12)$$

$$= \sqrt{\left(0.16 \sum_{\text{FSSP}} n_i \right)^2 + \left(0.19 \sum_{\text{Grey}} n_i \right)^2 + \sum_i \frac{n_i^2}{N_i}} . \quad (4.13)$$

Wassergehalt

Für Wasserwolken wird der Flüssigwassergehalt c_{1w} nach Gleichung (3.10) berechnet. Der Fehler Δc_{1w} setzt sich aus den Fehlern der Größenbestimmung, den statistischen und den gerätebedingten Fehlern der Konzentrationsmessung zusammen. Da letztere im wesentlichen durch die für jede Größenklasse i gleiche Unsicherheit im Meßvolumen gegeben sind, addieren sich die Einzelfehler zu

$$\Delta c_{1w} = \frac{\pi}{6} \rho \left[\sum_i (3d_i^2 n_i \Delta d_i)^2 + \sum_i \left(d_i^3 \frac{n_i}{N_i} \right)^2 + \left(\sum_{\text{FSSP}} 0.16 n_i \right)^2 + \left(\sum_{\text{Grey}} 0.19 n_i \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.14)$$

Im Fall von Eiswolken wird der (Eis-)Wassergehalt für die großen Teilchen aus den Greyprobe-Daten nach einer empirischen Beziehung zwischen Teilchenmasse und Durchmesser bestimmt. Dies bedeutet eine weitere, wesentliche Unsicherheit. Die in Tabelle 4.5 zusammengestellten Parameterisierungen differieren deutlich. Für Teilchen mit einem gegebenen Durchmesser und Typ variiert die danach berechnete Masse um mehr als einen Faktor fünf. Hinzu kommt die Unsicherheit in der Klassifizierung der Teilchenform.

Detwiler *et al.* (1993) quantifizieren den relativen Fehler in der Massenbestimmung eines einzelnen Teilchens. Danach verursache die Ungenauigkeit in der Masse-Durchmesser-Beziehung einen Faktor zwei, die Größenbestimmung einen Faktor 3/2 und die Teilchenerkennung Faktor 4/3, so daß man einen gesamten relativen Fehler von 400 % in der Teilchenmasse erhalte. Bei der Bestimmung des Eiswassergehalts eines Teilchenensembles reduziere sich der Fehler der Gesamtmasse M mit der Teilchenanzahl N nach

$$M = \begin{cases} 10^{0.6/\sqrt{N-2}} \sum_i M_i & \text{Mittelwert plus eine Standardabweichung} \\ \sum_i M_i & \text{Mittelwert} \\ 10^{-0.6/\sqrt{N-2}} \sum_i M_i & \text{Mw. minus eine Standardabweichung,} \end{cases} \quad (4.15)$$

so daß beispielsweise die Gesamtmasse von 100 Teilchen mit einem relativen Fehler von nur 15 % bestimmt werden könne.

Eine Reduzierung des relativen Fehlers im Eiswassergehalt mit der Teilchenzahl wie von Detwiler *et al.* (1993) angegeben kann nur zutreffen, wenn die Einzelfehler in der Bestimmung der Teilchenmasse zufällig und voneinander unabhängig sind. Die Wahl einer bestimmten Masse-Durchmesser-Beziehung bewirkt aber einen systematischen Fehler in der Berechnung der Teilchenmasse, der sich auch bei der Mittelung über viele Teilchen nicht verringert. Dieser Fehler, und damit auch der Gesamtfehler des Eiswassergehalts, läßt sich schwer quantifizieren. Ein Vergleich der verschiedenen Parameterisierungen (Tabelle 4.5) läßt eine

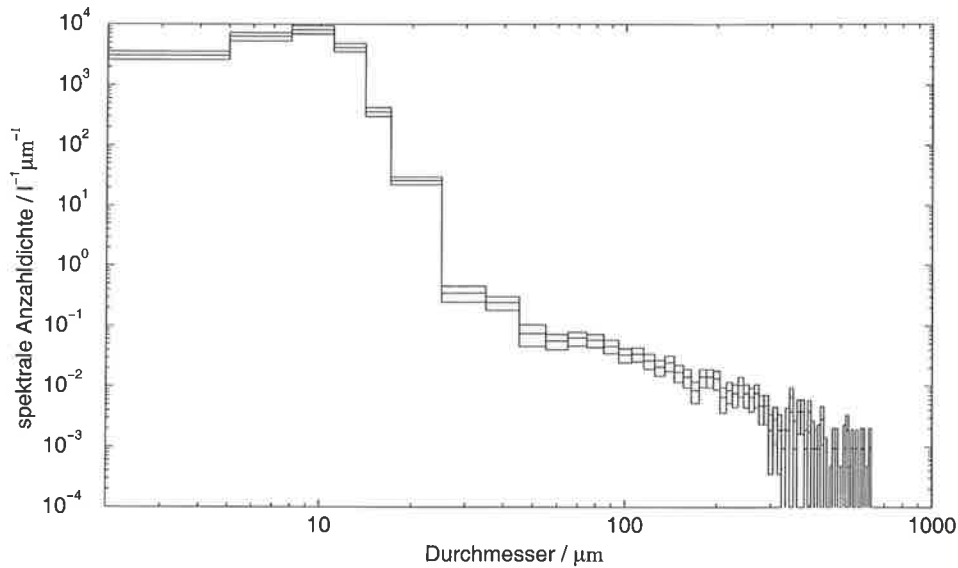


Abbildung 4.19: Teilchengrößenverteilung aus Abbildung 3.8 mit Unsicherheitsbereich nach Gleichung (4.6).

Schwankungsbreite von $\pm 200\text{--}300\%$ plausibel erscheinen. Da, wie beschrieben, alle Teilchen bis $100\ \mu\text{m}$ Durchmesser als flüssig angesehen werden, führt dies mit Gleichung (4.14) zu einer Abschätzung des Fehlers Δc_{lw} im über den gesamten Meßbereich bestimmten Wassergehalt von

$$\begin{aligned} \Delta c_{\text{lw}} \approx & \left[\sum_{d_i \leq 100\ \mu\text{m}} \left(\frac{\pi}{2} \rho d_i^2 n_i \Delta d_i \right)^2 + \sum_i \left(\frac{\pi}{6} \rho d_i^3 \frac{n_i}{\sqrt{N_i}} \right)^2 \right. \\ & + \sum_{\text{FSSP}} \left(\frac{\pi}{6} \rho d_i^3 0.16 n_i \right)^2 + \sum_{\substack{\text{Grey} \\ d_i \leq 100\ \mu\text{m}}} \left(\frac{\pi}{6} \rho d_i^3 0.19 n_i \right)^2 \\ & \left. + \left(\sum_{d_i \geq 110\ \mu\text{m}} n_i \cdot 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ g} \left(\frac{d_i}{1\ \text{mm}} \right)^{2.5} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Die wesentlich höhere Unsicherheit in der Messung von Eisteilchen führt dazu, daß in Flugabschnitten mit überwiegend kleinen, flüssigen Teilchen der relative Fehler im Wassergehalt eher niedrig ist, während er bei hohem Eisanteil weit über 100% erreichen kann.

Beispiel

Wendet man obige Gleichungen auf das Beispiel aus Abschnitt 3.3 an, ergeben sich die in Abbildung 4.19 dargestellten Fehlergrenzen. Für den abgeleiteten

mittleren und effektiven Durchmesser d_m und d_{eff} , die Anzahldichte n und den Wassergehalt c_{lw} erhält man

$$d_m = 8.52 \pm 0.20 \mu\text{m} \qquad n = 66.6 \pm 10.6 \text{ cm}^{-3} \qquad (4.17)$$

$$d_{\text{eff}} = 19.4 \pm 1.5 \mu\text{m} \qquad c_{\text{lw}} = 0.035 \pm 0.012 \text{ gm}^{-3} . \qquad (4.18)$$

4.4.2 Diskussion

Die obige Fehlerbetrachtung schätzt den Einfluß systematischer und zufälliger gerätebedingter Meßfehler sowie statistischer Fluktuationen in der Verteilung der Wolkenteilchen ab. Nicht berücksichtigt werden die Auswirkungen möglicher systematischer Fehler, die sich durch die inhomogene Bewölkung ergeben können.

Die Gleichungen zur Fehlerfortpflanzung zeigen die Bedeutung großer Mittelungsintervalle. Eine Mittelung über längere Zeitabschnitte ist wegen statistischer Schwankungen der lokalen Teilchenzahldichte unabdingbar. Gleichzeitig bewirkt sie eine Reduzierung der relativen Unsicherheit in der Größenbestimmung. Bei den in dieser Arbeit üblichen langen Mittelungsabschnitten beträgt die relative Unsicherheit im mittleren Teilchendurchmesser daher nur typischerweise 2–4 %, im effektiven Durchmesser etwa 2–14 %. Ausschlaggebend für die Reduzierung des Meßfehlers ist dabei nicht die Meßdauer an sich, sondern die innerhalb dieser Zeit pro Größenklasse gemessene Teilchenzahl. Die natürliche Größenverteilung von Wolkenteilchen fällt zu großen Teilchen stark ab, in einem gegebenen Meßvolumen sind wesentlich mehr kleine Teilchen als große. In einem festen Zeitintervall läßt sich die Anzahldichte kleiner Teilchen daher mit höherer relativer Genauigkeit messen als die der großen, wie sich zum Beispiel in Abbildung 4.19 zeigt. Infolgedessen ist die Ableitung von Parametern, die stark von großen Teilchen geprägt sind, mit einem höheren Fehler behaftet als die von Größen, die durch das Maximum der Größenverteilung bestimmt werden. Ein Beispiel hierfür sind die Unterschiede in der Genauigkeit zwischen dem mittleren und dem effektiven Radius einer gemessenen Größenverteilung.

Die Meßgenauigkeit in der Bestimmung der Anzahldichte ist überwiegend auf Ungenauigkeiten in der Bestimmung des Meßvolumens zurückzuführen. Dieser Fehler von etwa 16 % bei der FSSP und 19 % bei der Greyprobe ist ein systematischer Fehler und unabhängig von der Mittelung. Aus diesem Grund kann die abgeleitete Teilchenzahldichte und auch der Wassergehalt keine höhere Genauigkeit als 16 % erreichen.

Der größte Unsicherheitsfaktor in der Bestimmung des Wassergehalts mischphasiger Wolken stellt die Teilchenform dar. Während die Bestimmung des Flüssigwassergehalts der kleinen Teilchen mit recht guter Genauigkeit möglich ist, führen Eiskristalle wegen des nicht bekannten Zusammenhangs zwischen ihrer Größe und ihrer Masse zu großen Fehlern. Bei der Interpretation von Messungen des Wassergehalts ist daher Vorsicht geboten, wenn die Größenverteilung einen hohen Anteil großer Teilchen aufweist.

5 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der bei ARKTIS 93 durchgeführten mikrophysikalischen Messungen vorgestellt. Ausgewertet wurden die Messungen vom 20., 24. und 25. März 1993. Eine detaillierte Darstellung der Wolkenmikrophysik sowie der Horizontal- und Vertikalstruktur der beobachteten konvektiven Bewölkung erfolgt anhand der auf dem südlichsten Flugabschnitt gesammelten Daten. Diese Meßposition hat gegenüber den eisnäheren Abschnitten den Vorteil der größeren vertikalen Ausdehnung der Wolkenschicht. In verschiedenen Höhen unter und innerhalb der Wolkenschicht wurden Horizontalabschnitte geflogen, dazu mehrere Steig- und Sinkflüge bis einige hundert Meter über die Wolkenberggrenze hinaus, so daß die Vertikalstruktur der Grenzschicht gut erfaßt werden konnte. Die gemeinsame Auswertung der Daten beider dort eingesetzter Teilchenmeßgeräte ermöglicht die Bestimmung von Größenverteilungen im Durchmesserbereich 2–635 μm . Darüber hinaus wird die Abhängigkeit der Wolkenmikrophysik von der Position relativ zur Eiskante untersucht. Dies gibt Aufschluß darüber, inwieweit die Ergebnisse des südlichen Flugabschnitts auf andere Positionen entlang des Kaltluftausbruchs übertragbar sind. Um die Messungen aller Flugabschnitte vergleichen zu können, beschränkt sich dieser Vergleich auf die an beiden eingesetzten Flugzeugen in gleicher Bauart vorhandene FSSP und damit auf kleine Wolkenteilchen.

Zur Darstellung der Wolkenmikrophysik werden in diesem Kapitel Wolkenmittelwerte nach dem in Abschnitt 4.3 beschriebenen Verfahren der bedingten Mittelung verwendet. Der Übersichtlichkeit wegen wird im folgenden in einigen Abbildungen auf die Darstellung von Signifikanzbereichen verzichtet. Eine Bewertung der Genauigkeit dieser Messungen findet sich im Abschnitt 4.4. Fehlerabschätzungen nach den dort hergeleiteten Formeln sind in den Tabellen des Anhangs C zusammengefaßt.

5.1 Wolkenmikrophysik 280 km südlich der Eiskante

Der südlichste Flugabschnitt bei ARKTIS 93 befand sich an den hier ausgewählten Meßtagen etwa 280 km von der Eiskante entfernt. Er lag im Bereich rollenförmiger Konvektion, die sich in Wolkenstraßen mit einem Bedeckungsgrad von fünf bis acht Achteln zeigte. Die gemessenen Vertikalprofile der Temperatur und der relativen Feuchte sind in Abbildung 5.1 dargestellt. An allen drei Meßtagen ist eine ausgeprägte Temperaturinversion zu erkennen, die die Grenzschicht nach oben abschließt. Die Abbildung stellt höhenabhängige Mittelwerte über

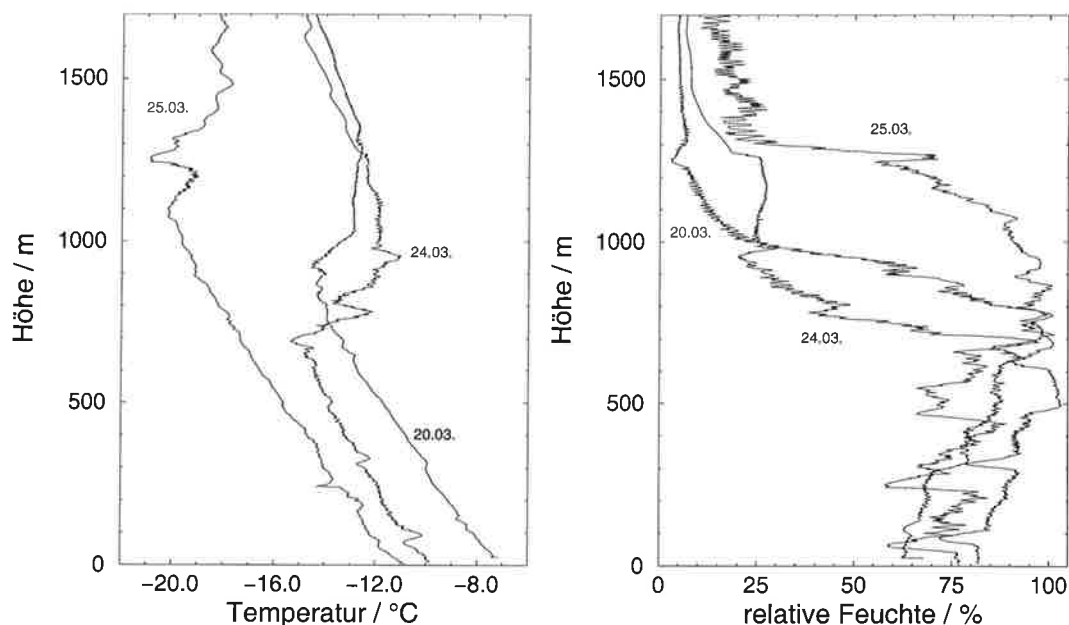


Abbildung 5.1: Gemittelte Vertikalprofile der Temperatur und der relativen Feuchte an den drei Meßtagen.

Tabelle 5.1: Höhe der Wolkenunter- und -obergrenze, abgeleitet aus Messungen der Teilchenzahldichte.

Datum	Wolkenunterkante / m	Wolkenoberkante / m
20.03.	610	1000
24.03.	390	840
25.03.	550	1290

den gesamten Flugabschnitt dar. In den Aufwindbereichen der Wolken liegt die Inversion etwas höher, so daß auch die Wolkenobergrenze oberhalb der mittleren Inversionshöhe zu finden ist. Die aus den Teilchenmessungen abgeleitete Ausdehnung der Wolkenschicht ist Tabelle 5.1 zu entnehmen, sie reicht von 390 m Mächtigkeit am 20. bis zu 740 m am 25. März.

5.1.1 Teilchengrößenverteilungen

Die in den Wolken gemessenen Größenverteilungen zeigen ein Maximum bei kleinen Teilchen, gefolgt von einem näherungsweise exponentiellen Abfall der Anzahl-dichte mit der Teilchengröße. Die Lage des Maximums variiert mit der Höhe innerhalb der Wolkenschicht, der Modaldurchmesser wächst mit der Höhe an. Dies zeigt exemplarisch Abbildung 5.2, in der die Größenverteilungen vom 24. März für verschiedene Flughöhen in der Wolke dargestellt sind. An der Wolkenun-

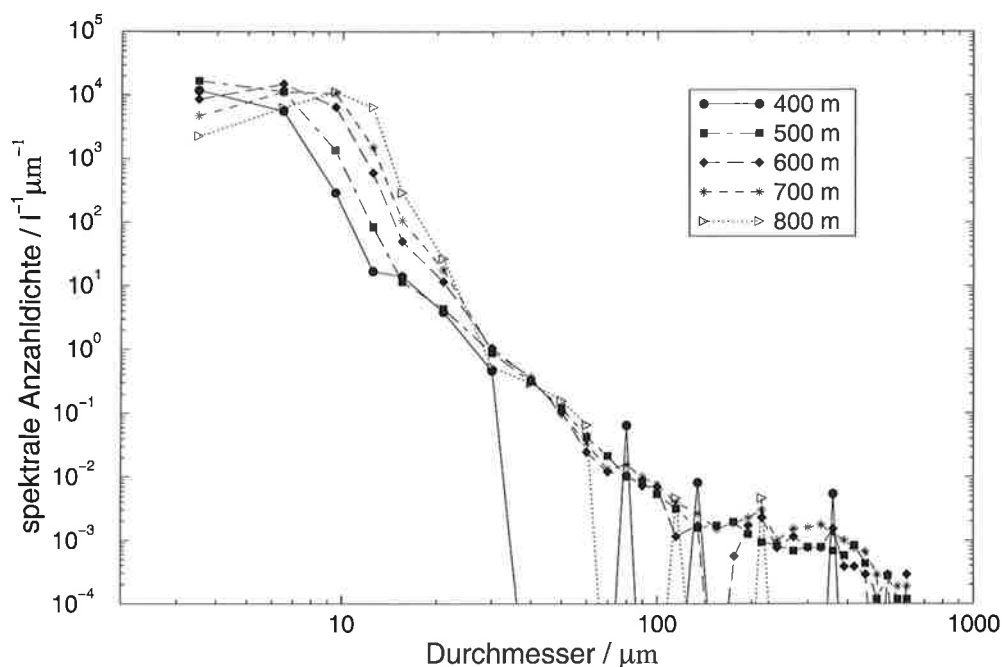


Abbildung 5.2: Teilchengrößenverteilungen, gemessen am 24. März in verschiedenen Höhen zwischen der Wolkenunterkante (390 m) und der Wolkenoberkante (840 m).

Tabelle 5.2: Mittelungszeiten der in Abbildung 5.2 gezeigten Größenverteilungen.

Höhe / m	400	500	600	700	800
Mittelungsdauer / s	16.6	430.7	163.7	610.8	25.2

terkante, in 400 m Höhe, fällt die gemessene Anzahldichte monoton mit dem Teilchendurchmesser ab. Der Meßbereich läßt nicht erkennen, ob das Maximum in der ersten Größenklasse von 2 bis 5 μm oder bei noch kleineren Teilchen liegt, die hier nicht gemessen werden konnten. Mit zunehmender Höhe über der Wolkenbasis verschiebt sich die Lage des Maximums zu größeren Durchmessern. An der Obergrenze der Wolkenschicht, in 800 m Höhe, fällt der Modaldurchmesser in die dritte Größenklasse, entsprechend 8–11 μm.

Demgegenüber sind bei Teilchendurchmessern oberhalb von 30 μm keine signifikanten Änderungen mit der Höhe zu beobachten. Die Lücken in den gemessenen Spektren in 400, 600 und 800 m Höhe im Meßbereich der Greyprobe sind auf statistische Effekte infolge einer im Vergleich zu den anderen Flughöhen wesentlich kürzeren Meßzeit zurückzuführen (vergleiche Tabelle 5.2). Verursacht werden diese kurzen Zeiten zum einen durch den zu den Rändern der Wolkenschicht niedrigeren Wolkenanteil (siehe Abschnitt 5.1.5), zum anderen durch das Flugmuster. Am 24. März wurden nur zwei Horizontalabschnitte innerhalb der

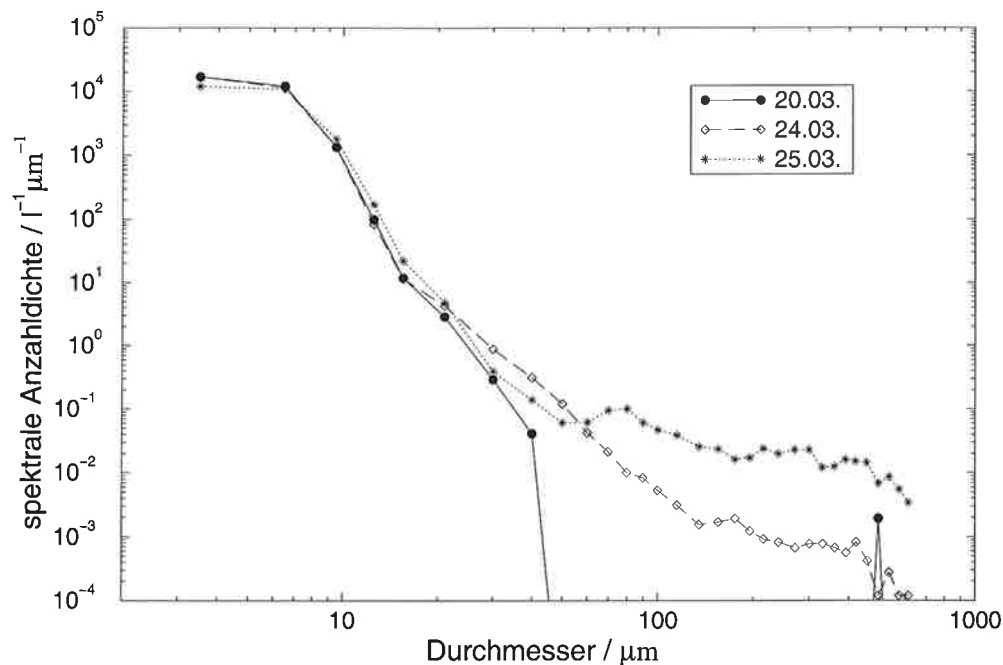


Abbildung 5.3: Teilchengrößenverteilung am 20., 24. und 25. März in einer Höhe von ca. 100 m über der Wolkenunterkante.

Tabelle 5.3: Mittelungszeiten und mittlere Flughöhen der in Abbildung 5.3 gezeigten Teilchengrößenverteilungen.

Datum	20.03.	24.03.	25.03.
Höhe / m	700	500	700
Mittelungsdauer / s	369.7	430.7	172.7

Wolken schicht geflogen. Diese fallen in die Höhenintervalle um 500 und 700 m, die Messungen in den anderen Höhenstufen entstammen den Vertikalsondierungen.

An den anderen Meßtagen zeigt sich die gleiche Höhenabhängigkeit der Größenverteilungen: ein mit zunehmender Höhe über der Wolkenunterkante von unter 5 auf knapp 10 μm ansteigender Modaldurchmesser bei nur geringen Variationen in den Teilchenanzahldichten oberhalb 30 μm Durchmesser.

Die Anzahldichte kleiner Wolkenteilchen ist an den drei Meßtagen, bezogen auf die Höhe über der Wolkenbasis, nahezu gleich. Deutliche Unterschiede ergeben sich dagegen im Anteil großer Wolken- und Niederschlagsteilchen. In vergleichbarer Höhe aufgenommene Größenverteilungen (Abbildung 5.3) zeigen am 24. März wesentlich weniger Teilchen oberhalb eines Durchmessers von 30 μm als am 25. März, und am 20. März sind nahezu keine großen Teilchen nachweisbar. Das Fehlen großer Teilchen am 20. März stimmt mit den Beobachtungen der

Bordwissenschaftler überein, die an diesem Tag nicht von Niederschlag unterhalb der Wolken berichten, während an den beiden späteren Meßtagen teilweise heftige Schauer beobachtet wurden. Am 25. waren die Niederschläge so kräftig, daß sie sich auch in den Messungen der Teilchensonden finden lassen.

5.1.2 Vertikalprofile abgeleiteter Größen

Ein Vergleich der in verschiedenen Höhen gemessenen Größenverteilungen, wie in Abbildung 5.2, zeigt bereits die Veränderung der Wolkenmikrophysik in Abhängigkeit von der Höhe. Ein übersichtlicheres Bild ergibt sich jedoch aus den abgeleiteten Größen Anzahldichte, mittlerer und effektiver Durchmesser sowie Wassergehalt. Im folgenden sind höhenaufgelöste Wolkenmittelwerte dieser Größen dargestellt. Diese Mittelwerte wurden durch Mittelung aller Zeitabschnitte des jeweiligen Meßtages bestimmt, in denen sich das Flugzeug im jeweiligen Höhenintervall innerhalb der Wolken befand.

Bei den in Kaltluftausbrüchen beobachtbaren Wolkenstraßen handelt es sich um konvektive Bewölkung. Diese entsteht, wenn in aufsteigenden Luftpaketen der Sättigungsdampfdruck des Wassers infolge der Abkühlung der Luft soweit sinkt, daß sich durch Kondensation Wolkentröpfchen bilden. Die Zahl der Wolkenteilchen wird dabei im wesentlichen von der Anzahl an Kondensationskeimen bestimmt. Verstärkte Kondensation bei weiterem Aufsteigen der Luft über das Kondensationsniveau (Wolkenbasis) hinaus führt zu einem Anwachsen der vorhandenen Wolkenteilchen. Zu erwarten ist also ein Anstieg der mittleren Teilchengröße mit der Höhe über der Wolkenbasis bei nahezu konstanter Teilchenzahl. Bei hoher Teilchenzahldichte kann die Gesamtzahl durch Koagulation (Zusammenschluß mehrerer Wolkentropfen) und durch Ausfallen großer Teilchen mit der Höhe auch leicht abnehmen.

Die Anzahl von Kondensationskeimen liegt in Reinluftgebieten über dem Ozean wesentlich niedriger als über den Kontinenten. Wolken in maritimen Luftmassen weisen daher im allgemeinen eine niedrigere Teilchenzahldichte auf als kontinentale. Dies bewirkt bei gleichem Flüssigwassergehalt im Mittel größere Teilchen (Pruppacher und Klett, 1978).

Wenn sich das Luftpaket beim Aufstieg nicht mit der Umgebungsluft vermischt, ist der Gesamtgehalt an dampfförmigem und flüssigem Wasser konstant. Da der Sättigungsdampfdruck aber bei der Abkühlung des Luftpakets abnimmt, steigt der Anteil des kondensierten Flüssigwassers. Dieser sogenannte *adiabatische Flüssigwassergehalt*, der nur von dem Luftdruck, dem Mischungsverhältnis und der Temperatur an der Wolkenbasis abhängt, stellt in niederschlagsfreien konvektiven Wolken das Maximum des zu erwartenden Wassergehalts dar. Gemessene Mittelwerte des Wolkenwassergehalts steigen ebenfalls mit der Höhe an, liegen aber auf Grund von Einmischung trockenerer Umgebungsluft meistens deutlich unter dem adiabatischen Flüssigwassergehalt (siehe z. B. Rogers und Yau, 1989).

Wachsen die Wolkenteilchen soweit an, daß ihre Fallgeschwindigkeit die Aufstiegs geschwindigkeit des Luftpakets übersteigt, fallen sie als Niederschlagsteilchen aus der Wolke aus. Dadurch ändert sich die Tropfenverteilung in der Wolke, und das Maximum des Flüssigwassers kann im unteren Teil der Wolke liegen. Außerdem werden an der Wolkenbasis höhere Anzahldichten größerer Teilchen gemessen, die Größenverteilung bekommt eine andere Form.

Mittlerer und effektiver Durchmesser

Mittelwerte des mittleren und des effektiven Teilchendurchmessers d_m und d_{eff} in Abhängigkeit von der Höhe sind in den Abbildungen 5.4 und 5.5 zu sehen. Der mittlere Durchmesser wird im wesentlichen durch das Maximum der Größenverteilung bestimmt, also durch die kleinen Teilchen. Da die Größenverteilungen in diesem Bereich an allen drei Meßtagen sehr ähnlich sind, sind auch die mittleren Durchmesser ähnlich. An der Wolkenbasis liegen sie zwischen 4.4 und $4.9 \mu\text{m}$ und steigen mit der Höhe um durchschnittlich $1 \mu\text{m}/100 \text{m}$ an. Je mächtiger die

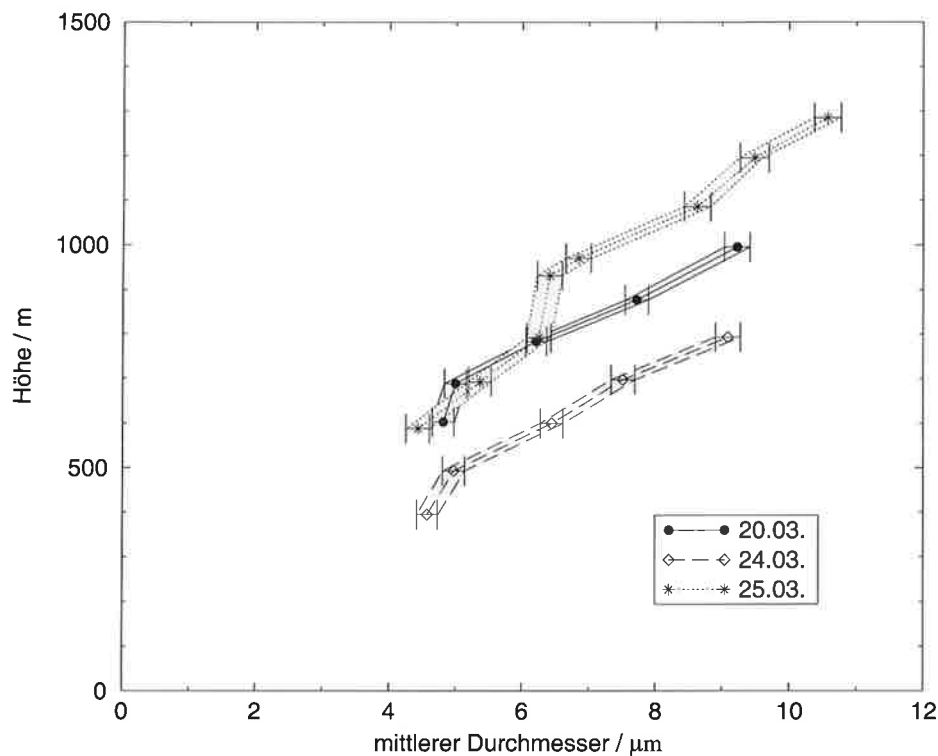


Abbildung 5.4: Wolkenmittelwerte des mittleren Teilchendurchmessers in Abhängigkeit von der Höhe. Der grau hinterlegte Bereich markiert die Meßgenauigkeit nach der Fehlerabschätzung entsprechend Abschnitt 4.4.

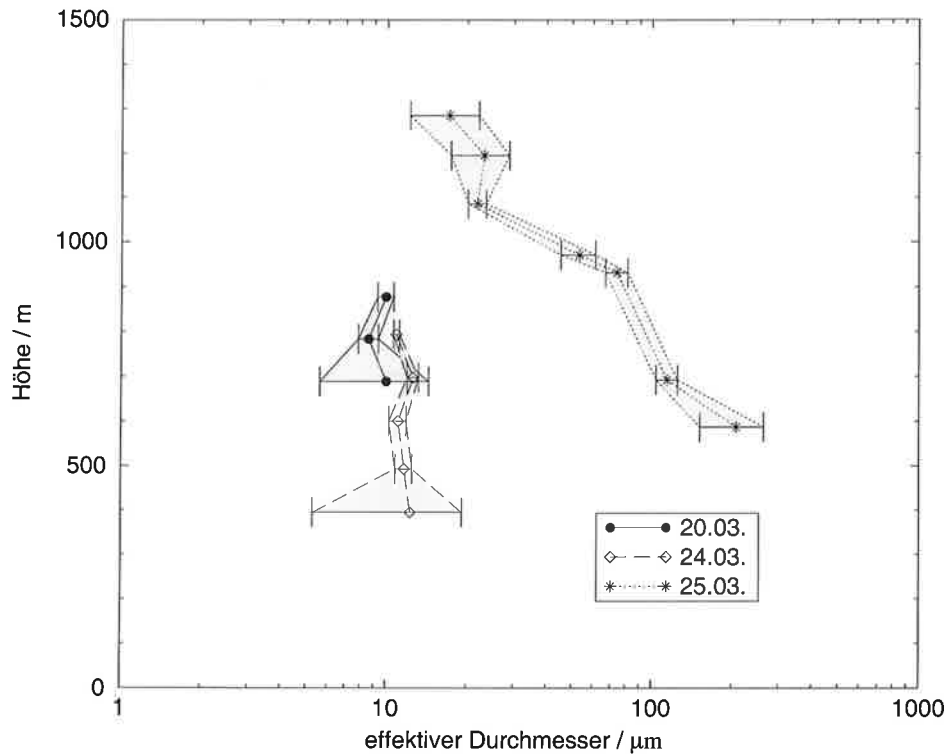


Abbildung 5.5: Wolkenmittelwerte des effektiven Teilchendurchmessers in Abhängigkeit von der Höhe.

Für den 20. März liegen aus den Höhenstufen um 600 und 1000 m aus technischen Gründen keine Messungen großer Teilchen vor, ebenso vom 25. März in 800 m Höhe. Wegen der Bedeutung großer Teilchen für den effektiven Durchmesser sind für diese Höhenstufen keine Werte dargestellt.

Wolkenschicht, desto größer ist der mittlere Teilchendurchmesser an der Wolktoberkante. Der Anstieg mit der Höhe entspricht qualitativ den Erwartungen, ein Wert von unter $5 \mu\text{m}$ an der Wolkenbasis ist aber für maritime Bewölkung vergleichsweise niedrig.

Wie bereits erwähnt, hängt der effektive Durchmesser stärker von den großen Teilchen ab. Er unterscheidet sich daher deutlich zwischen den drei Meßtagen (Abbildung 5.5, vergleiche Abbildung 5.3). Am 20. und 24. März ist er über die Höhe nahezu konstant mit einem Wert von ca. $9.5 \mu\text{m}$ (20.03.) bzw. $11.7 \mu\text{m}$ (24.03.). Dagegen zeigen die Teilchengrößenverteilungen vom 25. März wesentlich mehr Niederschlagsteilchen, wodurch der effektive Durchmesser an diesem Tag erheblich über dem der anderen Meßtage liegt. Die Anzahldichte großer Teilchen und somit auch der effektive Durchmesser nimmt dabei mit der Höhe ab, da die großen Teilchen auf Grund ihrer Masse als Niederschlag aus der Wolke ausfallen.

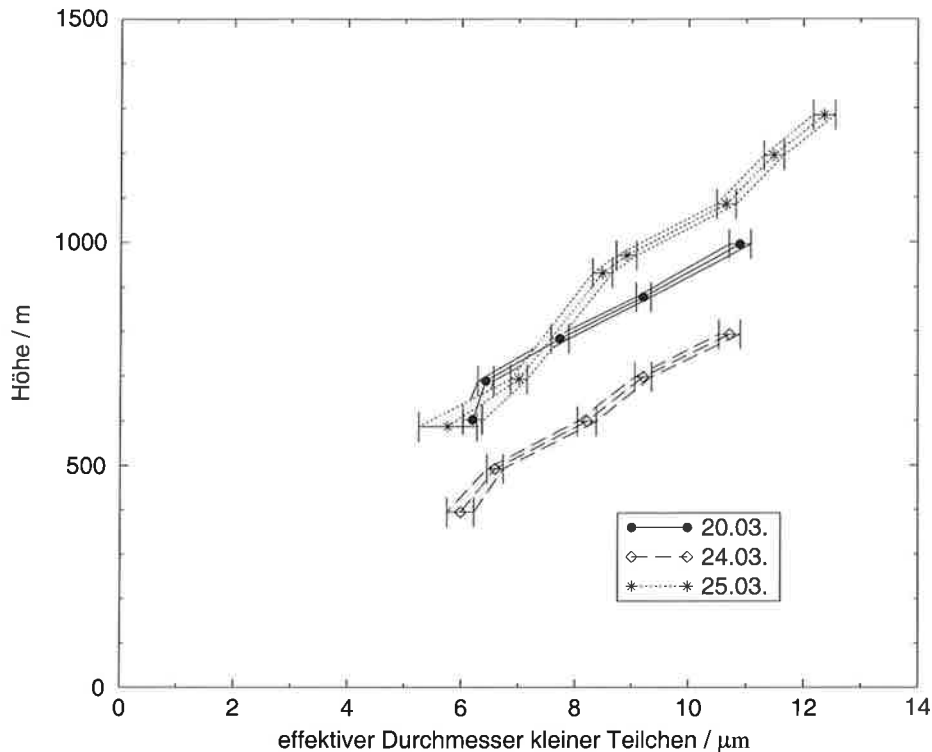


Abbildung 5.6: Wolkenmittelwerte des effektiven Teilchendurchmessers, berechnet auf Basis aller Teilchen mit einem Durchmesser $d \leq 50 \mu\text{m}$.

Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit Werten aus der Literatur wird dadurch erschwert, daß für arktische Grenzschichtwolken keine Vergleichswerte existieren. Messungen in der Grenzschicht gemäßigter Breiten beziehen sich meist auf warme Wolken ohne Eisteilchen. Dort findet man vielfach die Angabe eines lediglich auf Basis von FSSP-Messungen berechneten effektiven Radius, der durch die Beschränkung auf kleine Wolkenteilchen bis $47 \mu\text{m}$ Durchmesser keine derartig hohen Werte erreichen kann. Aus diesem Grund sind in Abbildung 5.6 Wolkenmittelwerte eines für den reduzierten Durchmesserbereich von $2\text{--}50 \mu\text{m}$ berechneten effektiven Durchmessers dargestellt.¹ Bei dieser Berechnungsweise werden neben großen Tropfen vor allem die Eisteilchen vernachlässigt. Es ergibt sich die gleiche Höhenabhängigkeit wie beim mittleren Durchmesser mit einem nahezu linearen Anstieg von der Wolkenbasis zur Wolkenoberkante. Nur die absoluten Werte sind im Fall des effektiven Durchmessers um ein bis zwei Mikrometer höher. Vergleicht man diese Profile mit solchen aus der Literatur, fällt wieder die geringe Teilchengröße auf. So ergaben beispielsweise Messungen von Raga und Jonas (1993) in Kumuluswolken in der Nähe Großbritanniens einen

¹Der Größenbereich $2\text{--}50 \mu\text{m}$ unter Berücksichtigung der Greyprobe-Daten ist hier der Beschränkung auf die FSSP vorzuziehen, um Fehlmessungen durch Eisteilchen zu vermeiden.

effektiven Teilchendurchmesser von $10\ \mu\text{m}$ an der Wolkenbasis und einen Anstieg mit der Höhe auf bis zu $24\ \mu\text{m}$. Taylor (1994) zeigt Vertikalprofile des effektiven Durchmessers in verschiedenen Fällen von Stratokumulusbewölkung über dem Meer. Die gemessenen Werte reichen dabei von ca. $13\ \mu\text{m}$ an der Wolkenbasis und $26\ \mu\text{m}$ an der Wolkenobergrenze in maritimen, unbelasteten Luftmassen bis zu einem Fall mit $7\text{--}13\ \mu\text{m}$, beobachtet südwestlich Englands. Letzteres kommt den hier gemessenen Werten sehr nahe, wird von Taylor aber als Extremfall bezeichnet.

Der Grund für die hier gemessenen geringen mittleren und effektiven Tropfengrößen läßt sich anhand der vorliegenden Daten nicht bestimmen. Eine mögliche Ursache liegt in dem Vorhandensein von Eisteilchen. Da der Sättigungsdampfdruck über Eis niedriger ist als über Wasser, wachsen in mischphasigen Wolken Eisteilchen auf Kosten der Wassertropfen an und fallen aus der Wolke aus. Dieser sogenannte *Bergeron-Findeisen-Prozeß* (siehe z.B. Sumner, 1988) ist bei Temperaturen zwischen -10 und $-30\ ^\circ\text{C}$ der effektivste Prozeß zur Niederschlagsbildung.

Bei Wasserwolken geht man davon aus, daß Teilchen mit einem Durchmesser über $100\ \mu\text{m}$ als Niederschlag aus der Wolke ausfallen. Große Teilchen sind dann in der Wolke nur in geringen Anzahldichten vorhanden. Eine Beschränkung des Meßbereichs auf kleine Wolkentropfen, wie etwa in den Messungen von Raga und Jonas (1993) oder Taylor (1994), scheint hier vertretbar. Diese Annahme ist aber nicht immer gerechtfertigt. Martin *et al.* (1994) zeigen Messungen in warmen Stratokumuluswolken mit einem Meßbereich von $2\text{--}800\ \mu\text{m}$. Während sie in einigen Fällen keinerlei große Teilchen nachweisen können, zeigen andere Meßflüge signifikante Anzahldichten von Teilchen mit mehr als $100\ \mu\text{m}$ Durchmesser. Sie vergleichen den auf Basis des gesamten Meßbereichs ermittelten effektiven Durchmesser mit dem nur aus FSSP-Messungen errechneten. In Wolken ohne Niederschlagsbildung weichen beide Werte kaum voneinander ab. In Fällen, bei denen unter der Wolkenschicht Nieselregen auftritt, tragen große Teilchen aber erheblich zum effektiven Durchmesser bei.

Noch wichtiger ist die Berücksichtigung großer Teilchen in mischphasigen oder Eiswolken. Die Fallgeschwindigkeit von Eisteilchen hängt stark von deren Form ab (Pruppacher und Klett, 1978) und liegt im allgemeinen deutlich unter der vergleichbar großer Wassertropfen. Eisförmiger Niederschlag fällt nicht so schnell aus, und die Anzahldichte großer Teilchen innerhalb der Wolken kann daher höher sein als in Wasserwolken. Ein Vergleich der Abbildungen 5.5 und 5.6 verdeutlicht, wie stark hier der effektive Durchmesser davon abhängt, welcher Größenbereich in die Berechnung eingeht. Vernachlässigung der großen Teilchen führt nicht nur zu kleineren Werten, auch die Höhenabhängigkeit kann sich ändern. Während bei einer Beschränkung auf kleine Teilchen der effektive Durchmesser mit der Höhe ansteigt, ergibt sich bei Einbeziehung größerer Teilchen ein über die Höhe konstanter oder von der Wolkenbasis zum Oberrand hin abnehmender effektiver Durchmesser. Unter derartigen Bedingungen lassen sich effektive Durchmesser nur sinnvoll ableiten, wenn der erfaßte Größenbereich nicht nur das Maximum

der Größenverteilung enthält, sondern auch wesentlich größere Teilchen berücksichtigt.

Anzahldichte

Die Teilchenzahldichte n zeigt innerhalb der Wolkenschicht nur wenig Variation mit der Höhe (Abbildung 5.7). Sie weist ein Maximum im Bereich $80\text{--}110\text{ cm}^{-3}$ in der Mitte der Wolkenschicht und etwas geringere Werte an der Ober- und Untergrenze auf. Eine Abnahme der Anzahldichte am Wolkenoberrand, verursacht durch Einmischung trockenerer Luft von oberhalb der Inversion, ist plausibel. Es ist aber ebenso möglich, daß der beobachtete Verlauf auf die Mittelung über unterschiedlich hohe Wolken zurückzuführen ist.

Die bei ARKTIS 93 gemessenen Anzahldichten sind vergleichbar mit den in den bereits zitierten Arbeiten abgeleiteten Werten. Raga und Jonas (1993) zeigen Teilchenkonzentrationen zwischen 20 und 200 cm^{-3} in allen Höhen innerhalb der Wolken. Taylor (1994) gibt Werte von $50\text{--}180\text{ cm}^{-3}$ für den Fall mit den großen effektiven Durchmessern und $60\text{--}80\text{ cm}^{-3}$ im anderen Meßbeispiel an, gemessen jeweils nahe der Wolkenoberkante. Diese Werte liegen in der gleichen Größen-

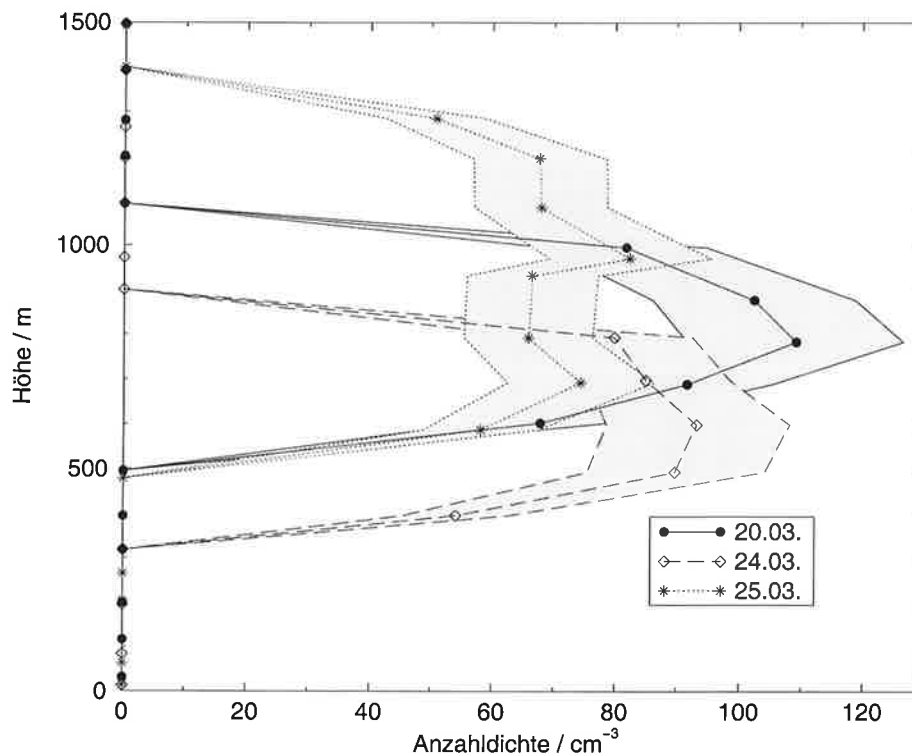


Abbildung 5.7: Wolkenmittelwerte der Teilchenzahldichte in Abhängigkeit von der Höhe.

ordnung, wie die bei mäßiger Übersättigung über dem Ozean typischerweise vorhandene Konzentration von Kondensationskeimen (Pruppacher und Klett, 1978). Verschmutzte Luftmassen über den Kontinenten können dagegen Kondensationskeimichten bis zu mehreren 1000 cm^{-3} aufweisen. Hegg *et al.* (1995) präsentieren Messungen der Kondensationskeimichte in der Arktis. Bei 1% Übersättigung finden sie Konzentrationen zwischen 20 und 93 cm^{-3} mit einem Mittelwert von 47 cm^{-3} . Sie weisen aber auch darauf hin, daß andere Autoren wesentlich höhere Dichten von bis zu 10^3 cm^{-3} gemessen haben. Offensichtlich ist die Konzentration von Kondensationskeimen über dem arktischen Ozean starken Schwankungen unterworfen, als deren Ursache zum einen großskaliger Transport anthropogener Aerosole, zum anderen jahreszeitliche Schwankungen in der Eisbedeckung und damit dem Eintrag von Dimethylsulfat aus dem Ozean angesehen werden (Hegg *et al.*, 1995). Die Kondensationskeimichten wurden bei ARKTIS 93 nicht gemessen. Die Teilchenzahldichten der Wolken liegen aber in einer Größenordnung, wie sie im März über dem arktischen Ozean für mäßig verschmutzte Luftmassen zu erwarten ist. Für reine maritime Wolken sind die Anzahlldichten zu hoch, für stark belastete, kontinental geprägte Luft deutlich zu niedrig.

Flüssigwassergehalt

In Abbildung 5.8 sind die Vertikalprofile der Wolkenmittelwerte des aus den Teilchenmessungen abgeleiteten Wassergehalts dargestellt. Als Flüssigwasser sind dabei alle Teilchen bis zu einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$ gewertet worden, die Auswertung über den gesamten Größenbereich $2\text{--}635 \mu\text{m}$ liefert den Wassergehalt der Wolke als Summe aus Flüssig- und Eiswasser. Nur in den Messungen vom 25. März treten große Eisteilchen in so hoher Konzentration auf, daß sie erheblich zum Wassergehalt der Wolken beitragen. An den anderen beiden Meßtagen dominieren die kleinen und mutmaßlich flüssigen Wolkenteilchen. Bei der Interpretation dieser Ergebnisse ist aber zu beachten, daß die Unterscheidung zwischen Wasser und Eis anhand der Teilchengröße fehlerträchtig ist. Auf eine detaillierte Diskussion des Verhältnisses von Eis- zu Flüssigwassergehalt muß hier deswegen verzichtet werden.

In Abbildung 5.8 ist nur für den Flüssigwassergehalt der jeweilige Unsicherheitsbereich der Messung mit dargestellt. In den Fällen des 20. und 24. März, mit minimalem Eiswassergehalt, entspricht dies nahezu der Unsicherheit in der Bestimmung des gesamten Wassergehalts. Die vergleichsweise hohe Konzentration großer Eisteilchen am 25. März bedingt dort dagegen eine hohe Unsicherheit im Wassergehalt, die an der Wolkenbasis über 200% erreicht. Der Übersichtlichkeit wegen wird hier auf die graphische Darstellung verzichtet, für die Fehler im gesamten Wassergehalt sei auf die Tabellen C.4 bis C.6 im Anhang verwiesen.

Der über die Höhe integrierte Flüssigwassergehalt wird als Flüssigwassersäule oder auch Flüssigwasserpfad bezeichnet. Er beträgt an den drei Meßtagen zwischen 9.9 und 18.7 gm^{-2} (Tabelle 5.4). Wie ein Vergleich mit Abbildung 5.8 zeigt,

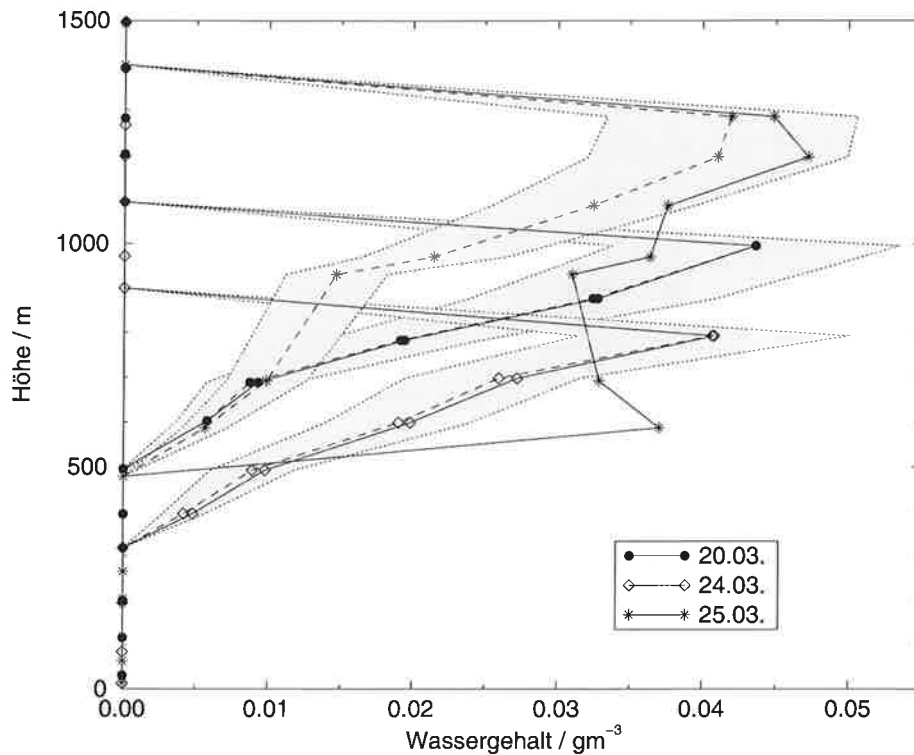


Abbildung 5.8: Wolkenmittelwerte des Wassergehalts. Gestrichelte Linien kennzeichnen Flüssigwasser, durchgezogene die Summe aus Flüssig- und Eiswassergehalt. Die grau hinterlegten Unsicherheitsbereiche beziehen sich auf den Flüssigwassergehalt.

Tabelle 5.4: Flüssigwassersäule und Gesamtwassersäule in der Wolkenschicht.

Datum	Flüssigwassersäule / gm^{-2}	Gesamtwassersäule / gm^{-2}
20.03.	11.0	11.1
24.03.	9.9	10.2
25.03.	18.7	28.7

ist der Flüssigwassergehalt am 25. März am Wolkenoberrand ist nicht höher als an den anderen Tagen. Der höhere Flüssigwasserpfad resultiert aus der größeren Dicke der Wolkenschicht.

Der Flüssigwassergehalt steigt an allen Meßtagen von der Wolkenbasis bis zu einem Maximum nahe der Wolkenoberkante monoton an, wie es bei konvektiven Wolken zu erwarten ist. Der Anstieg mit der Höhe ist am 20. und 24. März nahezu gleich, am 25. niedriger, in allen Fällen aber deutlich geringer als bei einem adiabatischen Aufstieg gesättigter Luft (Tabelle 5.5). Abbildung 5.9

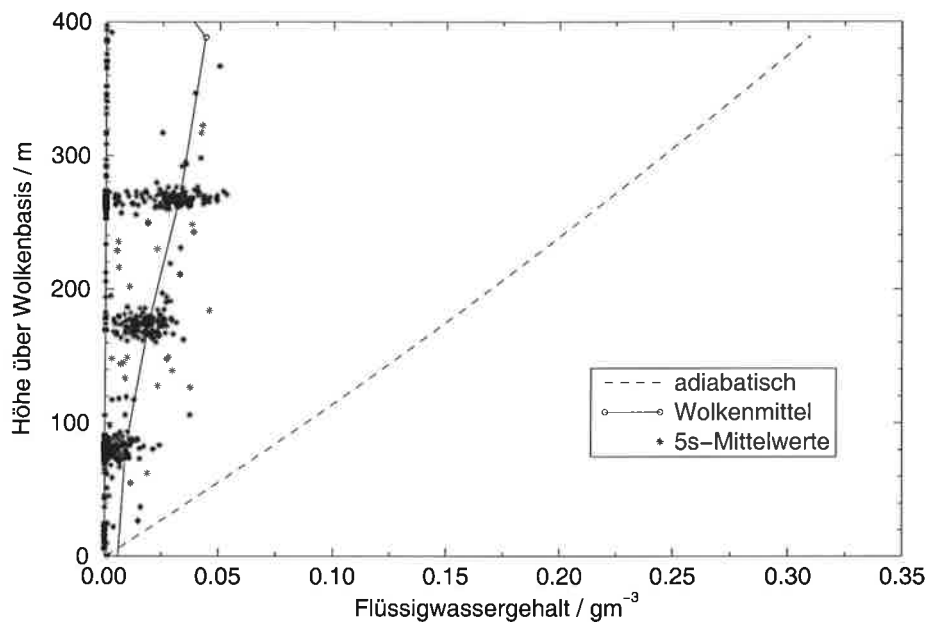


Abbildung 5.9: Vergleich des gemessenen mit dem adiabatischen Flüssigwassergehalt für den 20. März 1993. Dargestellt sind Mittelwerte der Messungen über 100 m Höhenintervalle (durchgezogene Kurve) und über jeweils 5 s Meßdauer (Sterne).

Tabelle 5.5: Anstieg des Flüssigwassergehalts mit der Höhe über der Wolkenbasis. Vergleich der Messungen (Mittelwert und Maximum) mit dem Idealfall eines adiabatischen Aufstiegs.

Datum	mittlerer Anstieg des			$\frac{d\bar{c}_{lw}}{dh} / \frac{dc_{lw, ad}}{dh}$
	mittleren	maximalen	adiabatischen	
	Flüssigwassergehalts (in $\text{gm}^{-3}/100\text{m}$)			
20.03.	0.011	0.024	0.079	0.14
24.03.	0.010	0.020	0.077	0.13
25.03.	0.0052	0.011	0.058	0.09

zeigt am Beispiel der Messungen des 20. März den Verlauf des adiabatischen und des mittleren gemessenen Flüssigwassergehalts innerhalb der Wolken-schicht. Außerdem eingetragen sind Mittelwerte über jeweils 5 Sekunden Meßdauer. Man erkennt, daß selbst der Anstieg des maximalen gemessenen Wassergehalts mit der Höhe wesentlich geringer ist, als bei einem adiabatischen Aufstieg. Das Verhältnis des gemessenen mittleren Anstiegs zu dem errechneten adiabatischen beträgt in diesem Fall etwa 14 %, an den anderen beiden Meßtagen noch weniger.

Der niedrige gemessene Flüssigwassergehalt kann verschiedene Ursachen haben. Pruppacher und Klett (1978) zeigen Messungen verschiedener Autoren, bei

Tabelle 5.6: Gemessener und adiabatischer Temperaturgradient innerhalb der Wolkenschicht.

Datum	Temperaturgradient / $\frac{^{\circ}\text{C}}{100\text{m}}$	
	gemessen	adiabatisch
20.03.	-0.77 ± 0.03	-0.78
24.03.	-0.79 ± 0.05	-0.79
25.03.	-0.73 ± 0.02	-0.82

denen das Verhältnis des mittleren gemessenen zum adiabatischen Flüssigwassergehalt vergleichbar gering ist, und führen dies auf *Entrainment*, Einmischung trockener Umgebungsluft, zurück. Die Auswirkung von Entrainment auf den Flüssigwassergehalt ist nach Pruppacher und Klett (1978) im allgemeinen um so stärker, je geringer die vertikale Erstreckung der Wolke ist. Da die hier untersuchten Wolkenschichten nur wenige hundert Meter mächtig sind, ist eine deutliche Abweichung vom adiabatischen Flüssigwassergehalt plausibel. Erstaunlich bleibt allerdings, daß auch bei kurzen Mittelungsabschnitten der adiabatische Flüssigwassergehalt nicht einmal näherungsweise erreicht wird. Falls es in den untersuchten Wolken Bereiche gibt, die der Idealisierung eines adiabatischen Aufstiegs nahekommen, müssen sie so klein sein, daß sie mit diesen Messungen nicht nachgewiesen werden können. Wegen der beobachteten intensiven Konvektion scheint eine derartig effektive Durchmischung aber durchaus möglich.

Eine weitere mögliche Ursache des niedrigen Flüssigwassergehalts stellt Niederschlag dar. Erreichen die Tropfen eine solche Größe, daß sie aus der Wolke ausfallen, ist die verbleibende Wassermenge geringer. Nach den Beobachtungen der Wissenschaftler an Bord des Meßflugzeugs sowie unterhalb der Wolken durchgeführten Teilchenmessungen, traten am 25. März kräftige Niederschläge auf, und auch am 24. kam es zu Schauern. Für den 20. wird dagegen nicht von Niederschlagsbeobachtungen berichtet, und es finden sich auch nahezu keine großen Teilchen in den gemessenen Größenverteilungen. Entsprechend ist das Verhältnis des gemessenen zum adiabatischen Flüssigwasseranstieg am 25. März am niedrigsten und am 20. am höchsten. Allerdings beträgt der Anstieg des maximalen gemessenen Flüssigwassergehalts auch am 20. März mit 0.024 gm^{-3} auf 100 m Höhe nur etwa 30% des Anstiegs des errechneten adiabatischen Flüssigwassergehalts.

Die Wolken bei ARKTIS 93 unterscheiden sich von den Annahmen bei der Berechnung des adiabatischen Flüssigwassergehalts durch das Vorhandensein von Eisteilchen. Wenn Wassertropfen gefrieren, wird Wärme freigesetzt, so daß die Abkühlung eines aufsteigenden Luftpakets geringer ausfällt als ohne Gefrierprozeß. Wärmere Luft kann mehr Wasserdampf enthalten, und es kondensiert weniger Flüssigwasser aus. Ein Vergleich der berechneten Abkühlungsrate mit gemessenen Temperaturprofilen (Tabelle 5.6) zeigt aber an zwei der drei Meßtagen keine

Tabelle 5.7: Abkühlungsrate und Anstieg des Wassergehalts bei einem adiabatischen Aufstieg mit und ohne Gefrieren.

Datum	Abkühlungsrate / $\frac{^{\circ}\text{C}}{100\text{m}}$		Anstieg des Wassergehalts / $\frac{\text{gm}^{-3}}{100\text{m}}$	
	Wasser	Eis	Wasser	Eis
20.03.	-0.78	-0.74	0.079	0.075
24.03.	-0.79	-0.75	0.077	0.072
25.03.	-0.82	-0.78	0.058	0.053

wesentlichen Unterschiede. Die maximale Auswirkung der beim Gefrieren freierwerdenden Wärme läßt sich abschätzen, indem man bei der Rechnung zum adiabatischen Aufstieg statt der Verdunstungswärme des Wassers von etwa 2500 J/g die Sublimationswärme von 2800 J/g verwendet. Das entspricht vollständiger Sublimation. Eine derartige Wolke enthält nur Eis und kein Flüssigwasser. In Tabelle 5.7 sind die Abkühlungsrate und der Anstieg des Wassergehalts für beide Berechnungsweisen gegenübergestellt. Dabei ist auch die Tatsache berücksichtigt worden, daß der Sättigungsdampfdruck über Eis anders ist als über Wasser. Die Differenz im Wassergehalt beträgt maximal 10 %, weitaus weniger als zur Erklärung des beobachteten niedrigen Wassergehalts nötig wäre. Zudem zeigen die Messungen der FSSP wie auch die Interpretation der Greyprobe-Bilder, daß die Wolken bei ARKTIS 93 durchaus Flüssigwasser enthalten.

5.1.3 Abschätzung der optischen Dicke

Die optische Dicke der Wolken wird durch die Streueigenschaften der einzelnen Teilchen und durch die Teilchenzahldichte bestimmt. Im Fall geometrischer Optik, wenn also die Wellenlänge des Lichts deutlich kürzer ist als die Teilchengröße, läßt sich der Volumenextinktionskoeffizient α eines Teilchenensembles nach

$$\alpha = 2 \sum_i \frac{A_i}{V} \quad (5.1)$$

aus den geometrischen Querschnittsflächen A_i aller Teilchen im Volumen V berechnen. Mit den Definitionen des effektiven Durchmessers d_{eff} und des Flüssigwassergehalts c_{lw} nach Gleichung (3.9) und (3.10) folgt unter der Annahme sphärischer Teilchen

$$\alpha = \frac{\pi}{2} \sum_i \frac{d_i^2 N_i}{V} \quad (5.2)$$

$$= \frac{3 c_{\text{lw}}}{\rho d_{\text{eff}}} \quad (5.3)$$

Somit läßt sich die optische Dicke τ von Wasserwolken mit der Basishöhe h_{CB} und der Wolkenoberkante bei h_{CT} nach

$$\tau \equiv \int_{h_{CB}}^{h_{CT}} \alpha \, dh = \int_{h_{CB}}^{h_{CT}} \frac{3 c_{lw}}{\rho d_{\text{eff}}} \, dh \quad (5.4)$$

aus dem Quotienten von Flüssigwassergehalt und effektivem Radius bestimmen.

Wendet man diese Gleichung auf die bereits dargestellten Wolkenmittelwerte des Wassergehalts und des effektiven Durchmessers an, erhält man die mittlere optische Dicke einer Wolkensäule. Für den 20. März ergibt sich ein Wert von $\tau = 3.4$, für den 24. mit größerem effektivem Radius bei leicht geringerem Flüssigwassergehalt liegt die optische Dicke der Wolkenschicht bei $\tau = 2.7$. Da Gleichung (5.4) nur für Wasserwolken gilt und am 25. März Eisteilchen erheblichen Einfluß auf den Wassergehalt haben, wird für diesen Tag keine optische Dicke abgeleitet.

5.1.4 Eisanteil

Ein Teil der mit der Greyprobe aufgenommenen Teilchenbilder wurde mit einem Programm zur automatischen Teilchenklassifizierung ausgewertet (siehe auch Abschnitt 4.2.2). Dabei hat sich gezeigt, daß eine Trennung zwischen Tropfen und Eisteilchen mit diesem Verfahren kaum möglich ist. Zwar sind Eisteilchen wie Nadeln oder sternförmige Kristalle in den Greyprobe-Bildern gut zu erkennen, Graupel und hexagonale Platten sind aber häufig nicht sicher von flüssigen Tropfen zu unterscheiden. Insbesondere bei unscharfer Abbildung reicht die Auflösung der Bilder hierfür nicht aus.

Eine Quantifizierung des Verhältnisses von Eisteilchen zu Tropfen ist mit den vorhandenen Mitteln nicht möglich. Dennoch läßt sich feststellen, daß die untersuchten Wolken stets beides enthielten. Ein Indiz hierfür ist in den Messungen der FSSP zu finden. Mit dem bereits in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Verfahren von Cober *et al.* (1995) zeigen sich bei den FSSP-Messungen innerhalb der Wolkenschicht deutliche Beiträge sowohl von Flüssigwasser als auch von Eis. Dabei verändert sich die Gewichtung mit der Höhe innerhalb der Wolke. Der Eisanteil ist an der Wolkenbasis stark ausgeprägt und nimmt mit der Höhe ab. An der Wolkenobergrenze ist fast ausschließlich Flüssigwasser zu finden. Parallel dazu zeigen visuelle Analysen der Greyprobe-Bilder nahe der Wolkenbasis überwiegend große Eisteilchen, in größeren Höhen dagegen mehr und mehr kleinere Partikel an der unteren Grenze des Meßbereichs.

Faßt man diese Ergebnisse beider Geräte und die gemessenen Größenverteilungen zusammen, ergibt sich folgendes Bild: In den Wolken existiert Wasser in allen drei Aggregatzuständen. Die flüssigen Tropfen sind klein, der Modaldurchmesser der Größenverteilung steigt von der Wolkenbasis zur Obergrenze auf

maximal $10\ \mu\text{m}$ an. Daneben existieren große, überwiegend gefrorene Teilchen. Diese Teilchen sind so groß und massereich, daß sie aus der Wolke ausfallen. Die Anzahl der Eisteilchen ist daher am Oberrand der Wolken gering und nimmt zur Wolkenbasis hin zu. Unterhalb der Wolken kann Niederschlag auftreten, dieser besteht fast vollständig aus Eis.

5.1.5 Horizontalstruktur und Bedeckungsgrad

Der südlichste Flugabschnitt \overline{YZ} bei ARKTIS 93 lag im Bereich rollenförmiger Konvektion und ausgeprägter Wolkenstraßen, die etwa parallel zur mittleren Windrichtung verliefen. Die horizontalen Flugabschnitte waren senkrecht dazu ausgerichtet. Während dieser Horizontalabschnitte gemessene Zeitreihen

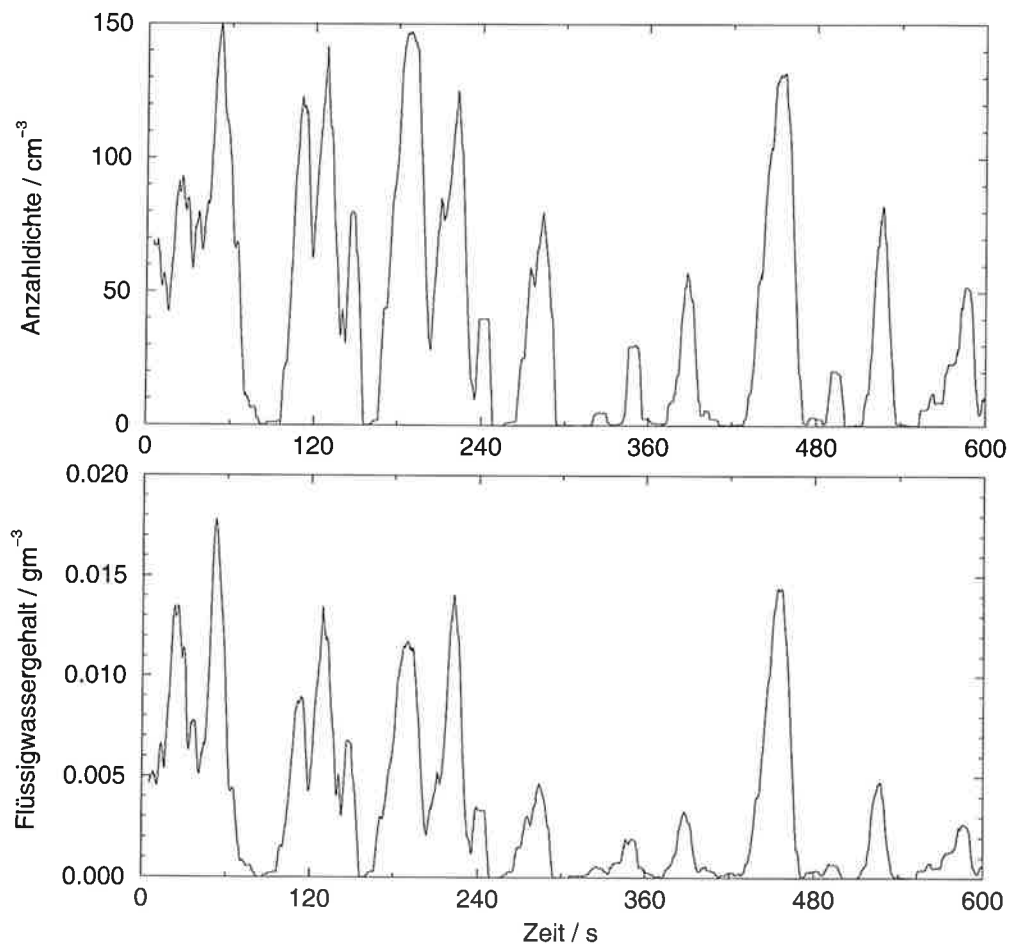


Abbildung 5.10: Beispiel einer Zeitreihe der Teilchenzahldichte (oben) und des Flüssigwassergehalts (unten). Dargestellt sind gleitende Mittelwerte über 10s, gemessen am 20. März in einer Höhe von ca. 690 m bei einer mittleren Fluggeschwindigkeit von $65\ \text{ms}^{-1}$.

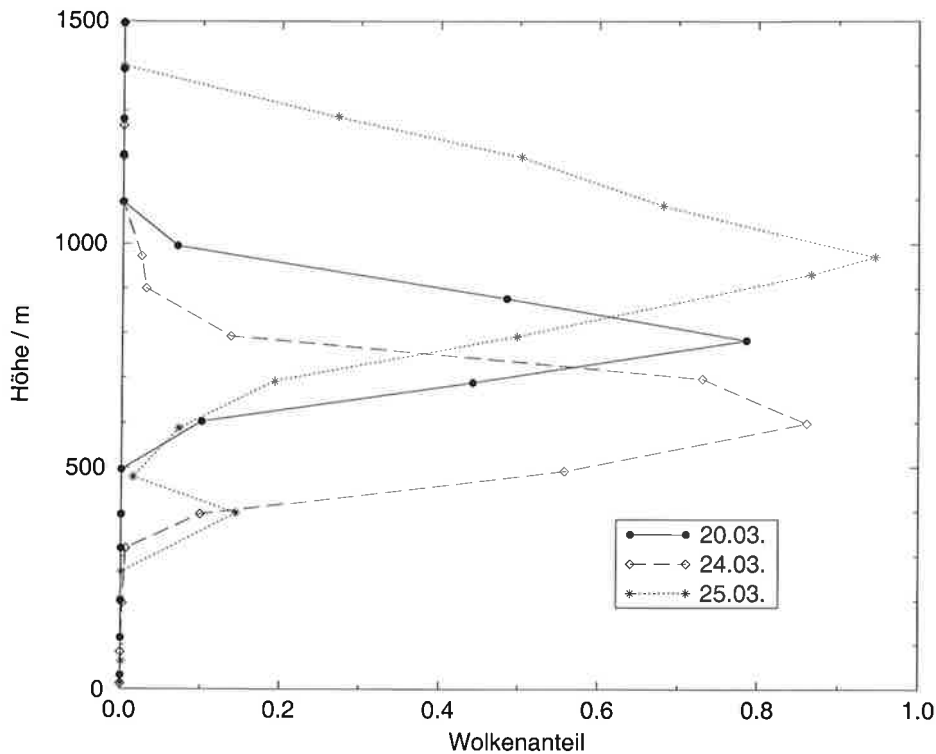


Abbildung 5.11: Anteil bewölkter Abschnitte in Abhängigkeit von der Höhe.

mikrophysikalischer Größen zeigen daher abwechselnd Signale aus den Wolkenstraßen, zu erkennen an relativ hohen Teilchenzahldichten, und den dazwischenliegenden teilchenarmen Gebieten (vergleiche Abbildung 5.10). Auf einem etwa 40 km langen Horizontalflug lassen sich typischerweise sieben bis elf Wolkenstraßen erkennen. Dies entspricht einem mittleren Abstand von 3.5 bis 5.6 km. Für das Aspektverhältnis zwischen der Wellenlänge der Konvektionsrollen und der Grenzschichthöhe ergibt sich ein Wert zwischen 3 und 8. Messungen anderer Autoren (Brümmer *et al.*, 1992) und numerische Simulationen (Chlond, 1992; Müller, 1995) ergaben vergleichbare Werte. Zur exakteren Bestimmung mittels einer Fourieranalyse der gemessenen Zeitreihen wären aber längere Meßstrecken nötig, als bei ARKTIS 93 geflogen wurden.

Das Hauptinteresse gilt in dieser Arbeit den Wolken. Die in diesem Kapitel gezeigten Teilchengrößenverteilungen und die daraus abgeleiteten Vertikalprofile mikrophysikalischer Parameter wurden daher ausschließlich aus den Meßwerten der bewölkten Abschnitte abgeleitet. Das hierzu benutzte Verfahren der bedingten Mittelung ist in Abschnitt 4.3 erläutert. Untersucht man nun den Anteil bewölkter Abschnitte an der gesamten Meßstrecke, so zeigt sich, daß dieser mit der Höhe stark variiert (Abbildung 5.11). Das Maximum wird mit 80–95 % etwa in der Mitte der Wolkenschicht erreicht, nach oben und unten nimmt der

Tabelle 5.8: Vergleich der aus den mikrophysikalischen Messungen abgeleiteten Wolkgrenzen mit den beobachteten Werten. Die Höhenangaben sind auf 10 m gerundet und im Fall der Beobachtungen aus mehreren Einzelangaben gemittelt.

Datum	Wolkenuntergrenze / m		Wolkenobergrenze / m	
	Messung	Beobachtung	Messung	Beobachtung
20.03.	610	600	1000	920
24.03.	390	410	840	790
25.03.	550	350	1290	1270

Wolkenanteil ab. Die Maximalwerte sind vergleichbar mit den beobachteten Bedeckungsgraden von fünf Achteln am 20., sieben Achteln am 24. und sieben bis acht Achteln am 25. März (Brümmer, 1993).

Die Grenzen der Wolkenschicht sind nicht in allen Fällen scharf definiert. Während am 20. März nur im Höhenintervall von 600–1000 m Wolkenelemente² auftreten, finden sich am 24. auch außerhalb der eigentlichen Wolkenschicht vereinzelt Meßintervalle mit entsprechend hohen Teilchenzahldichten. Der Anteil dieser bewölkten Abschnitte an der gesamten in der jeweiligen Höhe geflogenen Meßstrecke ist aber gering. Zur Bestimmung der Wolkenober- und -unterkanten (Tabelle 5.1 und 5.8) wurde ein Schwellwert von 5 % Wolkenanteil verwendet. Das heißt, mindestens fünf Prozent der Messungen eines Höhenintervalls müssen innerhalb von Wolken liegen. Die Wolkenmittelwerte des mittleren und des effektiven Durchmessers sind in den Abbildungen 5.4 bis 5.6 nur innerhalb der so bestimmten Wolkenschicht dargestellt. Dieser Schwellwert ist in gewissem Maß willkürlich gesetzt. Er wurde relativ niedrig gewählt, um auch überdurchschnittlich hoch reichende Wolken in starken Aufwindbereichen berücksichtigen zu können. Ist man dagegen an der mittleren Wolkenerstreckung interessiert, sollte man den Schwellwert eher auf die Hälfte des erreichten Maximalwertes setzen.

Die resultierenden Wolkgrenzen stimmen gut mit den aus dem Meßflugzeug beobachteten Wolkenober- und -unterkanten überein (siehe Tabelle 5.8). Eine deutliche Abweichung der Wolkenuntergrenze ergibt sich nur im Fall des 25. März. Für diesen Tag wird in dieser Arbeit eine Höhe von 550 m als Wolkenuntergrenze angesehen, da darunter der Wolkenanteil unter den Schwellwert sinkt. Dagegen wird bei Brümmer (1993) die Höhe der beobachteten Wolkenuntergrenze mit ca. 350 m angegeben. Allerdings waren die Schauer so intensiv, daß zu großen Teilen des Meßfluges die Wolkenuntergrenze nicht erkennbar war, so daß der beobachtete Wert mit einer großen Unsicherheit behaftet ist.

²Als Wolkenelemente werden hier entsprechend Abschnitt 4.3 alle Meßintervalle mit einer Teilchenzahldichte von mindestens $n_{\min} = 5\text{cm}^{-3}$ betrachtet.

5.1.6 Durchmischung der Atmosphäre

Zur Beurteilung der vertikalen Durchmischung der Atmosphäre führt man Druck, Temperatur, Feuchte und Flüssigwassergehalt auf Größen zurück, die invariant gegenüber einer adiabatischen Höhenänderung sind. Ein solcher Parameter ist das Mischungsverhältnis Q , die Masse der gesamten, d.h. flüssigen und gasförmigen, Wassermenge pro Kilogramm trockener Luft. Zur Beschreibung der Temperaturverteilung eignet sich die feucht-äquivalent potentielle Temperatur Θ_q , wie sie von Paluch (1979) eingeführt wird. Vertikalprofile dieser beiden Größen (Abbildung 5.12) zeigen an allen drei Meßtagen konstante Werte durch nahezu die gesamte Grenzschicht. Die äquivalent-potentielle Temperatur Θ_q beginnt in Höhe der Inversionsbasis anzusteigen, die Temperaturerhöhung beträgt etwa 5°C auf den ersten 300 Metern. Das Mischungsverhältnis Q fällt oberhalb der Wolken-schicht stark ab. Der Mittelwert in der Grenzschicht liegt bei 1.38 g/kg am 20. und 24. März und bei 1.16 g/kg am 25. März, in 1500 m Höhe beträgt das Mischungsverhältnis zwischen 0.08 und 0.19 g/kg . Dabei zeigt die Abnahme am 20. und 24. März den gleichen Verlauf wie das Profil der relativen Feuchte (vergleiche Abbildung 5.1). Am 25. dagegen beginnt die Abnahme des Mischungsverhältnisses bereits in etwa 800 m Höhe, während die relative Feuchte erst oberhalb von 1100 m abfällt. Ursache hierfür ist der an diesem Tag auftretende Niederschlag, der Flüssigwasser aus der Wolke entfernt, insbesondere aus den oberen Berei-

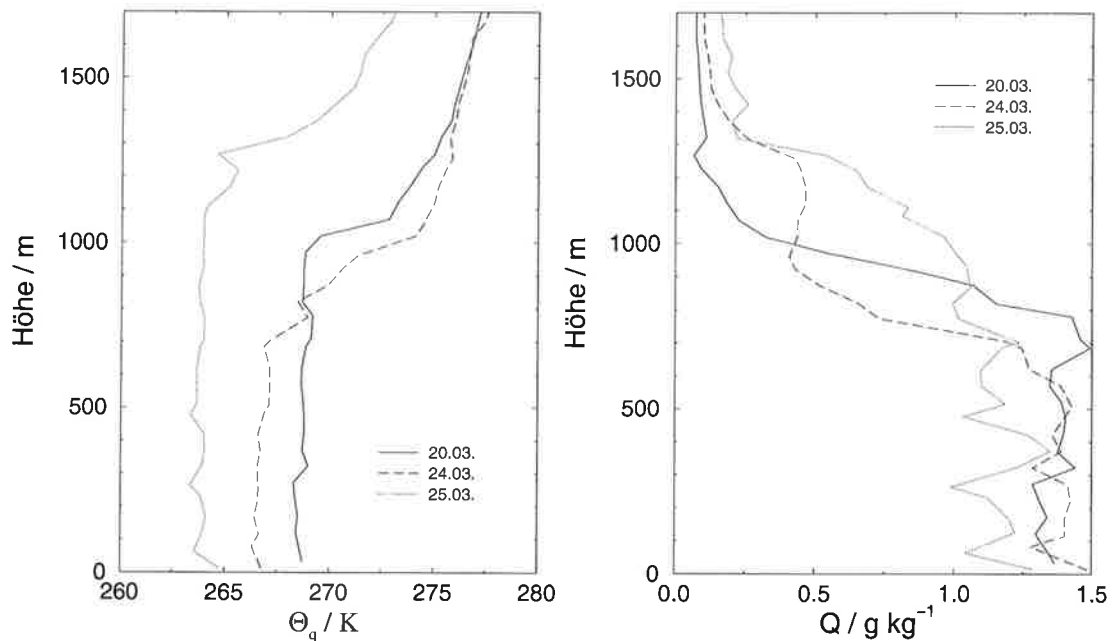


Abbildung 5.12: Vertikalprofile der feucht-äquivalent potentiellen Temperatur Θ_q und des Mischungsverhältnisses Q , gemittelt über 50 m Höhenintervalle.

chen. Eine im Vergleich zu den anderen Meßtagen stärkere Durchmischung der oberen Grenzschicht mit der trockeneren Schicht darüber ist wegen der konstanten äquivalent-potentiellen Temperatur eher unwahrscheinlich.

5.2 Einfluß auf Bilanzrechnungen

In dem bereits zitierten Artikel von Brümmer (1997) werden Berechnungen der Massen-, Wasser- und Temperaturbilanz für alle bei ARKTIS 93 untersuchten Kaltluftausbrüche vorgestellt. In diese Rechnungen gehen die Ergebnisse der mikrophysikalischen Messungen nicht ein. Vielmehr wird, abweichend von den hier vorgestellten Resultaten, von der Annahme reiner Eiswolken ohne Flüssigwasseranteil sowie von einem adiabatischen Eiswassergehalt ausgegangen. Im folgenden wird untersucht, welchen Einfluß eine Einbeziehung der Meßergebnisse auf die Ergebnisse dieser Bilanzrechnungen hat.

5.2.1 Wasserbilanz

Die Wasserbilanz einer ortsfesten Box in der Grenzschicht wird bestimmt durch die Differenz des mit dem mittleren Wind im- und exportierten Wassers, durch die Änderung der Wolkenhöhe in der Box, durch Vertikaltransport am Oberrand sowie durch die Prozesse Verdunstung, Kondensation und Niederschlag. Die entsprechende Bilanzgleichung (2c) bei Brümmer (1997) lautet

$$-\frac{\partial}{\partial x}(h\bar{\rho}\bar{u}\bar{c}_w) + (\rho uc_w)_h \frac{\partial h}{\partial x} - (\rho wc_w)_h + h\bar{\rho}(\bar{c} - \bar{e}) - h\bar{\rho}\bar{r} = 0. \quad (5.5)$$

x ist die Ortskoordinate in Richtung des mittleren Windes, u die entsprechende Windkomponente, w der Vertikalwind, h die Grenzschichthöhe, ρ die Dichte des Wassers, c_w der Wassergehalt, c die Kondensations-, e die Verdunstungs- und r die Regenrate. Größen mit einem Querstrich bezeichnen vertikal gemittelte Werte, ein Index $_h$ steht für den Wert am Grenzschichtoberrand. Die Regenrate r wird mit obiger Gleichung als Residuum ausgerechnet. Die Nettokondensationsrate $(\bar{c} - \bar{e})$ folgt aus der Wasserdampfbilanz, alle anderen Größen, mit Ausnahme des Wassergehalts c_w , sind gemessene Werte.

Der Wassergehalt wird bei Brümmer (1997) abgeschätzt als adiabatischer Wolkenwassergehalt multipliziert mit dem beobachteten Bedeckungsgrad. Hier können die mikrophysikalischen Messungen in mehrfacher Hinsicht zu einer Verbesserung führen.

Die Meßergebnisse zeigen, daß der tatsächliche Wassergehalt der Wolken deutlich niedriger ist als der einem adiabatischen Aufstieg entsprechende. Nach Tabelle 5.5 auf Seite 69 lag an den hier ausgewählten Meßtagen der beobachtete stets unterhalb von 15% des adiabatischen Flüssigwassergehalts. Ersetzt man

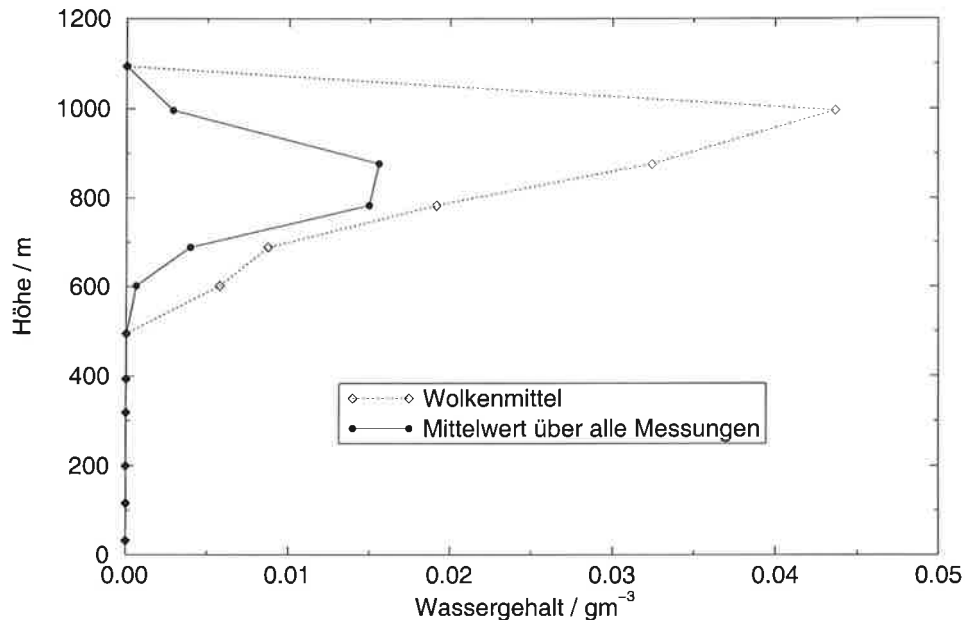


Abbildung 5.13: Vertikalprofil des Wassergehalts, gemittelt über den gesamten Flugabschnitt (durchgezogene Linie) bzw. nur innerhalb der Wolken (gepunktete Linie). Messung vom 20. März 1993.

bei der Bilanzrechnung den adiabatischen Flüssigwasseranstieg durch den gemessenen Anstieg des Wolkenwassers, sinkt die Bedeutung der Transportprozesse im Verhältnis zur Kondensation und Verdunstung. Abschätzen läßt sich dies, indem man in den Rechnungen den Wassergehalt mit dem Faktor 0.15 versieht. Bei gleichbleibender Nettokondensationsrate ($\bar{c} - \bar{e}$) ergibt sich eine deutliche Erhöhung der Regenrate r .

In die Wasserbilanz der atmosphärischen Grenzschicht nach Gleichung (5.5) gehen der vertikal gemittelte Wassergehalt \bar{c}_w und der Wassergehalt am Grenzschichtoberrand $(c_w)_h$ ein. Die Verwendung des gemessenen mittleren Anstiegs des Wolkenwassergehalts, wie oben skizziert, führt bereits zu realistischeren Werten des mittleren Wassergehalts \bar{c}_w als die Annahme eines adiabatischen Aufstiegs. Ein vom Flugzeug aus visuell bestimmter Flächenbedeckungsgrad ist aber nicht geeignet, die vertikale Verteilung der Wolken zu beschreiben. Abbildung 5.11 in Abschnitt 5.1.5 zeigt, daß der Bewölkungsgrad mit der Höhe stark variiert. Der Grenzschichtwassergehalt, gemittelt über Wolken und wolkenfreie Gebiete, weist daher eine andere Höhenabhängigkeit auf als der Wolkenwassergehalt. Dies verdeutlicht Abbildung 5.13. Während der Wolkenwassergehalt in diesem Beispiel von der Wolkenbasis in etwa 600 m Höhe bis in eine Höhe von 1000 m monoton zunimmt, erreicht der mittlere Grenzschichtwassergehalt sein Maximum bereits unterhalb von 900 m Höhe und fällt darüber stark ab. Für die

Berechnung der Wasserbilanz ist es daher besser, den Grenzschichtwassergehalt direkt aus den mikrophysikalischen Messungen abzuleiten. Vorausgesetzt, daß eine statistisch hinreichende Anzahl von Wolken und wolkenfreien Abschnitten vermessen wurde, erhält man den mittleren Wassergehalt des Meßgebiets, indem man statt der bedingten Mittelung eine Mittelung über alle Zeitintervalle durchführt. Der Bedeckungsgrad wird nicht benötigt.

In Tabelle 5.9 sind der aus den Messungen abgeleitete mittlere Grenzschichtwassergehalt \bar{c}_w und der Wassergehalt am Oberrand der Grenzschicht $(c_w)_h$ für alle drei Meßtage aufgeführt, außerdem die entsprechenden Werte bezogen nur auf die Wolken. Teilchen größer als $100\ \mu\text{m}$ Durchmesser sind dabei nicht berücksichtigt, da das Niederschlagswasser nach Gleichung (5.5) separat in dem Term $h\bar{\rho r}$ berechnet wird. Die in der Tabelle ebenfalls angegebene Grenzschichthöhe h ist die mittlere Grenzschichthöhe, definiert als Basishöhe der Temperaturinversion. Die nachfolgende Tabelle 5.10 enthält die entsprechenden Werte, berechnet für einen adiabatischen Aufstieg, wie bei Brümmer (1997) beschrieben. Der über die Grenzschichthöhe gemittelte Wassergehalt der Wolken ist in der adiabatischen Abschätzung wesentlich höher als in den Messungen. Darüber hinaus ist auch der beobachtete Bedeckungsgrad größer als es den Messungen entspricht, was zu einer weiteren Überschätzung führt. Insgesamt erreicht daher der gemessene Wert des über die gesamte Grenzschicht gemittelten Wassergehalts \bar{c}_w nur das 0.043- (25. März) bis 0.15-fache (20. März) des berechneten. Ähnlich groß sind die Unterschiede bezüglich des Wassergehalts am Grenzschichtoberrand $(c_w)_h$. Das Verhältnis aus Messung und Rechnung beträgt zwischen 0.045 (25. März) und 0.10 (20. März).

Diese Messungen beziehen sich auf den südlichsten Flugabschnitt. In Abschnitt 5.3.2 wird gezeigt, daß die Wolkenmikrophysik im Verlauf eines Kaltluftausbruchs nur wenig variiert. Geht man davon aus, daß das Verhältnis zwischen gemessenem und adiabatischem Flüssigwassergehalt repräsentativ für die gesamte Bewölkung an dem jeweiligen Meßtage ist, läßt sich die Bedeutung der aufgezeigten Unterschiede zwischen Messung und adiabatischer Näherung für die Wasserbilanz abschätzen. Brümmer (1997) berechnet nach Gleichung 5.5 die Niederschlagsrate als Differenz aus der Nettokondensationsrate und den Transportprozessen. Die Nettokondensation stellt dabei eine Quelle, der Transport mit der mittleren Strömung und am Grenzschichtoberrand eine Senke des Flüssigwassers dar. Geht man von einem um den Faktor 0.04–0.15 geringeren Flüssigwassergehalt in der Grenzschicht aus, verringert sich der transportbedingte Flüssigwasserexport im gleichen Maße. In Tabelle 5.11 sind die Terme der Wasserbilanz für die drei ausgewählten Meßtage zusammengefaßt. Die drastische Reduktion des Flüssigwassergehalts bewirkt, insbesondere für den 25. März, eine erhebliche Erhöhung der Regenrate.

Nach Brümmer (1997) beträgt im Mittelwert über alle dort untersuchten Kaltluftausbrüche die Regenrate etwa 75 % der Nettokondensationsrate. Ein um den Faktor 0.15 niedriger Flüssigwassergehalt läßt dieses Verhältnis auf über 96 % an-

Tabelle 5.9: Mittlere Grenzschichthöhe h , über die Grenzschicht gemittelter Wolkenwassergehalt $\bar{c}_{w,C}$ und Grenzschichtwassergehalt $\bar{c}_{w,PBL}$, Wolken- und Grenzschichtwassergehalt am Oberrand der Grenzschicht $(c_{w,C})_h$ und $(c_{w,PBL})_h$ sowie das Verhältnis der Wolken- zu den Grenzschichtwerten, abgeleitet aus Messungen der Niederschlagsteilchen.

Datum	h / m	$\bar{c}_{w,C}$ / gm ⁻³	$\bar{c}_{w,PBL}$ / gm ⁻³	$(c_{w,C})_h$ / gm ⁻³	$(c_{w,PBL})_h$ / gm ⁻³	$\frac{\bar{c}_{w,PBL}}{\bar{c}_{w,C}}$	$\frac{(c_{w,PBL})_h}{(c_{w,C})_h}$
20.03.	900	0.00734	0.00391	0.0324	0.0156	0.532	0.480
	±30	±0.00127	±0.00070	±0.0085	±0.0041	±0.132	±0.178
24.03.	700	0.00829	0.00602	0.0260	0.0190	0.726	0.733
	±20	±0.00129	±0.00097	±0.0065	±0.0048	±0.163	±0.261
25.03.	1240	0.01210	0.00790	0.0410	0.0206	0.653	0.502
	±40	±0.00127	±0.00078	±0.0089	±0.0045	±0.094	±0.155

Tabelle 5.10: Über die Grenzschicht gemittelter Wolkenwassergehalt $\bar{c}_{w,C}$ und Grenzschichtwassergehalt $\bar{c}_{w,PBL}$ sowie Wolken- und Grenzschichtwassergehalt am Oberrand der Grenzschicht $(c_{w,C})_h$ und $(c_{w,PBL})_h$ wie in Tabelle 5.9, aber errechnet unter der Annahme eines adiabatischen Aufstiegs und des beobachteten Bedeckungsgrades N ($c_{w,PBL} = N \cdot c_{w,C}$). h_{CB} ist die Höhe der Wolkenuntergrenze.

Datum	h / m	$\bar{c}_{w,C}$ / gm ⁻³	$\bar{c}_{w,PBL}$ / gm ⁻³	$(c_{w,C})_h$ / gm ⁻³	$(c_{w,PBL})_h$ / gm ⁻³	h_{CB} / m	N
20.03.	900	0.0416	0.0260	0.240	0.150	600	5/8 = 0.625
24.03.	700	0.0488	0.0427	0.227	0.198	410	7/8 = 0.875
25.03.	1240	0.2079	0.1819	0.517	0.453	350	7/8 = 0.875

steigen. Das heißt, nahezu das gesamte in der Wolkenschicht durch Kondensation gebildete Wasser fällt an Ort und Stelle wieder aus, und nur ein sehr geringer Anteil wird entlang des Kaltluftausbruchs transportiert.

Die obige Abschätzung der Grenzschichtwasserbilanz mit Hilfe der mikrophysikalischen Messungen geht von einigen vereinfachenden Annahmen aus. So wären anstelle eines Vergleichs des gemessenen mit dem adiabatischen Flüssigwassergehalt an nur einem Ort Meßergebnisse entlang aller Flugabschnitte vorzuziehen. Auch die Annahme eines mittleren Grenzschichtoberrands anstelle der beobachteten unterschiedlichen Wolkenobergrenzen kann die Bestimmung des Grenzschichtwassergehalts und der Flüsse am Grenzschichtoberrand beeinflussen. Trotzdem zeigt sich die Bedeutung der Messungen für einzelne Terme der Flüssigwasserbilanz und insbesondere für den als Residuum ausgerechneten Niederschlagsfluß. Der aus den Messungen abgeleitete Flüssigwassergehalt weicht

Tabelle 5.11: Komponenten der Flüssigwasserbilanz nach Brümmer (1997) und entsprechend den Messungen korrigiert. x ist die Entfernung zur Eiskante, $\phi_{\text{tr}} := -\frac{\partial}{\partial x}(h\bar{\rho}\bar{u}\bar{c}_w) + (\rho u c_w)_h \frac{\partial h}{\partial x} - (\rho w c_w)_h$ der transportbedingte Flüssigwasserfluß und k der Korrekturfaktor für den Flüssigwassergehalt.

Datum	x / km	nach Brümmer (1997)			k	korrigiert	
		ϕ_{tr}	$h\bar{\rho}(\bar{c} - \bar{e})$	$h\bar{\rho}\bar{r}$		ϕ_{tr}	$h\bar{\rho}\bar{r}$
		/ $10^{-3} \text{ gm}^{-2}\text{s}^{-1}$			/ $10^{-3} \text{ gm}^{-2}\text{s}^{-1}$		
20.03.	-43-40	-3	20	17	0.15	-0.5	19.5
	40-150	-5	33	28	0.15	-0.8	32.2
24.03.	-40-56	-2	6	4	0.14	-0.3	5.7
	56-172	-6	15	9	0.14	-0.8	14.2
25.03.	-23-61	-11	12	1	0.043	-0.5	11.5
	61-172	-11	18	7	0.043	-0.5	11.5
	172-310	-9	49	40	0.043	-0.4	48.6

so stark von der Annahme eines adiabatischen Wassergehalts ab, daß sich wesentliche Änderungen im Verhältnis von transportiertem zu Niederschlagswasser ergeben. Ohne Berücksichtigung der Messungen würde die Bedeutung von Kaltluftausbrüchen für den Transport von Flüssigwasser deutlich überschätzt werden.

5.2.2 Temperaturbilanz

In die Temperaturbilanz der Grenzschicht gehen neben den Transportprozessen durch den mittleren Wind u und am Grenzschichtoberrand h der turbulente Wärmefluß am Boden und am Grenzschichtoberrand, die Energieumwandlung beim Phasenübergang des Wassers und der Nettostrahlungsfluß R ein. Die Gleichung hierfür lautet

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\partial}{\partial x}(h\bar{\rho}\bar{u}\bar{\Theta}) + (\rho u \Theta)_h \frac{\partial h}{\partial x} - (\rho w \Theta)_h \\
 & + (\rho w' \Theta')_0 - (\rho w' \Theta')_h + \frac{L}{c_p} h\bar{\rho}(\bar{c} - \bar{e}) + \frac{1}{c_p}(R_h - R_0) = 0, \quad (5.6)
 \end{aligned}$$

wobei Θ die potentielle Temperatur, c_p die spezifische Wärme trockener Luft und L die latente Wärme ist (Brümmer, 1997, Gleichung (2d)). Der turbulente Fluß am Grenzschichtoberrand $(\rho w' \Theta')_h$ wird hierbei als Residuum berechnet. Bei Brümmer (1997) wird davon ausgegangen, daß auf Grund der niedrigen Temperaturen in den Wolken der Wasserdampf direkt zu Eis sublimiert. Zur Berechnung der dabei freiwerdenden Wärme wird mit einer latenten Wärme von $L_S \simeq 2800 \text{ J/g}$ gerechnet. Dagegen zeigen die Messungen von ARKTIS 93, daß der überwiegende Teil des Wolkenwassers in flüssiger Form vorliegt. Die latente

Tabelle 5.12: Komponenten der Temperaturbilanz in Abhängigkeit von der Entfernung zur Eiskante, gemittelt über mehrere Kaltluftausbrüche (nach Brümmer, 1997, Tabelle 7). Nomenklatur entsprechend Gleichung (5.6).

	$-\frac{\partial}{\partial x}(h\bar{\rho}\bar{u}\bar{\Theta})$	$(\rho u\Theta)_h \frac{\partial h}{\partial x}$	$-(\rho w\Theta)_h$	$(\rho w'\Theta')_0$	$-(\rho w'\Theta')_h$	$\frac{L}{c_p} h\bar{\rho}(\bar{c}-\bar{e})$	$\frac{1}{c_p}(R_h-R_0)$
	/ gKm ⁻² s ⁻¹						
Eisrandzone	-15284	10969	4247	167	130	40	4
30–150 km	-7172	8929	-2146	213	105	71	0
150–300 km	1211	3764	-5297	164	50	123	-15
> 300 km	741	5813	-6776	85	42	112	-17

Wärme der Verdunstung ist mit $L_V \simeq 2500 \text{ J/g}$ um circa 10 % geringer als die der Sublimation. Die Erwärmung der Grenzschicht durch Kondensation von Wasserdampf ist also nach den Messungen etwas geringer als nach der Abschätzung von Brümmer (1997).

In Tabelle 5.12 sind die Komponenten der Temperaturbilanz nach Brümmer (1997) aufgelistet. Es handelt sich dabei um Mittelwerte in Abhängigkeit von der Entfernung zur Eiskante. In bis zu 150 km Entfernung wurde über acht, in größerer Entfernung über drei verschiedene Kaltluftausbrüche gemittelt. Vergleicht man die einzelnen Zahlenwerte, so ist der Wärmefluß durch Kondensation vergleichsweise gering. Da sich aber die durch die mittlere Strömung bedingten Wärmeflüsse teilweise kompensieren, ist die latente Wärme durchaus von Bedeutung für die Ableitung des turbulenten Wärmeflusses am Grenzschichtoberrand.

Berechnet man auf Grund der mikrophysikalischen Messungen den latenten Wärmefluß für Kondensation statt Sublimation, so verringert er sich um den Faktor $L_V/L_S \simeq 0.89$. Dies bewirkt nach Tabelle 5.12 einen um 4–13 gKm⁻²s⁻¹ niedrigeren turbulenten Wärmefluß $(\rho w'\Theta')_h$ am Grenzschichtoberrand. In der Eisrandzone ist $(\rho w'\Theta')_h$ groß und die Änderung auf Grund der latenten Wärme klein. Mit steigender Entfernung zum Eisrand nimmt aber die Bedeutung der latenten Wärme zu. Ab 150 km beträgt die relative Änderung im abgeleiteten turbulenten Wärmefluß, verursacht durch die Annahme von Wasser statt Eis, 25–30 %. Nach Brümmer (1997) verringert sich das Verhältnis des Wärmeflusses am Grenzschichtoberrand zu dem an der Meeresoberfläche $(\rho w'\Theta')_h/(\rho w'\Theta')_0$ von 0.78 in Eisnähe auf Werte um 0.4 in größerer Entfernung. Dieser Trend wird bei der Annahme von mischphasigen oder Wasserwolken noch verstärkt.

Die Berechnung der Temperaturbilanz dient nicht nur der Abschätzung des turbulenten Wärmeflusses. Vielmehr können Komponenten der Wärmebilanz Aufschluß geben über physikalische Prozesse in der Grenzschicht. So ist der fühlbare Wärmefluß an der Oberfläche der Antrieb der Grenzschichtkonvektion. Das Verhältnis zwischen der Wärmezufuhr an der Meeresoberfläche $(\rho w'\Theta')_0$ und durch Kondensation innerhalb der Wolken $(L/c_p)h\bar{\rho}(\bar{c}-\bar{e})$ nimmt mit der

Entfernung zur Eiskante systematisch zu. Gleichzeitig ist ein Übergang der Konvektionsmuster von Rollen zu Zellen zu beobachten. Brümmer (1997) geht daher von der Annahme aus, daß für den Übergang zu zellularen Konvektionsmustern ein bestimmtes minimales Verhältnis $\frac{L}{c_p} h\bar{\rho}(\bar{c} - \bar{e})/(\rho w' \Theta')_0$ erreicht sein muß. Die Menge des in den Wolken kondensierenden Wassers $h\bar{\rho}(\bar{c} - \bar{e})$ kann nicht größer sein als die Menge Wasserdampf, die durch Verdunstung an der Meeresoberfläche in die Atmosphäre gelangt $(\rho w' q')_0$. Mit

$$\frac{\frac{L}{c_p} h\bar{\rho}(\bar{c} - \bar{e})}{(\rho w' \Theta')_0} \leq \frac{L(\rho w' q')_0}{c_p(\rho w' \Theta')_0} = \frac{1}{B} \quad (5.7)$$

folgt daher, daß das *Bowen ratio* genannte Verhältnis zwischen dem fühlbaren und dem latenten Wärmefluß an der Oberfläche

$$\text{Bowen ratio} \quad B := \frac{c_p(\rho w' \Theta')_0}{L(\rho w' q')_0} \quad (5.8)$$

für den Übergang von rollen- zu zellenförmiger Konvektion unter einen kritischen Wert B_{krit} sinken muß.

Nach Brümmer (1997) deuten die Messungen von ARKTIS 93 auf ein kritisches Bowen ratio im Bereich von 0.6–0.5. Diese Werte wurden jedoch unter der Annahme reiner Eiswolken errechnet. Geht man statt dessen davon aus, daß das Wolkenwasser überwiegend flüssig ist, vergrößert sich das Bowen ratio um den Faktor $L_S/L_V = 1.12$. Die statistische Ungenauigkeit der Messung ist zwar vermutlich höher, eine systematische Änderung in dieser Größenordnung ist bei der Untersuchung physikalischer Prozesse aber durchaus von Bedeutung.

5.3 Die raum-zeitliche Entwicklung

Ein Ziel der Meßkampagne ARKTIS 93 war es, Kaltluftausbrüche vom Ort ihres Entstehens über mehrere hundert Kilometer hinweg zu untersuchen. Während eines meist mehrtägigen Kaltluftausbruchs stellen sich näherungsweise stationäre Bedingungen ein, so daß unterschiedliche Entfernungen zur Eiskante verschiedene zeitliche Entwicklungsstadien der mit dem mittleren Wind bewegten Luftmassen der Grenzschicht repräsentieren.

Alle hier untersuchten Kaltluftausbrüche begannen über dem Eis westlich Spitzbergens und verliefen in südlicher Richtung über das offene Wasser. Über dem Eis war die Luft zumeist wolkenfrei, über dem Wasser bildeten sich Wolken und Seerauch. In Eisnähe waren Wolken und Seerauch nicht zu trennen, erst nach etwa 50 Kilometern ließ ein Anstieg der Wolkenuntergrenze und ein gleichzeitiges Nachlassen des Seerauchs eine Unterscheidung zwischen beidem zu. In größerer Entfernung stieg die Wolkenschicht weiter an und nahm dabei an Mächtigkeit und Dichte zu.

5.3.1 Entwicklung der Grenzschicht

Trotz des ähnlichen Verlaufs der Kaltluftausbrüche führten unterschiedliche atmosphärische Randbedingungen zu deutlichen Unterschieden in der Grenzschichtentwicklung. Eine Übersicht über alle beobachteten Fälle findet sich bei Brümmer (1996).

Über dem Eis war die Grenzschicht an den hier ausgewählten Meßtagen etwa 200 m dick und nach oben begrenzt durch eine Inversion. Die Stärke der Temperaturinversion ΔT_{Inv} ist nach Brümmer (1996) ein wesentlicher Faktor für die Entwicklung der Grenzschicht; je größer ΔT_{Inv} , desto geringer ist der Anstieg der Grenzschichthöhe. Außer von der Stabilität oberhalb der Grenzschicht wird ihre vertikale Entwicklung von der Temperaturdifferenz zum Wasser bestimmt, die der Antrieb der atmosphärischen Konvektion ist. In Tabelle 5.13 sind die Startbedingungen der Kaltluftausbrüche der drei ausgewählten Meßtage zusammengefaßt.

Durch die Erwärmung der untersten Luftschichten über dem Wasser entsteht intensive Konvektion, die zu einem Anwachsen der Grenzschicht führt. Durch die hohe Temperaturdifferenz zwischen dem offenen Wasser und der Eisoberfläche bildet sich in der Nähe des Eisrands eine dem mittleren Wind überlagerte Eis-See-Wind-Zirkulation. Die Windgeschwindigkeit nimmt dadurch südlich der Eiskante zu. Das führt zu einer Absinkbewegung, die dem Anwachsen der Grenzschichthöhe entgegenwirkt. Besonders ausgeprägt war dies am 20. März, wo sogar ein zeitweises Absinken der Inversionshöhe bis etwa 100 km südlich der Eiskante zu beobachten war.

Im weiteren Verlauf des Kaltluftausbruchs steigen durch die hohen Energie- und Feuchteflüsse aus dem Wasser Lufttemperatur und spezifische Feuchte an, in den Aufwindbereichen der Konvektionsmuster bilden sich Wolken, die im Satelli-

Tabelle 5.13: Startbedingungen über dem Eis der Kaltluftausbrüche vom 20., 24. und 25. März. h_{Inv} ist die Inversionshöhe, T_{90} die Temperatur, FF_{90} die Windgeschwindigkeit und q_{90} die spezifische Feuchte in 90 m Höhe, ΔT_{Inv} der Temperaturanstieg über eine 300 m dicke Schicht oberhalb der Grenzschicht. Außerdem aufgeführt sind die Wassertemperatur T_W und die Differenz $\Delta T_{L_{90}W}$ zur Lufttemperatur in 90 m Höhe an der Eiskante (nach Brümmer, 1996).

Datum	h_{Inv} /m	T_{90} /°C	FF_{90} /m s ⁻¹	q_{90} /g kg ⁻¹	ΔT_{Inv} /°C	T_W /°C	$\Delta T_{L_{90}W}$ /°C
20.03.	200	-29	12	0.25	2	-1.8	-27
24.03.	200	-30	10	0.28	11	-1.8	-28
25.03.	220	-26	6	0.45	2	-1.8	-24

tenbild als Wolkenstraßen zu sehen sind. Die Wolkenschicht nimmt an Mächtigkeit zu und der Bedeckungsgrad steigt auf fünf bis acht Achtel.

Für weitere Details der Grenzschichtmodifikation und einen Vergleich aller Meßfälle während ARKTIS 93 sei auf Brümmer (1996) verwiesen.

5.3.2 Entwicklung der Wolkenmikrophysik

Die Flugmuster zur Untersuchung der Kaltluftausbrüche bei ARKTIS 93 (vergleiche Abbildung 4.2, Seite 28) stellen einen Kompromiß zur Messung verschiedener atmosphärischer Parameter dar und erlauben nicht in allen Teilen detaillierte Untersuchungen der Mikrophysik. So wurden die parallel zur mittleren Windrichtung orientierten Abschnitte in einer Höhe von etwa einhundert Metern geflogen, unterbrochen von sägezahnartigen Vertikalsondierungen. Die horizontalen Abschnitte lagen unterhalb der Wolkenschicht, und die Steig- und Sinkflüge lassen auf Grund der kurzen Meßzeit in derartig inhomogener Bewölkung keine aussagekräftigen Messungen von Wolkenteilchen zu. Zur Untersuchung der Entwicklung der Wolkenmikrophysik dient daher im wesentlichen ein Vergleich der jeweils vier Flugabschnitte senkrecht zur Windrichtung. Diese werden im folgenden mit Abschnitt \overline{AB} , \overline{CD} , \overline{EF} und \overline{YZ} bezeichnet, wobei Abschnitt \overline{AB} den nördlichsten und Abschnitt \overline{YZ} den südlichsten Teil des Flugmusters darstellt (vergleiche Abbildung 4.9).

Abschnitt \overline{AB} liegt nördlich der Eiskante und zeigt keine Bewölkung, nur Seerauch über eisfreien Stellen. Etwa 50 km südlich des Eisrands, auf Abschnitt \overline{CD} , sind bereits Wolkenstraßen zu beobachten. Die Wolkenoberkante liegt in mehreren hundert Metern Höhe, nach unten gehen die Wolken direkt in den Seerauch über, so daß keine Wolkenuntergrenze zu erkennen ist. Weitere 100 Kilometer südwärts (\overline{EF}) tritt kein Seerauch mehr auf. Die Wolkenuntergrenze liegt in 240–370 m Höhe, ist am 25. März aber sehr diffus, stellenweise reichen die Wolken bis zum Wasser herab. Am 24. März treten unter den Wolken Schneeschauer auf. Zum südlichsten Flugabschnitt, ca. 280 km von der Eiskante entfernt, nimmt die Wolkendicke noch weiter zu, und auch am 25. März wird starker Niederschlag beobachtet.

Die Wolkenmikrophysik verändert sich über diese Distanz kaum. So zeigen die in Abbildung 5.14 dargestellten in ca. 600 m Höhe auf den Flugabschnitten \overline{CD} , \overline{EF} und \overline{YZ} gemessenen Teilchengrößenverteilungen keine wesentlichen Unterschiede im Bereich kleiner Teilchen. Der vergleichsweise geringe Abfall der Anzahldichte bei Durchmessern oberhalb $17 \mu\text{m}$ auf den Abschnitten \overline{CD} und \overline{EF} ist auf die im Abschnitt 4.2.1 diskutierten Störungen der FSSP durch Eisteilchen zurückzuführen. Bei der Messung des Flugabschnitts \overline{YZ} ist dies mit Hilfe der Greyprobedaten korrigiert worden.

In den Abbildungen 5.15 bis 5.17 sind für die drei ausgewählten Meßtage Wolkenmittelwerte des mittleren und effektiven Teilchendurchmessers, der Teilchenzahldichte und des Flüssigwassergehalts in verschiedenen Höhen für die drei

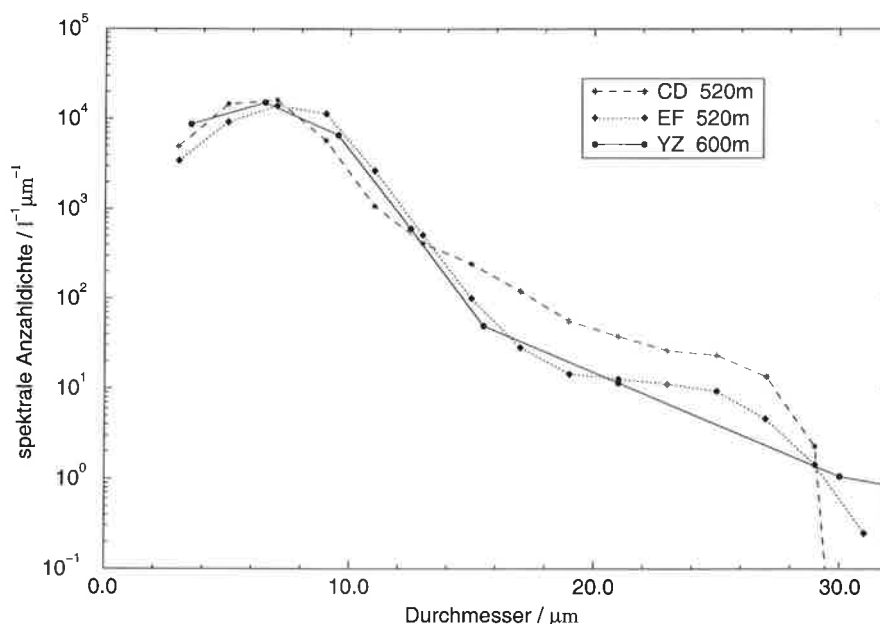


Abbildung 5.14: Teilchengrößenverteilungen, gemessen am 24. März in einer Höhe von 500–600 m auf den Flugabschnitten \overline{CD} , \overline{EF} und \overline{YZ} .

Meßpositionen \overline{CD} bis \overline{YZ} entlang des Kaltluftausbruchs dargestellt. Um dabei die Messungen der FALCON mit denen der DO-128 vergleichen zu können, wurden in allen Fällen nur die Daten der FSSP verwendet und der ausgewertete Größenbereich auf die unteren, von Störungen durch Eisteilchen weitgehend unbeeinflussten Größenklassen bis $15 \pm 1 \mu\text{m}$ (FALCON) bzw. $15.5 \pm 1.5 \mu\text{m}$ (DO-128) begrenzt.

Die mittlere Teilchenzahldichte liegt zwischen 40 und 100 cm^{-3} . Sie nimmt am 20. März zum südlichsten Flugabschnitt hin deutlich und am 24. leicht zu, am 25. ist sie dort dagegen niedriger als auf den Abschnitten \overline{CD} und \overline{EF} . Gleichzeitig ist die beobachtete Niederschlagsintensität am 25. höher als am 24., und am 20. trat nahezu kein Niederschlag auf. Es ist daher anzunehmen, daß der Rückgang der Teilchenzahldichte im Verlauf des Kaltluftausbruchs am 25. auf den Niederschlag und das damit verbundene Auswaschen von Kondensationskeimen aus der Grenzschicht zurückzuführen ist.

Eine niedrigere Teilchenzahldichte geht häufig mit einem Anstieg der mittleren Teilchengröße einher. Eine derartige Tendenz läßt sich hier aber nicht feststellen. Der mittlere Durchmesser beträgt an der Wolkenbasis stets knapp $5 \mu\text{m}$ und steigt mit der Höhe an. Der effektive Durchmesser zeigt die gleiche Höhenabhängigkeit und ist ca. einen Mikrometer größer. Beide Größen zeigen keine signifikante Abhängigkeit von der Position entlang des Kaltluftausbruchs. Auch das Vertikalprofil des Flüssigwassergehalts zeigt keine systematischen Variationen mit der Entfernung zur Eiskante.

20.03.

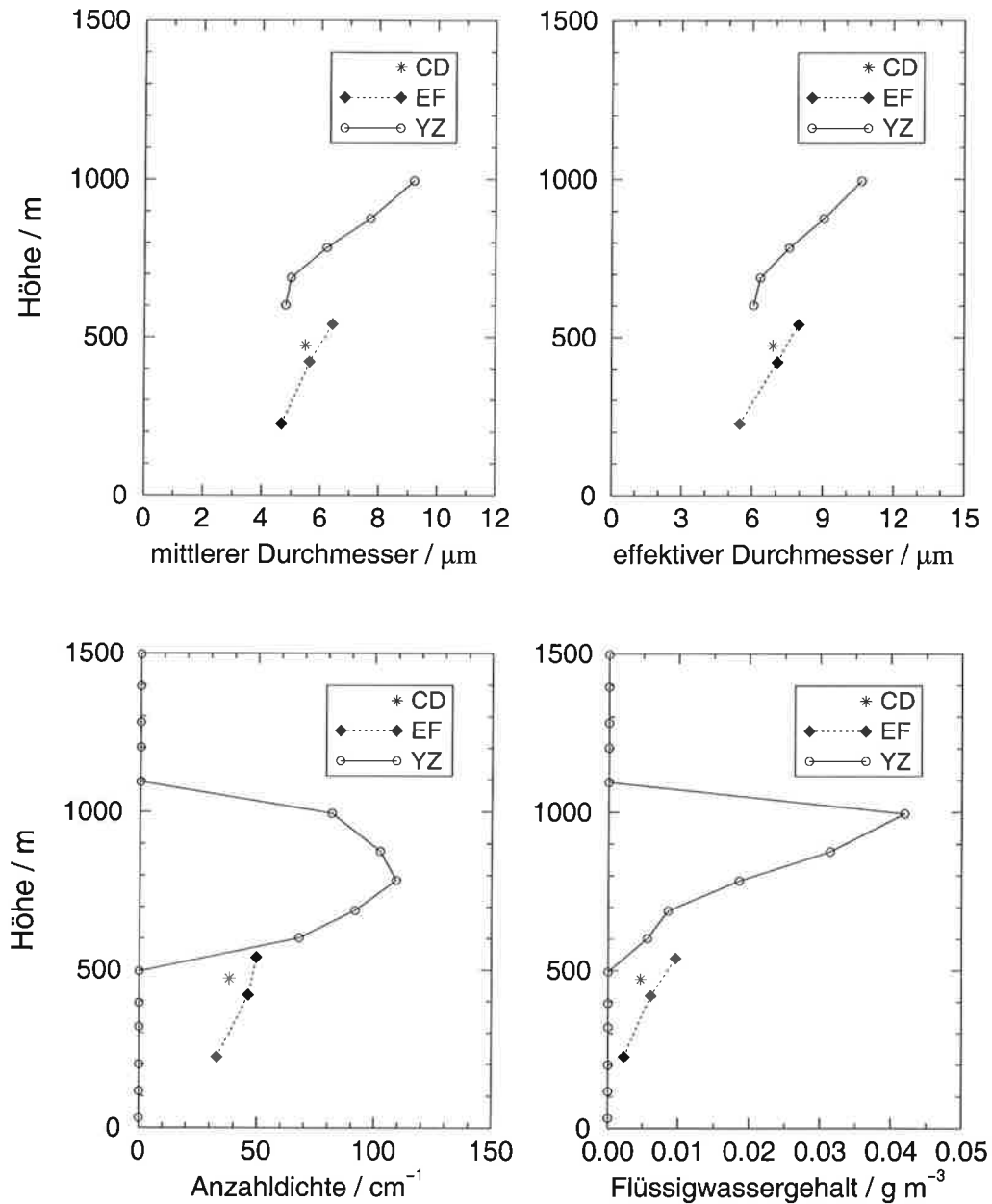


Abbildung 5.15: Mittlerer und effektiver Durchmesser, Anzahldichte und Flüssigwassergehalt, gemessen am 20. März auf den drei Flugabschnitten \overline{CD} , \overline{EF} und \overline{YZ} . Abschnitt \overline{CD} befindet sich etwa 50 km, Abschnitt \overline{EF} 150 km und Abschnitt \overline{YZ} 280 km südlich der Eiskante. Der genutzte Meßbereich beträgt hier 2–16 μm .

24.03.

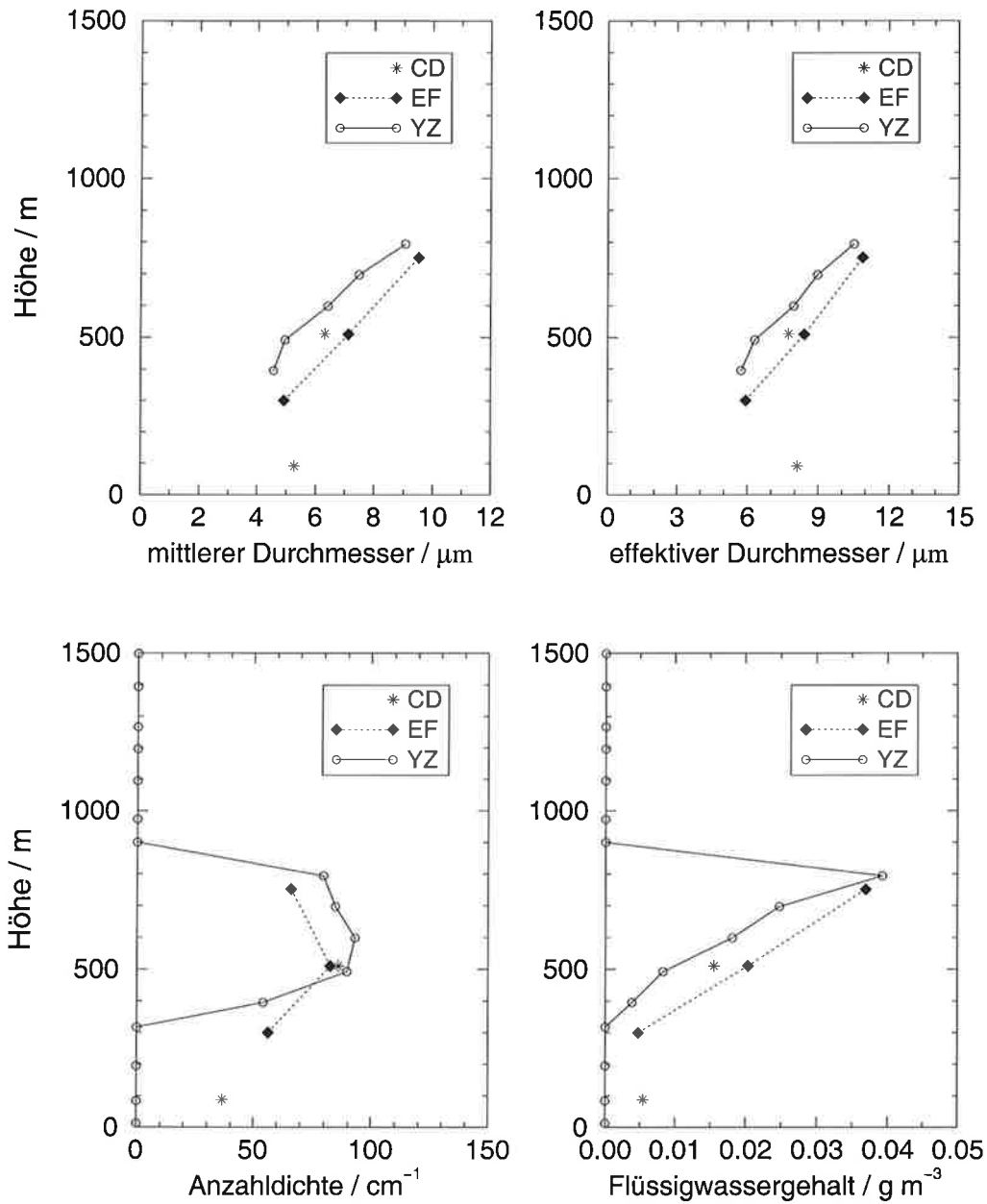


Abbildung 5.16: Mittlerer und effektiver Durchmesser, Anzahldichte und Flüssigwassergehalt am 24. März auf den drei Flugabschnitten \overline{CD} , \overline{EF} und \overline{YZ} . Ausgewerteter Meßbereich: 2–16 μm .

25.03.

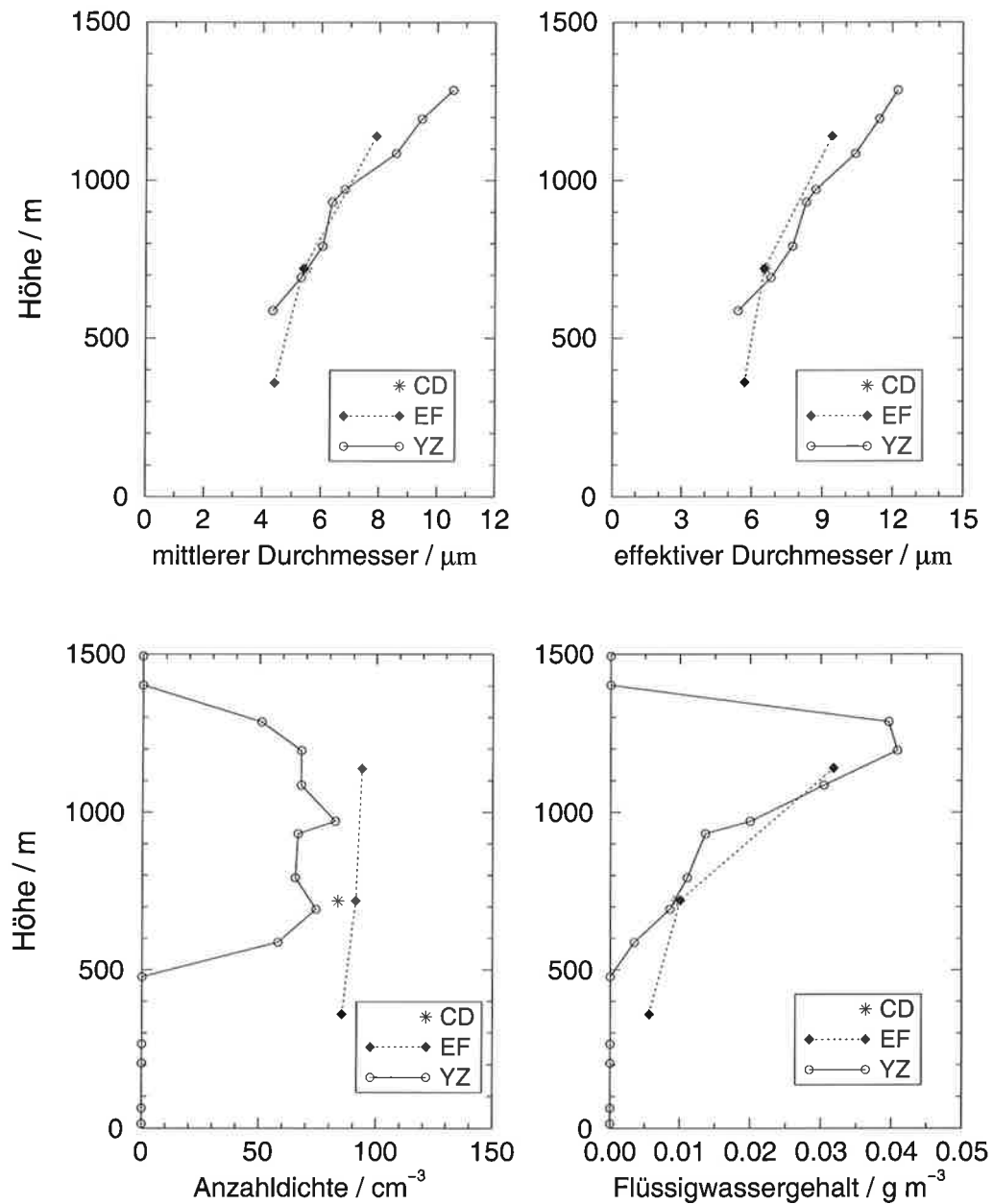


Abbildung 5.17: Mittlerer und effektiver Durchmesser, Anzahldichte und Flüssigwassergehalt am 25. März auf den drei Flugabschnitten \overline{CD} , \overline{EF} und \overline{YZ} . Ausgewerteter Meßbereich: 2–16 μm .

Insgesamt ergeben sich aus den hier vorgestellten Messungen in verschiedenen Entfernungen zur Eiskante keine wesentlichen Änderungen der Wolkenmikrophysik entlang eines Kaltluftausbruchs. Die mikrophysikalischen Parameter an der Wolkenuntergrenze bleiben nahezu konstant. Auch die Zunahme der mittleren Teilchengröße und des Flüssigwassergehalts mit der Höhe über der Wolkenbasis ändert sich nicht. Die Zunahme des Bedeckungsgrades sowie der Höhe und Ausdehnung der Wolkenschicht mit steigender Entfernung zur Eiskante führt lediglich zu im Mittel größeren Teilchen und höheren Flüssigwassermengen am Wolkenoberrand. Dabei muß einschränkend berücksichtigt werden, daß sich die Vergleichsmessungen nur auf den Bereich der kleinen Wolkenteilchen beziehen. Inwieweit sich die Häufigkeit großer Teilchen im Verlauf eines Kaltluftausbruchs ändert, kann den hier diskutierten Meßdaten nicht entnommen werden. Über die Variabilität von Wolkenparametern, die stark von den großen Teilchen geprägt sein können, läßt sich daher keine Aussage treffen. Dies betrifft beispielsweise den Flüssigwassergehalt. Dagegen werden etwa die Anzahldichte oder der mittlere Teilchendurchmesser vorwiegend vom Maximum der Größenverteilung und somit den kleinen Teilchen bestimmt. Messungen dieser Parameter auf dem südlichsten Flugabschnitt und die daraus abgeleiteten Ergebnisse, wie sie in diesem Kapitel dargestellt sind, sind auch auf größere Gebiete eines Kaltluftausbruchs übertragbar.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der Meßkampagne ARKTIS 93 sind Kaltluftausbrüche von ihrem Ausgangspunkt über dem arktischen Packeis über eine Entfernung von mehreren hundert Kilometern hinweg untersucht worden. Während Untersuchungen von Kaltluftausbrüchen bisher den Energie- und Stoffflüssen, der Grenzschichtmodifikation oder den konvektiven Strukturen der Grenzschicht galten, stand in dieser Arbeit erstmals die Wolkenmikrophysik im Mittelpunkt des Interesses.

Die Mikrophysik und die Entwicklung der Grenzschichtbewölkung wurde über etwa 300 km entlang der Kaltluftausbrüche dokumentiert. Hierzu dienten *in situ*-Messungen zweier Flugzeuge, der FALCON der DLR Oberpfaffenhofen und der DO-128 der TU Braunschweig. Beide Flugzeuge waren mit kommerziellen Geräten zur Messung von Teilchengrößen ausgestattet. Die Größenverteilung kleiner Wolkenteilchen wurde mit Streusonden des Typs FSSP-100 gemessen. Zur Erfassung größerer Partikel dienten optisch abbildende Geräte in unterschiedlichen Ausführungen. An der FALCON wurde eine 2D-C-Probe eingesetzt, eine Weiterentwicklung dieses Gerätes, genannt Greyprobe, an der DO-128.

An insgesamt elf Tagen konnten im März 1993 Kaltluftausbrüche untersucht werden. Auf Grund der jeweiligen Einsatzweise der Flugzeuge und vorübergehender technischer Schwierigkeiten mit den Meßgeräten, sind nicht alle Meßfälle gleichermaßen für das Studium der Wolkenmikrophysik geeignet. Die besten Voraussetzungen hierfür bieten die Messungen vom 20., 24. und 25. März, und diese drei Tage bilden daher die Grundlage der in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Auswertungen. Das Untersuchungsgebiet lag westlich von Spitzbergen. In einer nördlichen Strömung floß kalte Luft vom arktischen Eis südwärts über den eisfreien Ozean. Hohe Wärmeflüsse vom Meer in die Atmosphäre führten zu starker Konvektion in der Grenzschicht. Es bildeten sich typische rollenförmige Konvektionsmuster, im Satellitenbild als Wolkenstraßen zu erkennen, die nach mehreren hundert Kilometern in zelluläre Konvektion übergingen. Die beiden Flugzeuge folgten koordinierten Flugmustern. Die FALCON begann die Messungen nördlich des Eisrands und verfolgte die Grenzschichtentwicklung über etwa 200 km. Daran anschließend unternahm die DO-128 detaillierte Messungen an einer Position ca. 280 km südlich des Eisrands.

Streusonden vom Typ der FSSP, wie sie bei ARKTIS 93 an beiden Meßflugzeugen eingesetzt wurden, sind Standardgeräte zur Untersuchung der Mikrophysik von Wasserwolken. Über die Möglichkeit zur Messung in mischphasigen Wolken gibt es aber in der Literatur unterschiedliche Aussagen. Bei der Auswertung der Meßdaten hat sich gezeigt, daß das Vorhandensein von Eisteilchen zu deutli-

chen Fehlmessungen führen kann. Je höher die Konzentration großer Eisteilchen, desto ausgeprägter ist die Fehlfunktion der FSSP. Dieser Fehler äußert sich in einer Erhöhung der Zählraten der großen Größenklassen, die Messungen kleiner Teilchen scheinen hiervon nicht betroffen. Aus diesem Grund wurden die Messungen der FSSP nur bis zu einer maximalen Teilchengröße von $17\ \mu\text{m}$ Durchmesser ausgewertet.

Zur Messung größerer Teilchen wurden abbildende Sonden verwendet. Die Funktionsweise dieser Geräte basiert auf geometrischer Optik und ist unabhängig vom Aggregatzustand der zu messenden Teilchen. Das an der FALCON eingesetzte Gerät vom Typ 2D-C verfügt über eine maximale Auflösung von $25\ \mu\text{m}$. Da die Messungen der unteren Größenklassen, bedingt durch die Digitalisierung, mit einer hohen Ungenauigkeit behaftet sind, beträgt der nutzbare Meßbereich nur $75\text{--}800\ \mu\text{m}$. Hier ergibt sich eine große Lücke zum nutzbaren Meßbereich der FSSP. Dagegen ermöglicht die Greyprobe Messungen mit einer Auflösung von $10\ \mu\text{m}$ und hoher Meßgenauigkeit. Mögliche Fehler in der Größenbestimmung, hervorgerufen durch unscharfe Abbildungen, können bei diesem Gerät korrigiert werden. Lediglich Teilchen mit einem Durchmesser von weniger als $30\ \mu\text{m}$ wurden wegen der Digitalisierungsfehler von der Auswertung ausgeschlossen.

Vergleiche zwischen Messungen der FALCON und denen der DO-128 wurden wegen der unterschiedlichen Meßbereiche der optisch abbildenden Sonden ausschließlich anhand der Daten der an beiden Flugzeugen in gleicher Weise vorhandenen FSSPs angestellt. Sie sind daher auf den Bereich kleiner Wolkentropfen mit $2\text{--}17\ \mu\text{m}$ Durchmesser begrenzt. Dies betrifft aber nur die Untersuchungen zur räumlichen Entwicklung der Kaltluftausbrüche. Alle anderen hier vorgestellten Ergebnisse stützen sich auf die mikrophysikalischen Messungen, die mit der DO-128 etwa $280\ \text{km}$ südlich des Eisrands durchgeführt wurden. Hier ermöglichte es die kombinierte Auswertung von FSSP und Greyprobe, verlässliche Größenverteilungen im Meßbereich $2\text{--}635\ \mu\text{m}$ abzuleiten.

Aus den Meßdaten der Teilchensonden wurden Größenverteilungen sowie Anzahldichten, mittlere und effektive Durchmesser und Wassergehalte berechnet. Zudem findet sich in dieser Arbeit erstmals eine komplette Fehlerdiskussion bezüglich dieser Ergebnisse. Untersuchungen zur Genauigkeit derartiger Meßgeräte bezogen sich bisher stets nur auf einzelne Fehlerquellen, deren Auswirkungen und Korrekturmöglichkeiten. Über den resultierenden Gesamtfehler der abgeleiteten Größen und somit die Signifikanz der Ergebnisse finden sich in der Literatur keinerlei fundierte Angaben. Hier wurden dagegen alle bekannten Einzelfehler beider Meßgeräte ausführlich diskutiert und in Fehlerfortpflanzungsrechnungen berücksichtigt. Dieser Teil der Auswertung stellt einen wichtigen Aspekt in der Bewertung der Möglichkeiten mikrophysikalischer Messungen dar.

Die Fehlerbetrachtung hat gezeigt, daß die Bestimmung der Teilchengröße im allgemeinen mit höherer Genauigkeit möglich ist als die Messung der Anzahldichte. Bei einer Mittelungsdauer von einigen Minuten beträgt der relative Fehler des mittleren Durchmessers typischerweise $2\text{--}4\ \%$, der der Anzahldichte

15–17%. Daneben erfolgt bei typischen Größenverteilungen der Wolkenteilchen die Bestimmung der Anzahldichte kleiner Teilchen mit deutlich höherer relativer Genauigkeit als für große Teilchen. Ursache hierfür ist die wesentlich höhere Häufigkeit kleiner Teilchen, die zu geringeren statistischen Fehlern führt. Parameter, die vom Maximum der Größenverteilung geprägt sind, lassen sich daher mit höherer Genauigkeit ableiten als solche, die stark von großen Wolkenteilchen abhängen. So ist der relative Fehler des mittleren Durchmessers stets geringer als der des effektiven Durchmessers.

Die größte Unsicherheit ergibt sich bei der Ableitung des Wassergehalts der Wolken. Dies folgt zum einen daraus, daß sich hier die Fehler der Anzahldichte und der Teilchengröße addieren, zum anderen aus der Tatsache, daß der Wassergehalt stark von den großen Teilchen bestimmt ist. Hinzu kommt, daß die Messungen in mischphasigen Wolken durchgeführt wurden. Die Messungen bei ARKTIS 93 lassen keine sichere Klassifizierung einzelner Teilchen hinsichtlich ihrer Form und ihres Aggregatzustandes zu. Entsprechend den Ergebnissen einer Analyse eines größeren Teilchenensembles werden daher in der Datenauswertung kleine Wolkenteilchen als Tropfen angesehen, große als ein Gemisch verschiedener Eisteilchenformen. Die Bestimmung der Masse der Eisteilchen anhand ihrer Größe erfolgt über einen empirischen Zusammenhang und ist mit einer hohen Unsicherheit behaftet, die bis zu einem Faktor drei reichen kann. Die Bestimmung des Gesamtwassergehalts einer Wolke ist daher um so ungenauer, je höher der Anteil großer Eisteilchen ist.

Es erwies sich als nicht möglich, aus den mikrophysikalischen Messungen eine quantitative Aussage über das Verhältnis von Eis- zu Flüssigwasser zu treffen. Es konnte aber gezeigt werden, daß die untersuchten Wolken stets Flüssigwasser enthalten. Dieses tritt in Form kleiner Wolkentropfen auf, große Teilchen sind zum überwiegenden Teil gefroren. Der Niederschlag unterhalb der Wolken besteht fast ausschließlich aus eisförmigen Teilchen. Für zukünftige Messungen wäre ein separates Gerät zur Messung des Eisgehalts wünschenswert.

Anhand der Daten des südlichsten Meßabschnitts wurde die Vertikalstruktur der Wolken ausführlich untersucht. Dort war die Wolkenschicht mehrere hundert Meter mächtig und in Wolkenstraßen organisiert. Der horizontale Bedeckungsgrad betrug 0.8–0.95 in der Schichtmitte und nahm zu den Rändern stark ab. Bezogen auf die Wolken ergab sich folgendes Bild:

- Die mittlere Teilchengröße stieg von der Wolkenbasis zum Oberrand nahezu linear an. Die Teilchen waren kleiner als sonst in konvektiver Bewölkung gemessen. Der mittlere Durchmesser betrug an allen drei Tagen ca. $4.5 \mu\text{m}$ am Wolkenunterrand und wuchs pro 100 m Höhe um $1 \mu\text{m}$ an.
- Der effektive Durchmesser war stark von der Anzahl großer Teilchen abhängig. Im Unterschied zum mittleren Durchmesser unterschied er sich stark zwischen den drei Meßtagen.

Wegen der Bedeutung großer Teilchen hängt der berechnete effektive Durchmesser zudem stark vom Meßbereich ab. Ergebnisse verschiedener Messungen lassen sich daher nur vergleichen, wenn der Meßbereich übereinstimmt.

- Große Teilchen mit einem Durchmesser über $200\ \mu\text{m}$ waren größtenteils gefroren.
- Die Anzahldichte betrug in der Mitte der Wolkenschicht $80\text{--}110\ \text{cm}^{-3}$ und nahm zum Ober- und Unterrand etwas ab.
- Der Flüssigwassergehalt der Wolken stieg von der Wolkenbasis bis zum Oberrand monoton an. Der Anstieg war wesentlich geringer als der des adiabatischen Wassergehalts, das Verhältnis zwischen beiden betrug etwa 0.1. Trotz des niedrigen Wassergehalts kam es an zwei der drei Meßtage zu Niederschlagsbildung.

Die beobachtete Vertikalstruktur ist typisch für konvektive maritime Grenzschichtwolken. Frühere Messungen in Kumuli oder Stratokumulus im Bereich der Tropen (Taylor, 1994), Subtropen (Pontikis und Hicks, 1992; Martin *et al.*, 1994; Albrecht *et al.*, 1995; Gerber, 1996) oder der mittleren Breiten (Raga und Jonas, 1993; Taylor, 1994) zeigen qualitativ vergleichbare Ergebnisse. Die gemessenen Anzahldichten hängen dabei im wesentlichen von der Zahl der vorhandenen Kondensationskeime ab und liegen im Bereich von $50\ \text{cm}^{-3}$ in reiner maritimer Luft bis zu $250\ \text{cm}^{-3}$ in belasteten Luftmassen (Albrecht *et al.*, 1995). Je höher die Anzahldichte der Wolkenteilchen ist, desto geringer ist im allgemeinen die mittlere und effektive Teilchengröße. An der Wolkenbasis sind effektive Durchmesser der Wolkentropfen von $6\ \mu\text{m}$ in Wolken mit hoher Teilchenzahldichte bis $12\ \mu\text{m}$ bei niedrigen Anzahldichten gemessen worden (Albrecht *et al.*, 1995). Für Anzahldichten um $100\ \text{cm}^{-3}$, wie sie bei ARKTIS 93 beobachtet wurden, werden zumeist höhere Werte als die hier abgeleiteten $6\ \mu\text{m}$ angegeben (Taylor, 1994). Mit der geringen Teilchengröße geht ein geringer Wassergehalt der Wolken einher. Das Verhältnis zwischen gemessenem und adiabatischem Wassergehalt ist hier niedriger als in allen vergleichbaren, in der Literatur beschriebenen Fällen. So wird in geschlossenen Stratokumulusfeldern nahezu der adiabatische Wassergehalt gemessen (Taylor, 1994; Gerber, 1996). In einzelnen Kumuli liegt der mittlere Wassergehalt durch Einmischung trockener Luft niedriger (Pruppacher und Klett, 1978; Raga und Jonas, 1993). Entrainment wird auch bei den hier vorgestellten Messungen als Hauptursache des niedrigen Wassergehalts angesehen. Die trotz des niedrigen Wassergehalts bei ARKTIS 93 beobachteten, zum Teil intensiven Niederschläge werden auf den Bergeron-Findeisen-Prozeß zurückgeführt.

Ein Vergleich der Messungen an verschiedenen Positionen hat gezeigt, daß sich die Wolkenmikrophysik im Verlauf eines Kaltluftausbruchs nicht wesentlich änderte. Im Fall starker Niederschläge sank die Teilchenzahldichte der Wolken

geringfügig. Teilchengröße und Wassergehalt an der Wolkenbasis sowie der Anstieg dieser Größen mit der Höhe zeigten aber keine signifikante Abhängigkeit von der Entfernung zum Eisrand. Diese Aussagen stützen sich allerdings nur auf Messungen der kleinen Wolkenteilchen.

Diese Ergebnisse sind in mehrfacher Hinsicht von Bedeutung. Zum ersten Mal ist die Mikrophysik arktischer konvektiver Bewölkung gemessen und untersucht worden. Zusammen mit den meteorologischen Parametern, die von den Flugzeugen gemessen wurden, und den Daten der Radiosondenaufstiege, stellen diese Messungen einen einzigartigen Datensatz dar.

Wichtig sind derartige Messungen auch bei der Untersuchung von Grenzschichtprozessen. Eine Abschätzung des Einflusses der Meßergebnisse auf Berechnungen der Wasser- und Wärmebilanz der Grenzschicht hat gezeigt, daß sich Einzelfallmessungen nicht durch gängige Abschätzungen ersetzen lassen. Zukünftige Messungen sollten daher stets auch die Wolkenmikrophysik erfassen. Wünschenswert wäre es dabei, neben den Größenverteilungen mit unabhängigen Geräten den Flüssig- und Eiswassergehalt messen zu können.

Bemerkenswert an den mikrophysikalischen Ergebnissen ist der niedrige Wassergehalt der Wolken, dessen Ursache hier nicht endgültig geklärt werden konnte. In Zusammenarbeit mit V. Khvorostyanov vom Central Aerological Observatory in Moskau sind erste Versuche unternommen worden, anhand der gemessenen meteorologischen Daten Kaltluftausbrüche in einem numerischen Modell zu simulieren. Das gewählte zweidimensionale Modell enthielt explizite Gleichungen zur Wolkenmikrophysik und war in der Lage, die Meßergebnisse in wesentlichen Aspekten zu reproduzieren. Es ist anzustreben, diese Simulationen im Hinblick auf ein besseres Verständnis der mikrophysikalischen Prozesse fortzusetzen.

A Die Teilchenmeßgeräte

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden eine Vorwärtsstreuonde des Typs FSSP-100 und eine Optical Array Probe verwendet. Die Funktionsweise und der Aufbau beider Geräte wurde bereits in den Abschnitten 3.2.3 und 3.2.4 beschrieben. In diesem Kapitel werden die Ursachen und die Größe möglicher systematischer Meßfehler diskutiert. Hierzu wird zunächst das Prinzip der Datenauswertung mit den dabei verwendeten Korrekturalgorithmen dargestellt. Eine zusammenfassende Bewertung der Genauigkeit im Hinblick auf die Messung von Größenverteilungen und abgeleiteten Parametern findet sich im Hauptteil dieser Arbeit in Abschnitt 4.4.1.

Alle in diesem Kapitel genannten technischen Details beziehen sich auf die FSSP-100 des Max-Planck-Instituts für Meteorologie und die Greyprobe des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg. Diese Meßgeräte befanden sich an der DO-128 und wurden für den überwiegenden Teil der Messungen verwendet. Lediglich für die Untersuchungen zur Entwicklung der Kaltluftausbrüche (Abschnitt 5.3.2) wurden auch Meßdaten der FALCON hinzugezogen. An Bord dieses Flugzeugs befanden sich eine FSSP-100 und eine 2D-C-Probe der DLR Oberpfaffenhofen. Für deren Messungen gilt qualitativ ebenfalls das in diesem Kapitel gesagte, es liegen aber keine Informationen über technische Details der beiden Geräte vor. Eine quantitative Fehlerabschätzung wird daher für die Meßergebnisse der FALCON nicht durchgeführt.

A.1 Die Forward Scattering Spectrometer Probe FSSP-100

Geräte vom Typ der FSSP-100 messen Teilchenzahldichten in fünfzehn Größenklassen. Die Auflösung ist im Bereich von $0.5 \mu\text{m}$ bis $3 \mu\text{m}$ wählbar (Tabelle A.1). Wegen des besseren Anschlusses an den Meßbereich der Greyprobe wurden die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen mit $3 \mu\text{m}$ Auflösung durchgeführt.

Tabelle A.1: Mögliche Meßbereiche und Auflösungsvermögen der FSSP-100.

	Meßbereich	Auflösung
range 0	2–47 μm	3 μm
range 1	2–32 μm	2 μm
range 2	1–16 μm	1 μm
range 3	0.5–8 μm	0.5 μm

A.1.1 Spezifikationen des optischen Systems

Zur Ausleuchtung des Meßvolumens wird ein Helium-Neon-Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ verwendet. Da man eine möglichst homogene Intensitätsverteilung innerhalb des Meßvolumens braucht, ist eine Gaußsche Profilform des Laserstrahls unerwünscht. Man nimmt daher einen Multimode-Laser, um eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür zu erreichen, daß ein den Laserstrahl passierendes Teilchen unabhängig von der jeweiligen Bahn einen Bereich maximaler Intensität durchquert (Baumgardner und Spowart, 1990).

Während die Funktionsweise und der prinzipielle Aufbau bei allen FSSPs gleich ist, variiert die genaue optische Konfiguration von Gerät zu Gerät. Wichtig zur Auswertung der FSSP-Daten sind vor allem der Durchmesser des Laserstrahls und die Schärfentiefe, da diese beiden Größen das Meßvolumen bestimmen. Zur Überprüfung der Herstellerangaben wurden eigene Messungen nach einem von Dye und Baumgardner (1984) beschriebenen Verfahren durchgeführt: ein Nylonfaden wird mit einem Mikropositioniersystem innerhalb des Meßbereichs der Sonde bewegt und die Spannung am Ausgang der ersten Verstärkerstufe der Signal- und Ringphotodiode gemessen.

Die Genauigkeit der Positionsmessung war bei der Messung der Schärfentiefe besser als 0.0025 mm , bei der Messung des Strahldurchmessers etwa 0.005 mm .

Durchmesser des Laserstrahls

Zur Messung des Strahldurchmessers wurde der Nylonfaden in der Brennebene quer zum Laserstrahl bewegt. Abbildung A.1 zeigt die gemessene Signalspannung in Abhängigkeit von der Position des Nylonfadens. Der Nullpunkt der Positionsmessung ist willkürlich gesetzt worden und bezeichnet nicht die Strahlmitte.

Definiert man den Strahldurchmesser als den Bereich, in dem Teilchen von der Sonde erkannt werden, erhält man aus den dargestellten Messungen einen Wert von $d_L = 0.23 \pm 0.01 \text{ mm}$. Dies stimmt überein mit der Herstellerangabe (PMS, FSSP Manual) von $d_L = 0.230 \text{ mm}$.

Schärfentiefe

In Richtung des Laserstrahls wird das Meßvolumen elektronisch auf einen Bereich zu beiden Seiten der Brennebene begrenzt, der als Schärfentiefe (in der Literatur *depth of field* (DOF) genannt) bezeichnet wird (siehe Abschnitt 3.2.3). Die Schärfentiefe der verwendeten Sonde wurde analog zum Strahldurchmesser vermessen, indem ein Nylonfaden in der Mitte des Laserstrahls in Strahlrichtung bewegt wurde. Die dabei gemessene Signal- und Annulusspannung am Ausgang der Detektoreinheit ist in Abbildung A.2 dargestellt.

Die Schnittpunkte der beiden Kurven definieren die Grenzen des Schärfentiefebereichs. Es ergibt sich ein Wert von $l_{\text{DOF}} = 2.21 \pm 0.005 \text{ mm}$, die Herstellerangabe lautet $l_{\text{DOF}} = 2.20 \text{ mm}$.

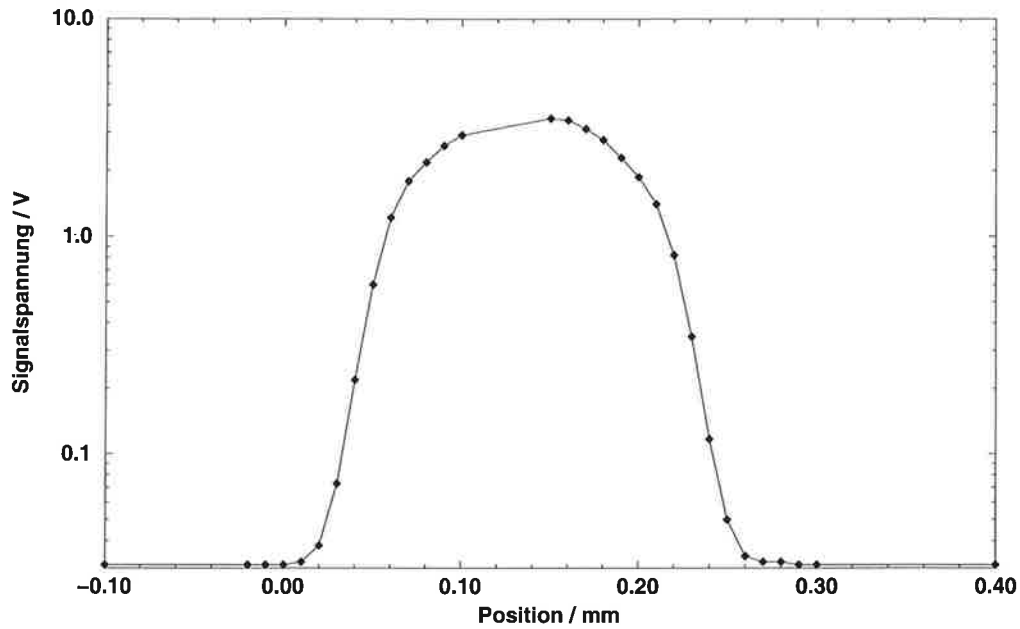


Abbildung A.1: Signalspannung am Ausgang der Detektoreinheit in Abhängigkeit von der Position quer zum Laserstrahl.

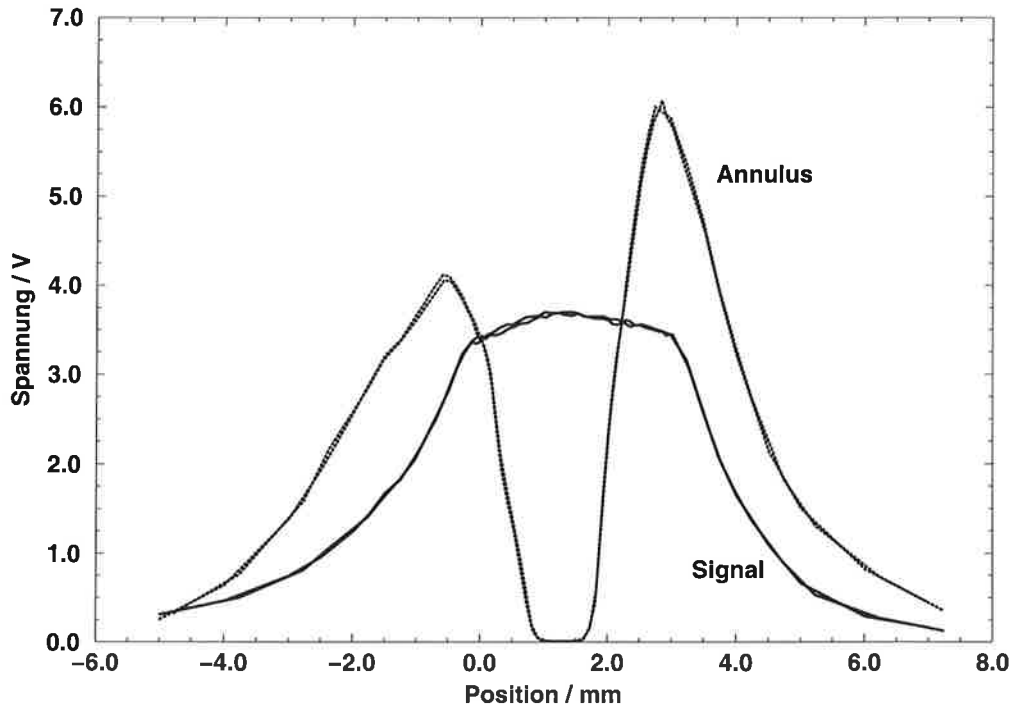


Abbildung A.2: Signal- und Annulusspannung am Ausgang der Detektoreinheit in Abhängigkeit von der Position längs des Laserstrahls.

A.1.2 Auswertung

Bestimmung der Teilchengrößen

Die Größenmessung der FSSP geschieht über einen Vergleich der gemessenen Streuintensität mit größenklassenabhängigen Schwellwerten. Diese Schwellwerte sind vom Hersteller anhand von Eichkurven ermittelt und fest vorgegeben.

Wie Abbildung 3.2 auf Seite 17 zeigt, ist der Zusammenhang zwischen der Streuintensität und der Teilchengröße nicht streng monoton. Auf Grund der lokalen Extrema kommt es bei Verwendung der üblichen Schwellwerte zu Mehrdeutigkeiten bei der Größenbestimmung, vor allem im Bereich von Tropfen mit $1\ \mu\text{m}$ bis $8\ \mu\text{m}$ Durchmesser.

Pinnick *et al.* (1981) stellen ein Verfahren vor, wie durch Zusammenfassen mehrerer Größenklassen und neue Klasseneinteilung das Auftreten von Mehrdeutigkeiten auf Kosten der nominellen Größenauflösung vermieden werden kann. Eine ähnliche Umkalibrierung der FSSP wird von Cerni (1983) beschrieben. Leider ist diese Korrektur abhängig von der genauen optischen und elektronischen Konfiguration des jeweiligen Gerätes, im wesentlichen vom erfaßten Streuwinkelbereich und den Schwellwerten für den Pulshöhenanalysator, und daher nicht ohne weiteres übertragbar (Pinnick *et al.*, 1981; Cerni, 1983). Dies zeigt sich auch an den deutlichen Unterschieden zwischen beiden Kalibrierungen, die in Tabelle A.2 zu sehen sind. Da zudem die Korrekturen für die Meßbereiche mit der hohen Größenauflösung wesentlich bedeutender sind als für den bei ARKTIS 93 gewählten, wurde für die in dieser Arbeit gezeigte Auswertung die unkorrigierte Herstellerkalibrierung verwendet, wie sie ebenfalls in Tabelle A.2 dargestellt ist. Als mittlere Werte der Größenklassen werden die Bereichsmitten genommen, von $3.5\ \mu\text{m}$ für Größenklasse 1 bis $45.5\ \mu\text{m}$ Durchmesser für Teilchen der Größenklasse 15.

Bestimmung der Anzahldichten

Teilt man die Anzahl der in einem Zeitabschnitt mit dem Gerät gemessenen Teilchen durch das zugehörige Meßvolumen, erhält man die über diese Zeit gemittelte Anzahldichte. Das Meßvolumen ergibt sich aus der aktiven Querschnittsfläche des Laserstrahls, gegeben durch Strahldurchmesser und Schärfentiefe, multipliziert mit der Meßstrecke in Flugrichtung. Die Meßstrecke erhält man als Produkt aus der Meßzeit und der Relativgeschwindigkeit zwischen der FSSP und der Umgebungsluft.

Innerhalb des Strahldurchmessers ist die Intensität nicht konstant, sondern fällt zum Rand hin ab. Um hierdurch bedingte Fehler in der Größenbestimmung zu minimieren, werden nur Teilchen zur Größenbestimmung herangezogen, die den Laserstrahl im Zentrum durchqueren. Das dazu benutzte Verfahren des Transitzeitvergleichs ist in Abschnitt 3.2.3 beschrieben. Durch die Beschränkung auf die zentralen Bereiche des Laserstrahls erhält man einen im Vergleich zum geome-

Tabelle A.2: Größenklassen der FSSP im Meßbereich 0 und zugehörige Tropfendurchmesser nach Herstellerkalibrierung, nach Pinnick *et al.* (1981) und nach Cerni (1983).

FSSP Kanal	Tropfendurchmesser / μm		
	PMS	Pinnick <i>et al.</i> (1981)	Cerni (1983)
1	2–5		
2	5–8		
3	8–11	6.4–10.8	7.6–9.6
4	11–14	10.8–15.2	9.6–11.2
5	14–17		11.2–13.6
6	17–20	15.2–21.4	13.6–18.2
7	20–23		
8	23–26	21.4–28.4	18.2–23.0
9	26–29		23.0–25.5
10	29–32	28.4–36.0	25.5–28.6
11	32–35		28.6–31.5
12	35–38	36.0–42.8	31.5–35.1
13	38–41		35.1–38.1
14	41–44	42.8–49.2	38.1–41.6
15	44–47		41.6–43.5

trischen Durchmesser verringerten effektiven Strahldurchmesser. Das Verhältnis zwischen effektivem und geometrischem Strahldurchmesser ist gegeben durch das Verhältnis zwischen allen gemessenen Teilchen (*total particles*) und allen Teilchen innerhalb des Schärfebereichs (*total strobes*) und wird in der Literatur als *acceptance ratio* oder *Akzeptanzverhältnis* bezeichnet. Es liegt meist im Bereich 0.5–1.

Für die FSSP-100 des Max-Planck-Instituts für Meteorologie beträgt somit das effektive Meßvolumen V_m in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit zwischen Sonde und Luftmasse

$$V_m = l_{\text{DOF}} \cdot d_{\text{Leff}} \cdot v \cdot \Delta t = 0.5083 \text{ mm}^2 \cdot r_{\text{acc}} \cdot v \cdot \Delta t . \quad (\text{A.1})$$

Dabei bedeutet l_{DOF} Schärfentiefebereich längs des Laserstrahls, d_{Leff} effektiver Durchmesser des Laserstrahls, r_{acc} Akzeptanzverhältnis, Δt Meßzeit und v Geschwindigkeit des Luftstroms durch die Sonde.

Bei einer durchschnittlichen Fluggeschwindigkeit der DO-128 von gut 60 m/s erhält man

$$V_m \approx \Delta t \cdot r_{\text{acc}} \cdot 30 \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} , \quad (\text{A.2})$$

so daß je nach Akzeptanzverhältnis pro Sekunde zwischen 15 cm^3 und 30 cm^3 vermessen werden.

A.1.3 Fehlerbetrachtung

Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Teilchengröße

In die Genauigkeit der Größenbestimmung gehen verschiedene Faktoren ein:

- Mehrdeutigkeiten der Eichkurve,
- Ungenauigkeiten in der Kalibrierung,
- Inhomogenität des Laserstrahls,
- Begrenzungen der Elektronik,
- Koinzidenzen,
- Justierung des Gerätes.

Auf das Problem der lokalen Extrema der Eichkurve und der dadurch verursachten Mehrdeutigkeiten bei der Größenbestimmung wurde bereits hingewiesen. Der hierdurch verursachte Meßfehler beträgt maximal eine Größenklasse, entsprechend $\pm 3 \mu\text{m}$.

In die Berechnung der Eichkurve gehen die spezifischen Eigenschaften des jeweiligen Gerätes in Form des erfaßten Streuwinkelbereichs ein. Werden zur Berechnung unzutreffende Streuwinkel verwendet, erhält man systematisch falsche Größenmessungen. So führt Cerni (1983) die deutlichen Unterschiede zwischen seinen Ergebnissen und denen von Pinnick *et al.* (1981) unter anderem darauf zurück, daß die beiden verwendeten Geräte trotz signifikant anderem erfaßten Winkelbereich nahezu die gleichen Schwellwerte für die Größenbestimmung verwenden. Testmessungen mit Glaskugeln bekannten Durchmessers lassen für die hier verwendete FSSP keine Fehlkalibrierung erkennen, so daß davon ausgegangen werden kann, daß derartige systematische Fehler allenfalls gering sind und vernachlässigt werden können.

Weitere Ungenauigkeiten in der Größenbestimmung werden durch die Inhomogenität des Laserstrahls verursacht. Der Hersteller schätzt diese Intensitätsschwankungen auf 10 %. Messungen, zum Beispiel von Baumgardner und Spowart (1990), liegen in der gleichen Größenordnung. Die Folge ist eine künstliche Verbreiterung der Größenspektren. So wird nach Kim und Boatman (1990) eine monodisperse Größenverteilung auf zwei bis drei Größenklassen verbreitert. Hovenac und Lock (1993) schlagen eine verbesserte Methode zur Berechnung der Eichkurve vor, die die Inhomogenität des Laserstrahls durch Superposition vieler Einzelstrahlen mit gaußförmigen Profilen berücksichtigt. Während sich bei Teilchen mit einem Durchmesser kleiner als $10 \mu\text{m}$ nur geringe Unterschiede zur

herkömmlichen Berechnung ergeben, kann die Größenmessung bei $50\ \mu\text{m}$ großen Teilchen nach Abschätzungen dieser Autoren um bis zu 10 % fehlerhaft sein.

Die gemessene Streuintensität hängt auf Grund der endlichen Anstiegszeit der Elektronik auch von der Teilchengeschwindigkeit ab. Ab einer gewissen Grenze werden die gemessenen Werte um so kleiner, je kürzer die Transitzeit ist (Dye und Baumgardner, 1984). In Labormessungen wurde dieser Effekt in Abhängigkeit von der Elektronik der verwendeten Sonde bei Teilchengeschwindigkeiten oberhalb von etwa 100 m/s (Baumgardner, 1983) oder auch schon ab 55 m/s (Cerni, 1983) beobachtet. Für dieses, vergleichsweise neue, Gerät gibt der Hersteller eine Grenzggeschwindigkeit von über 125 m/s an (PMS, FSSP Manual). Die Messungen mit der DO-128 bei ARKTIS 93 wurden mit Geschwindigkeiten von 60 m/s bis 70 m/s durchgeführt, daher ist hier kein Einfluß der Fluggeschwindigkeit auf die Größenmessungen zu erwarten.

Teilchen, die sich gleichzeitig im Meßvolumen der FSSP befinden, streuen auch gleichzeitig Licht auf den Detektor. Sie werden dadurch als ein einziges, größeres Teilchen gezählt. In der Integration über eine längere Meßzeit führt dies zu einer Unterschätzung der Anzahl kleiner Teilchen und zu zu hohen Zählraten bei großen Durchmessern. Der Effekt ist um so stärker, je höher die Teilchenkonzentration ist. Bei den während ARKTIS 93 gemessenen relativ niedrigen Konzentrationen von bis zu $120\ \text{cm}^{-3}$ ist aber die Auswirkung der Koinzidenzen auf die gemessenen Größenverteilungen minimal (Baumgardner, 1983; Cooper, 1988).

Notwendige Voraussetzung für korrekte Messungen ist zudem eine sorgfältig justierte und unverschmutzte Optik des Gerätes. Während ARKTIS 93 ist die benutzte FSSP regelmäßig gewartet und überprüft worden. Zum Test der Sonde auf richtige Größenmessung werden vom Hersteller Messungen an Glaskugeln bekannten Durchmessers empfohlen. Solche Tests wurden in regelmäßigen Abständen durchgeführt und bestätigten eine einwandfreie Funktion des Gerätes.

Ungenauigkeiten in der Konzentrationsbestimmung

Zu Ungenauigkeiten in der Konzentrationsbestimmung tragen im wesentlichen

- Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des Meßvolumens,
- Begrenzungen und Totzeiten der Elektronik und
- Koinzidenzen

bei.

Das Meßvolumen Das Meßvolumen wird durch die geometrische Meßfläche, die Fluggeschwindigkeit und das Akzeptanzverhältnis bestimmt. Aus der Genauigkeit der Messungen von Schärfentiefebereich $l_{\text{DOF}} = 2.20 \pm 0.005\ \text{mm}$ und Strahldurchmesser $d_L = 0.23 \pm 0.01\ \text{mm}$ ergibt sich eine Genauigkeit der geometrischen Meßfläche von $\pm 0.022\ \text{mm}^2$ entsprechend 4.4 %.

Die Fluggeschwindigkeit wird an Bord des Flugzeugs auf ± 0.5 m/s genau gemessen (Brümmer, 1993) und an das Datenaufzeichnungssystem übergeben. Unklar ist allerdings, wie stark die lokale Luftgeschwindigkeit durch die FSSP von der an der Rumpfspitze gemessenen Geschwindigkeit des Flugzeugs abweicht. Zur Klärung dieser Frage wäre eine detaillierte Untersuchung des Strömungsfeldes um das Flugzeug herum und insbesondere an den Aufhängungspunkten der Teilchensonden nötig, wie sie beispielsweise von King (1984) und King *et al.* (1984) für eine Fokker F-27 oder von Twohy und Rogers (1993) für die Beechcraft King Air 200 und die Lockheed Electra L 188 des amerikanischen National Center for Atmospheric Research beschrieben wird. Leider existieren für die bei ARKTIS 93 eingesetzten Flugzeuge keine solchen Studien, und eine Übertragung der Ergebnisse für andere Flugzeugtypen ist nicht möglich. Für Messungen der DO-128 ist auf Grund des Aufhängungsortes der Teilchenmeßgeräte unter den Zusatztanks eine starke Abweichung der lokalen Strömungsgeschwindigkeit von der Fluggeschwindigkeit wenig wahrscheinlich. Auch die Abbildungen symmetrischer Teilchen in der Greyprobe stützen diese Annahme. Deswegen wurde für die Auswertung die Fluggeschwindigkeit als lokale Strömungsgeschwindigkeit angesehen. Der dadurch verursachte Fehler in dem Meßvolumen sollte unterhalb von 10 % liegen. Für die Daten von Bord der FALCON wird eine um 15 % reduzierte Fluggeschwindigkeit als lokale Strömungsgeschwindigkeit an den Teilchensonden betrachtet (Stingl, persönliche Mitteilung).

Das Akzeptanzverhältnis ist das Verhältnis der Anzahl gemessener und von der Transitzeitkontrolle akzeptierter Teilchen zur Gesamtanzahl aller Teilchen innerhalb der Schärfentiefe und des Meßbereichs. Da das Akzeptanzkriterium lautet, daß die Transitzeit mindestens die Hälfte der durchschnittlichen Transitzeit beträgt, folgt aus geometrischen Überlegungen für ein ideal kreisförmiges Strahlprofil ein Wert von etwa 0.62. In der Praxis hängt das Akzeptanzverhältnis von der optischen und elektronischen Konfiguration des jeweiligen Gerätes ab. Baumgardner (1983) gibt für zwei von ihm untersuchte FSSPs einen gemessenen Mittelwert von 0.5 mit etwa 40 % Variation an. Allerdings handelt es sich, zumindest bei dem einen untersuchten Gerät, um eines älterer Bauart. Dort funktioniert die Transitzeitkontrolle anders als bei den moderneren, ein Vergleich mit der hier benutzten FSSP ist daher schwierig. Im allgemeinen variiert der Mittelwert des Akzeptanzverhältnisses von Gerät zu Gerät im Bereich 0.5 ± 0.1 . Sekundenmittelwerte liegen zwischen 0.3 und 0.7 (Baumgardner *et al.*, 1989; Dye und Baumgardner, 1984), wobei die Varianz bei zunehmender Teilchenanzahldichte abnimmt (Baumgardner, 1983). Brenguier (1989) zeigt sogar eine noch höhere Schwankungsbreite des Akzeptanzverhältnisses.

Zur Bestimmung des Akzeptanzverhältnisses dient bei der hier verwendeten FSSP der Parameter *total strobes*, der die Gesamtanzahl aller Teilchen innerhalb der Schärfentiefe und des Meßbereichs angibt. Das Akzeptanzverhältnis ist definiert als der Quotient aus der Summe der gemessenen Teilchen aller 15 Größenklassen und den *total strobes*:

$$r_{\text{acc}} := \frac{N_{\text{m}}}{N_{\text{ts}}} \quad \text{mit } N_{\text{m}} = \sum_{i=1}^{15} N_i . \quad (\text{A.3})$$

Dabei bedeutet r_{acc} Akzeptanzverhältnis, N_{m} gemessene Gesamtteilchenzahl (*total counts*), N_i Teilchenanzahl in der i -ten Größenklasse und N_{ts} Anzahl aller Teilchen innerhalb des Schärfebereichs (*total strobes*).

Leider war die Aufzeichnung der *total strobes* bei den Messungen während ARKTIS 93 nicht aktiviert. Zur Abschätzung des Akzeptanzverhältnisses mußten daher Vergleiche mit anderen mit dieser FSSP unternommenen Messungen herangezogen werden, insbesondere solchen während des European Cloud and Radiation Experiment 1994 (EUCREX 94). Bei diesen Messungen, durchgeführt vorwiegend in maritimer Stratusbewölkung, variiert das Akzeptanzverhältnis je nach gewähltem Meßbereich. Für den bei ARKTIS 93 ausschließlich benutzten Bereich von $2 \mu\text{m}$ bis $47 \mu\text{m}$ Teilchendurchmesser ergibt sich ein mittlerer Wert von

$$\bar{r}_{\text{acc}} = 0.86 \pm 0.036 . \quad (\text{A.4})$$

Es zeigt sich aber, daß das Akzeptanzverhältnis von der gemessenen Teilchenzahldichte abhängt. In Abbildung A.3 sind für zwei Meßtage Sekundenmittel des Akzeptanzverhältnisses in Abhängigkeit von der Zahl gezählter Teilchen aufgetragen. Der Meßbereich ist der gleiche wie bei den Messungen von ARKTIS 93, die Meßzeit beträgt jeweils 0.1 s. Die Abbildung zeigt eine große Variabilität bei kleinen Teilchenzahlen und insgesamt eine Abnahme zu großen Anzahlen. Eine lineare Regression aller Datenpunkte mit mindestens 30 Teilchen pro Zeitintervall ergibt die in der Abbildung ebenfalls dargestellte Ausgleichsgerade

$$r_{\text{acc}}(N_{\text{m}}) = 0.886 - 2.0 \cdot 10^{-4} \text{ s} \cdot \frac{N_{\text{m}}}{\Delta t} . \quad (\text{A.5})$$

Die Abweichung der Meßwerte von der Ausgleichsgeraden ist ebenfalls in Abbildung A.3 dargestellt. Nach Gleichung (A.5) wird das Akzeptanzverhältnis für alle Messungen bei ARKTIS 93 berechnet. Die Ungenauigkeit einer Einzelmessung ist hoch und kann bis zu 100 % betragen, für längere Meßzeiten läßt sich der statistische Fehler zu weniger als 10 % abschätzen.

Als gesamten statistischen Fehler des Meßvolumens, resultierend aus Unsicherheiten bei der Bestimmung der geometrischen Meßfläche, der Geschwindigkeit und des Akzeptanzverhältnisses, erhält man etwa 15 %.

Einfluß der Elektronik Das Zeitverhalten der Auswertelektronik bewirkt eine leichte Abhängigkeit der Meßfläche von der Fluggeschwindigkeit. Laut Herstellerangaben (PMS, FSSP Manual) ist diese aber im Bereich von 20 m/s bis 120 m/s kleiner als 2 % und somit gegen die anderen Ungenauigkeiten vernachlässigbar.

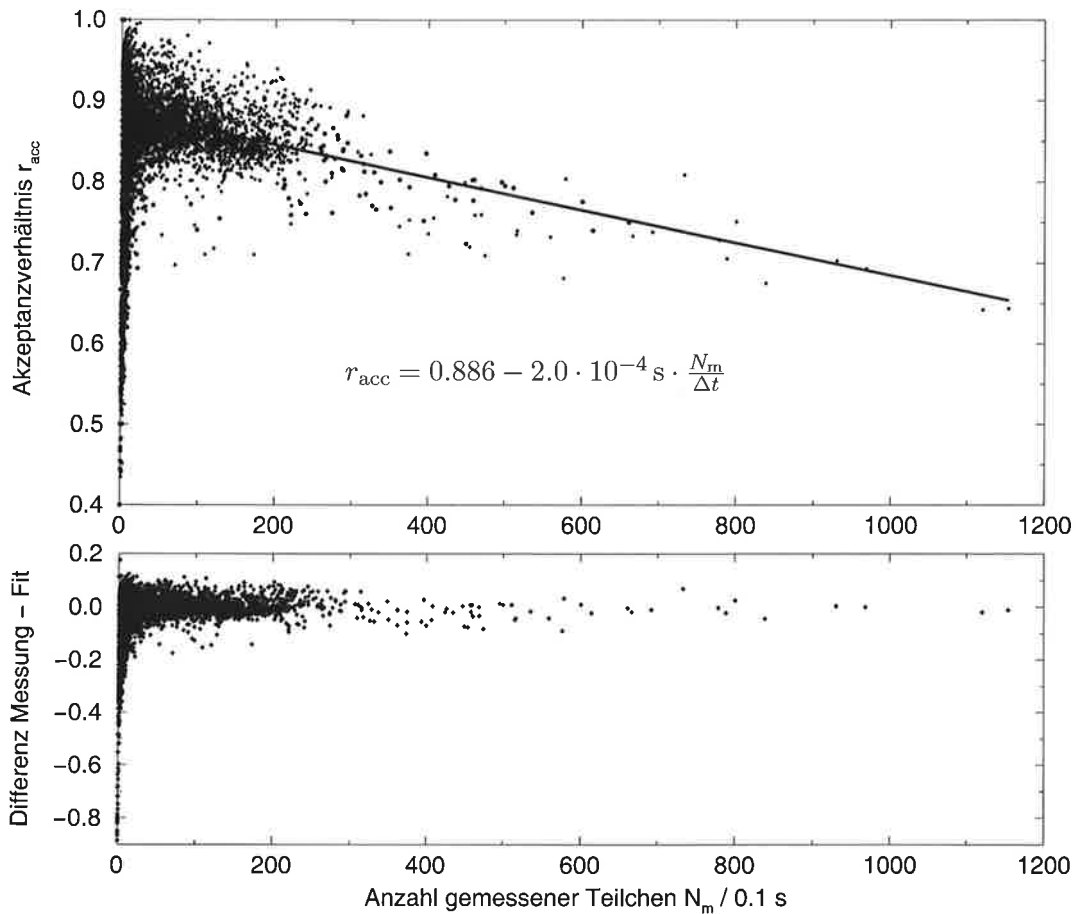


Abbildung A.3: Akzeptanzverhältnis der FSSP bei Flügen am 8. und 12. April 1994. Meßbereich $2 \mu\text{m}$ bis $47 \mu\text{m}$, Meßdauer 0.1 s, gemittelt über 1 s. Darunter: Differenz zwischen Messungen und linearer Anpassung.

Koinzidenzen und Totzeiten Als Koinzidenz wird die gleichzeitige Anwesenheit mehrerer Teilchen im Laserstrahl bezeichnet. Das Streusignal beider Teilchen wird als ein einziges Meßsignal interpretiert. Die Folge ist eine möglicherweise fehlerhafte Größenbestimmung und eine zu geringe gemessene Teilchenanzahl.

Jedes gemessene Streusignal wird elektronisch aufbereitet, und während dieser Zeit ist das Gerät unempfindlich für weitere Teilchen. Bei Streusignalen von außerhalb des Schärfbereichs wird die FSSP schnell zurückgesetzt (*fast reset*), bei solchen von innerhalb des Schärfbereichs dauert die Auswertung länger (*slow reset*). Der Zeitraum, in dem die Sonde keine weiteren Teilchen registrieren kann, wird als *Totzeit* bezeichnet. Teilchen, die das Meßvolumen während der Totzeit passieren, werden nicht erfaßt und führen somit zu einer Unterschätzung der Teilchenzahl. Der Anteil der Meßzeit, in dem die FSSP auf diese Weise keine Teilchen

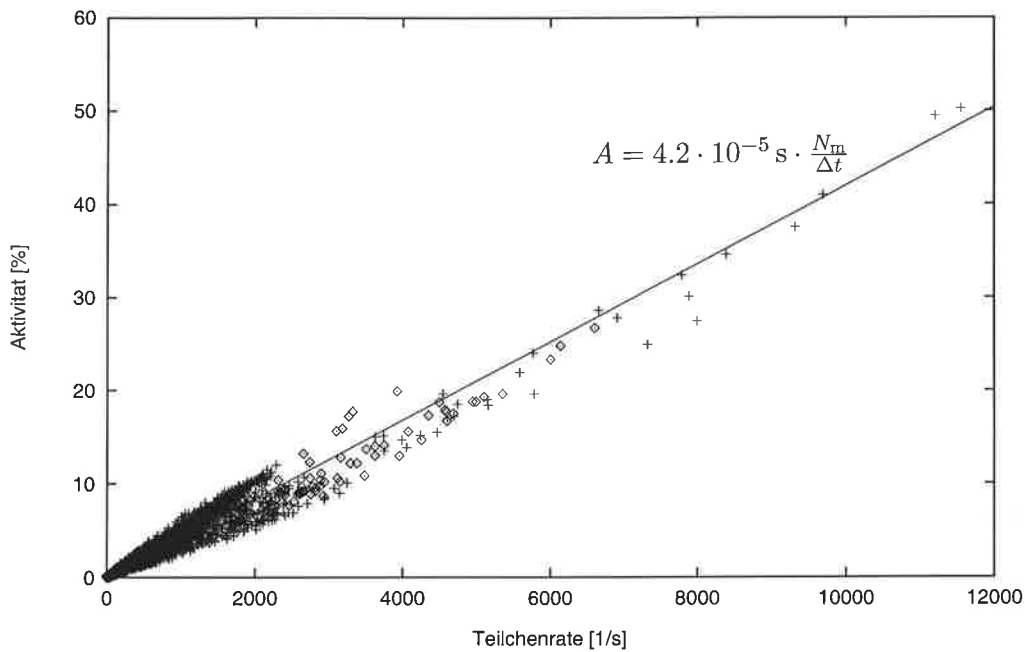


Abbildung A.4: Aktivität der FSSP-100 bei Flügen am 8. (3255 Datenpunkte) und 12. April 1994 (5163 Datenpunkte). Der Meßbereich beträgt $2 \mu\text{m}$ bis $47 \mu\text{m}$.

detektieren kann, steigt mit der gemessenen Teilchenrate und wird üblicherweise *Aktivität* oder englisch *activity* genannt. Bei den meisten FSSPs besteht die Möglichkeit, die Aktivität direkt zu messen und zusammen mit den Zählraten aufzuzeichnen. Nach Baumgardner (1983) läßt sich die wahre Teilchenzahldichte n_w aus der gemessenen Anzahlldichte n_m und der Aktivität A nach

$$n_w = \frac{n_m}{1 - m_A A} \quad (\text{A.6})$$

bestimmen, wobei m_A eine Gerätekonstante ist, deren Wert üblicherweise zwischen 0.5 und 0.8 liegt (Dye und Baumgardner, 1984). Für das hier verwendete Gerät gilt $m_A = 0.70$ (PMS, FSSP Manual).

Bei den Messungen während ARKTIS 93 ist die Aktivität nicht mit aufgezeichnet worden. Andere Messungen mit dieser FSSP zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen der Aktivität und der gemessenen Teilchenrate. In Abbildung A.4 sind während EUCREX 94 gemessene Sekundenmittel der Aktivität in Abhängigkeit von der Teilchenzahl pro Zeitintervall dargestellt. Die Daten stammen von den selben Messungen wie die in Abbildung A.3 gezeigten. Eine lineare Regression aller 8418 Datenpunkte ergibt

$$A = 4.2 \cdot 10^{-5} \text{ s} \cdot \frac{N_m}{\Delta t} \quad (\text{A.7})$$

bei einem Korrelationskoeffizienten von 0.98.

Die Aktivität der FSSP setzt sich zusammen aus den Signal- und Totzeiten. Die mittlere Totzeit hängt im wesentlichen von den Eigenschaften der Elektronik ab und ist daher als Gerätekonstante zu betrachten. Die mittlere Transitzeit der Wolkenteilchen durch den Meßstrahl ist dagegen auch abhängig von der Fluggeschwindigkeit. Bei den in Abbildung A.4 gezeigten Messungen vom 8. und 12. April 1994 betrug die Fluggeschwindigkeit zwischen 70 m/s und 110 m/s, im Mittel etwa 90 m/s am 8. und 100 m/s am 12. April. Bei den Messungen während ARKTIS 93 lag die mittlere Fluggeschwindigkeit mit 60–65 m/s deutlich niedriger, so daß sich Gleichung (A.7) nicht exakt auf die dortigen Messungen übertragen läßt. Es läßt sich jedoch abschätzen, daß der Beitrag der Totzeiten zur Aktivität den der Signalzeiten um mindestens den Faktor zehn übersteigt und der Einfluß der Fluggeschwindigkeit daher vernachlässigt werden kann, zumindest bei Anzahldichten von wenigen hundert Teilchen pro Kubikzentimeter. Bei extrem hohen Anzahldichten kann die mittlere Signalzeit durch Koinzidenzen deutlich ansteigen, das war aber weder bei EUCREX 94 noch bei ARKTIS 93 der Fall. Aus diesem Grund, und weil theoretische Herleitungen der Aktivität nach Baumgardner *et al.* (1985) oder Brenguier und Amodei (1989) und Brenguier (1989) wegen der dort getroffenen Näherungen und der für dieses Gerät nicht exakt bekannten elektronischen Totzeiten weitaus unsicherer sind, wird für die Auswertung der ARKTIS 93-Daten die Aktivität der FSSP nach Gleichung (A.7) abgeschätzt. Die so ermittelte Aktivität dient zur Korrektur der gemessenen Anzahldichten nach Gleichung (A.6)

$$\begin{aligned}
 n_w &= n_m \cdot f_A && \text{mit dem Korrekturfaktor} \\
 f_A &= \frac{1}{1 - m_A \cdot A} \\
 &= \frac{1}{1 - 2.9 \cdot 10^{-5} \text{ s} \cdot \frac{N_m}{\Delta t}} .
 \end{aligned} \tag{A.8}$$

Die Unsicherheit ΔA in der Abschätzung der Aktivität nach Gleichung (A.7) bedingt eine Ungenauigkeit Δf im Korrekturfaktor. Hierfür gilt

$$\Delta f_A = \left| \frac{\partial f_A}{\partial A} \right| \Delta A = \frac{m \Delta A}{(1 - m_A A)^2} = f_A^2 \cdot m_A \Delta A . \tag{A.9}$$

Nach Gleichung (A.8) ist der relative Fehler der Anzahldichte gleich dem des Korrekturfaktors

$$\frac{\Delta n_w}{n_w} = \frac{\Delta f_A}{f_A} . \tag{A.10}$$

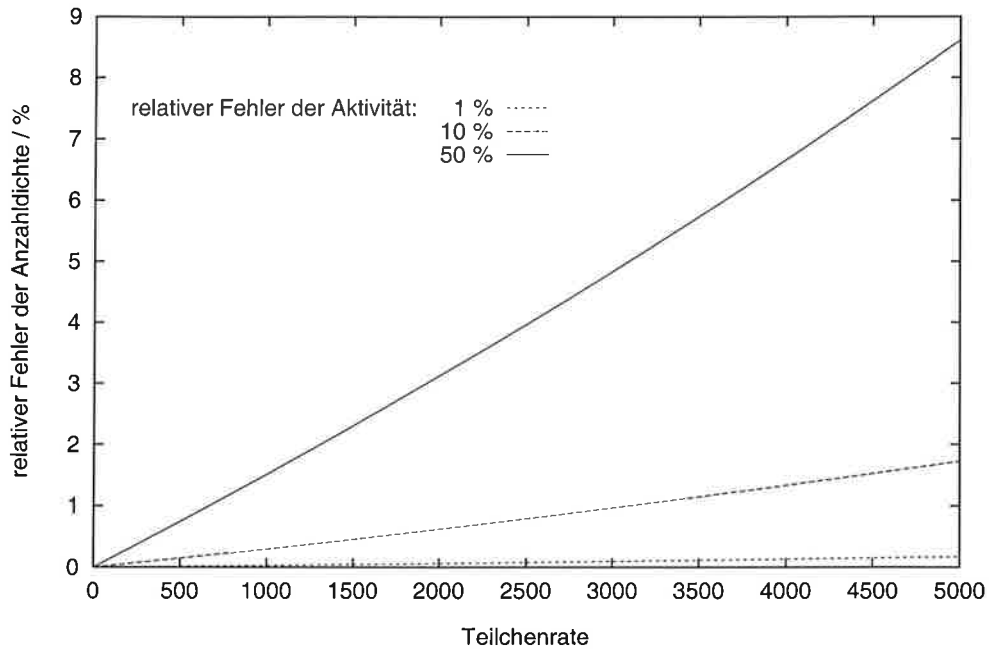


Abbildung A.5: Relativer Fehler der Anzahldichte in Abhängigkeit von der gemessenen Teilchenrate für verschiedene relative Fehler in der Aktivität.

Mit den Gleichungen (A.9) und (A.8) folgt

$$\frac{\Delta n_w}{n_w} = f_A \cdot m_A \Delta A \quad (\text{A.11})$$

$$= \frac{2.9 \cdot 10^{-5} \text{ s} \cdot \frac{N_m}{\Delta t}}{1 - 2.9 \cdot 10^{-5} \text{ s} \cdot \frac{N_m}{\Delta t}} \frac{\Delta A}{A} \quad (\text{A.12})$$

$$\approx 2.9 \cdot 10^{-5} \text{ s} \frac{N_m}{\Delta t} \frac{\Delta A}{A} \quad \text{für } \frac{N_m}{\Delta t} \ll \frac{1}{2.9 \cdot 10^{-5} \text{ s}} \approx 34483 \text{ s}^{-1}. \quad (\text{A.13})$$

Der relative Fehler in der Anzahldichte ist somit näherungsweise proportional zu dem relativen Fehler der Aktivität und zur gemessenen Teilchenrate, wie in Abbildung A.5 dargestellt. Bei ARKTIS 93 betrug die maximale Teilchenrate etwa 5000 s^{-1} , so daß nach Gleichung (A.13) auch eine hohe Unsicherheit in der Bestimmung der Aktivität nur geringen Einfluß auf die abgeleiteten Anzahldichten hat. Systematische Fehler, verursacht durch die Anwendung von Gleichung (A.7) in der Auswertung der Meßdaten von ARKTIS 93, sind daher zu vernachlässigen.

In Abbildung A.6 ist der Korrekturfaktor f_A in Abhängigkeit von der Teilchenrate nach Gleichung (A.8) sowie nach den Einzelmessungen aufgetragen. Die Datenpunkte streuen um die Ausgleichskurve mit einer Standardabweichung von $\sigma_A = 4.8 \cdot 10^{-3}$ bei einer maximalen Abweichung von 0.07.

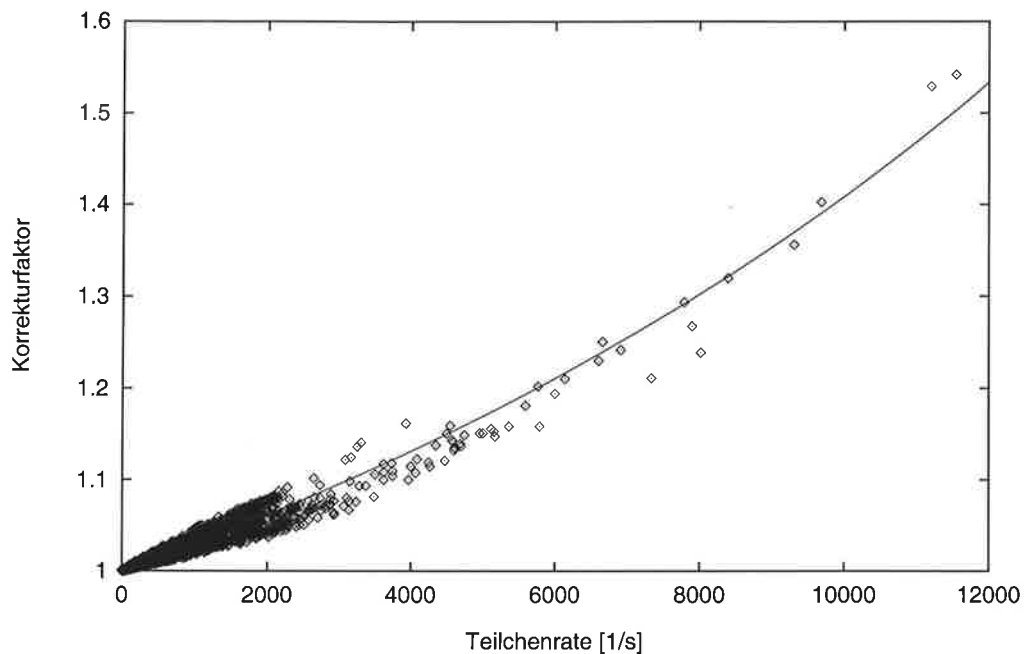


Abbildung A.6: Korrekturfaktor nach Gleichung (A.7), resultierend aus in Abbildung A.4 dargestellten Einzelmessungen

A.2 Die 2D-Greyprobe

A.2.1 Auswertung

Bestimmung der Teilchengröße

Bei der Bestimmung von Teilchengrößen mit optisch abbildenden Sonden muß man zwischen Messungen von sphärischen Teilchen, wie zum Beispiel Wolkentropfen, und Messungen an beliebig geformten Teilchen unterscheiden. Hier sei der Übersichtlichkeit wegen vorausgesetzt, daß es sich ausschließlich um sphärische Teilchen handelt. Auf die speziellen Bedingungen bei der Untersuchung von Eiskristallen wurde in Abschnitt 4.2 gesondert eingegangen.

Die Meßdaten der Greyprobe bestehen aus einzelnen Bildzeilen mit jeweils 64 Bildpunkten, die zu einem Gesamtbild zusammengesetzt werden können. Die Auflösung ist dabei in Richtung des Diodenarrays durch die Vergrößerung der abbildenden Optik fest gegeben und beträgt hier $10\ \mu\text{m}$. Senkrecht dazu ergibt sich die Auflösung als Quotient aus der Teilchengeschwindigkeit und der Auslesefrequenz. Bei einer für ARKTIS 93 typischen Fluggeschwindigkeit von $60\ \text{m/s}$ und $5\ \text{MHz}$ Ausleserate erhält man eine Auflösung von $12\ \mu\text{m}$ pro Bildpunkt.

Geht man davon aus, daß alle in den Messungen sichtbaren Teilchen scharf abgebildet sind, so ergibt sich der Teilchendurchmesser direkt aus dem Auflösungsvermögen der Sonde und der Zahl der maximal abgeschatteten Photodioden pro

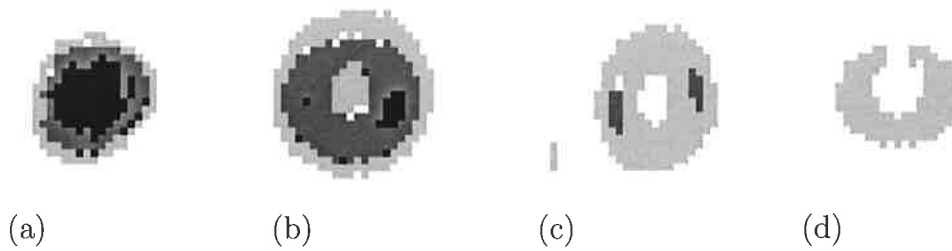


Abbildung A.7: Teilchenbilder mit von (a) nach (d) zunehmender Unschärfe.

Bildzeile. Auf dieser Annahme basiert die üblicherweise benutzte Auswertetechnik der 2D-Sonden.

Wie bei allen optischen Abbildungen, werden aber nur die Teilchen exakt scharf abgebildet, die sich in der Fokalebene der Abbildungsoptik befinden. Je weiter ein Partikel von der Fokalebene entfernt ist, desto unschärfer ist die Abbildung. Dieser Effekt ist um so stärker, je kleiner das Teilchen ist. Abbildung A.7 verdeutlicht anhand einiger Teilchenbilder, wie sich die Unschärfe in den Meßdaten zeigt. Mit zunehmender Entfernung von der Brennebene wird die Anzahl maximal abgeschatteter Bildpunkte immer kleiner und der Anteil der niedrigeren Abschattungsstufen nimmt zu. Labormessungen (Reuter und Bakan, 1998) haben gezeigt, daß die Unschärfe auch die Bildgröße beeinflusst. Bestimmt man die Größe analog zur Auswertung der 2D-C Sonden anhand der Bildpunkte mit maximal 50 % Intensität, so ergibt sich mit zunehmendem Abstand des Teilchens von der Brennebene zunächst ein Ansteigen der Bildgröße um bis zu etwa 70 % und ein anschließender schneller Abfall (siehe Abbildung A.8).

Die relative Zunahme des Bilddurchmessers ist für eine gegebene Distanz zur Brennebene proportional zu $1/r^2$ (Korolev *et al.*, 1991). Die maximale Distanz ist durch den Aufbau der Greyprobe vorgegeben: die Länge der Meßstrecke beträgt 6.1 cm, die Brennebene befindet sich ungefähr in der Mitte davon, die Auslenkung kann also auch bei nicht exakter Justierung kaum 3.5 cm überschreiten. In Einheiten von r^2/λ , wie in Abbildung A.8, bedeutet das bei der Laserwellenlänge von $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ für ein Teilchen mit einem Durchmesser von $2r = 85 \mu\text{m}$ eine maximale Auslenkung von 12.8, für große Teilchen mit $2r = 500 \mu\text{m}$ liegt die maximale Entfernung zur Brennebene bei 0.35. Das $85 \mu\text{m}$ -Teilchen wird also nach Abbildung A.8 abhängig von der Position innerhalb des Meßbereichs zwischen 0 und 1.7 mal so groß wie in der Brennebene abgebildet, während das Bild des $500 \mu\text{m}$ -Teilchens um maximal 8 % vergrößert wird.

Ausgehend von der Beobachtung, daß für eine gegebene Teilchengröße der relative Anteil von minimal abgeschatteten Bildpunkten mit der Entfernung von der Brennebene zunimmt (Joe und List, 1987), haben Reuter und Bakan (1998) eine empirische Formel zur Ermittlung des exakten Teilchendurchmessers auch

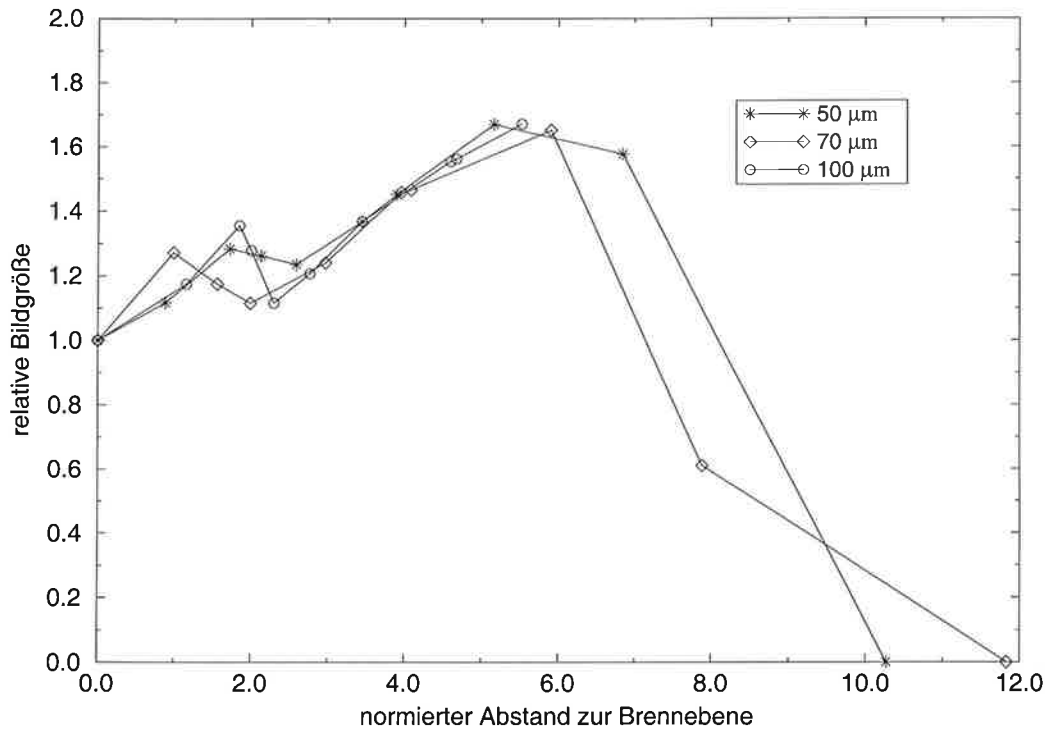


Abbildung A.8: Änderung des Bilddurchmessers in Abhängigkeit von der Entfernung zur Brennebene, gemessen an Testobjekten mit $50\ \mu\text{m}$, $70\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$ Durchmesser (Reuter und Bakan, 1998). Der Bilddurchmesser ist normiert auf den Durchmesser der scharfen Abbildung, der Abstand ist in Einheiten von r^2/λ angegeben.

bei unscharfer Abbildung entwickelt. Der Teilchendurchmesser d berechnet sich dabei nach

$$d = \frac{d_{25} + 10.3435\ \mu\text{m} - 7.0355\ \mu\text{m} \cdot q_{\min}}{1.4436 \cdot q_{\min} + 0.9616} \quad (\text{A.14})$$

aus dem Durchmesser d_{25} des gesamten Bildes einschließlich der nur minimal abgeschatteten Bildpunkte und dem Verhältnis q_{\min} der Anzahl minimal abgeschatteter Bildpunkte zur Gesamtzahl der Bildpunkte. Diese Korrekturformel wurde zur Auswertung aller Greyprobe-Daten verwendet. Während sich bei großen Teilchen mit Durchmessern von mehr als $100\ \mu\text{m}$ kaum ein Unterschied zur herkömmlichen Auswertung zeigt, ist eine deutliche Verbesserung der Größenbestimmung kleiner Teilchen zu erwarten.

Unvollständig, aber zu mindestens 50% abgebildete Teilchen werden rekonstruiert und ebenfalls ausgewertet. Dabei wird von kreisförmigen Teilchenbildern ausgegangen und der Bildmittelpunkt anhand des Längen- zu Breitenverhältnisses

ses des unvollständigen Bildes ermittelt (Heymsfield und Parrish, 1987). Deutlich von der Kreisform abweichende Teilchenbilder können nicht rekonstruiert werden und bleiben bei der Auswertung unberücksichtigt.

Bestimmung der Anzahldichten

Zur Bestimmung der Teilchenanzahldichten braucht man neben der gemessenen Teilchenzahl die Größe des Meßvolumens. Diese setzt sich, wie bei der FSSP, zusammen aus der während der Meßzeit zurückgelegten Meßstrecke und dem Querschnitt der Meßfläche, hier gegeben durch die effektive Arraybreite und die Schärfentiefe.

Die Ausdehnung des Meßvolumens senkrecht zum Laserstrahl wird durch die Breite des Detektorarrays gegeben. Je nach verwendeter Auswertetechnik bezüglich unvollständig abgebildeter Teilchen ist dabei statt der geometrischen eine effektive Arraybreite bestimmend. Schließt man die Teilchen, die Randpixel abschatten, von der Auswertung aus und betrachtet nur vollständig abgebildete Teilchen (*entire-in*-Technik), so nimmt die effektive Arraybreite w_e mit dem Bilddurchmesser d ab, da die Wahrscheinlichkeit für vollständig abgebildete Teilchen umgekehrt proportional zur Teilchengröße ist. Aus einfachen geometrischen Überlegungen folgt

$$w_e = (N_D - 1) \cdot a - d \quad (\text{entire-in-Technik}) . \quad (\text{A.15})$$

N_D ist die Anzahl der Photodioden in dem Array, hier 64, und a das Auflösungsvermögen, hier $10 \mu\text{m}$.

Wertet man auch unvollständige Bilder aus, solange der Mittelpunkt mit abgebildet ist (*center-in*-Technik, Heymsfield und Parrish, 1987), ist die effektive Arraybreite unabhängig von der Bildgröße gegeben durch

$$w_e = N_D \cdot a \quad (\text{center-in-Technik}) . \quad (\text{A.16})$$

Da die Teilchengrößenverteilungen in Wolken zu den großen Teilchen hin stark abfallen, ist eine Abnahme des Meßvolumens gerade in diesem Größenbereich, wie es bei der *entire-in*-Technik der Fall ist, äußerst unerwünscht. Andererseits ist die Rekonstruktion von zu weniger als 50 % abgebildeten Teilchen sehr fehlerträchtig. Deswegen wurde für die hier beschriebenen Messungen auf die Auswertung von Teilchen mit Durchmessern größer als 63 Bildpunkte verzichtet und eine Variante der *center-in*-Technik angewendet. Diese besteht darin, daß alle Teilchen in die Auswertung mit einbezogen werden, die zu mindestens 50 % abgebildet sind. Für Teilchen bis zu einem Durchmesser entsprechend $(N_D - 1)$ Pixeln, hier also $630 \pm 5 \mu\text{m}$, verhält sich die effektive Arraybreite bei dieser Auswertetechnik wie bei der *center-in*-Technik, für größere Teilchen fällt sie ab, und es gilt:

$$w_e = \begin{cases} N_D \cdot a & \text{für } d \leq 635 \mu\text{m} \\ (2N_D - 1) \cdot a - d & \text{für } d > 635 \mu\text{m} . \end{cases} \quad (\text{A.17})$$

Über den gesamten interessierenden Größenbereich ist die effektive Arraybreite konstant. Die Begrenzung des Meßbereichs auf Teilchen bis zu $635 \mu\text{m}$ stellt keine wesentliche Einschränkung dar, da derartig große Teilchen so selten sind, daß eine statistisch sichere Bestimmung der Anzahldichte nur bei sehr langen Meßstrecken möglich ist, die Inhomogenität der Wolken bei ARKTIS 93 aber keine derartig lange Mittelung zuläßt.

In Richtung des Laserstrahls ist das Meßvolumen durch die Distanz gegeben, über die man auswertbare Teilchenbilder erhält. Auswertbar sind Teilchen, die hinreichend scharf abgebildet sind. Das bedeutet, daß das Bild noch Pixel der mittleren Abschattungsstufe enthalten muß, um das Korrekturverfahren nach Reuter und Bakan (1998) zur Vermeidung von Fehlern bei der Bestimmung des Teilchendurchmessers durch die Abbildungsunschärfe anwenden zu können. Diese Distanz wird in der Literatur als *Schärfentiefe* oder *Depth of Field (DOF)* bezeichnet und ist, wie oben beschrieben, nicht konstant, sondern abhängig von der Teilchengröße. Es gilt

$$l_{\text{DOF}}(d) = \begin{cases} C \frac{d^2}{2\lambda} & \text{für } l_{\text{DOF}} \leq l_{\text{DOF, max}} \equiv 61 \text{ mm} \\ l_{\text{DOF, max}} & \text{für } l_{\text{DOF}} \geq l_{\text{DOF, max}} \end{cases} \quad (\text{A.18})$$

wobei $l_{\text{DOF, max}}$ der durch die Sondengeometrie gegebene maximale Abbildungsbereich und C eine von der Beleuchtung abhängige Konstante ist. Nach Knollenberg (1970) gilt für kohärentes Licht $C = 3$. Während die Herstellerangaben (PMS, Greyprobe Manual) gut damit übereinstimmen, ergaben Labormessungen (Reuter, 1994; Reuter und Bakan, 1998) bei dem hier verwendeten Gerät eine um den Faktor 3.02 größere Schärfentiefe. Bei der Auswertung der Daten von ARKTIS 93 wird dieser gemessene Wert verwendet.

Damit ergibt sich in Abhängigkeit von der Fluggeschwindigkeit v für die verwendete Greyprobe ein Meßvolumen V_m von

$$V_m(d) = l_{\text{DOF}}(d) \cdot w_e \cdot v \Delta t \quad (\text{A.19})$$

$$= \begin{cases} 4581.5 \cdot d^2 \cdot v \cdot \Delta t & \text{für } d \lesssim 92 \mu\text{m} \\ 39.04 \text{ mm}^2 \cdot v \cdot \Delta t & \text{für } d \gtrsim 92 \mu\text{m} \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

Pro 100 m Flugstrecke erhält man ein maximales Meßvolumen von 3.91, bei einer typischen Fluggeschwindigkeit von $v \approx 60 \text{ m/s}$ entspricht das etwa 2.31 pro Sekunde (siehe Abbildung A.9).

A.2.2 Fehlerbetrachtung

Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Teilchengröße

Die Genauigkeit der Größenbestimmung mit der Greyprobe wird im wesentlichen durch die Abbildungseigenschaften des Gerätes bestimmt. Die Auswertung der

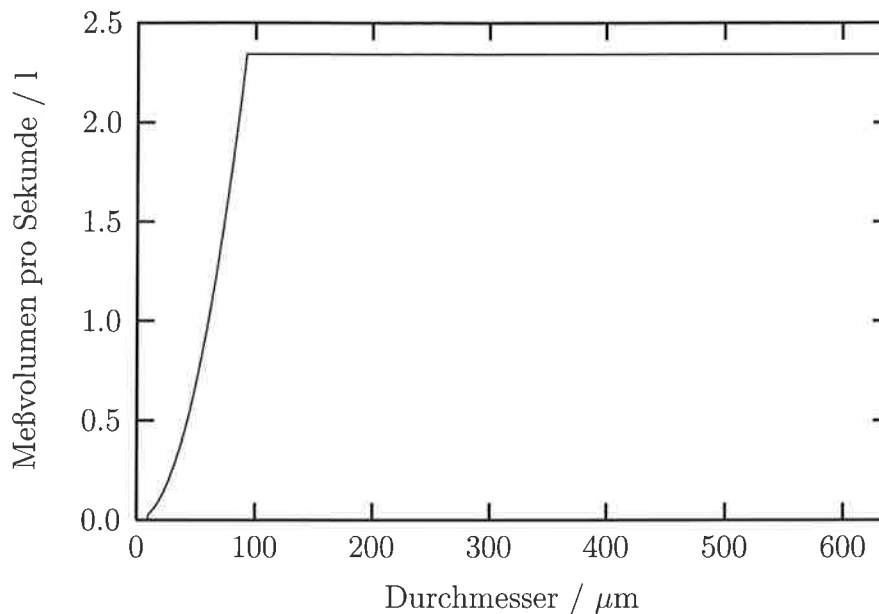


Abbildung A.9: Meßvolumen der Greyprobe in Abhängigkeit von der Teilchengröße bei einer Flugeschwindigkeit von 60 m/s.

ARKTIS 93-Daten geschieht auf Basis der Untersuchungen von Reuter und Bakan (1998) mit dem dort vorgestellten Korrekturalgorithmus. Der relative Fehler wird mit besser als 6 % für Teilchen kleiner als $150 \mu\text{m}$ angegeben, für größere Teilchen noch darunter.

Auch die Anstiegszeiten der Elektronik können sich auf die Größenmessung auswirken. Einige Autoren korrigieren daher die gemessene Teilchenlänge, also die Ausdehnung des Bildes senkrecht zum Detektorarray, um ein Pixel. Da die Messungen bei ARKTIS 93 bei relativ niedrigen Flugeschwindigkeiten durchgeführt wurden, ist eine derartige Korrektur hier nicht nötig.

Systematische Fehler in der Größenbestimmung können außerdem entstehen, wenn das Auflösungsvermögen der Greyprobe nicht exakt bekannt ist. Die Vergrößerung des Teilchenbildes auf das Detektorarray geschieht mit einem Objektiv verstellbarer Brennweite. Nach jeder Veränderung dieser Brennweite muß das tatsächliche Auflösungsvermögen der Sonde neu vermessen werden. Eventuelle Ungenauigkeiten im Auflösungsvermögen werden hier allerdings dadurch kompensiert, daß alle Messungen, auf denen die empirische Korrekturformel (A.14) beruht, mit der gleichen Geräteeinstellung wie die hier gezeigten Messungen durchgeführt wurden.

Die Abbildung der Teilchenbilder auf die diskreten Bildpunkte des Detektorarrays bewirkt eine Digitalisierungsungenauigkeit von ± 1 Bildpunkt, entsprechend $\pm 10 \mu\text{m}$. Da dies bei kleinen Teilchen eine große relative Ungenauigkeit bedeutet, werden die Größenklassen eins und zwei der Greyprobe nicht ausgewertet. Der

nutzbare Meßbereich der Greyprobe reduziert sich daher auf $25\ \mu\text{m}$ bis $635\ \mu\text{m}$ Teilchendurchmesser.

Ungenauigkeiten in der Konzentrationsbestimmung

Die Genauigkeit der Konzentrationsmessungen mit der Greyprobe wird bestimmt durch die Genauigkeit in der Bestimmung des Meßvolumens und der Teilchenrate.

Das Meßvolumen Die geometrische Meßfläche der Greyprobe setzt sich aus der Schärfentiefe und der effektiven Arraybreite zusammen. Die Schärfentiefe in Abhängigkeit von der Teilchengröße ist im Labor vermessen worden, die Genauigkeit dieser Messungen wird mit besser als 1 % angegeben (Reuter, 1994). Da die Schärfentiefe von der Teilchengröße abhängt, wirkt sich eine fehlerhafte Größenbestimmung auch auf die Bestimmung des Meßvolumens und somit der Konzentration aus. Nach Gleichung (A.20) geht für Teilchen kleiner als etwa $92\ \mu\text{m}$ die Teilchengröße quadratisch in die Bestimmung des Meßvolumens ein, der relative Fehler in der Konzentration ist daher doppelt so hoch wie der relative Fehler in der Größenbestimmung. Für größere Teilchen hat die Größenbestimmung keinen Einfluß auf die Konzentrationsmessung.

Die effektive Arraybreite ist nach Gleichung (A.17) nur von dem Auflösungsvermögen der Sonde abhängig. Auf Grund der variablen Vergrößerung des Teilchenbildes können sich Ungenauigkeiten im Auflösungsvermögen ergeben, die zu einem systematischen Fehler in der effektiven Arraybreite führen. Labormessungen an auf einer rotierenden Glasscheibe aufgedampften Kreisen bekannten Durchmessers zeigen eine maximale Abweichung der tatsächlichen von der angenommenen Auflösung von 10 %.

In Flugrichtung wird das Meßvolumen durch die Fluggeschwindigkeit bestimmt, hier gilt das in Abschnitt A.1.3 für die FSSP Gesagte.

Die Teilchenrate Sobald ein Teilchen das Meßvolumen der Greyprobe verlassen hat und die Erfassung des Schattenbildes abgeschlossen ist, werden die Bildaten an das Datenaufzeichnungssystem übergeben. Während der Datenübertragung können keine Bilder aufgezeichnet werden, nur die Gesamtzahl aller in dieser Zeit gemessenen Teilchen wird erfaßt. Wie in Abbildung A.10 zu sehen ist, beträgt diese Gesamtzahl aller das Meßgerät passierenden Teilchen etwa das Fünffache der Anzahl abgebildeter Teilchen. Bestimmt man die Teilchenrate auf der Basis dieser Gesamtzahl statt anhand der Zahl abgebildeter Teilchen, sollten keine weiteren Totzeitverluste auftreten.

Es kann jedoch vorkommen, daß die Greyprobe durch zu viele Teilchen quasi blockiert wird. Diese Totzeiten werden bei der Auswertung erkannt und berücksichtigt, indem die effektive Meßzeit entsprechend korrigiert wird. Da eine derartige Blockade der Greyprobe aber besonders in Fällen mit hoher Konzentration

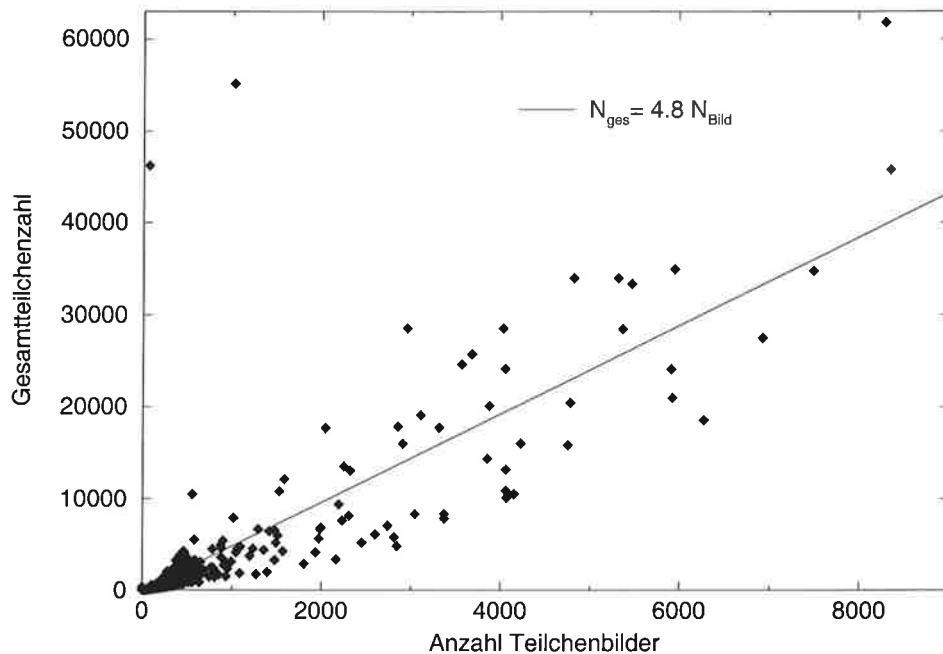


Abbildung A.10: Anzahl aller von der Greyprobe gezählten Teilchen und Anzahl der aufgezeichneten Teilchenbilder, jeweils summiert über 10 s. Nach Messungen vom 25. März 1993.

an kleinen Teilchen auftritt, können diese Situationen bei der Auswertung systematisch unterschätzt werden.

Eine visuelle Überprüfung der Teilchenbilder zeigt, daß Koinzidenzen bei den Messungen während ARKTIS 93 sehr selten auftraten und somit als Fehlerquelle in der Bestimmung der Teilchenzahl vernachlässigbar sind. Dies ist im wesentlichen zurückzuführen auf die im Verhältnis zum Meßvolumen geringe Anzahldichte an Teilchen im Meßbereich der Greyprobe. Zum Vergleich: die Gesamtanzahldichte im Größenbereich von 10 bis $630 \mu\text{m}$ lag typischerweise um dreieinhalb Größenordnungen niedriger als im Bereich 2 bis $47 \mu\text{m}$, dem Meßbereich der FSSP. Das Meßvolumen der Greyprobe ist aber, abhängig von der Teilchengröße, nur maximal hundert mal so groß wie das der FSSP. Das bedeutet eine um ein bis zwei Größenordnungen niedrigere Wahrscheinlichkeit für Koinzidenzen.

B Satellitenbilder

Auf den folgenden Seiten sind Satellitenbilder der drei Meßtage dargestellt (aus Brümmer, 1993). Dabei handelt es sich um Aufnahmen des im infraroten Spektralbereich arbeitenden Kanals 4 des Satelliten NOAA-11.

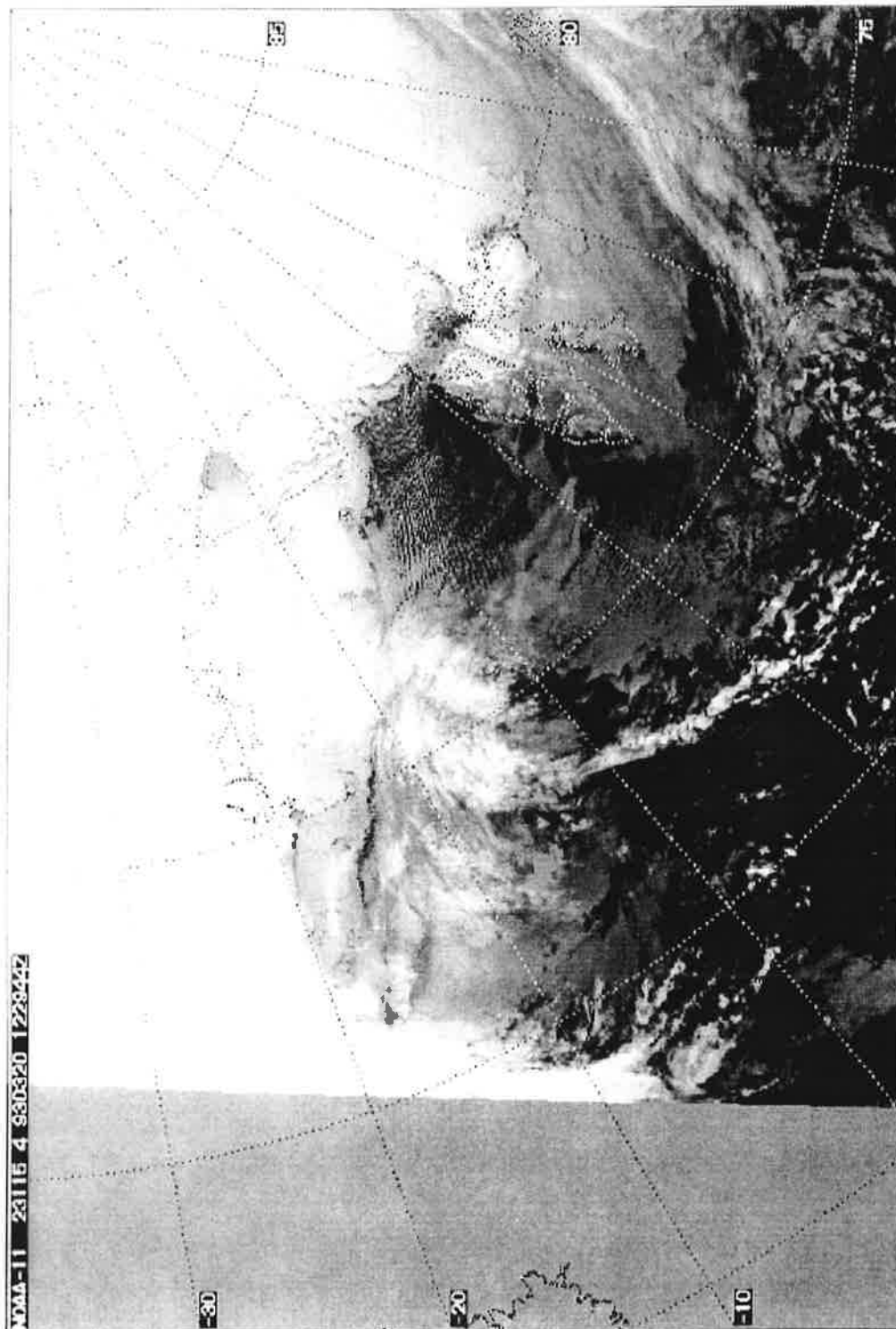


Abbildung B.1: Satellitenbild vom 20. März 1993 12:30 UT.

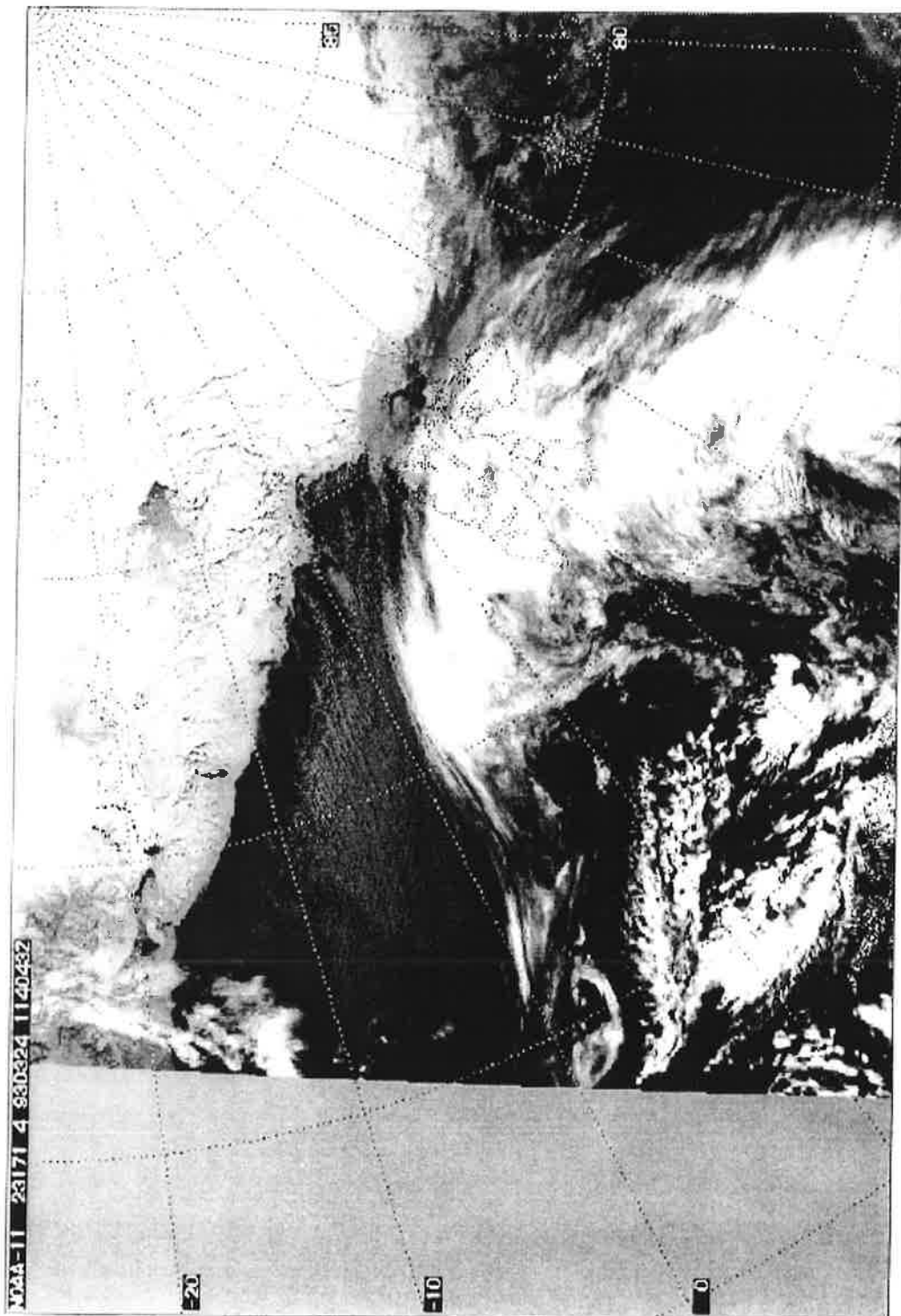


Abbildung B.2: Satellitenbild vom 24. März 1993 11:40 UT.

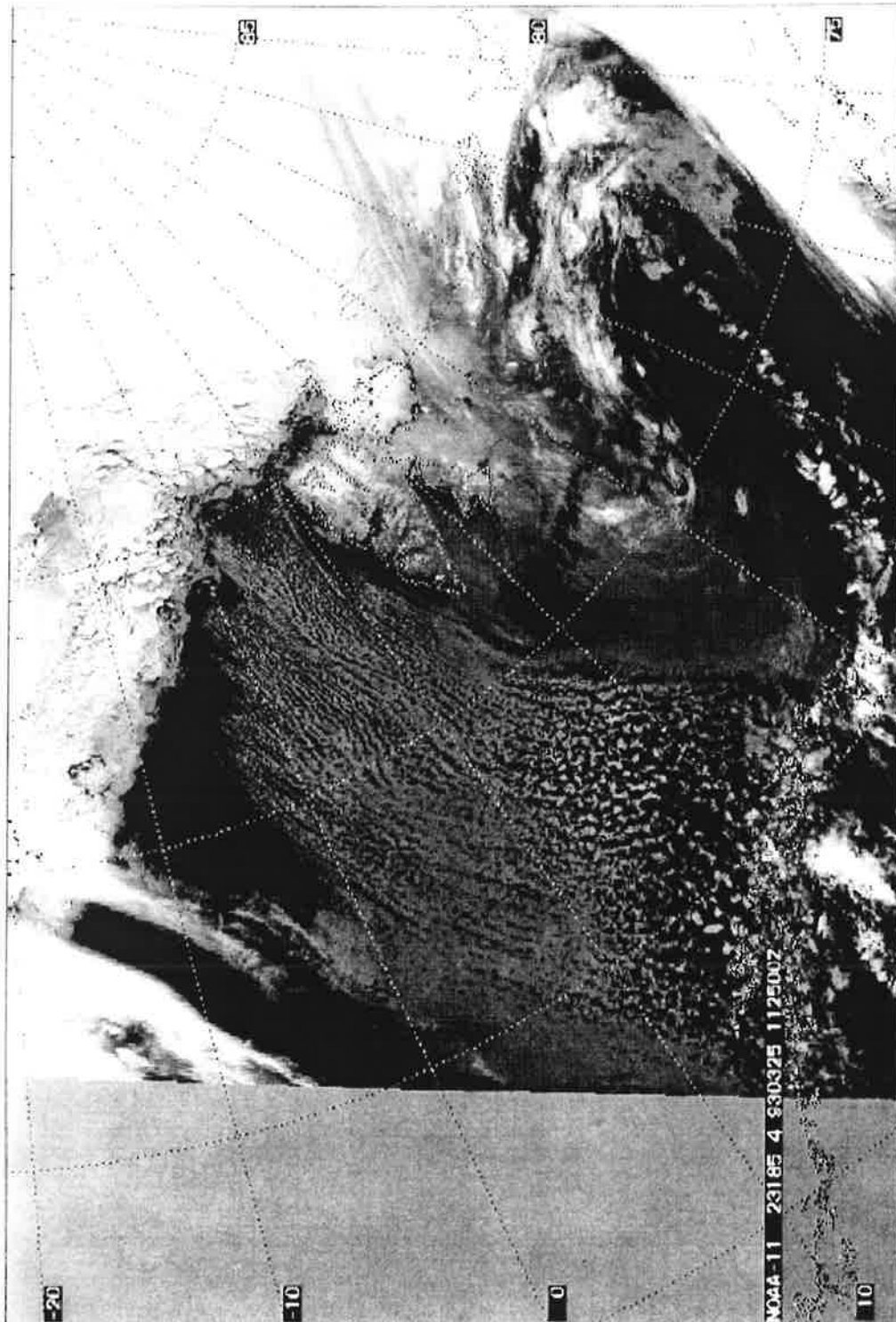


Abbildung B.3: Satellitenbild vom 25. März 1993 11:25 UT.

C Tabellen zur Fehlerabschätzung

Die folgenden Tabellen enthalten bereits in Kapitel 5 diskutierte Teilchengrößenverteilungen und abgeleitete Größen. Daneben sind Fehlergrenzen angegeben, die nach den Gleichungen (4.6)–(4.16) errechnet wurden.

C.1 Größenverteilungen

Dargestellt sind Größenverteilungen, die aus einer kombinierten Auswertung der FSSP und der Greyprobe resultieren. Der Meßbereich beträgt 2–635 μm . Er setzt sich zusammen aus 15 Größenklassen der FSSP mit jeweils 3 μm Auflösung, 61 Größenklassen der Greyprobe mit einer Auflösung von 10 μm und der interpolierten Zwischenklasse von 17–25 μm .

Da die absolute Anzahl gemessener großer Teilchen auch bei langen Mittelungszeiten gering ist, wird die Auflösung der Greyprobe in Abhängigkeit von der Teilchengröße reduziert. Bei Teilchen von 115–225 μm werden jeweils zwei, von 225–435 μm drei und darüber vier Größenklassen zu einer zusammengefaßt. Dadurch kann der Einfluß statistischer Schwankungen deutlich reduziert werden. Es ergeben sich 32 Größenklassen:

Größenklasse	abgeleitet aus	Breite
1–5	FSSP Kanal 1–5	3 μm
6	interpoliert	8 μm
7–14	Greyprobe Kanal 3–10	10 μm
15–20	Greyprobe Kanal 11–22	20 μm
21–27	Greyprobe Kanal 23–43	30 μm
28–32	Greyprobe Kanal 44–63	40 μm

Die gezeigten Größenverteilungen sind Wolkenmittelwerte. Die Mittelungszeiten in den verschiedenen Höhen unterscheiden sich in Abhängigkeit von der Flugzeit im jeweiligen Höhenintervall und dem Bewölkungsgrad. Unterschiede in der Mittelungsdauer zwischen den beiden Meßgeräten sind auf die Totzeiten der Greyprobe zurückzuführen. In einigen Fällen liegen wegen dieser Totzeiten keine Messungen großer Teilchen vor.

Tabelle C.1: Größenverteilungen, gemessen am 20. März 1993 in verschiedenen Höhen innerhalb der Wolkenschicht. Angegeben sind Wolkenmittelwerte über 100-m-Höhenintervalle sowie die jeweiligen Mittelungszeiten. Für das 600-m- und das 1000-m-Höhenintervall liegen wegen Totzeit-Problemen der Greyprobe keine Messungen großer Teilchen vor.

d / μm	Anzahldichte / $l^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ in einer Flughöhe von				
	550–650 m	650–750 m	750–850 m	850–950 m	950–1050 m
3.5	13519±2165	16907±2705	10485±1678	4596±736	2438±396
6.5	8387±1345	12185±1950	19413±3106	13149±2104	5677±915
9.5	630±168	1344±217	6096±976	14628±2341	11671±1871
12.5	49±37	97±20	356±62	1579±254	7058±1136
15.5	8.9±6.9	11.7±3.2	30.9±6.8	157±27	331±220
21		2.9±0.87	8.1±1.4	19.7±3.6	
30		0.29±0.19	0.9±0.24	0.66±0.26	
40		0.041±0.15	0.33±0.11	0.29±0.12	
50		0±0.021	0.031±0.072	0.05±0.078	
60		0±0	0.013±0.011	0±0.025	
70		0±0	0.0032±0.0062	0±0	
80		0±0	0.0024±0.0025	0±0	
90		0±0	0.0019±0.0023	0±0	
100		0±0	0±4.7e-05	0±0	
115		0±0	0.0018±0.0027	0±0	
135		0±0	0±0.00091	0±0	
155		0±0	0±0	0±0	
175		0±0	0±0	0±0	
195		0±0	0±0	0±0	
215		0±0	0±0	0±0.00061	
240		0±0	0±0	0.0012±0.0037	
270		0±0	0±0	0±0	
300		0±0	0±0	0.0012±0.0037	
330		0±0	0±0	0±0.00061	
360		0±0	0±0	0±0	
390		0±0	0±0	0±0	
420		0±0	0±0.00023	0±0.00046	
455		0±0.00097	0.00046±0.0019	0.00091±0.0037	
495		0.0019±0.0079	0.00046±0.0019	0±0.00046	
535		0±0.00097	0±0.00023	0±0	
575		0±0	0±0	0±0	
615		0±0	0±0	0±0	

	Mittelungsdauer / s				
FSSP	20.3	369.7	584.4	484.6	9.6
Grey	0	5.9	74.7	37.0	0

Tabelle C.2: Größenverteilungen, gemessen am 24. März 1993 in verschiedenen Höhen innerhalb der Wolkenschicht. Wolkenmittelwerte über 100 m-Höhenintervalle, siehe Abbildung 5.2.

d / μm	Anzahldichte / $\text{l}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ in einer Flughöhe von				
	350–450 m	450–550 m	550–650 m	650–750 m	750–850 m
3.5	12011±1924	16929±2709	8724±1396	4665±746	2250±363
6.5	5692±915	11545±1847	15086±2414	11353±1817	6367±1021
9.5	290±152	1343±217	6575±1052	10634±1702	11274±1805
12.5	17±30	83±18	603±103	1508±242	6350±1019
15.5	13.9±4.1	11.4±2.7	49±14	105±20	292±138
21	3.8±1.3	4.32±0.71	11.5±2.3	17.6±2.5	27±11
30	0.46±0.34	0.88±0.17	1.06±0.25	0.94±0.2	0.52±0.41
40	0±0.23	0.31±0.065	0.34±0.1	0.37±0.081	0.29±0.15
50	0±0	0.12±0.026	0.11±0.042	0.097±0.029	0.16±0.092
60	0±0	0.043±0.01	0.025±0.018	0.034±0.011	0.065±0.06
70	0±0.032	0.021±0.0051	0.012±0.0061	0.013±0.0043	0±0.033
80	0.065±0.039	0.01±0.0026	0.011±0.0046	0.016±0.0041	0±0
90	0±0.032	0.0084±0.002	0.0073±0.0034	0.0099±0.0028	0±0
100	0±0	0.0053±0.0014	0.0069±0.0033	0.0075±0.0023	0±0.0023
115	0±0.0041	0.0031±0.0016	0.0012±0.0025	0.0039±0.0023	0.0046±0.0094
135	0.0081±0.017	0.0016±0.00093	0.0017±0.0021	0.0026±0.0018	0±0.0023
155	0±0.0041	0.0017±0.00099	0±0.00058	0.0015±0.0012	0±0
175	0±0	0.002±0.0011	0.00058±0.0015	0.0019±0.0014	0±0
195	0±0	0.0013±0.0008	0.0017±0.0022	0.0023±0.0016	0±0.0023
215	0±0	0.00094±0.00065	0.0023±0.0025	0.003±0.0019	0.0046±0.0094
240	0±0	0.00084±0.00085	0.00077±0.0042	0.001±0.0029	0±0.014
270	0±0	0.00068±0.00093	0.0012±0.0014	0.0015±0.00097	0±0
300	0±0	0.00078±0.00065	0.00077±0.0035	0.0016±0.0017	0±0
330	0±0	0.00078±0.00072	0.00077±0.0017	0.0018±0.0019	0±0
360	0.0054±0.0027	0.00068±0.00075	0.0015±0.0011	0.0013±0.0016	0±0
390	0±0.0027	0.00057±0.0007	0.00038±0.00058	0.001±0.0014	0±0
420	0±0	0.00084±0.00058	0.00038±0.00084	0.00075±0.0015	0±0
455	0±0	0.00043±0.00062	0.00029±0.0012	0.00066±0.0011	0±0
495	0±0	0.00012±0.00029	0±0	0.00028±0.00071	0±0
535	0±0	0.00027±0.00046	0.00029±0.0012	0±4.7e-05	0±0
575	0±0	0.00012±0.00029	0±0	0.00019±0.00055	0±0
615	0±0	0.00012±0.00029	0.00029±0.0012	0.00019±0.00055	0±0

	Mittelungsdauer / s				
FSSP	16.6	430.7	163.7	610.8	25.2
Grey	6.7	376.3	79.2	350.1	24.3

Tabelle C.3: Größenverteilungen, gemessen am 25. März 1993 in verschiedenen Höhen innerhalb der Wolkenschicht. Wolkenmittelwerte über 100 m-Höhenintervalle. Aus dem Höhenintervall um 800 m liegen wegen Totzeit-Problemen der Greyprobe keine Messungen großer Teilchen vor.

d / μm	Anzahldichte / $\text{l}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ in einer Flughöhe von			
	550–650 m	650–750 m	750–850 m	850–950 m
3.5	14062±2263	11904±1905	7612±1220	7321±1171
6.5	5084±847	10875±1740	10258±1643	9445±1511
9.5	194±362	1786±289	3445±557	4456±713
12.5	4±93	169±34	409±93	883±142
15.5	7.6±6.2	22.1±6.1	37±25	58±13
21	3.6±2.1	4.8±0.99		8.1±1.4
30	1.08±0.79	0.4±0.12		0.33±0.085
40	0±0.54	0.14±0.051		0.12±0.043
50	0±0.067	0.061±0.021		0.039±0.018
60	0.13±0.17	0.062±0.017		0.023±0.009
70	0.2±0.15	0.095±0.022		0.065±0.016
80	0.23±0.14	0.1±0.023		0.054±0.013
90	0.12±0.11	0.061±0.015		0.052±0.012
100	0.057±0.063	0.047±0.011		0.033±0.0084
115	0.17±0.15	0.039±0.017		0.035±0.016
135	0.057±0.1	0.026±0.012		0.026±0.012
155	0±0	0.024±0.011		0.027±0.012
175	0.057±0.084	0.016±0.0085		0.017±0.0086
195	0.028±0.065	0.017±0.0089		0.022±0.01
215	0±0.014	0.024±0.012		0.013±0.0067
240	0±0	0.02±0.017		0.015±0.0089
270	0.038±0.013	0.023±0.014		0.012±0.011
300	0.019±0.0095	0.023±0.015		0.011±0.0087
330	0±0.059	0.012±0.017		0.0096±0.008
360	0±0	0.013±0.0093		0.01±0.0076
390	0±0	0.016±0.0091		0.011±0.0075
420	0.019±0.0095	0.015±0.012		0.0099±0.0089
455	0.014±0.058	0.014±0.013		0.0067±0.0071
495	0.028±0.083	0.0068±0.0074		0.0061±0.0065
535	0.014±0.058	0.0086±0.0089		0.0076±0.0077
575	0.014±0.058	0.0055±0.0064		0.003±0.004
615	0±0.0071	0.0034±0.0046		0.0028±0.0038

	Mittelungsdauer / s			
FSSP	3.3	129.6	20.9	514.4
Grey	3.3	124.1	0	110.4

Tabelle C.3, Fortsetzung.

d / μm	Anzahldichte / $\text{l}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$ in einer Flughöhe von			
	950–1050m	1050–1150m	1150–1250m	1250–1350m
3.5	7429±1189	3015±482	2518±404	1200±195
6.5	11532±1846	6307±1009	4787±767	2255±365
9.5	6804±1089	8324±1332	7100±1137	5010±805
12.5	1541±249	4488±718	6729±1078	6372±1022
15.5	111±32	428±71	1434±236	2096±344
21	13.2±3.2	29.6±4.3	0±0	0±0
30	0.41±0.18	0.37±0.1	0±0.2	0±0
40	0.2±0.11	0.24±0.06	0.13±0.16	0±0.44
50	0.033±0.054	0.075±0.028	0.17±0.13	0.88±0.65
60	0.068±0.032	0.056±0.015	0±0.086	0±0.44
70	0.075±0.029	0.063±0.015	0±0	0±0.086
80	0.07±0.025	0.056±0.013	0±0	0.17±0.18
90	0.045±0.018	0.054±0.012	0±0	0±0.043
100	0.043±0.017	0.034±0.0087	0±0.013	0.26±0.19
115	0.012±0.012	0.032±0.014	0.025±0.037	0±0.097
135	0.041±0.025	0.024±0.011	0.013±0.026	0.065±0.13
155	0.014±0.013	0.014±0.0075	0.013±0.026	0±0.032
175	0.026±0.019	0.012±0.0064	0±0.0063	0±0
195	0.017±0.014	0.013±0.0068	0±0	0±0
215	0.012±0.012	0.0088±0.0052	0±0.013	0±0
240	0.021±0.012	0.0094±0.0068	0.025±0.0089	0±0
270	0.022±0.02	0.007±0.0075	0.017±0.055	0.043±0.022
300	0.014±0.024	0.0041±0.0066	0±0.052	0±0.022
330	0.013±0.021	0.002±0.0052	0±0	0±0
360	0.008±0.016	0.0041±0.002	0.017±0.0084	0±0
390	0.013±0.0092	0.0032±0.0045	0.0084±0.037	0±0
420	0±0.028	0.0015±0.0037	0±0.0042	0±0
455	0.0072±0.013	0.00088±0.0019	0.0063±0.026	0±0
495	0.0036±0.0087	0.0015±0.0026	0±0.0031	0±0
535	0.0084±0.014	0.0011±0.0021	0±0	0±0
575	0.0036±0.009	0.00088±0.0019	0±0	0±0
615	0.0012±0.005	0.00066±0.0016	0±0	0±0

	Mittelungsdauer / s			
FSSP	87.0	419.1	40.2	15.2
Grey	29.0	237.2	11.9	1.9

C.2 Abgeleitete Größen

Im folgenden sind die aus den gemessenen Größenverteilungen abgeleiteten Parameter mittlerer und effektiver Durchmesser, Teilchenzahldichte und Wassergehalt aufgelistet.

Für einige Höhenintervalle liegen keine Daten der Greyprobe vor. In solchen Fällen werden trotzdem alle genannten Parameter auf der Basis der vorhandenen Messungen berechnet. In Bezug auf den mittleren Durchmesser und die Teilchenzahldichte ist der Fehler durch die Vernachlässigung großer Teilchen gering, da diese beiden Größen im wesentlichen von dem Maximum der Größenverteilung abhängen. Die Werte des effektiven Durchmessers und des Wassergehalts lassen sich dagegen nicht mit solchen vergleichen, die aus Messungen über den gesamten Bereich 2–635 μm gewonnen wurden. In den Abbildungen in Kapitel 5 sind diese Werte daher nicht dargestellt. In den folgenden Tabellen sind sie enthalten, aber durch einen Stern (\star) anstelle einer Genauigkeitsangabe kenntlich gemacht.

Tabelle C.4: Wolkenmittelwerte des mittleren und effektiven Durchmessers d_m und d_{eff} , der Anzahldichte n und des Wassergehalts c_{1w} sowie die zugehörigen Fehlergrenzen Δ . Messungen vom 20. März 1993, gemittelt über 100 m-Höhenintervalle.

Höhe / m	d_m / μm	Δd_m	d_{eff} / μm	Δd_{eff}	n / cm^{-3}	Δn	c_{1w} / g m^{-3}	Δc_{1w}
550–650	4.81	0.17	6.20	\star	67.8	10.9	0.0058	\star
650–750	5.00	0.17	9.98	4.37	91.7	14.7	0.0093	0.0034
750–850	6.22	0.16	8.57	0.75	109.2	17.5	0.0194	0.0056
850–950	7.73	0.17	9.92	0.68	102.5	16.4	0.0328	0.0086
950–1050	9.23	0.19	10.89	\star	81.8	13.1	0.0436	\star

Tabelle C.5: Wolkenmittelwerte des mittleren und effektiven Durchmessers d_m und d_{eff} , der Anzahldichte n und des Wassergehalts c_{1w} . Messungen vom 24. März 1993, gemittelt über 100 m-Höhenintervalle.

Höhe / m	d_m / μm	Δd_m	d_{eff} / μm	Δd_{eff}	n / cm^{-3}	Δn	c_{1w} / g m^{-3}	Δc_{1w}
350–450	4.58	0.16	12.24	6.96	54.1	8.7	0.0048	0.0021
450–550	4.97	0.17	11.62	0.85	89.8	14.4	0.0098	0.0037
550–650	6.44	0.17	11.04	0.82	93.2	14.9	0.0198	0.0056
650–750	7.52	0.18	12.55	0.61	85.0	13.6	0.0272	0.0074
750–850	9.09	0.19	10.86	0.27	79.8	12.7	0.0408	0.0093

Tabelle C.6: Wolkenmittelwerte des mittleren und effektiven Durchmessers d_m und d_{eff} , der Anzahldichte n und des Wassergehalts c_{1w} . Messungen vom 25. März 1993, gemittelt über 100 m-Höhenintervalle.

Höhe / m	d_m / μm	Δd_m	d_{eff} / μm	Δd_{eff}	n / cm^{-3}	Δn	c_{1w} / g m^{-3}	Δc_{1w}
550–650	4.43	0.18	207.69	56.07	58.1	9.3	0.037	0.083
650–750	5.37	0.17	114.37	10.62	74.3	11.9	0.033	0.064
750–850	6.26	0.18	11.81	*	65.9	10.5	0.020	*
850–950	6.42	0.19	73.85	7.12	66.6	10.6	0.031	0.044
950–1050	6.85	0.19	53.24	8.06	82.4	13.2	0.036	0.041
1050–1150	8.63	0.20	21.83	1.69	67.9	10.8	0.038	0.014
1150–1250	9.48	0.22	23.10	5.75	67.7	10.8	0.047	0.019
1250–1350	10.57	0.20	17.13	4.94	50.8	8.1	0.045	0.011

Tabelle C.7: Wolkenmittelwerte des effektiven Durchmessers an allen drei Meßtagen, berechnet auf der Basis eines reduzierten Meßbereichs von 2–50 μm .

	20.03.		24.03.		25.03.	
Höhe / m	d_{eff} / μm	Δd_{eff}	d_{eff} / μm	Δd_{eff}	d_{eff} / μm	Δd_{eff}
350–450			5.98	0.23		
450–550			6.59	0.14		
550–650	6.20	*	8.21	0.17	5.76	0.51
650–750	6.43	0.14	9.20	0.14	7.01	0.15
750–850	7.73	0.16	10.71	0.19	11.81	*
850–950	9.20	0.13			8.48	0.18
950–1050	10.89	*			8.91	0.18
1050–1150					10.65	0.17
1150–1250					11.48	0.17
1250–1350					12.37	0.20

Tabelle C.8: Wolkenmittelwerte des Flüssigwassergehalts. Als flüssig wurden dabei alle Teilchen mit einem Durchmesser $d \leq 100 \mu\text{m}$ angesehen.

Höhe / m	20.03.		24.03.		25.03.	
	c_{1w} / g m^{-3}	Δc_{1w}	c_{1w} / g m^{-3}	Δc_{1w}	c_{1w} / g m^{-3}	Δc_{1w}
350–450			0.0042	0.0018		
450–550			0.0089	0.0029		
550–650	0.0058	*	0.0190	0.0051	0.0056	0.0016
650–750	0.0087	0.0030	0.0260	0.0065	0.0099	0.0028
750–850	0.0192	0.0056	0.0407	0.0093	0.0201	*
850–950	0.0324	0.0085			0.0147	0.0035
950–1050	0.0436	*			0.0215	0.0050
1050–1150					0.0325	0.0070
1150–1250					0.0410	0.0089
1250–1350					0.0420	0.0086

Symbolverzeichnis

Formelzeichen

α	Volumenextinktionskoeffizient
Δt	Zeitintervall
λ	Wellenlänge
ρ	Dichte
τ	optische Dicke
Θ	potentielle Temperatur
Θ_q	feucht-äquivalent potentielle Temperatur
A	Aktivität der FSSP (<i>activity</i>)
a	Auflösungsvermögen
B	<i>Bowen ratio</i>
\bar{c}_{1w}	mittlerer Flüssigwassergehalt
$c_{1w, ad}$	adiabatischer Flüssigwassergehalt
c_{1w}	Flüssigwassergehalt
d	Durchmesser
d_{eff}	effektiver Durchmesser
d_L	Durchmesser des Laserstrahls
$d_{L,eff}$	effektiver Durchmesser des Laserstrahls
d_m	mittlerer Durchmesser
d_V	mittlerer Volumendurchmesser
f_A	Korrekturfaktor für Koinzidenz- und Totzeitverluste
h_{CB}	Höhe der Wolkenbasis (<i>cloud base</i>)
h_{CT}	Höhe der Wolkenoberkante (<i>cloud top</i>)

L	latente Wärme
l_{DOF}	Schärfentiefe (<i>depth of field</i>)
$l_{\text{DOF, max}}$	maximaler Abbildungsbereich
M	Masse
m_A	Gerätekonstante zur Totzeitkorrektur der FSSP
N	Anzahl
N_D	Anzahl der Photodioden
N_i	Teilchenanzahl in der i -ten Größenklasse
N_m	gemessene Teilchenzahl (<i>total counts</i>)
N_{ts}	Anzahl aller Teilchen innerhalb des Schärfebereichs (<i>total strobes</i>)
n	Anzahldichte
n_m	gemessene Anhahldichte
n_w	tatsächliche Anhahldichte
Q	Mischungsverhältnis
r	Radius
r_{acc}	Akzeptanzverhältnis (<i>acceptance ratio</i>)
u, v, w	Windkomponenten
v	Geschwindigkeit
w_e	effektive Arraybreite

Abkürzungen

DLR	Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt jetzt: Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
EUCREX	European Cloud and Radiation Experiment
FSSP	Forward Scattering Spectrometer Probe
OAP	Optical Array Probe
PMS	Particle Measuring Systems, Inc., Boulder, Colorado, USA
REFLEX	Radiation and Eddy Flux Experiment

Literaturverzeichnis

- Albers, F. (1993). *In situ*-Methoden zur Messung mikrophysikalischer Größen in Wolken. In: *Wolkenphysik und Wolkendynamik I*. Deutscher Wetterdienst. Nummer 1/2 in *promet*, 23, S. 26–33.
- Albrecht, B. A., C. S. Bretherton, D. Johnson, W. H. Scubert und A. S. Frisch (1995). The Atlantic Stratocumulus Transition Experiment – ASTEX. *Bull. Amer. Met. Soc.*, 76, 889–904.
- Atkinson, B. W. und J. W. Zhang (1006). Mesoscale shallow convection in the atmosphere. *Rev. Geophys.*, 34, 403–431.
- Augstein, E. (1993). The Arctic Climate System Study–ACSyS. *WMO Bulletin*, 42, 33–39.
- Baker, M. B. (1997). Cloud microphysics and climate. *Science*, 276, 1072–1078.
- Baumgardner, D. (1983). An analysis and comparison of five water droplet measuring instruments. *J. Climate Appl. Meteor.*, 22, 891–910.
- Baumgardner, D. und M. Spowart (1990). Evaluation of the forward scattering spectrometer probe. Part III: Time response and laser inhomogeneity limitations. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 7, 666–672.
- Baumgardner, D., W. Strapp und J. E. Dye (1985). Evaluation of the forward scattering spectrometer probe. Part II: Corrections for coincidence and dead-time losses. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 2, 622–632.
- Baumgardner, D., J. Dye und B. W. Gandrud (1989). Calibration of the forward scattering spectrometer probe used on the ER-2 during the airborne antarctic ozone experiment. *J. Geophys. Res.*, 94, 16475–16480.
- Baumgardner, D., J. E. Dye, B. W. Gandrud und R. G. Knollenberg (1992). Interpretation of measurements made by the forward scattering spectrometer probe (FSSP-300) during the airborne Arctic stratospheric expedition. *J. Geophys. Res.*, 97, 8035–8046.
- Baumgardner, D., B. Baker und K. Weaver (1993). A technique for the measurement of cloud structure on centimeter scales. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 10, 557–565.
- Beheng, K. D. und U. Wacker (1993). Über die Mikrostruktur von Wolken. In: *Wolkenphysik und Wolkendynamik I*. Deutscher Wetterdienst. Nummer 1/2 in *promet*, 23, S. 10–15.

- Betancor Gothe, M. (1996). *Bodengebundene Fernerkundung von Eiswolken im nahen Infrarot*. Dissertation, Universität Hamburg. Max-Planck-Institut für Meteorologie, Examensarbeit Nr. 36, ISSN 0938-5177.
- Betancor Gothe, M. und H. Graßl (1993). Satellite remote sensing of the optical depth and mean crystal size of thin cirrus and contrails. *Theor. Appl. Climatol.*, 48, 101–113.
- Bower, K. N., S. J. Moss, D. W. Johnson, T. W. Choullarton, J. Latham, P. R. A. Brown, A. M. Blyth und J. Cardwell (1996). A parametrization of the ice water content observed in frontal and convective clouds. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 122, 1815–1844.
- Brenguier, J. L. (1989). Coincidence and dead-time corrections for particle counters. Part II: High concentration measurements with an FSSP. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 6, 585–599.
- Brenguier, J.-L. (1993). Observations of cloud microstructure at the centimeter scale. *J. Appl. Meteor.*, 32, 783–793.
- Brenguier, J. L. und L. Amodei (1989). Coincidence and dead-time corrections for particle counters. Part I: A general mathematical formalism. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 6, 575–584.
- Brenguier, J. L., D. Baumgardner und B. Baker (1994). A review and discussion of processing algorithms for FSSP concentration measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 11, 1409–1414.
- Broecker, W. S., M. Andreae, W. Wolfli, H. Oescher, G. Bonani, J. Kennett und D. Peteet (1988). The chronology of the last deglaciation: Implications to the cause of the Younger Dryas cold event. *Paleo-Oceanogr.*, 3, 1–19.
- Brown, P. R. A. (1989). Use of holography for airborne cloud physics measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 6, 293–306.
- Brümmer, B. (Herausgeber) (1989). *ARKTIS 1988. Field Phase Report*, Hamburg. Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Reihe B, Nr. 6.
- Brümmer, B. (Herausgeber) (1992). *ARKTIS 1991. Report on the Field Phase with Examples of Measurements*, Hamburg. Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Reihe A, Nr. 3.
- Brümmer, B. (Herausgeber) (1993). *ARKTIS 1993. Report on the Field Phase with Examples of Measurements*, Hamburg. Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Reihe A, Nr. 11.

- Brümmer, B. (1996). Boundary-layer modifications in wintertime cold-air outbreaks from the Arctic sea ice. *Boundary-Layer Meteorol.*, 80, 109–125.
- Brümmer, B. (1997). Boundary layer mass, water and heat budgets in wintertime cold-air outbreaks from the Arctic sea ice. *Mon. Wea. Rev.*, 125, 1824–1837.
- Brümmer, B., S. Bakan und H. Hinzpeter (1985). KonTur: Observations of cloud streets and open cellular structures. *Dyn. Atmos. Oceans*, 9, 281–296.
- Brümmer, B., B. Rump und G. Kruspe (1992). A cold air outbreak near Spitsbergen in springtime – boundary-layer modification and cloud development. *Boundary-Layer Meteorol.*, 61, 13–46.
- Brümmer, B., B. Busack, H. Hoerber und G. Kruspe (1994). Boundary-layer observations over water and Arctic sea-ice during on-ice air flow. *Boundary-Layer Meteorol.*, 68, 75–108.
- Bunker, A. F. (1976). Computations of surface energy flux and annual air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 1122–1139.
- Bunker, A. F. und L. V. Worthington (1976). Energy exchange charts of the North Atlantic Ocean. *Bull. Amer. Met. Soc.*, 57, 670–678.
- Cannon, T. W. (1975). Photographic techniques of measurement of atmospheric particles *in situ* from aircraft. *J. Appl. Meteor.*, 14, 1383–1388.
- Cerni, T. A. (1983). Determination of the size and concentration of cloud drops with an FSSP. *J. Climate Appl. Meteor.*, 22, 1346–1355.
- Chandrasekar, V., Y. Golestani, J. Turk und V. N. Bringi (1990). Fourier and moment methods applied to two-dimensional raindrop images. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 7, 197–205.
- Chandrasekar, V., A. Benjamin und J. Caylor (1992). Techniques to classify ice crystal images from aircraft probes. In: *Proc. 11th Int. Conf. Clouds and Precipitation*. Montreal, Canada. S. 987–990.
- Chlond, A. (1992). Three-dimensional simulations of cloud street development during a cold air outbreak. *Boundary-Layer Meteorol.*, 58, 161–200.
- Cober, S. G., G. A. Isaac und J. W. Strapp (1995). Aircraft icing measurements in east coast winter storms. *J. Appl. Meteor.*, 34, 88–100.
- Cooper, W. A. (1988). Effects of coincidence on measurements with a forward scattering spectrometer probe. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 5, 823–832.

- Curry, J. A., E. E. Ebert und G. F. Herman (1988). Mean and turbulent structure on the summertime Arctic cloudy boundary layer. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 114, 715–746.
- Curry, J. A., W. B. Rossow, D. Randall und J. L. Schramm (1996). Overview of Arctic cloud and radiation characteristics. *J. Climate*, 9, 1731–1764.
- Czys, R. R. und M. S. Petersen (1992). A roughness-detection technique for objectively classifying drops and graupel in 2D-image records. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 9, 242–257.
- Darlison, A. G. und P. R. Brown (1988). The use of automatic particle recognition to improve the determination of bulk quantities from PMS 2-D probe data in cirrus. *Dtsch. Wetterdienst Ann. Meteor.*, 25, 138–140.
- Detwiler, A. G., N. C. Knight und A. Heymsfield (1993). Magnitude of error factors in estimates of snow-particle masses from images. *J. Appl. Meteor.*, 32, 804–809.
- Duroure, C., H. R. Larsen, H. Isaka und P. Personne (1994). 2D image population analysis. *Atmos. Research*, 34, 195–205.
- Dye, J. E. und D. Baumgardner (1984). Evaluation of the forward scattering spectrometer probe. Part I: Electronic and optical studies. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 1, 329–344.
- Gardiner, B. A. und J. Hallet (1985). Degradation of in-cloud forward scattering spectrometer probe measurements in the presence of ice particles. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 2, 171–180.
- 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. Oceanic Technol.*, 10, 180–194.
- Gerber, H. (1996). Microphysics of marine stratocumulus clouds with two drizzle modes. *J. Atmos. Sci.*, 53, 1649–1662.
- Grossman, R. L. und A. K. Betts (1990). Air-sea interaction during an extreme cold air outbreak from the eastern coast of the United States. *Mon. Wea. Rev.*, 118, 324–342.
- Hammer, J. E., F. P. J. Valero und S. Kinne (1991). The 27–28 October 1986 FIRE cirrus case study: Retrieval of cloud particle sizes and optical depths from comparative analyses of aircraft and satellite-based infrared measurements. *Mon. Wea. Rev.*, 119, 1673–1692.

- Hauf, T. (1996). A new instrument for the measurement of cloud drops. In: *Proc. 12th Int. Conf. Clouds and Precipitation*. Zürich, Schweiz. S. 369–370.
- Hegg, D. A., R. J. Ferek und P. V. Hobbs (1995). Cloud condensation nuclei over the Arctic ocean in early spring. *J. Appl. Meteor.*, 34, 1076–1082.
- Hein, P. F. und R. A. Brown (1988). Observations of longitudinal roll vortices during Arctic cold air outbreaks over open water. *Boundary-Layer Meteorol.*, 45, 177–199.
- Heymsfield, A. J. und D. Baumgardner (1985). Summary of a workshop on processing 2-D probe data. *Bull. Amer. Met. Soc.*, 66, 437–440.
- Heymsfield, A. J. und M. R. Hjelmfelt (1984). Processes of hydrometeor development in Oklahoma convective clouds. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2811–2835.
- Heymsfield, A. J. und L. M. Miloshevich (1989). Evaluation of liquid water measuring instruments in cold clouds sampled during FIRE. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 6, 378–388.
- Heymsfield, A. J. und J. L. Parrish (1987). A computational technique for increasing the effective sampling volume of the PMS two-dimensional particle size spectrometers. *J. Appl. Meteor.*, 17, 1566–1572.
- Heymsfield, A. J. und C. M. R. Platt (1984). A parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content. *J. Atmos. Sci.*, 41, 846–855.
- Heymsfield, A. J., K. M. Miller und J. D. Spinhirne (1990). The 27–28 October FIRE IFO cirrus case study: Cloud microstructure. *Mon. Wea. Rev.*, 118, 2313–2328.
- Hobbs, P. V. und A. L. Rangno (1985). Ice particle concentration in clouds. *J. Atmos. Sci.*, 42, 2523–2549.
- Holroyd, E. W. III. (1987). Some techniques and uses of 2D-C habit classification software for snow particles. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 4, 498–511.
- Houghton, J. T., L. G. M. Filho, B. A. Callander, N. Harris, A. Kattenberg und K. Maskell (Herausgeber) (1996). *Climate Change 1995*. Cambridge University Press. Contribution of WGI to the Second Assessment Report of the IPCC.
- Hovenac, E. A. und J. A. Lock (1993). Calibration of the forward-scattering spectrometer probe: Modeling scattering from a multimode laser beam. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 10, 518–525.

- Hunter, H. E., R. M. Dyer und M. Glass (1984). A two-dimensional hydrometeor machine classifier derived from observed data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 1, 28–36.
- Joe, P. und R. List (1987). Testing and performance of two-dimensional optical array spectrometers with greyscale. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 4, 139–150.
- Kim, Y. J. und J. F. Boatman (1990). Corrections for the effects of particle trajectory and beam intensity profile on the size spectra of atmospheric aerosols measured with a forward scattering spectrometer probe. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 7, 673–680.
- King, W. D. (1984). Air flow and particle trajectories around aircraft fuselages. I: Theory. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 1, 5–13.
- King, W. D., D. E. Turvey, D. Williams und D. J. Llewellyn (1984). Air flow and particle trajectories around aircraft fuselages. II: Measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 1, 14–21.
- Klepp, C.-P. (1995). *Statistik von Kaltluftausbrüchen am arktischen Eisrand*. Diplomarbeit, Universität Hamburg.
- Knollenberg, R. G. (1970). The optical array: An alternative to scattering or extinction for airborne particle size determination. *J. Appl. Meteor.*, 9, 86–103.
- Knollenberg, R. G. (1981). Techniques for probing cloud microstructure. In: P. V. Hobbs und A. Deepak (Herausgeber), *Clouds. Their Formation, Optical Properties, and Effects*, Academic Press, New York. S. 15–91.
- Knollenberg, R. G., K. Kelly und J. C. Wilson (1993). Measurements of high number densities of ice crystals in the top of tropical cumulonimbus. *J. Geophys. Res.*, 98, 8639–8664.
- Konrad II, C. E. und S. J. Colucci (1989). An examination of extreme cold air outbreaks over eastern North America. *Mon. Wea. Rev.*, 117, 2687–2700.
- Korolev, A. V. (1994). A study of bimodal droplet size distributions in stratiform clouds. *Atmos. Research*, 32, 143–170.
- Korolev, A. V., S. V. Kuznetsov und V. S. Novikov (1991). Evaluation of measurements of particle size and sample area from optical array probes. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 8, 514–522.
- Kottmeier, C., J. Hartmann, C. Wamser, A. Bochert, C. Lüpkes, D. Freese und W. Cohrs (1994). Radiation and Eddy Flux Experiment 1993 (REFLEX II). *Ber. Polarforsch.*, 133.

- Krupp, C. (1992). *Holographische Messungen an Eiskristallen in Cirruswolken während des Internationalen Cirrus Experiments ICE*. Diplomarbeit, Universität Köln.
- Kruspe, G. und S. Bakan (1990). The atmospheric structure during episodes of open cellular convection observed in KonTur 1981. *J. Geophys. Res.*, 95, 1973–1984.
- Lawson, R. P. und R. H. Cormack (1995). Theoretical design and preliminary tests of two new particle spectrometers for cloud microphysics research. *Atmos. Research*, 35, 315–348.
- Locatelli, J. D. und P. V. Hobbs (1974). Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.*, 79, 2185–2197.
- Löffler-Mang, M., T. Garbrecht und K. D. Beheng (1996). A laser-optical device for measuring cloud droplet size distributions. In: *Proc. 12th Int. Conf. Clouds and Precipitation*. Zürich, Schweiz. S. 338–341.
- Macke, A. (1994). *Modellierung der optischen Eigenschaften von Cirruswolken*. Dissertation, Universität Hamburg.
- Magono, C. und C. W. Lee (1966). Meteorological classification of natural snow crystals. *J. Fac. Sci., Hokkaidô University, Ser. VII*, II, Nr. 4, 321–336.
- Marshall, J. S. und W. M. Palmer (1948). The distribution of raindrops with size. *J. Meteor.*, 5, 165–166.
- Martin, G. M., D. W. Johnson und A. Spice (1994). The measurement and parametrization of effective radius of droplets in warm stratocumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 51, 1823–1842.
- Matrosov, S. Y., R. F. Reinking, R. A. Kropfli und B. W. Bartram (1996). Estimation of ice hydrometeor types and shapes from radar polarization measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 13, 85–96.
- Miloshevich, L. M. und A. Heymsfield (1996). A balloon borne cloud particle replicator for measuring vertical profiles of cloud microphysics: Instrument design and performance. In: *Proc. 12th Int. Conf. Clouds and Precipitation*. Zürich, Schweiz. S. 354–357.
- Miura, Y. (1986). Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, 43, 26–39.
- Moss, S. J. und D. W. Johnson (1994). Aircraft measurements to validate and improve numerical model parametrisations of ice to water ratios in clouds. *Atmos. Research*, 34, 1–25.

- Moss, S. J., P. N. Francis, D. W. Johnson und D. Percival (1998). The calculation and parametrisation of the effective radius of ice particles using aircraft data. Eingereicht bei Quart. J. R. Met. Soc. im Oktober 1995.
- Müller, G. (1995). *Mesoskalige Zellularkonvektion in Abhängigkeit von unterschiedlichen physikalischen Prozessen und synoptischen Randbedingungen—Numerische Simulationen*. Dissertation, Universität Hamburg. Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Reihe A, Nr. 16.
- Müller, G. und A. Chlond (1996). Three-dimensional numerical study of cell broadening during cold-air outbreaks. *Boundary-Layer Meteorol.*, 81, 289–323.
- Murakami, M. und T. Matsuo (1990). Development of the hydrometeor video-sonde. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 7, 613–620.
- Nakamura, K. und T. Asai (1995). Aircraft observation of a cloud-topped boundary layer during a cold air outbreak. *J. Met. Soc. Japan*, 73, 811–816.
- Nakaya, U. (1954). *Snow Crystals. Natural and Artificial*. Harvard University Press, Cambridge.
- Ninomiya, K. und T. Akiyama (1976). Structure and heat energy budget of mixed layer capped by inversion during the period of polar outbreak over Kuroshio region. *J. Met. Soc. Japan*, 54, 160–174.
- Paluch, I. R. (1979). The entrainment mechanism in Colorado cumuli. *J. Atmos. Sci.*, 36, 2467–2478.
- Pawlowska, H. und J.-L. Brenguier (1995). Optimal non-linear estimation for particle measurements. In: G. Brogniez (Herausgeber), *EUCREX European Cloud and Radiation Experiment. Seventh Workshop in Villeneuve d'Ascq, France 13–15 September 1994*. Laboratoire d'Optique Atmosphérique, U.F.R. de Physique Fondamentale Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq cedex, S. 64–69.
- Pinnick, R. G., D. M. Garvey und L. D. Duncan (1981). Calibration of Knollenberg FSSP light-scattering counters for measurement of cloud droplets. *J. Appl. Meteor.*, 20, 1049–1057.
- PMS. *Forward Scattering Spectrometer Probe PMS Model FSSP-100 Operating and Service Manual*. Particle Measuring Systems, Boulder, Colorado.
- PMS. *Optical Array Grey Probe PMS Model OAP-2D-GA2 Operating Manual*. Particle Measuring Systems, Boulder, Colorado.
- Pontikis, C. und E. Hicks (1992). Contribution to the cloud droplet effective radius parameterization. *Geophys. Res. Lett.*, 19, 2227–2230.

- Pruppacher, H. R. (1981). The microstructure of atmospheric clouds and precipitation. In: P. V. Hobbs und A. Deepak (Herausgeber), *Clouds. Their Formation, Optical Properties, and Effects*, Academic Press, New York. S. 93–182.
- Pruppacher, H. R. und J. D. Klett (1978). *Microphysics of clouds and precipitation*. D. Reidel Publ. Co., Dordrecht.
- Raga, G. B. und P. R. Jonas (1993). Microphysical and radiative properties of small cumulus clouds over the sea. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 119, 1399–1417.
- Rahman, M. M., R. G. Jaquot, E. A. Quincy und R. E. Stewart (1981). Two-dimensional hydrometeor image classification by statistical pattern recognition algorithms. *J. Appl. Meteor.*, 20, 536–546.
- Rangno, A. L. und P. V. Hobbs (1991). Ice particle productions and precipitation development in small polar maritime cumuliform clouds. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 117, 207–241.
- Reuter, A. (1994). *Zur Ableitung von Partikelgrößenverteilungen mit einer 2D-Greyprobe*. Diplomarbeit, Universität Hamburg.
- Reuter, A. und S. Bakan (1998). Improvements of cloud particle sizing with a 2D-Grey probe. Angenommen bei *J. Atmos. Oceanic Technol.*
- Rogers, R. R. und M. K. Yau (1989). *A Short Course in Cloud Physics*. International Series in Natural Philosophy. Pergamon Press, dritte Auflage.
- Rudels, B. und D. Quadfasel (1991). Convection and deep water formation in the Arctic Ocean – Greenland Sea system. *J. Marine Systems*, 2, 435–450.
- Schwerdtfeger, R. (1997). *Form und Anteil von Eisteilchen in kalten Wolken*. Diplomarbeit, Universität Hamburg.
- Slingo, A. und H. M. Schrecker (1982). On the shortwave radiation properties of stratiform water clouds. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 108, 407–426.
- Stith, J. L., D. A. Burrows und P. J. DeMott (1994). Initiation of ice: comparison of numerical model results with observations of ice development in a cumulus cloud. *Atmos. Research*, 32, 13–30.
- Sumner, G. (1988). *Precipitation: Process and Analysis*. John Wiley & Sons.
- Taylor, J. P. (1994). Measurements of the radiative and microphysical properties of stratocumulus over the South Atlantic and around the British Isles. *Atmos. Research*, 34, 27–41.

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Hartmut Graßl und Herrn Dr. Stephan Bakan für die Vergabe und Betreuung dieser Arbeit. Prof. Graßl war trotz seiner auswärtigen Verpflichtungen gern bereit, bei Problemen beratend zur Seite zu stehen. Herr Dr. Bakans stetes Interesse und die zahlreichen Diskussionen mit ihm waren sehr hilfreich und anregend.

Außerdem möchte ich mich bei den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern in meiner Arbeitsgruppe bedanken. Herr Dr. Andreas Chlond war stets bereit, mir bei Fragen zur Wolkenphysik weiterzuhelfen. Frau Dr. Margarita Betancor hat für mich Rechnungen zum Streuverhalten verschiedener Teilchenklassen in der FSSP durchgeführt. In allen Computerdingen war mir Herr Dr. Daniel Taurat eine große Stütze. Ihm und Herrn Dr. Heinz-Dieter Hollweg sowie Frau Barbara Zinecker danke ich auch für die korrigierende Durchsicht der Rohfassung dieser Arbeit. Ein herzliches „Dankeschön“ an alle außerdem für das gute Arbeitsklima.

Ohne die technische Unterstützung von Herrn Heinz-Hermann Brecht wären die Messungen mit den Teilchensonden nicht möglich gewesen. Neben ihm danke ich auch dem gesamten Team von ARKTIS 93, insbesondere den Piloten und Technikern der DO-128 von der TU-Braunschweig. Finanziell ermöglicht wurden die Messungen von dem Sonderforschungsbereich 318 *Klimarelevante Prozesse im System Ozean-Atmosphäre-Kryosphäre*.

Darüber hinaus danke ich meiner Familie und allen, die unterstützend hinter mir standen. Sie haben mir den Rücken gestärkt. Meine Frau war mit ihrer Liebe und Geduld immer für mich da. Danke.