# Turbulenz in Cirruswolken mittlerer Breiten

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

vorgelegt von

## **Markus Quante**

aus

Welver, Kreis Soest

## Hamburg

2006

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg

auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. Hartmut Graßl und Prof. Dr. Ehrhard Raschke

Hamburg, den 31.01.2006

Professor Dr. H. Schleicher Dekan des Fachbereichs Geowissenschaften



Meinen Eltern

## Inhalt

1.	Einleitung	
	1.1 Zur Bedeutung der Cirruswolken	1
	1.2 Cirruswolken und Turbulenz	3
	1.3 Zielsetzung dieser Arbeit	7
2.	Cirruswolken	
	2.1 Definition und Bezeichnungen	
	2.2 Klimatologische Aspekte	11
	2.3 Mikrophysikalisches und makrophysikalisches Erscheinungsbild	
	2.4 Bildung von Cirruswolken	18
	2.5 Cirruswolken in Modellen	22
3.	Turbulenz	
	3.1 Turbulenzeigenschaften	
	3.2 Turbulenzelemente und Energiekaskade	28
	3.3 Grundgleichungen für eine turbulente Strömung	31
	3.4 Maßzahlen der turbulenten Strömung	
	3.5 Spektrale Darstellung der atmosphärischen Turbulenz	38
	3.5.1 Der Bereich der Mikroturbulenz	39
	3.5.2 Der Bereich der Mesoturbulenz	41
	3.5.3 Der Bereich der Makroturbulenz	42
	3.6 Die freie Troposphäre	42
	3.6.1 Turbulenz in der freien Troposphäre	42
	3.6.2 Schwerewellen und Kelvin-Helmholtz Instabilitäten	
	3.7 Turbulenz und Dynamik in Cirruswolken: Bisherige Arbeiten	47
	3.7.1 Beobachtungen	47
	3.7.2 Modellstudien	51
4.	Messungen und Cirrus-Fallstudien	53
	4.1 Feldexperimente	53
	4.1.1 Die Experimente ICE'89, EUCREX'93 und CARL'99	53
	4.1.2 Feldkampagnen über dem ARM CART Messfeld	
	4.2 Messverfahren und Messplattformen	55
	4.2.1 Flugzeugmessung des Windes und seiner Fluktuationen	55
	4.2.2 Meßflugzeuge	
	4.3 Auswahl und Beschreibung der Flugmissionen	
	4.3.1 Vorbemerkungen	
	4.3.2 Ausgewählte Missionen	
	4.4 Synoptische Bedingungen und Strömungscharakter	

5. Ergebnisse und Analyse der Turbulenzmessungen	
5.1 Charakteristische Turbulenzstruktur	83
5.1.1 Zeitreihen	83
5.1.2 Vertikalprofile von Turbulenzparametern	
5.1.3 Vergleich mit Turbulenz in der stabilen Grenzschicht	96
5.1.4 Spektralanalyse	
5.1.4.1 Berechnungsverfahren	
5.1.4.2 Ergebnisse der Spektralanalyse	104
5.2 Vergleichende Analyse für ausgewählte Flugabschnitte	113
5.2.1 Histogramme der Vertikalwindfluktuationen	114
5.2.2 Energiedichtespektren und deren Variabilität	116
5.2.3 Energiedissipation	121
5.2.4 Längenskalen	124
5.2.5 Externe Intermittenz	125
5.3 Ausgewählte Beispiele zu Wellen, Wolkenkanten und Kondensstreifen	135
5.3.1 Wellen im Cirrusniveau	135
5.3.2 Turbulenz an Wolkenkanten	144
5.3.3 Turbulenz in Kondenstreifen	151
5.3.3.1 Hintergrund	151
5.3.3.2 Gealterter Kondensstreifen	152
5.3.3.3 Junger Kondensstreifen	155
5.4 Einordnung der Messergebnisse	159
5.4.1 Vergleich mit anderen Regionen der Atmosphäre	159
5.4.2. Bedeutung für die Cirrus-Modellierung	161
6. Zusammenfassung und Ausblick	165
7. Literatur	169
Anhang	
A Wavelet-Funktionen	A-1

A		A-1
<b>B</b> .1	Sabellen zur mittleren Vertikalstruktur	B-1
B.2	abellen zur Turbulenzstatistik	B-3

## Kapitel 1

## Einleitung

## 1.1 Zur Bedeutung der Cirruswolken

Eines der auffälligsten Merkmale der Erde, bei deren Anblick aus dem Weltall, ist die sich ständig verändernde Verteilung von Wolken in der Atmosphäre. Der mittlere, globale Bedeckungsgrad liegt dabei zwischen 60 % und 70 % (Rossow und Schiffer, 1999; Warren und Hahn, 2002; Raschke et al., 2005). Wolken haben einen vielfältigen Einfluss auf unser Wetter und Klima (Quante, 2004), sie sind integrale Komponenten des Erdsystems. Das Klima der Erde wird im wesentlichen durch den Strahlungsaustausch mit dem Weltraum bestimmt (Peixoto und Oort, 1992). Der Strahlungshaushalt unseres Planeten wird sowohl im thermischen wie auch im sichtbaren Wellenlängenbereich durch Wolken entscheidend geprägt. Bei den Austauschprozessen spielen diese eine große Rolle, indem sie zum einen die einfallende, solare Strahlung zum Teil streuen sowie Anteile absorbieren und die nach oben gerichtete, langwellige Strahlung zum großen Teil absorbieren und selbst mit einer häufig sehr viel niedrigeren Temperatur emittieren. Die Bilanz dieser gegeneinander wirkenden Strahlungsflüsse ergibt den im globalen Mittel kühlenden Einfluss der Wolken auf das derzeitige Klima (z.B. Ramanathan et al. 1989; Hartmann, 1993; Raschke et al., 2005). Die Größe des Kühleffektes hängt jedoch sehr empfindlich von den jeweiligen Beiträgen der Prozesse im kurzwelligen und langwelligen Strahlungsbereich zur Gesamtbilanz ab und zeigt große geographische Variabilität.

Neben dem Einfluss auf die Strahlungsbilanz kommt den Wolken auch eine Schlüsselrolle im Wasserkreislauf zu (Stephens und Greenwald, 1991; Chahine, 1992), hier sind insbesondere die niederschlagsbildenden Prozesse zu nennen. Wolken wechselwirken ferner mit Aerosolen, beeinflussen das elektrische Feld der Erde, transportieren Wärme, Feuchte und Spurenstoffe über große Entfernungen und interagieren mit der Dynamik. In den letzten Jahren hat zusätzlich zur Rolle der Polaren Stratosphärischen Wolken (PSCs) beim Abbau von Ozon die Bedeutung von Wolken im Bereich der Chemie der Troposphäre verstärktes Interesse geweckt (z.B. Lelieveld und Crutzen, 1991; Brasseur et al., 1999; Tie et al. 2003).

Dieser umfassenden Bedeutung von Wolken steht ein mitunter noch lückenhaftes Wissen in Bezug auf ihren Lebenszyklus, d.h. ihrer Bildung, Erhaltung und Auflösung, sowie ihrer mikrophysikalischen Zusammensetzung und deren Wechselwirkung mit der atmosphärischen Dynamik und Strahlung entgegen. Bei der nummerischen Modellierung von Wolken, Wolkensystemen zugehörigen Rückkopplungseffekten und bestehen noch große Unsicherheiten, dieses gilt insbesondere für die globalen Zirkulationsmodelle, die zur von Klimaänderungen im Zusammenhang Vorhersage mit dem anthropogenen Treibhauseffekt eingesetzt werden (z.B. Cess et al., 1990, 1996; Gates et al., 1999; Murphy et al. 2004; Zhang et al. 2005). Die Bedeutung des Einflusses verschiedener Repräsentationen von Wolken auf die globale Mitteltemperatur im Modell wurde eindrucksvoll von Senior und Mitchell (1993) demonstriert. So kommt auch der Bericht des Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) erneut zu dem Schluss, dass mit den Wolken und ihrem Einfluss auf die Strahlung immer noch besondere Unsicherheiten bei der modellbasierten Vorhersage des künftig zu erwartenden Klimas verbunden sind (Houghton et al., 2001). Neben der weiteren Vertiefung des Kenntnisstandes zu Wolkenprozessen und deren Parameterisierung scheint es geboten, zusätzlich zu den publizierten Modellvergleichsstudien die existierenden Modelle gezielt mit Hilfe von Daten zu bewerten (Randall et al., 2003).

Cirruswolken, die mit einem Bedeckungsgrad von deutlich über 20% in der oberen Troposphäre auftreten (Liou, 1986; Wang et al. 1996; Wylie und Menzel, 1999) und in allen Klimaregionen beobachtet werden, spielen eine besondere Rolle im Strahlungshaushalt der Erde und sind daher auch im Zusammenhang mit Studien zum anthropogenen Einfluss auf das Klima zu berücksichtigen (Liou, 1986, 1992). Sie lassen häufig aufgrund ihrer Semitransparenz (Wylie und Menzel, 1999) einen erheblichen Anteil der einfallenden, solaren Strahlung passieren. Terrestrische Strahlung wird von ihnen absorbiert, und sie selbst emittieren bei relativ niedrigen Temperaturen. Effektiv halten diese Wolken dabei langwellige Energie in der Atmosphäre zurück. Die Bilanz aus Albedoeffekt und Treibhauseffekt bestimmt letztendlich, ob die Cirruswolken einen erwärmenden oder abkühlenden Einfluss auf das Klima haben. Im Gegensatz zu den stratiformen Wasserwolken der unteren Troposphäre, besitzen Cirren das Potenzial, dass der langwellige Effekt überwiegt (Arking, 1991). In einem sich erwärmenden Klima mit einem erhöhten Cirrusanteil könnte es gegebenenfalls zu einer positiven Rückkoppelung kommen, was das gestiegene Interesse an diesem Wolkentyp erklärt.

Ein weiterer Aspekt des Einflusses von Cirruswolken auf Klima und Wetter ist durch ihre Funktion als Quelle für Eiskristalle in der Atmosphäre gegeben. Braham und Spyers-Duran (1967) konnten zeigen, dass Eiskristalle mehr als 5 km durch wolkenfreie Luft fallen können. Theoretische Berechnungen von Hall und Pruppacher (1976) ergeben Fallwege von bis zu 2 km. Herzegh und Hobbs (1980) beschreiben den Einfluss von cirrusgenerierten Eispartiken auf die Mikrophysik und Niederschlagserhöhung aus synoptischen Wettersystemen über den "seeder-feeder" Mechanismus (Houze, 1993).

Die Auswirkungen von Cirruswolken auf die Atmosphärenchemie sind noch wenig bekannt und erforscht. Allerdings gibt es erste Hinweise auf einen wichtigen Einfluss der Eiswolken auf die Chemie der oberen Troposphäre. Neuere Feld- und Laborstudien weisen den Cirren ein Aktivierungspotenzial für Chlor zu, womit beobachtete, niedrigere Ozonkonzentrationen in der Tropopausenregion zu erklären wären (Borrmann et al.; 1996; Kley et al., 1996; Reichardt et al., 1996; Solomon et al., 1997, Poumeau et al., 2000). Heterogene Chemie an Eispartikeln wird auch als möglicher, bedeutender Einfluss auf Stickoxidkonzentrationen in der oberen Troposphäre angesehen. Zondlo et al. (2000) stufen die Aufnahme von HNO<sub>3</sub> durch Cirruspartikel als potenziell wichtig ein. Diese Autoren unterstreichen zudem die Möglichkeit der Adsorption von HCl und  $H_2SO_4$  an Eiskristallen. Es ist zu erwarten, dass sich das Forschungsfeld der heterogenen Chemie an Eiskristallen in der Troposphäre ausweiten wird.

Auf den Massenaustausch zwischen Troposphäre und Stratosphäre können Cirruswolken durch Strahlungsdestabilisierung ebenfalls eine Rolle spielen (Danielsen, 1982) und so zum Wasserdampf- und Spurengaseintrag in die Stratosphäre beitragen. Dünner, persistenter Cirrus und tropischer Cirrus sind wahrscheinlich wichtige Faktoren im Wasserhaushalt der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre (UTLS) mit möglichen Auswirkungen auf die Chemie und Strahlungsprozesse in der Stratosphäre (z.B. Rosenfield et al., 1998; McFarquhar et al., 2000; Hartman et al., 2001; Jensen et al., 2001). Die Eiswolken in den tropischen Regionen zeigen im Vergleich zu denen der mittleren Breiten ein durchaus abweichendes Erscheinungsbild, das auf den lateralen Eintrag über hochreichende Konvektion (Injektionscirrus; Sassen, 2002) oder das sehr langsame Aufsteigen von Feuchteschichten in die Tropopausenregion zurückzuführen ist (Jensen et al., 1996). Diese häufig optisch sehr dünnen Cirren der Tropen bedecken große Gebiete und zeichnen sich durch eine sehr lange Lebensdauer aus (Wang et al., 1994).

Aus all den aufgeführten Gründen ist zu ersehen, dass Cirren eine signifikante Rolle in der Atmosphäre einnehmen, was auch das breite Interesse an diesen Wolken begründet. Eine zusammenfassende Darstellung der Bedeutung der Cirruswolken im Klimasystem und im globalen Wandel ist bei Stephens (2002) zu finden.

#### 1.2 Cirruswolken und Turbulenz

Wie oben ausgeführt ist es von besonderer Bedeutung, ob sich die Cirrusbewölkung in einem sich wandelnden Klima verändern würde, und ob diese Veränderung eine antreibende Erwärmung eher verstärken oder ihr entgegenwirken würde. Letzteres hängt empfindlich von den sich dabei einstellenden Wolkeneigenschaften ab (Stephens et al., 1990; Baker, 1997). Neben den strahlungsrelevanten, mikrophysikalischen Eigenschaften selbst, ist es insbesondere auch wichtig wo und wie lange diese "Mikrophysik" aktiv ist. Dieses hängt vom Lebenszyklus der Wolken ab, der eng mit dynamischen Prozessen verknüpft ist, zu denen die



Abbildung 1.1: Beispiele zum Einfluss von dynamischen Vorgängen auf die Wolkenstruktur in Cirren. Gezeigt sind Rückstreuleistungen eines Lidars: a) eine sich brechende Welle wird in der Wolkenstruktur sichtbar (26.09.97 über Lamont, Oklahoma); b.) Wirbel verschiedener Größen am Unterrand einer komplex strukturierten Cirrusschicht (21.04.96 über Lamont, Oklahoma). Die Lidardaten wurden von Prof. K. Sassen, University of Alaska, zur Verfügung gestellt.

auf kleinerer Skala agierende Turbulenz in der Bildungs- wie in der Entwicklungsphase gehört. Turbulenz beeinflusst auch die wolkeninterne Struktur und das makrophysikalische Erscheinungsbild, diese bestimmen zusammen mit den mikrophysikalischen Eigenschaften den Strahlungseinfluss der Wolken. Liou und Rao (1996)weisen den Wolkeninhomogenitäten in Cirrusschichten eine signifikante Bedeutung für die solaren Transmissionsmuster der ausschlaggebende Reflexionsund zu, Einfluss der Wolkenmorphologie auf die Winkelverteilung der reflektierten Strahlung wird von Tsay et al. (1996) herausgestellt. Beispiele für den Einfluss dynamischer Prozesse auf die Morphologie von Cirruswolken sind in Abbildung 1.1 zu sehen, dargestellt sind Rückstreuleistungen eines in hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung betriebenen Lidars. Das mit einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität verbundene Brechen einer Welle in Abbildung 1.1a verdeutlicht die Möglichkeit der Modifikation über die Tiefe einer ganzen Wolkenschicht, Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten sind zudem eine wichtige Quelle für Turbulenz in der oberen Troposphäre. Bei den augenfälligen Strukturen am Unterrand einer Cirruschicht in Abbildung 1.1b handelt es sich um verschachtelte Wirbel unterschiedlicher Größe (Wirbelkaskade), die den Übergang Wolke zum wolkenfreien Raum dominierten. Ohne die Betrachtung von Turbulenz und Wirbeldynamik sind solche Strukturen nicht zu beschreiben bzw. zu modellieren.

Neben dem Einfluss kleinskaliger Instabilitäten und der Turbulenz auf die das Strahlungsfeld bestimmende Wolkenstruktur, können diese auch zu Modifikationen auf größeren Skalen führen. Ein Beispiel dazu ist in Abbildung 1.2 zu sehen. Die in der Abbildung aufgetragenen Radarreflektivitäten zeigen ein komplexes, mehrschichtiges Wolkensystem im Verbund mit einem vertikal mächtigen Cumulonimbus. Die in zellenförmigen Elementen im Höhenbereich zwischen 9 km und 10 km gebildeten Eiskristalle, verdrifteten nach dem Ausfallen unter Einfluss der Windscherung und gelangten in tiefere Schichten. Die zu sehenden Fallstreifen markieren den Weg der Kristalle in das konvektive System im rechten Drittel der Abbildung. Dort griffen sie wahrscheinlich verstärkend in die Bildung von Niederschlag ein, dessen



Abbildung 1.2: Äquivalente Radarreflektivität gemessen mit dem GKSS 95 GHz Wolkenradar als Funktion der Höhe und der Zeit am 30. September 1999 über Geesthacht.

Signatur unterhalb von ca. 2 km zu sehen ist. Die durch dynamische Vorgänge und Turbulenz ermöglichte Bildung von Cirruszellen übt durch derartige *"seeder-feeder"*-Prozesse einen Einfluss auf die Intensität und Struktur von Niederschlagsereignissen aus. Hierbei hängen die effektiven Fallgeschwindigkeiten der Partikel nicht nur von der Größe und Form der Kristalle ab, sondern werden auch durch turbulenzbedingte, lokale Auf- und Abwinde bestimmt. Existierende Cirrusmodelle haben noch große Schwierigkeiten das Ausfallen von Kristallen, das den Wassergehalt und Lebenszyklus der Bildungszellen bestimmt, richtig zu beschreiben (Starr und Quante; 2002; Randall et al., 2003). Der Feinstruktur der Turbulenz kann fundamentale Bedeutung bei der Entwicklung der Wolken und den mit ihnen verbundenen Niederschlägen zukommen (z.B. Vaillancourt und Yau, 2000; Muschinski und Lenschow, 2001).

Turbulente Strömungen ermöglichen im Vergleich zu den laminaren einen effizienteren Transport in alle Raumrichtungen und eine damit verbundene schnellere Durchmischung von passiven und aktiven Beimengungen (Dimotakis, 2005). Wichtigste Funktion von atmosphärischer Turbulenz in Hinblick auf Wolken ist der Transport von Impuls und Wärme auf der Mikroskala sowie das Mischen von Feuchte, Wolkenpartikeln und Aerosolen innerhalb der Wolken und über ihre Ränder hinweg, wodurch die Evolution der Wolken entscheidend geprägt wird.

Cirruswolken organisieren sich im Wechselspiel zwischen mikrophysikalischen und dynamischen Prozessen, die eng an die lokalen Strahlungseinflüsse gekoppelt sind. Dabei dem Einfluss des äußeren Strahlungsfeldes, der großskaligen unterliegen sie thermischen Schichtung in Bewegungsvorgänge und der der Atmosphäre. Eine Hintergrundströmung mit signifikanter Windscherung in thermisch stabiler Schichtung ist Cirrusniveau der mittleren Breiten. Nukleationsprozesse, typisch für das das



Abbildung 1.3: Interaktion zwischen Mikrophysik, Strahlung und Turbulenz in Cirruswolken.

Eiskristallwachstum und die Partikelform sind durch die lokale Temperatur und das Feuchteangebot bestimmt, die eng an die Intensität und Dauer lokaler Auf- und Abwinde geknüpft sind. Die Strahlungseigenschaften ergeben sich aus den mikrophysikalischen Eigenschaften. Sie bestimmen die Erwärmungs- und Abkühlungsraten, die wiederum entsprechende Auswirkungen auf die dynamischen Vorgänge in der Wolke mit Rückwirkung auf die Mikrophysik haben. Die Turbulenz stellt dabei ein wichtiges Kopplungsglied zwischen Mikrophysik und Strahlung dar. Die relevanten Prozesse wechselwirken miteinander und führen dadurch zu einem komplexen Cirrussystem, was insbesondere auch auf die nichtlineare Abhängigkeit der Strahlungseigenschaften von den mikrophysikalischen Parametern zurückgeht (Clothiaux et al., 2005). Das Schema in Abbildung 1.3 stellt einige wichtige Wege der Wechselwirkungen zwischen Turbulenz/Dynamik, Mikrophysik und Strahlung dar. Die quantitativen Aspekte der relevanten Interaktionspfade sind noch weitestgehend unbekannt.

Während die mikrophysikalischen und thermodynamischen Eigenschaften im Fokus von Feldexperimenten standen (z.B. Heymsfield und Platt, 1984; Dowling und Radke, 1990; Heymsfield und McFarquhar, 2000), liegen nur wenige auf Messungen basierende Arbeiten zur Turbulenz und Dynamik in Cirruswolken vor und damit zu Prozessen, die auf den Lebenszyklus und die Struktur der Wolken einen prägenden Einfluss haben. Speziell fehlen in stratiformen Wolken der freien Troposphäre Messungen zu den spezifischen Intensitäten der Turbulenz, und dieses insbesondere in Beziehung zur Windscherung (Hallett und Isaac, 2001). Eine Schwierigkeit, Aussagen zur Turbulenz in Cirruswolken aus der feinskaligen, mikrophysikalischen Struktur, für die deutlich mehr Datensätze existieren, abzuleiten, besteht in möglichen zeitlichen Verschiebungen zwischen den Beobachtungen und den prägenden dynamischen Ereignissen. Eine momentan beobachtete Wolkenstruktur kann durch zurückliegende Turbulenzereignisse ausschlaggebend beeinflusst sein und nach deren Abklingen ihr turbulentes Erscheinungsbild beibehalten haben. In der ozeanographischen Literatur hat sich für dieses Phänomen der Begriff fossile Turbulenz etabliert (z.B. Gibson, 1987).

Auch für Fernmessverfahren zur Ermittlung von Wolkeneigenschaften können Informationen zur Turbulenz im Cirrusniveau sehr hilfreich sein. Zum Teil sind existierende Unsicherheiten insbesondere bei aktiven Verfahren auf die unbekannte, räumliche Orientierung der streuenden Objekte zurückzuführen. Die momentane Ausrichtung der Eiskristalle hängt von ihren aerodynamischen Eigenschaften und der lokalen Reynoldszahl (Hallet et al., 2002) wie auch von der Turbulenzintensität auf der Partikelskala ab (Klett, 1995).

Aufgrund der Bedeutung der Turbulenz für die genannten Aspekte im Zusammenhang mit Cirruswolken einerseits und der unbefriedigenden Kenntnislage andererseits erscheint eine Vertiefung des Wissens zur Turbulenz in Cirren basierend auf Analysen von *in-situ* Beobachtungen äußerst wünschenswert.

### 1.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Wie die vorausgegangenen Ausführungen zeigen, kommt den Cirruswolken im Strahlungshaushalt und im Klima der Erde eine besondere Bedeutung zu, die es insbesondere auch gilt in Klimamodellen realitätsnah zu berücksichtigen. Dazu sind Kenntnisse der physikalischen Prozesse im Lebenszyklus der Cirren erforderlich, die zu deren Bildung, Erhaltung und Auflösung beitragen. Genauere Vorstellungen von den Interaktionen von Strahlung, Wolkenmikrophysik und wolkeninterner Dynamik/Turbulenz fehlen noch immer. vorhandenen Studien dazu basieren weitestgehend auf Simulationen Die mit wolkenauflösenden Modellen, die ihrerseits kaum mit experimentellen Daten verglichen bzw. bewertet wurden. Während die Datenlage für solche Zwecke im Bereich mikrophysikalischer Parameter als zumindest befriedigend bezeichnet werden kann, fehlen bisher umfassende Studien zu dynamischen Größen in Cirruswolken, die auf Beobachtungsdaten basieren und die Turbulenzstruktur unter unterschiedlichen, atmosphärischen Bedingungen vergleichend behandeln. Der Umfang der dazu erforderlichen Datensätze aus Feldexperimenten ist begrenzt.

Während verschiedener Feldexperimente in Europa und in den Vereinigten Staaten wurden in den letzten Jahren mit hochfliegenden, meteorologischen Forschungsflugzeugen auf Flugmustern räumlich hochauflösende Messungen wolkenabdeckenden der Windkomponenten in Turbulenzauflösung gemacht, die zu einer systematischen Auswertung und vergleichenden Analyse herangezogen werden konnten. Dabei handelt es sich um Messungen, die zwischen 35°N und 60°N gemacht wurden und somit Cirruswolken charakterisieren, deren Entwicklung hauptsächlich mit synoptischen Wettersystemen der mittleren Breiten assoziiert war oder durch den Strahlstrom geprägt war. Im Gegensatz zu den hier untersuchten Cirruswolken, zeigen die Eiswolken in den Tropen ein anderes Erscheinungsbild, einige von ihnen wurden aufgrund ihrer enormen Horizontalausdehnung und geringen vertikalen Mächtigkeit (Peter et al., 2003) auch schon als "laminarer Cirrus" bezeichnet (Winker und Trepte, 1998). Zur Frage inwieweit sich die Cirruswolken der mittleren Breiten dagegen als "turbulenter Cirrus" charakterisieren lassen, soll diese Arbeit einen wesentlichen Beitrag leisten.

Ein wichtiges Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, mit Hilfe dieser flugzeuggestützten Turbulenzmessungen typische Bewegungsformen und die Turbulenzstruktur in den untersuchten Cirruswolken zu erschließen und zu quantifizieren und im Hinblick auf ihre potenzielle Bedeutung im Lebenszyklus zu beschreiben und in der Form zu bewerten, dass die Ergebnisse weitergehenden Studien zur Rolle von dynamischer Prozessen im Cirrusniveau als Grundlage dienen können. Insbesondere sollen der wolkenauflösenden Modellierung von Eiswolken in der oberen Troposphäre Turbulenzparameter an die Hand gegeben werden, die eine Bewertung der Modelle in Hinblick auf dynamische Prozesse unterstützen oder als Richtgrößen für das Aufsetzen von Modellläufen herangezogen werden können. Die weistestgehend auf Parameterisierungen beruhende Darstellung von Cirren in großskaligen Modellen kann auch durch beobachtete Turbulenzdaten, Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen und abgeleitete Längenskalen verfeinert und möglicherweise verbessert werden. Dazu werden charakteristische Turbulenzgrößen und Längenskalen mit den das Strömungsfeld im Wolkenniveau kennzeichnenden Parametern in Verbindung gebracht.

Neben der Präsentation von statistischen Größen werden insbesondere auch die aus Turbulenzspektren ableitbaren Charakteristika und das intermittierende Auftreten der Turbulenz in Cirruswolken herausgestellt.

Die Resultate und Erkenntnisse aus dieser Arbeit sollen nicht zuletzt auch dazu dienen, die Planung von Messstrategien für zukünftige Feldexperimente zur Erfassungen von Turbulenz in Cirruswolken zusammen mit anderen relevanten Größen wie der Mikrophysik zu verbessern, um einige diesbezügliche Schwächen zurückliegender Messkampagnen zu umgehen und die Analysemöglichkeiten und dadurch die Aussagekraft der experimentellen Daten zu erweitern.

Nach dieser Einleitung werden im Kapitel 2 einige Grundlagen zu Cirruswolken wie klimatologische Aspekte, mikro- und makrophysikalische Eigenschaften und Bildungskonzepte sowie der Stand der Modellierung in dem Umfang zusammengetragen, wie er für die weitere Interpretation und Diskussion der hier im Vordergrund stehenden dynamischen Aspekte hilfreich ist.

Im Kapitel 3 wird ein Überblick zur Turbulenz gegeben, der dann auf die atmosphärische Turbulenz, und hier insbesondere den Aspekten der Turbulenz der freien Troposphäre, ausgeweitet wird. Die Ergebnisse von Messungen sind vor diesem Hintergrund zu interpretieren, wenn es gilt die beobachtete Heterogenität der Wolkeneigenschaften und Struktur von Cirren zu erklären.

Kapitel 4 dieser Arbeit stellt die Datengrundlage vor. Es werden die Feldexperimente, Messträger und Auswerteverfahren kurz vorgestellt, um dann die der Turbulenzanalyse zugrundeliegenden Fallstudien zu charakterisieren. Die umfassende Präsentation und Diskussion der Turbulenzergebnisse findet in Kapitel 5 statt. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und im Ausblick einige Hinweise auf wünschenswerte Ergänzungen zu Messstrategien für zukünftige Experimente gegeben. Einige Details zur Datenanalyse sowie ergänzende Zahlenwerte für Turbulenzparameter sind im Anhang zusammengestellt.

## Kapitel 2

## Cirruswolken

In diesem Kapitel werden die Cirruswolken vorgestellt. Neben einer Definition wird ihre globale Verteilung und insbesondere der Kenntnisstand ihrer Zusammensetzung, Struktur und Aspekte der Bildungsprozesse in dem Umfang zusammengetragen, wie es für die Diskussion und Einordnung der Ergebnisse dieser Arbeit hilfreich sein wird. Zudem wird ein Überblick zur nummerischen Modellierung von Cirren gegeben, ein Bereich der potenziell von Beobachtungsstudien profitieren kann.

## 2.1 Definition und Bezeichnungen

Laut World Meteorological Organization (WMO) *ist eine Wolke eine Anhäufung kleiner, schwebender Partikel aus Wasser oder Eis oder beidem, die über der Erdoberfläche in genügend hoher Konzentration auftreten, um sichtbar zu sein.* Obwohl Wolken in weiten Bereichen der Atmosphärenforschung eine Rolle spielen, existiert überraschenderweise keine allgemein akzeptierte, quantitative Definition des Begriffs *Wolke.* Der moderne Gebrauch des Begriffs Wolke schließt mitunter auch Anhäufungen von Wolkenpartikeln ein, die dem menschlichen Auge ohne technische Hilfsmittel verschlossen bleiben und daher als subvisuell bezeichnet werden.

Es existieren viele verschiedene Typen von Wolken, Klassifizierungen beruhen auf ihrer Zusammensetzung, Form und inneren Struktur. Die erste, auf morphologischen Betrachtungen basierende Wolkenklassifikation wurde von Lamarck im Jahr 1802 erstellt. Den lateinische Ausdruck *cirrus* zur Benennung der Eiswolken hat Luke Howard eingeführt, der 1803 in seiner Klassifikation die heute noch gebräuchlichen Wolkengattungen definierte. Hinweise auf die Existenz von Eiskristallen in der hohen Atmosphäre hatte schon Descartes im Zusammenhang mit der Beschreibung von Halobeobachtungen in seiner berühmten Abhandlung "Discours de la methode" gegeben (Lynch, 2001).

Der aktuelle, internationale Wolkenatlas der World Meteorological Organization (1975, 1987) unterscheidet 10 Hauptgruppen (Gattungen) von Wolken mit jeweils mehreren Spezies, die ihrerseits in verschiedenen Variationen auftreten können. Bei drei der Hauptgruppen handelt es sich um Wolken, die überwiegend aus Eiskristallen bestehen: *Cirrus, Cirrocumulus* und *Cirrostratus:* 

*Cirrus*: Einzeln stehende Wolken in Form von weißen, feinen Fasern, weiß bis grauen Flecken oder schmalen Bändern. Cirrus besteht fast ausschließlich aus Eiskristallen.

*Cirrocumulus:* Dünne, weiße Decke oder Schicht, die aus sehr kleinen, flockigen Elementen oder gekräuselten Wellen besteht, die mehr oder weniger regelmäßig angeordnet sind. Die

meisten der Einzelelemente haben eine Größe von weniger als einem Grad Winkelauflösung. Es herrscht Koexistenz aus Eiskristallen und unterkühlten Wassertropfen.

*Cirrostratus:* Transparenter weißer Wolkenschleier von gemäßigt faseriger Struktur, der große Teile des Himmels bedeckt und häufig für Haloerscheinungen verantwortlich ist. Cirrostratus setzt sich hauptsächlich aus Eiskristallen zusammen.

Häufig auftretende Spezies sind *uncinus, spissatus, fibratus,* und *nebulosus.* Aus Cirruswolken fällt gewöhnlich kein Niederschlag, der den Boden erreicht. In Tabelle 2.1 sind die Gattungen mit den jeweiligen Spezies und Varianten aufgelistet.

Familie	Gattung	Spezies	Variante
Hohe Wolken (>7 km)	cirrus	castellanus floccus spissatus uncinus	duplicatus intortus radiatus vertebrarus
	cirrostratus	nebulosus fibratus	undulatus duplicatus
	cirrocumulus	lenticularis castellanus floccus stratiformis	undulatus lacunosus

Tabelle 2.1: Gattung, Spezies und Varianten von Eiswolken der hohen Troposphäre, wie sie im Internationalen Wolkenatlas (WMO, 1975, 1987) unterschieden werden. Auf die Aufführung der dort angegebenen, ergänzenden Kategorien wird hier verzichtet.

In den extrem kalten Regionen an den Polen können sich Eisschichten in der Atmosphäre direkt in Bodennähe bilden, sie werden dort Diamantnebel genannt. Eiswolken treten auch im Zusammenhang mit dem Ausfluss von Gewitterwolken (*Cumulonimbus*) auf, sie stellen bezüglich der Masse oft den Hauptanteil solcher Gebilde dar und bleiben häufig erhalten bzw. entwickeln eine Eigendynamik, wenn sich die Mutterwolken schon aufgelöst haben (Lilly, 1988; Cotton und Anthes, 1989).

Zwei Sonderformen von Eiswolken, die noch nicht in der WMO Wolkenklassifikation erfasst sind, sollen hier noch erwähnt werden, da sie in den letzten Jahre das Interesse der Klimaforschung und auch militärisch orientierter Forschung auf sich gezogen haben. Das sind zum Einen die Kondensstreifen, die bei geeigneten Bedingungen im Nachlauf von Flugzeugen aus den Abgasprodukten Wasserdampf und Aerosol in kalter und feuchter Umgebung entstehen. Kondensstreifen halten sich möglicherweise viele Stunden, wobei sie sich auch durch Windscherung und Turbulenz angetrieben zu Cirruswolken entwickeln können (Penner et al. 1999; Schumann 2001). Zum Anderen sind noch die mit dem bloßen Auge nicht sichtbaren Eiskristallschichten in der hohen Troposphäre anzusprechen, die sehr häufig anzutreffen sind (Barnes, 1980; Lynch und Sassen, 2001). Es wird von subvisuellem Cirrus gesprochen. Es bleibt zu erwähnen, dass auch andere Wolkengattungen einen erheblichen Partikelanteil in der Eisphase aufweisen können.

Die WMO-Definition der Cirruswolken basiert auf ihrem sichtbaren Erscheinungsbild unter Tageslichtbedingungen und ist ausschließlich morphologisch orientiert. Relevante Eigenschaften wie der Eiswassergehalt, die optische Tiefe oder die Höhe und Temperatur fließen nicht direkt in die Definition ein. Sassen (2002) diskutiert mögliche Erweiterungen der Definition und plädiert für ein physikalisch begründetes Klassifizierungsschema. Die optische Tiefe wird als geeignete Größe zur Unterscheidung der Gattung *Cirrus* insbesondere von den häufig mit ihnen verwechselten Altostratuswolken favorisiert. Sassen (2002) schlägt vor, dass die obere Grenze der optischen Tiefe für Cirruswolken zwischen 3 bis 5 angesetzt werden sollte. Wenn im weiteren von Cirruswolken (bzw. kurz Cirren) gesprochen wird, so sind die hauptsächlich aus Eiskristallen bestehenden, faserigen Wolken der oberen Troposphäre gemeint.

## 2.2 Klimatologische Aspekte

Klimatologische Kenntnisse über die Verteilung von Cirruswolken in der Atmosphäre sind nicht nur im Zusammenhang mit ihrem Einfluss auf die Strahlungsbilanz und ihr mögliches verändertes Verhalten in einem sich ändernden Klima von Interesse, ihr Auftreten in bestimmten Regionen kann auch mit dynamischen Ereignissen korreliert werden und somit Aufschlüsse zu Bildungsmechanismen liefern.

In den zurückliegenden Jahren stieß die Erstellung einer zuverlässigen Cirrusklimatologie immer wieder auf Schwierigkeiten. Die zur Verfügung stehenden Beobachtungsmethoden, die vom Bodenbeobachter bis zu Methoden basierend auf satellitengestützten, mehrkanaligen Radiometern reichen, haben jeweils ihre eigenen Begrenzungen bezüglich der Detektierbarkeit der hohen Eiswolken. Eine deutliche Verbesserung bezüglich der lückenlosen Erfassung von Cirren und ihrer geometrischen Parameter ist von den geplanten bzw. kurz vor der Realisierung stehenden Satellitenmissionen zu erwarten, die aktive Fernmessverfahren wie Radar und Lidar tragen. Hier sind die Missionen CloudSat (Stephens et al. 2002) und die von der ESA und NASDA geplante Mission EarthCare (ESA 2001) zu nennen.

Obwohl wie im Kapitel 1.1 erwähnt Cirren als eine wichtige Wolkengattung im Energiehaushalt unseres Planeten gelten, existiert momentan keine zuverlässige, globale wesentlichen makroskopischen Klimatologie ihrer Eigenschaften, wie sie für Strahlungstransportstudien und Modellbewertungen erforderlich wären. Dies sind neben der horizontalen Erstreckung (dem Bedeckungsgrad) insbesondere die Wolkenart, die Wolkenhöhe und die Wolkendicke. Die verfügbaren Klimatologien basieren entweder auf Bodenbeobachtungen oder auf passiven Fernmessungen vom Satelliten aus. Beide Methoden haben ihre Begrenzungen, so können zum Beispiel Bodenbeobachter bei einer Bedeckung mit tiefen Wolken hohe Wolken nicht sehen, und für die passive Satellitenfernmessung sind tiefe Wolken unter optisch dichten, mittelhohen und hohen Wolken nicht detektierbar. Es bestehen auch Schwierigkeiten hohe Wolken über Schnee und Eis zu identifizieren, da die Kontraste in der Albedo oder der Temperatur nicht ausreichen (Warren und Hahn, 2002). Die Satellitenklimatologien sind erst seit Mitte der 80er Jahre verfügbar.

Die am häufigsten zitierte Klimatologie ist die von Warren et al. (1986, 1988), die auf Bodenbeobachtungen beruht und den Bedeckungsgrad, die Wolkenhöhe und die Wolkendicke nach Wolkengattung aufgeschlüsselt angibt. Die Ergebnisse der zeitlichen Ausweitung der Klimatologie fließen in Warren und Hahn (2002) ein. Es sei angemerkt, dass Cirren von den Wetterbeobachtern als häufigste Wolkengattung gemeldeten werden. Der zonal gemittelete Cirrusbedeckungsgrad zeigt in den Tropen sowie in den mittleren Breiten entlang der Zugbahnen der Tiefdruckgebiete jeweils ein Maximum. Die Bedeckung am Tage ist in den Tropen unabhängig von den Jahreszeiten hoch, über Nordamerika und Asien gilt dies nur für September, Oktober und Dezember. Weiterhin werden Cirren häufiger über Land als über den Ozeanen und Küstengebieten gemeldet, nach Warren und Hahn (2002) sind dies Bedeckungsgrade von 22 % bzw. 13 %.

Die Ergebnisse des International Cloud Climatology Project, ISCCP, (Schiffer und Rossow, 1983; Rossow und Schiffer, 1999) stellen die umfassendste Satellitenklimatologie dar. In Tabelle 2.2 ist die Häufigkeit des Auftretens und der Bedeckungsgrad von Cirruswolken aus den Bodenbeobachtungen denen aus der ISCCP-Klimatologie für Land- und Ozeangebiete gegenübergestellt.

	Häufigkeit über Ozeanen	Bedeckung über Ozeanen	Häufigkeit über Land	Bedeckung über Land
	[%]	[%]	[%]	[%]
Bodenbeobachtungen	37	13	47	23
ISCCP		18		21.1

Tabelle 2.2: Häufigkeit und Flächenbedeckung für Cirruswolken nach einer auf Bodenbeobachtungen basierenden Klimatologie (Warren et al. 1986, 1988) sowie nach der ISCCP Klimatologie (Rossow und Schiffer, 1999).

In einer Strahlungstransportstudie untersuchen Chen et al. (2000) den Strahlungseinfluss von Cirren in Abhängigkeit von der optischen Dicke für die aktuelle ISCCP-Wolkenklimatologie. Danach kommen dünne Cirren ( $0,02 < \tau < 3,55$ ) mit einem Bedeckungsanteil von 13 % am häufigsten vor, sie besitzen als einzige Wolkengruppe einen positiven Nettostrahlungseffekt am Oberrand der Atmosphäre. Bei den optisch dickeren Cirren überwiegt der Albedoeffekt. Eine noch in quantitativer Hinsicht unbestimmte Rolle spielen die kaum sichtbaren Cirren ( $\tau < 0.03$ ). Sie sind schwer zu erfassen, scheinen aber ein verbreitetes Vorkommen zu haben (Winker und Trepte, 1998; Immler und Schrems, 2002). Eine jahreszeitliche Verteilung optisch dünner Cirren über den Ozeanen wird von Prabahkara et al. (1988) angegeben. Die Autoren haben mit Hilfe von Satellitenanalyseverfahren viele aus möglicherweise sehr kleinen Kristallen bestehende, kaum sichtbare Cirren über den Ozeanen zwischen 50°N und 50°S ausgemacht, die sich möglicherweise von ihren Mutterwolken gelöst haben und wahrscheinlich in den oben genannten Klimatologien nicht repräsentiert sind. Solche Wolken

erscheinen oft über den konvektiv aktiven Gebieten der Atmosphäre, z.B. in der Nähe der innertropischen und südpazifischen Konvergenzzonen (ITCZ bzw. SPCZ). Wie die dünnen Cirren besitzen subvisuelle Cirren das Potenzial zur Erwärmung der Erde beizutragen.



Abbildung 2.1: Häufigkeit der Bedeckung oberhalb von 7 km Höhe abgeleitet aus den Analysen des HIRS. Es sind die monatlichen Mittelwerte über einen Zeitraum von acht Jahren dargestellt. (Abbildung von D. Wylie).

Eine speziell auf die hohen Wolken ausgerichtete Klimatologie, die auch Vertikalverteilungen ansatzweise auflösen kann, beruht auf der Analyse von Infrarotkanälen des HIRS am Rand des atmosphärischen Fensters zur CO<sub>2</sub> Bande (13 bis 15 µm), das auf den polarumlaufenden NOAA-Satelliten installiert ist (Wylie et al., 1994). Bisher sind klimatologische Auswertungen für acht Jahre, 1989 bis 1997, verfügbar (Wylie und Menzel, 1999). Abbildung 2.1 zeigt Monatsmittelwerte der globalen Verteilung des Bedeckungsgrades für Wolken in Höhen von größer als 7 km. Die Cirren treten im allgemeinen dort auf, wo die die Bildung begünstigenden meteorologischen Bedingungen wie Cumulonimbuskonvektion, barokline Fronten und Tiefdruckgebiete sowie orographisches Heben gegeben sind. Cirren besitzen über Indonesien und Teilen des Kongo im Sommer eine Häufigkeit von nahezu 100 %. Das mit der ITCZ verbundene Wolkenband bewegt sich jahreszeitlich bedingt von Nord nach Süd. Eine ausgeprägte Cirrusbedeckung ist auch in den Breitenbändern zwischen 30° und 60° zu verzeichnen, in denen sich die mit den wandernden Tiefdruckgebieten verbundenen Fronten von West nach Ost bewegen. Über dem Nordatlantik und Nordpazifik treten in bestimmten Monaten Bedeckungsgrade von über 60 % auf. Wylie und Menzel (1999) weisen auch auf eine Zunahme der Cirrusbedeckung in den mittleren Breiten der Nordhalbkugel hin, die sie mit 0.5%/Jahr beziffern. Auffällig ist auch die im nördlichen Winter große Häufigkeit (>

50%) an hohen Wolken über dem Himalaya-Gebiet. Als Mittelwert für die Wolken oberhalb von 6 km geben Wylie und Menzel (1999) 34 % für die Sommer- und die Wintermonate an.

Es zeigt sich, dass klimatologische Angaben große Abhängigkeiten von Beobachtungsweise bzw. dem verwendeten Satelliteninstrumenten zeigen. Ein Vergleich von HIRS- und ISCCP-Wolkendaten zeigte 12% mehr Cirrus in den HIRS Daten (Jin et al., 1996), was auf höhere Sensitivitäten bezogen auf dünnen Cirrus zurückzuführen war. Noch höhere Bedeckungsgrade für Cirrus liefern die Analysen von SAGE II, wie Vergleiche mit ISCCP (Liao et al., 1995) und HIRS (Wylie und Wang, 1997) verdeutlichen.

Die Höhenzuordnung und die geometrische Dicke der Wolken kann zur Zeit nur unzureichend genau angegeben werden. In diesem Bereich steht durch den von den Weltraumagenturen geplanten Einsatz von aktiven Fernmessgeräten, Radar und Lidar, auf Satelliten eine deutliche Verbesserung der Beobachtungsmöglichkeiten in Aussicht.

In Anlehnung an Aussagen im Kompendium von Stone (1957) haben Menzel et al. (1992) versucht, das Auftreten von Cirruswolken über dem Gebiet der Vereinigten Staaten den Starkwindereignissen um den Strahlstrom zuzuordnen, die von großer Relevanz für die Cirren der mittleren Breiten sind. Es zeigte sich eine erhöhte Auftrittswahrscheinlichkeit auf der südlichen Seite des Jets im Bereich des sich verstärkenden Windes (Abbildung 2.2). Im Gebiet der sich abschwächenden Winde, das typischerweise mit dem Rücken der Rossby-Welle verbunden ist, waren die Cirruswolken gleichmäßig auf Nord und Süd um den Kern des Strahlstroms verteilt. Insgesamt waren 49 % der Cirren mit den Starkwinden ( $\geq 35 \text{ ms}^{-1}$ ) verbunden, 51 % traten bei schwächeren Winden auf.

Menzel et al. (1992) brachten Cirrusbeobachtungen auch mit starken Signalen in Wetterradargeräten über den USA in Verbindung. Im Sommer waren 52 % der detektierten Cirren in der Nähe von starken Radarechos zu finden, was den Zusammenhang ihres Vorkommens mit konvektiven Systemen vermuten lässt.



Abbildung 2.2: Auftreten von Cirruswolken im Zusammenhang mit dem Windsystem der oberen Troposphäre über dem Gebiet der USA. Die Summe von 49 % repräsentiert den Anteil von Cirrusbeobachtungen mit GOES-VA, der auf 300 hPa mit Windgeschwindigkeiten von mehr als 35 ms<sup>-1</sup> verbunden war. Insgesamt machte der gemittelte Cirrusanteil 30 % des GOES-VAS Datensatzes aus (aus Menzel, et al., 1992).

### 2.3 Mikrophysikalisches und makrophysikalisches Erscheinungsbild

Die mikrophysikalische Zusammensetzung der Wolken verknüpft dynamische Prozesse und Strahlungsprozesse auf der lokalen Skala miteinander (siehe Abschnitt 1.2). Außerdem bestimmt sie das Signal der verschiedenartigen aktiven und passiven Fernmessgeräte. Auf der Mesoskala bekommt auch die geometrische Ausprägung der Wolken einen wichtigen Einfluss auf das Strahlungsfeld und damit auf die daraus resultierenden Luftbewegungen.

#### Mikrophysik

Die Strahlungseigenschaften einer Eiswolke hängen sowohl von der Form wie auch der Konzentration der Kristalle sowie von ihrer Größe ab. Die Kristallformen können je nach Umgebungsbedingung sehr unterschiedlich ausfallen. Grundtypen umfassen hexagonale Säulen, Platten und Flaschenprismen, dendritische Platten und triagonale Kristalle, einige der genannten Typen können kompakt oder hohl auftreten. Grundtypen können zu Flaschenprismenbüscheln oder komplexen Aggregaten zusammenwachsen. Bei den kleineren Eispartikeln sind auch fast runde Kristalle zu finden, bei denen es sich um gefrorene Tropfen oder durch Verdunstung abgerundete Platten handeln kann. Es scheint eine komplizierte Abhängigkeit der jeweiligen Formen von der lokalen Temperatur und Feuchte sowie von den verfügbaren Eiskernen zu existieren. Diese Umgebungsparameter sind wiederum eng mit den lokalen dynamischen Bedingungen verknüpft. Einzelheiten zur Nukleation und zum Wachstum von Eiskristallen sind bei Young (1993), Pruppacher und Klett (1997), DeMott (2002) und Hallet et al. (2002) zu finden. Neben Studien die sich mit der Bildung von Eiskristallen und ihrem Wachstum unter kontrollierten Bedingungen im Labor befassten, gibt es eine Reihe von umfangreichen Messungen in der Atmosphäre zur Charakterisierung der Kristallform. Hier sind die ersten in-situ Messungen von Weickmann (1947) sowie die umfangreichen Beobachtungen während der regionalen Feldexperimente FIRE I und FIRE II in Nordamerika (Randall et al., 1996) und ICE und EUCREX (Raschke et al., 1998) in Mitteleuropa und die über einen Zeitraum von 20 Jahren durchgeführten Untersuchungen über dem Gebiet der ehemaligen Sowjetunion (Kosarev und Mazin, 1991; Mazin, 1995, Korolev et al., 2001) hervorzuheben. Die Kristallform ist für Strahlungstransportberechnungen von besonderer Bedeutung, Unkenntnisse allein auf die Form der Eiskristalle bezogen, können z.B. zu Fehlern in der abgeleiteten optischen Tiefe von bis zu einem Faktor 3 und in der Albedo von bis zu 15 % führen (Vogelman und Ackerman, 1995). Es ist zu erwarten, dass sich Variabilitäten in den Umgebungsbedingungen (Feuchte, Temperatur, Vertikalbewegung/Turbulenz) auf die Kristallevolution und damit auf die Form auswirken, die Frage, ob dies zu messbaren, größerskaligen Effekten führt, ist jedoch noch offen (Baker, 1997).

Die Strahlungseigenschaften von Cirruswolken werden natürlich auch von der Größenverteilung der Partikel sowie deren Ausrichtung im Raum bestimmt (Liou, 1992). Die große Variabilität in diesen mikrophysikalischen Parametern war das gemeinsame Ergebnis aller *in-situ* Experimente in Cirruswolken (siehe Zusammenfassungen von Liou, 1986; Dowling und Radke, 1990; Kosarev und Mazin, 1991; Heymsfield, 1993; Heymsfield und McFarquhar, 2002). In Tabelle 2.3 sind typische Werte für mikrophysikalische Parameter

zusammengestellt. Die unterliegenden Daten wurden überwiegend in mittleren Breiten gewonnen. Die Weite des auch angegebenen, beobachteten Bereichs deutet die Variabilität in den Beobachtungsgrößen an; es ist jedoch nicht abschließend geklärt, welcher Anteil Messunsicherheiten (Fehler und Beschränkungen) und unterschiedlicher Instrumentierung zuzuschreiben ist (Heymsfield und McFarquhar, 2002). Dowling und Radke (1990) schließen ihren Überblick mit der Bemerkung: "The measured ranges displayed by the various properties show that cirrus clouds defy comfortable characterisation by any single set of numbers."

Parameter	<b>Typischer Wert</b>	<b>Beobachteter Bereich</b>
Partikelkonzentration	100 L <sup>-1</sup>	$10^{-4}$ bis $10^4$ L <sup>-1</sup>
Kritallgröße (Länge)	100 µm	$1 \ \mu m$ bis $4 \ mm$
Eiswassergehalt	0,025 gm <sup>-3</sup>	$10^{-4}$ bis 0,3 gm <sup>-3</sup>

Tabelle 2.3: Mikrophysikalische Größen in Cirruswolken zusammengestellt nach Dowling und Radke (1990), Heymsfield (1993) und Heymsfield und McFarquhar (2002).

Einige Kernaussagen zur mikrophysikalischen Charkterisierung von Cirruswolken, im wesentlichen auf Randall et al. (1996) und Heymsfield und McFarquhar (2002) beruhend, sind im folgenden zusammengefasst:

• Die Form der Eispartikel variiert erheblich von Wolke zu Wolke. Polykristalle, insbesondere die Flaschenprismenbündel, sind in mittleren Breiten die vorherrschende Kristallart, allerdings wurden auch häufig Säulen und einzelne Flaschenprismen gefunden. Bei Oberkantentemperaturen unter  $-60^{\circ}$ C scheinen Säulen zu dominieren. Im Amboss tropischer Cirren wurden vermehrt Aggregate und bereifte Kristalle von allgemein komplexerer Form gefunden.

• Partikelkonzentration, Extinktion, und Eiswassergehalt variieren von Wolke zu Wolke aber auch innerhalb einer Wolke. Es scheint die Tendenz zu geben, dass die maximale Partikelgröße, die Extinktion und der Eiswassergehalt mit steigender Temperatur zunehmen.

• Eiskristalle mit Größen unter 100  $\mu$ m dominieren die Anzahldichte, insbesondere am Oberrand der Wolken, wo häufig die Bildungszonen zu finden sind. Unter -40°C liegt der Median der Größenverteilung meistens bei Werten kleiner als 40  $\mu$ m Die Größe der Partikel tendiert dazu, von oben her bis zum unteren Drittel zuzunehmen, um darunter durch Sublimation bedingt eher wieder kleiner zu werden. Die kleineren Kristalle am Oberrand dominieren die Extinktion, die größeren, sie sind eher in der Mitte und im unteren Bereich der Wolken zu finden, bestimmen tendenziell den Eiswassergehalt.

• Es gibt zu wenige Messungen in tropischem Cirrus, um fundierte Aussagen zur Mikrophysik dieser Wolken zu erlauben.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass es noch keine befriedigende Erklärung für das variable mikrophysikalische Erscheinungsbild von Cirren gibt. Beschreibungen bzw. Parameterisierungsansätze dieser Eigenschaften, die ausschließlich auf die mittleren thermodynamischen Bedingungen aufsetzen, greifen zu kurz. Es sind sicher auch eng mit der

Dynamik bzw. Turbulenz verknüpfte Aspekte, die bis auf die Partikelskala hinab agieren, zu berücksichtigen (Vaillancourt und Yau, 2000; Shaw, 2003).

#### Makrophysikalische Eigenschaften

Die Verteilung der mikrophysikalischen Wolkeneigenschaften in Raum und Zeit auf einer Skala, die Wolkenelemente, ganze Wolken bzw. Wolkensysteme umfassen, bestimmt letztendlich den Einfluss der Cirruswolken auf das Klima. Neben der horizontalen Erstreckung und der Höhe der Wolken und der damit verbundenen Emissionstemperatur sind insbesondere die vertikale Erstreckung der Wolken, das heißt ihre Dicke, sowie ihre interne Struktur von besonderem Interesse. All diese Größen sind mutmaßlich mit typischen Strömungs- und Wetterlagen verknüpft und können mit der Jahreszeit variieren. Sich über mehrere Jahre erstreckende globale Beobachtungsreihen sind zu den makrophysikalischen Eigenschaften nicht verfügbar. Insbesondere gibt es zur mehrdimensionalen wolkeninternen oder Cirrusschichten Struktur einzelnen Cirren nur wenige systematische von Untersuchungen. Die typische räumliche Skala der Wolken in der horizontaler Erstreckung bewegt sich im Bereich von 1 km bis zu mehreren 10 km (z.B. Kuo et al. 1988), was schon darauf hinweist, dass diese Wolken sich nur sehr eingeschränkt durch planparallele Ansätze, wie sie häufig noch in den heutigen Allgemeinen Zirkulationsmodellen implementiert sind, repräsentieren lassen. Die Vernachlässigung der Variabilität auf der Skala unterhalb der Gitterauflösung kann insbesondere bei der Berechnung der Strahlungsflüsse zu signifikanten Fehlern führen (z.B. Baker et al., 1999, Fu et al. 2000, Pomroy und Illingworth, 2000, Gu und Liou, 2001; Carlin et al., 2002). Carlin et al. (2002) berichten über Abweichungen für die solare Albedo von bis zu 25 % über schwach reflektierenden Oberflächen, eine Abweichung von bis zu -15 Wm<sup>-2</sup> in der langwelligen Strahlungsbilanz am Oberrand der Atmosphäre wurde von Fu et al. (2000) und Pomroy und Illingworth (2000) ermittelt. Zum wahrscheinlichen Einfluss der kleinskaligen Dynamik und Turbulenz auf die Ausbildung der wolkeninternen Struktur ist noch wenig bekannt, dazu fehlt es insbesondere an zeitgleichen Beobachtungen von Struktur und Geschwindigkeitsfeld.

Einige der Informationen zu makrophysikalischen Eigenschaften von Cirren konnten beschränkt auf Fallstudien zurückliegenden Flugzeugexperimenten entnommen werden. In ihrem Übersichtsartikel geben Dowling und Radke (1990) als typische Höhe für Cirrus 9 km bei einem beobachteten Bereich von 4 km bis 20 km an, der typische Wert für die geometrische Dicke wird mit 1,5 km beziffert, hier beträgt der beobachtete Bereich 100 m bis 8 km. Eine Auswertung der Beobachtungen verschiedener Forschungsgruppen durch Kosarev und Mazin (1991) gibt die typische Lage der Unterkante (Oberkante) von Cirruswolken für mittlere und hohe Breiten mit 5,5 km bis 8 km (7,5 km bis 12 km) und für niedrige Breiten von 10 km bis 14 km (11 km bis 16 km) an, wobei eine deutliche Breitenabhängigkeit zu verzeichnen ist. Die typische geometrische Wolkendicke für einzelne Cirrusschichten variiert zwischen ca. 500 m und 4 km für die mittleren und hohen Breiten, in den niedrigeren Breiten wurden typische Wolkendicken zwischen 100 m und 2 km gefunden. In Verbindung mit Frontensystemen kann die Wolkendicke auch durchaus 4 km überschreiten, die Trennung zwischen Cirrostratus und Alto- bzw. Nimbostratus ist hier oft schwer zu vollziehen.

In den letzten Jahren haben während einiger Feldmessprogramme eingesetzte aktive Fernmessinstrumente, Lidar und Radar, eine verfeinerte Erfassung der Wolkengeometrie an einigen Beobachtungsorten erlaubt, die mitunter auch die wolkeninterne Struktur bis hinunter zur 50 m Skala in zwei Dimensionen auflöst (z.B. Ansmann et al., 1993; Mace et al., 1997, 2001; Sassen und Campbell, 2001; Platt, 2002; Sassen et al., 2005). Sassen und Campbell (2001) konnten eine zehnjährige Zeitreihe von Lidarbeobachtungen über Salt Lake City, Utah, auswerten. Vor dem Hintergrund einer großen Variabilität betragen ihre Mittelwerte für die Unterkantenhöhe/-temperatur 8,79 km/ -37,4°C und für die Oberkantenhöhe/-temperatur 11,02 km/-53,9°C. Die Wolkenoberkante war im Mittel 1,49 km unterhalb der Tropopause zu finden. Die mittlere geometrische Dicke einzelner Wolkenschichten, die mitunter in mehrschichtigen Systemen auftraten, wird mit 1,81 km angegeben. Sehr interessant ist auch die von Sassen und Campbell (2001) durchgeführte Analyse der synoptischen Bedingungen, unter denen Cirrus beobachtet wurde. 25 % der beobachteten Cirruswolken traten in großskaligen Absinkgebieten auf, Bereiche in denen sich typischerweise Wolken schnell auflösen. Mesoskalige Störungen und wolkeninterne Dynamik/Konvektion könnten zum Erhalt dieser Cirren beigetragen haben. Mace et al. (2001) finden für einen einjährigen Datensatz, der im Wesentlichen auf Wolkenradarmessungen beruht, ähnliche geometrische Eigenschaften für Cirrus über dem ARM Messfeld in Oklahoma, auch diese Autoren berichten über das Auftreten eines signifikanten Anteils der Wolken in Absinkgebieten. 33% der Cirruswolken traten in Gebieten mit einer großskaligen Vertikalgeschwindigkeit (aus einem mesoskaligen Wettermodell), die kleiner als -1.5 cm s<sup>-1</sup> war auf.

Alle hochauflösenden Lidar- und Radarmessungen verdeutlichen die immer zu findende heterogene Struktur der Cirruswolken auch auf sehr kleiner Skala, Sassen (2002), Wang (2004) und Sassen et al. (2005) zeigen viele beeindruckende Beispiele dazu. Die enorme Struktur ist auch als Hinweis auf den Einfluss dynamischer Prozesse auf die Entwicklung der Cirruswolken anzusehen, die bis hinunter auf die Turbulenzskala reicht.

### 2.4 Bildung von Cirruswolken

Cirruswolken bilden sich in der oberen Troposphäre dort, wo der Wasserdampfgehalt oder das Vorhandensein von unterkühlten Wassertropfen, die Temperaturbedingungen und der Gehalt an geeigneten Eiskernen die Eisnukleation (Gefrier- oder Depositionsnukleation) erlauben (Vali, 1995; Pruppacher und Klett, 1997, Lamb, 1999). Es handelt sich dabei um einen hoch komplexen Vorgang, bei dem eine reine Übersättigung der Atmosphäre oft nicht zur Eisinitialisierung ausreicht (Spichtinger et al. 2003; Gierens et al. 2004). Viele Einzelheiten des Nukleationsprozesses sind noch nicht vollständig verstanden (Vali, 1999; Cantrell und Heymsfield, 2005). Die atmosphärische Dynamik setzt die Rahmenbedingungen für die Eisaktivierung. Die Bildung von Wolkensystemen kann auf verschiedenen räumlichen und zeitlichen Skalen betrachtet werden. Die Wolkenmuster, wie sie typischerweise in Satellitenbildern erscheinen, sind Vorgängen auf der synoptischen Skala zuzuordnen, moduliert durch Prozesse auf der Mesoskala. Einzelne Wolkenelemente werden jedoch auf viel kleineren Skalen durch die Kopplung von turbulenten Bewegungen mit der Wasserdampfverfügbarkeit und dem Aerosolangebot gebildet oder aufrechterhalten.

### Synoptische und mesoskalige Bildungsprozesse

Die Übersättigung im Cirrusniveau kommt unter anderem durch den Transport feuchter Luft mittels großskaliger Hebung in höhere, kältere Regionen zustande. Die Umwandlung von Wassertropfen in mesoskaligen, konvektiven Systemen zu Kristallen führt ebenfalls zur Bildung von Eiswolken. Eine Klassifizierung der möglichen großskaligen Umgebungsbedingungen, die mit der Bildung bestimmter Typen von Cirruswolken korrespondieren, erscheint nicht einfach. Das Auftreten von Cirren ist mit folgenden synoptischen und mesoskaligen Prozessen assoziiert :

- a) Hebung in Verbindung mit außertropischen Zyklonen- und Frontensystemen,
- b) Hebung im Bereich von Strahlströmen,
- c) orographisch induzierte Hebung und Leewellenbildung,
- d) Konvektion in Verbindung mit tropischen Wolkenclustern und Böenlinien,
- e) Ausfluss (Injektion) aus stark konvektiven Gewitterwolken: *Cumulonimbus*-Konvektion,
- f) Feuchte- und Nukleationskerneintrag durch hochfliegende Flugzeuge, Auswachsen von Kondensstreifen.

Im Fall der unter a) genannten Prozesse ist eine weitere Unterscheidung in die klassische Warmfronthebung, Hebung in Verbindung mit Kaltfronten, Okklusionen, Höhentiefs, Konvergenzen etc. möglich.

Die spezielle Zirkulation im Bereich von Strahlströmen führt zu Aufwindgebieten unterhalb der subtropischen Tropopause, also auf der warmen und feuchteren Seite, was häufig zur Bildung langer, zum Strahlstrom hin scharf begrenzter Cirrusbänder führt. Diese Bänder sind auf Satellitenbildern gut zu erkennen, sie erstrecken sich über einige hundert Kilometer Länge und eine Breite von einigen zehn Kilometern.

Die fast immer vorhandenen und auf Satellitenbildern gut zu erkennenden Eiswolken im Bereich der innertropischen Konvergenzzone sind Ausdruck der unter d) genannten tropischen Konvektion. Der Cirrusausfluss aus dynamisch sehr aktiven Gewitterwolken stellt massenmäßig den Hauptanteil dieser Systeme dar, er bleibt oft nach Dissipation der Mutterwolke als eigenständiges Gebilde erhalten (Lilly, 1988). Der Übergang von der dynamisch sehr aktiven Region in eine stabile Umgebung führt dabei zur Ausbildung horizontal ausgedehnter aber vertikal recht begrenzter, stratiformer Cirrusschichten. Der Kenntnisstand der unter f) genannten, durch Kondensstreifen angeregten Bildung von Cirren (Carleton and Lamb, 1986) konnte in den letzten Jahren erheblich erweitert werden (Schumann, 2002, Minnis et al. 2004).

Erste Studien auf der synoptischen Skala untersuchten Beziehungen zwischen der Cirrusmorphologie und den großskaligen dynamischen Prozessen sowie den thermodynamischen Umgebungsbedingungen (Stone, 1957). Conover (1960) beobachtete das Auftreten von Cirren im Bereich der Sekundärzirkulation von Strahlströmen, auf deren warmen Seite, parallel zu Temperaturdiskontinuitäten. Die Cirrusbänder erstreckten sich über mehrere hundert Kilometer und waren zwischen 45 bis 65 Kilometer breit, hierzu liefert Weldon (1979) einige illustrative Beispiele, die aus Satellitenbeobachtungen großskaliger Cirrusmuster abgeleitet wurden. Mit Hilfe der terrestrischen Stereophotogrammetrie untersuchte Reuss (1964, 1967) Cirrusbänder, wobei er ihre räumliche Lage, Gestalt und Struktur in Verbindung mit den meteorologischen Daten und entsprechenden synoptischen und aerologischen Analysen betrachtete. Demnach liegen großräumige Cirrusbänder oberhalb von starken Windscherungen und sind parallel zur Scherung orientiert. Die beobachteten Cirrusbänder bildeten Luftmassengrenzen zwischen Gebieten unterschiedlichen Temperaturniveaus.

Heymsfield (1977) stellt auf sehr umfangreichen Beobachtungsdaten beruhend das Auftreten von Cirrus und dessen Eigenschaften in einen großkaligen Zusammenhang. Es wurden typische Vertikalgeschwindigkeiten von ca. 10 cm s<sup>-1</sup> in Cirren in Verbindung mit Warmfronten und bis zu 50 cm s<sup>-1</sup> in eher konvektiven Situationen gefunden, die neben den Temperaturen zur Parameterisierung des Eiswassergehalts herangezogen wurden.

Starr und Wylie (1990) entwickelten nach der Analyse von FIRE Fallstudien ein Konzept der abwärtsgerichteten Entwicklung von hohen, tropopausennahen Cirrus-Systemen. Nach anfänglichen Hebungsprozessen in Verbindung mit einer ageostrophischen Strömung, ist die weitere Wolkenentwicklung durch den Eismassentransport über die Partikelsedimentation mit anschließenden Instabilitäten in tieferen Schichten bestimmt. Die Autoren kommen auch zur Schlussfolgerung, dass die mehrschichtige Erscheinungsform vorherrschend ist.

Obwohl die Entwicklung der Cirren in manchen Fällen eher chaotisch verläuft, scheint es eine allgemeine Tendenz zur Ausbildung einer Entstehungszone im oberen Bereich der Wolkenschicht zu geben, die aus vielen zellularen Elementen bestehen kann. Von dort aus setzt eine fortschreitende nach unten gerichtete Wolkenentwicklung ein, die durch sedimentierende Partikel angetrieben wird und häufig durch ausgeprägte Fallstreifenstrukturen in Lidar- oder Radarmessungen (z.B. Sassen, 2002; Sassen et al., 2005) oder auch mit bloßem Auge beobachtet werden können.

### Lokale Aspekte (Sonderfall cirrus uncinus)

Das markante, eher regelmäßig strukturierte Erscheinungsbild von cirrus uncinus auf einer Skala im Kilometerbereich hat schon frühzeitig zu Untersuchungen des Bildungsprozesses dieser Cirrusart angeregt. Ludlam (1947) versuchte die vom Boden aus beobachtete Entwicklung von uncinus mit einem thermodynamischen Ansatz zu erklären. Er verwies auf das schnelle Wachstum der Eiskristalle, die meistens in einer gegenüber Wasser gesättigten und daher gegenüber Eis deutlich übersättigten Umgebung an einer relativ geringen Anzahl Kernen kondensieren. Die entstehenden großen Partikel erreichen von höhere Fallgeschwindigkeiten und ermöglichen daher das nach unten gerichtete Wolkenwachstum. Die dem cirrus uncinus so eigentümliche Hakenform erklärte Ludlam (1947) richtig durch Windscherungseffekte. Häufig konnten die Bildungzellen oberhalb der ausgeprägten Fallstreifen nur erahnt werden, ihre Größe wurde mit 1 km oder kleiner angegeben. In einer Folgearbeit bot Ludlam (1956) auch eine Erklärung für die fortgesetzte Kristallbildung in uncinus-Regionen an: Das Kristallwachstum setzt sich in den gegenüber Eis gesättigten Fallgebieten (Schweifen) fort, und die dabei frei werdende latente Wärme führt zu konvektiven Blasen, die bis zu einige hundert Meter aufsteigen und einen neuen uncinusKopf ausbilden. Über diesen Mechanismus ließ sich die oft beobachtete Lebensdauer solcher Schichten von bis zu einigen Stunden erklären.

Yagi et al. (1968), die wie Reuss (1967) auch stereophotographische Methoden verwendeten, konzentrierten sich auf Gestalt und Bewegungsrichtung von cirrus uncinus. Sie beobachteten starke, die Morphologie bestimmende Windscherungen im Wolkenbereich. Kopf und Schwanz der uncinus Wolken bewegten sich, wie zuvor von Oddie (1959) berichtet, jeweils mit dem Wind in der entsprechenden Höhe, was zu entsprechenden Verzerrungen führt. Die Wolke als Ganzes folgte ungefähr der Richtung der vertikalen Scherung des horizontalen Windes. Diese Beobachtungen konnten von Harimaya (1968) in einer ersten Cirrus-Modellstudie quantitativ untermauert werden. Das mikrophysikalische Modell enthielt noch keine interaktive Dynamik, bei vorgegebenen Scherungen zeigte sich jedoch der Einfluss der Kristallgrößen auf die vertikale Ausbildung der jeweiligen Struktur. In einer Folgearbeit kommt Yagi (1969) zu dem Ergebnis, dass cirrus uncinus Wolken in Schichten mit trockenadiabatischem Temperaturgradienten und vertikaler Scherung auftreten, oberhalb und unterhalb der Wolke ist die Atmosphäre thermisch stabil geschichtet. Der uncinus-Schweif befand sich jeweils in einer sehr stabilen Schicht. Die Untersuchungen basieren auf Radiosondenaufstiegen und gleichzeitiger Stereophotogrammetrie. Abbildung 2.3 zeigt eine schematische Darstellung eines uncinus-Elements. Im Fall von cirrus spissatus und cirrus *fibratus* herrschte auch im unteren Bereich der Wolke trockenadiabatische Schichtung vor.



Abbildung 2.3: Modellvorstellung von einem cirrus uncinus (Yagi, 1969), die den Einfluss der stabilen Schichtung und der vertikalen Windscherung auf die Wolkenmorphologie erkennen lässt.

Ein Fortschritt auf der quantitativen Seite konnte von Heymsfield erzielt werden, der in einer Serie von drei Publikationen auch die dynamischen Aspekte der *cirrus uncinus* Entwicklung beleuchtete. Die ersten auf umfangreichen *in-situ* Beobachtungen von horizontalem und vertikalem Wind, Temperaturen und Kristallgrößenspektren beruhenden, dynamischen Konzeptmodelle sind in Heymsfield (1975a, b) dargelegt. Die Arbeiten stellen, auch durch Modellrechnungen gestützt (Heymsfield, 1975c), die Bedeutung der vertikalen Windscherung, einer trockenadiabatischen Temperaturschichtung im Bildungsbereich der Wolke und die Konvektionsanregung durch Wellen im stabilen Bereich unterhalb der Wolke heraus. Die Eiskristalle wachsen in Aufwindschläuchen im Kopf der Wolke. Im weiteren

spekuliert Heymsfield über Mechanismen zum zeitlichen Überleben von *uncinus* Wolkenreihen, hier scheinen thermodynamische Prozesse und dadurch angeregte Zirkulationen im Wolkenschwanz eine antreibende Rolle zu spielen. Entweder erzeugt Verdunstungsabkühlung Turbulenz in der stabilen Schicht, die dann die darüberliegende instabile Schicht stört, oder die Scherung der Strömung verursacht einen nach unten gerichteten Impulsfluss und generiert Konvergenz im unteren Bereich der instabilen Schicht. Eine schematische Darstellung des Konzeptmodells zu diesem Vorgang ist in Abbildung 2.4 wiedergegeben.



Abb. 2.4: a) Konzeptmodell der cirrus uncinus Wolke b) mit Entwicklung sekundärer Zellen (Heymsfield, 1975b).

Die Spezies *uncinus* scheint auch Basiselement ausgedehnterer Wolkenfelder zu sein. Sassen et al. (1989) entwickelten beruhend auf umfangreichen *in-situ* Beobachtungen und Fernmessungen das Konzept der "Mesoskaligen *Uncinus* Komplexe" (MUCs), sie berichten über Ketten von zellularen Strukturen die in dynamisch aktiven Regionen mit horizontalen Ausmaßen von 20 km bis zu 100 km organisiert waren. Ähnliche Anordnungen wurden auch schon von Plank et al. (1955) mit Hilfe von ersten hochauflösenden Radarmessungen beobachtet und sind auch in den heute umfangreich verfügbaren Wolkenradardaten häufig zu finden.

## 2.5 Cirren in Modellen

Bei Cirruswolken handelt es sich um dynamische und thermodynamische Systeme, deren Erscheinung und Lebenszyklus durch eine komplexe Wechselwirkung von Mikrophysik, Strahlung und dynamischen Prozessen bestimmt wird. Daher ist eine umfassende Modellierung der Cirruswolken mit Schwierigkeiten bei der Prozesseinbindung wie auch bei der Rechenkapazipät konfrontiert.

Die genutzten Modelle unterscheiden sich je nach Anwendungsgebiet sehr im Grad der Komplexität. Prinzipiell ist zwischen Modellen, die einzelne Cirren bzw. Cirrusfelder auflösen und solchen in denen Cirren als eine Komponente in einem größeren Umfeld eingebunden sind zu unterscheiden. Erstere werden zur Untersuchung von Prozessen und Fragen des Lebenszyklus eingesetzt, sie sollen (und haben auch) zum grundlegenden Verständnis beitragen. In den letzteren werden Cirren mitgeführt, da sie als wichtig im interaktiven Umfeld von Energie- und Wasserflüssen in der Wetter- und Klimaprognose angesehen werden.

Frühe Konzeptmodelle für Cirruswolken, wurden, wie oben gezeigt, seit den 50er Jahren entwickelt, sie fußten auf Beobachtungen und Sondierungen. Die ersten Ansätze, Cirren dediziert nummerisch zu modellieren gehen auf Heymsfield (1975c) zurück, der sich auf die Evolution und raum-zeitliche Verteilung von *cirrus uncinus* konzentrierte. Die umfassendere dynamische Modellierung begann mit den Arbeiten von Starr und Cox (1985 a,b). Starr und Quante (2002) stellen die Entwicklung von Konzepten und Modellierung in der Erforschung von Cirruswolken im historischen Ablauf dar und geben einen Überblick zu den aktuellen Modellen und Vergleichsstudien. Im Folgenden sollen die Wesentlichen Arbeiten und Erkenntnisse angesprochen werden. Es ist insbesondere die Cirrusmodellierung, die von Beobachtungen der Dynmaik und Turbulenz, über die in dieser Arbeit berichtet wird, profitieren soll.

#### Wolkenauflösende Modelle

Das oben genannte Modell von Starr und Cox (1985a,b) und auch Starr (1987a) setzt den Startpunkt einer realitätsnahen Modellierung von Cirren unter Einbeziehung der Wechselwirkung von mikrophysikalischen Parametern mit vertikaler Bewegung und der Strahlung. Obwohl die Zweidimensionalität des Modells Auswirkungen auf die Ausbildung größerer Wirbel hat und die vertikale Windscherung als wichtige Randbedingung unberücksichtigt bleibt, zeigen sich in den Ergebnissen eindeutig konvektive Zellen auf einer Längenskala von ~1 km. Starr und Cox (1985b) stellen das Ausfallen von Eiskristallen als einen der bestimmenden Prozesse heraus, die Wolke wird im oberen Bereich ausgedünnt mit entsprechenden Konsequenzen für den Strahlungsantrieb. Gleichzeitig wächst die Wolke durch Verdunstungsabkühlung am Unterrand nach unten, was dort allerdings mit einem Rückgang der Produktion von turbulenter kinetischer Energie verbunden ist.

Bezüglich der internen Dynamik folgern Starr und Cox (1985b), dass lokale horizontale Gradienten in der Strahlungserwärmung bzw. –abkühlung einen deutlichen Effekt auf die Zirkulation und Struktur innerhalb der simulierten Cirruswolken haben. Dieser Einfluss der Erwärmungs- und Abkühlungsraten kann aufgrund der relativ geringen optischen Tiefe bis weit in die Wolken hinein auftreten, im Gegensatz zu Stratocumulus, in dem sich Strahlungseinflüsse hauptsächlich am Ober- und Unterrand der Wolken äußern.

Simulationen von dünnem, konvektivem Cirrus (Starr, 1987) in verschiedenen Höhen zeigen, dass Strahlungsprozesse die konvektive Struktur dominieren. Die Unterschiede zwischen Simulationen für Tages- und Nachtbedingungen sind auf eine ungleiche Modulation des thermischen Auftriebes durch Strahlung und der damit verbundenen Organisation der Konvektion zurückzuführen.

Weiterentwickelte Cirrusmodelle verwenden typischerweise aufwändigere Verfahren zur Behandlung der Strahlungsprozesse und zur Turbulenzschließung. Sie berücksichtigen zudem auch die Scherung des horizontalen Windes, die die Evolution der Wolkenschichten deutlich und nachhaltig beeinflusst (Starr und Quante, 2002). Ein bedeutender Sprung in der Weiterentwicklung der wolkenauflösenden Modelle wurde aber im Bereich der Nukleation und des Wachstums von Eiskristallen vollzogen. Es wurden explizite Gleichungen für die Wachstumsraten für Kristalle unterschiedlicher Größenklassen (sogenannten "bins") und Partikelformen eingeführt. Die "bin"-Modelle ermöglichen die Berechnung aktueller Partikelgrößenverteilungen und erlauben eine Größensortierung über den Gravitationseinfluss und vertikale Bewegungen mit allen Rückwirkungen auf Strahlungseffekte und die thermischen Antriebe. Ihre Entwicklung setzte auf die sogenannten Luftpaket- oder Boxmodelle (z.B. Sassen und Dodd, 1989) auf. Beispiele zu Studien mit Cirrusmodellen mit aufgelöster Partikelgrößenverteilung sind bei Jensen et al. (1994), Lin (1997), Khvorstyanov und Sassen (1998), Gu und Liou (2000) und Mavromatidis und Kallos, (2003) zu finden. Einige der Modelle wurden schon für spezielle Fragestellungen der dynamischen Cirrusentwicklung herangezogen. Sie sind zum überwiegenden Teil einoder zweidimensional ausgelegt, woraus Unsicherheiten durch die nicht repräsentierte Entwicklung anisotroper Zirkulationen und den fehlenden Einfluss des heterogenen Strahlungstransportes zu erwarten sind. Die Beschränkungen durch die Rechnerkapazitäten führten zur Verwendung einer relativ groben, geometrischen Auflösung. In der überwiegenden Zahl der Studien wurden Skalen, auf denen wolkeninterne, dynamische Prozesse ablaufen, noch nicht vollständig aufgelöst (typische Skalenlängen von ~20-100 m). Als Beispiel für die mögliche Bedeutung der Auflösung für die Wolkenentwicklung sei hier die Nukleation aufgeführt. Während geringe vertikale Auftriebsgeschwindigkeiten im Bereich von wenigen Zentimetern pro Sekunde, wie sie als Mittelwert auf größerer Skala auftreten, heterogene Nukleation auf wenige Kristalle beschränkt (große Kristalle) anregen, können lokale Auftriebsgeschwindigkeiten von einigen Dezimetern pro Sekunde zu umfassender homogener Nukleation und vielen (und daher kleineren) Kristallen führen (siehe z.B. Benson et al., 1998). Die so entstandenen Wolkensysteme entwickeln sich völlig unterschiedlich mit entsprechenden strahlungsrelevanten Eigenschaften. Von anderen der neuen Modellgeneration sind weiterführende Erkenntisse insbesondere auch zur Rolle der Dynamik in Cirren zu erwarten, jedoch sollte zunächst ihre Validation mit Hilfe von Messungen im Blickpunkt stehen. Die dazu initiierten Modellvergleiche und Validationsvorhaben werden von der GCSS Working Group on Cirrus Cloud Systems koordiniert durchgeführt. Zur Simulation von Fällen, die inhärent eine dreidimensionale Behandlung erfordern (z.B. Fallstudien über gegliedertem Gelände), werden aus Gründen der Rechenökonomie überwiegend Modelle mit der , bulk'-Mikrophysik eingesetzt (z.B. Levkov et al., 1992; Heckman und Cotton, 1993; Mavromatidis und Kallos, 2003). Ausgewählte Ergebnisse von Modellstudien zur kleinerskaligen Dynamik und zur Rolle der Turbulenz in Cirruswolken werden noch im Abschnitt 3.7.2 vorgestellt.

#### Großskalige Modelle

Ein ausgewiesenes Problem besteht in der Simulation von Cirruswolken in großskaligen Modellen, die für die Wettervorhersage (NWP) und die Klimamodellierung eingesetzt werden. Der Grad der notwendigen Komplexität mit dem Cirren berücksichtigt werden müssen, um realitätsnah die Strahlung-Wolkenwechselwirkung zu erzeugen, ist auf dieser Skala nicht bekannt. Die Wolken gehen in parameterisierter Form in die Modelle ein. Die

fundamentale Bedeutung der Repräsentierung der Wolken im Modell für das sich einstellende Klima stellen Senior und Mitchell (1993) eindrucksvoll in einer Sensitivitätsstudie mit verdoppeltem Kohlendioxidantrieb heraus. Bis vor wenigen Jahren basierte der überwiegende Teil der verwendeten Wolken- und Niederschlagsschemata auf der Arbeit von Sundqvist (1978). Insbesondere wurde der Eisgehalt in Cirren als Funktion der Temperatur diagnostisch abgeleitet (z.B. Del Genio et al., 1996). Lohmann und Roeckner (1996) und Ghan et al. (1997) führen die prognostische Behandlung des Eisgehaltes in die Allgemeinen Globalen Zirkulationsmodelle (AGCMs) ein, wie sie heute in den führenden Klimamodellen verwendet wird. Beide Gruppen heben den deutlichen Einfluss dieser Veränderung auf das Modellklima hervor, so berichten Lohmann und Roeckner (1996) von einem signifikant erhöhten Eiswasserpfad in ihrem GCM. Einen Schritt weiter gehen Wilson und Ballard (1999), die neben der prognostischen Eisphase explizit die Wachstumsgleichung für einzelne Eispartikel in das Mikrophysikschema im Modell des Britischen Wetterdienstes eingeführt haben, diese Änderung führte zu einer Erhöhung des Cirrusvorkommens in der hohen Troposphäre. Im Rahmen der Fragestellungen zum indirekten Aerosoleffekt auf das Klima entwickelten Kärcher und Lohmann (2002) eine Parameterisierung der Cirrusbildung, die auch die Interaktion von Aerosolen mit Cirren erlaubt.

Die derzeit verwendeten Parameterisierungen von Cirren sind jedoch nur schwer zu testen, da z.B. entsprechende globale Datensätze des Eisgehaltes noch nicht zur Verfügung stehen. Del Genio (1998) zeigt, das die berechneten Eiswasserpfade in einem Vergleich von drei Klimamodellen (GISS, CSU, NCAR-CCM4) um fast eine Größenordnung voneinander abweichen, obwohl die lang- und kurzwelligen Strahlungsbilanzgrößen jeweils nahe an den beobachteten Werten (Abweichung < 10 W/m<sup>2</sup>) liegen. Basierend auf Studien mit einem wolkenauflösenden Cirrusmodell hat Köhler (1999) empirische Parameterisierungsansätze des aufwärtsgerichteten, turbulenten Wassertransports in den Wolkenschichten zum Einsatz in einem globalen Modell entwickelt. Es zeigte sich ein um den Faktor 3 geringerer, global gemittelter Eiswasserpfad, wenn diese turbulenten Transporte unberücksichtigt blieben.

Es existieren erste Ansätze dynamische Effekte unterhalb der Gitterauflösung in die Parameterisierungen (z.B. zur Erzeugung eines fraktionellen Bedeckungsgrades) einzubeziehen. So konnten Donner et al. (1997) zeigen, dass das Aufprägen von subgrid-Fluktuationen turbulenzähnlichen um den Mittelwert der Vertikalwindgeschwindigkeit deutliche Auswirkungen auf die Eiswolken im Modell hatte. Der Gesamteiswassergehalt im Modell verdoppelte sich bezogen auf die Vergleichsläufe ohne die kleinskaligen Fluktuationen. Lohmann und Kärcher (2002) verwenden eine ähnliche Störung des Vertikalwindes auf der subgrid-Skala im ECHAM Modell, um beobachteten Variationen in den Nukleationsraten von Eiskristallen gerecht zu werden. Die Störung ist von der Form  $w = \langle w \rangle + c \sqrt{TKE}$ ; hier bezeichnet w den Vertikalwind, die spitze Klammer verweist auf den Mittelwert auf der Gitterskala, TKE kürzt turbulente kinetische Energie ab und c ist eine zu spezifizierende Konstante. An diesem Punkt können Turbulenzmessungen und insbesondere die Analysen der Vertikalwindfluktuationen und deren Häufigkeitsverteilungen für unterschiedliche, großskalige Bedingungen sowie Aussagen zur externen Intermittenz einen Beitrag zur realitätsnahen Ausgestaltung Erweiterung wichtigen und dieser Parameterisierungsansätze darstellen.

## Kapitel 3

## Turbulenz

In diesem Kapitel werden einige grundlegende Aspekte der Turbulenz dargestellt sowie das Auftreten von Turbulenz in der freien Atmosphäre beschrieben. Zur adäquaten Interpretation von Mess- und Modelldaten sind möglichst detaillierte Vorstellungen zur Turbulenzstruktur und den Turbulenzelementen auf verschiedenen Skalen erforderlich. Dieses Kapitel schließt mit einem Überblick zum derzeitigen Kenntnisstand der Turbulenz in Cirruswolken.

## 3.1 Turbulenzeigenschaften

Turbulenz bezeichnet einen fluiddynamischen Zustand, der für viele geophysikalische und technische Strömungen charakteristisch und daher allgegenwärtig ist. Dennoch wird auch heute noch Turbulenz als das wichtigste Problem der klassischen Physik angesehen, für das ein klares, theoretisches oder auch umfassendes, phänomenologisches Verständnis fehlt (Nelkin, 1992; Frisch 1995, Bohr et al. 1998, Pope 2000). Obwohl in den letzten Jahren insbesondere durch Ausweitung der Computerkapazitäten immense Fortschritte auf dem Gebiet der Turbulenzforschung erzielt wurden und Annäherungen an mögliche Lösungen des *Turbulenzproblems* in Umrissen erkennbar werden (Lumley, 1992; Nelkin, 2000; Davidson, 2004), sind die benötigten theoretischen und technischen Hilfsmittel auf dem Weg zu einer umfassenden Theorie, die im Einklang mit den Beobachtungen steht, noch nicht im ausreichenden Maße verfügbar (Sreenivasan, 1999).

Die grundlegenden Gleichungen zur Beschreibung einer turbulenten Strömung, die Navier-Stokes-Gleichungen (Abschnitt 3.3), sind bekannt. Deren nicht-lineare Terme lassen jedoch bei hohen Reynolds-Zahlen keine einfachen Lösungen zu. Eine Eigenschaft von turbulenten Strömungen ist die energetische Anregung eines weiten Skalenbereich, in dem sich der Energieaustausch über die Skalen hinweg als sehr komplex darstellt. In der Regel liegt eine eindeutige Quelle/Ursache für Turbulenz vor, dieses sind mechanische (z.B. Strömungshindernisse) und thermodynamische Anregungen (z.B. Konvektion) oder eine Instabilität in den Strömungsbedingungen (z.B. die Kelvin-Helmholtz-Instabilität). Die dabei eingetragene Energie wird dann im wesentlichen aber nicht ausschließlich zu kleineren Skalen transportiert, so weit, bis viskose Kräfte die kinetische Energie in Wärme umsetzen. Für diesen Transfervorgang ist der Begriff der Energiekaskade (Abschnitt 3.2) eingeführt, er wurde zum Gegenstand vieler grundlegender Turbulenzstudien und -theorien, die insbesondere mit den Namen Richardson, Kolmogorov, von Weizsäcker, Onsager, Heisenberg und Kraichnan verbunden sind.

Die turbulente Strömung steht im Gegensatz zur laminaren Strömung, welche durch ein geordnetes Verhalten der Stromlinien und ein einfaches Übereinanderweggleiten von Schichten in Strömungsrichtung geprägt ist (Oertel, 2002). Eine Strömung ist nur dann geordnet oder laminar, wenn die innere Reibung unter den Molekülen eines Fluids das Geschehen dominiert. In turbulenten Strömungen treten erhebliche Bewegungen quer zur Hauptströmungsrichtung auf, sie erscheinen dementsprechend ungeordnet. Das Einsetzen von Turbulenz wird beim Überschreiten einer kritischen *Reynolds*-Zahl beobachtet. Die *Reynolds*-Zahl stellt das Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskräften dar, sie ist als der Quotient aus dem Produkt von Geschwindigkeit mit einer charakteristischen Länge und der kinematischen Viskosität definiert. In der Troposphäre sind die Gegebenheiten derart, dass die kritische *Reynolds*-Zahl an allen Orten für relevante Längenskalen überschritten wird und somit überall Turbulenz vorliegt, diese allerdings in unterschiedlichsten Intensitäten auftritt. Einzige Ausnahme bildet die laminare Unterschicht der Atmosphäre unmittelbar an der Erdoberfläche. Eine allgemein akzeptierte, prägnante Definition der Turbulenz existiert bis heute nicht (Davidson, 2004), um Turbulenz zu charakterisieren werden vielmehr Eigenschaften der turbulenten Strömung angeführt. Einige dieser Eigenschaften sind im Folgenden aufgelistet (nach Rotta, 1972; Tennekes und Lumley 1972; Lesieur, 1997):

#### Turbulente Strömungen

- treten auf, wenn Trägheitskräfte gegenüber viskosen Kräften überwiegen
- erscheinen ungeordnet in Raum und Zeit
- sind wirbelbehaftet
- erstrecken sich über einen weiten Skalenbereich
- erscheinen im Detail unvorhersagbar
- können eingelagerte, kohärente Strukturen enthalten
- sind dissipativ

Das moderne Verständnis von Turbulenz berücksichtigt neuere Ergebnisse der Wirbeldynamik. Demnach ist *Turbulenz eine Agglomeration von schwach korrelierten Wirbelbewegungen, die trotz ihrer intermittenten und chaotischen Verteilung über weite Raum- und Zeitskalen tatsächlich aus lokalen charakteristischen Wirbelstrukturen bestehen, die erhalten bleiben, wenn sie unter Einfluss ihres eigenen Vorticityfeldes und dem anderer Wirbel in der Strömung transportiert werden* (Hunt und Vassilicos, 2000).

Eine herausragende Eigenschaft turbulenter Strömungen, die insbesondere die Wolkenevolution und -dynamik betrifft, ist ihre Fähigkeit Impuls, kinetische Energie, Wärme, Feuchte und Partikel effektiv zu transportieren und zu vermischen.

## 3.2 Turbulenzelemente und Energiekaskade

### Turbulenzelemente

Wie im vorausgegangenen Abschnitt ausgeführt, kann ein turbulentes Fluid als Überlagerung von einer großen Anzahl von Einzelelementen, den Wirbeln, betrachtet werden, die miteinander mehr oder weniger stark interagieren. Eine immer wieder genannte Eigenschaft turbulenter Strömungen ist deren Erstreckung über viele Skalen. Eine genaue Definition des Begriffs Skala in diesem Zusammenhang stellt sich jedoch als schwierig dar. Ein Turbulenzelement (ein Wirbel) könnte der Skala L zugeordnet werden, wenn seine Fouriertransformation einen *Peak* bei der Wellenzahl 1/L aufweist. In der Praxis ist es nicht einfach Wirbel dafür zu isolieren (Jeong und Hussain, 1995; Dubief und Delcayre, 2000), man hat es häufig mit wechselwirkenden Wirbeln unbekannter Form zu tun. Wie diese Wirbel im Einzelnen aussehen, ist von großem Interesse aber weitestgehend ungeklärt und Gegenstand der aktuellen Turbulenzforschung.

In der älteren, deutschen Literatur wird häufig von Turbulenzballen gesprochen (z.B. Rotta, 1972). Dieser Begriff suggeriert eine quasi-isotrope, kompakte Grundstruktur, eine Vorstellung, die nicht mehr zeitgemäß ist. Einige Basistypen von Turbulenzelementen wurden von Hunt und Vassilicos (1991) und Hunt (2000) für unterschiedliche, lokale Reynolds-Zahlen skizziert, ihre geometrische Komplexität nimmt mit ansteigender Reynolds-Zahl zu. Entfernt von den Quellen identifiziert die aktuelle Turbulenzforschung mit Hilfe hochaufgelöster, nummerischer Experimente (z.B. Gerz et al., 1994), aber auch mit neueren Methoden der Strömungssichtbarmachung im physikalischen Experiment (z.B. Cadot et al. 1995) zylindrische, röhrenartige Wirbelstrukturen, in denen sich Vorticity konzentriert und in deren Umfeld im Wesentlichen die Dissipation im Fluid stattfindet (Pullin und Saffman, 1998). Diese Wirbelröhren können aus sich aufrollenden Wirbelschichten entstanden sein und mitunter ein sehr extremes Aspektverhältnis zeigen (sogenannten hairpin vortices), die Wirbelröhren nehmen manchmal auch eine hufeisenähnliche äußere Form an (horse shoe vortices) und treten häufig auch als Wirbelpaar auf (Majda und Bertozzi, 2001). Dynamische Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Wirbeln bestimmen das Strömungsfeld (Fritts et al., 1998; 1999), in dem auf kleinster Skala ein hohes Maß an Intermittenz existiert (Sreenivasan und Antonia, 1997). Die auf großen Skalen durch die äußeren Strömungs- oder Randbedingungen bedingte Anisotropie verschwindet auch bei hohen Reynolds-Zahlen bis hinunter zum Dissipationsbereich nicht gänzlich (Warhaft, 2000; Shariman und Siggia, 2000). Eindimensionale Turbulenzmessungen durch ein derartiges Strömungsfeld (z.B. mit dem Flugzeug als Messträger), können nur ein Mischsignal erfassen, aus dem es gilt, mit Hilfe von geeigneten Analysemethoden vor dem Hintergrund theoretischer Vorstellungen, Rückschlüsse auf Aspekte des unterliegenden Geschwindigkeits- oder Skalarfeldes zu ziehen.

### Energiekaskade

In einer turbulenten Strömung sind alle Bewegungsskalen miteinander verknüpft, über das Ausmaß der Kopplung, insbesondere zwischen den großen, energietragenden Skalen und dem kleinskaligen Bereich herrscht unter Wissenschaftlern noch Dissens (Tsinober, 2001). Die großskaligen Bewegungen in einer Strömung hängen sehr von den äußeren Kräften und Randbedingungen (äußeren Gegebenheiten) ab und können daher nicht als universell angesehen werden. In der freien Atmosphäre sind diese Randbedingungen durch die mittleren dynamischen und thermodynamischen Profile und deren zeitliche Veränderung gegeben, sie begrenzen die Turbulenzskalen in den jeweiligen Schichten nach oben. Da die kleinskaligen Bewegungen in turbulenten Strömungen eine kürzere charakteristische Zeitskala besitzen, wurden sie als eher unabhängig von sich langsam ändernden äußeren Randbedingungen angesehen. Es war daher Ziel der älteren Turbulenztheorien, sich um Gemeinsamkeiten der Turbulenz auf kleineren Skalen, fernab der Quelle, zu bemühen. Hier ist insbesondere der

häufig zitierte, statistische Ansatz von Kolmogorov zu erwähnen. Das Konzept der Energiekaskade ist integraler Bestandteil dieser Theorien (Sreenivasan und Stolovitzky, 1995).

Kenntnisse zur Übertragung von kinetischer Energie über mehrere Größenskalen durch Wirbelinteraktionen spielen im Verständnis von turbulenten Strömungen eine herausragende Rolle. Zum einen lassen sich ähnliche Bereiche (Regime) charakterisieren, zum anderen eröffnen sie einen Zugang zur Modellierung der turbulenten Strömungen. Die irregulär, ungeordnet erscheinende turbulente Strömung mit einer Vielzahl von unterschiedlichen lokalen Strömungsgeschwindigkeiten und -richtungen besitzt den höchsten Energieanteil auf den größeren, erzeugenden Skalen. Die in der Strömung auftretenden Instabilitäten entziehen dort Energie, die dann über eine Kaskade in nichtlineare Wechselwirkungen zu kleineren Skalen transportiert wird. Diese Kaskade setzt sich bis zu den kleinsten Wirbelskalen hin fort, auf denen molekulare Reibung die vorrangige Rolle spielt. Die kinetische Energie dissipiert durch den Viskositätseinfluss und wird letztendlich in Wärmeenergie umgewandelt. Das zwischen den erzeugenden Skalen und den Dissipationsskalen liegende Regime hat sehr viel Interesse auf sich gezogen. Lewis Fry Richardson hat 1922 das Bild der nach ihm benannten Energiekaskade entworfen, in dem die größten Wirbel durch Instabilitäten in der Strömung zu kleineren, etwa halb so großen, zerfallen und dieser Prozess sollte sich bis hin zu den kleinst möglichen fortsetzen. Richardson hat dazu ein vielzitiertes Gedicht verfasst (Frisch, 1995). In Strömungen mit großer Reynolds-Zahl werden auch Wirbel auf allen relevanten Skalen beobachtet, und der Zustand einer umfassend ausgebildeten Kaskade wird als vollständig entwickelte Turbulenz bezeichnet (Biferale et al. 2003). Unter der Annahme, dass die Dissipationsrate den Energiefluss in diesem Regime vollständig erfasst, hat Kolmogorov 1941 seine universelle Theorie der voll entwickelten Turbulenz auf kleinen Skalen formuliert (Monin und Yaglom, 1971). Der sich im Gleichgewichtsbereich ergebende -5/3 Abfall (Abschnitt 3.5) des Energiespektrums wird daher auch Kolmogorov-Bereich genannt. Diese Theorie hat ursprünglich viel Zuspruch gefunden, da ein spektraler Abfall von -5/3 in vielen Labor-, geo- und astrophysikalischen Strömungen gefunden wurde (z.B. Frisch, 1995). Aber es gab schnell auch kritische Einwände, die insbesondere auf die Intermittenz der Energiedissipation abzielten (Hunt und Vasillicos, 1991; Frisch, 1995).

Die exakten Mechanismen der Energieübertragung in der Kaskade sind nur rudimentär bekannt. Vorgeschlagene Mechanismen, wie Wirbelstreckung (*vortex-streching*; Tennekes und Lumley, 1972; Chorin, 1994) oder das Aufbrechen von Wirbelröhren durch Wellen auf ihrer Oberfläche, konnten erst in letzter Zeit in Modell- (Arendt et al., 1998; Fritts et al.; 1998) und Laborströmungen (Cadot et al. 1995) nachvollzogen werden. Ihre allgemeingültige Bedeutung ist jedoch noch nicht abschließend geklärt. Die Betrachtung der Dynamik der Wirbelröhren weist auf den zu erwartenden Einfluss großer, energietragender Skalen auf die oft sehr viel kleineren Skalen hin. Das klassische Bild der Übertragung der gesamten Energie von einer Skala auf die jeweils angrenzende entspricht nicht mehr dem aktuellen Wissensstand, vielmehr scheinen Wirbel Energiebeiträge von allen größerskaligen Wirbeln im Einflussfeld zu erhalten (Lumley, 1992), wodurch die Unabhängigkeit von den Randbedingungen und damit die Universalität auf kleinen Skalen (Kolmogorov-Ansatz) verloren geht. Die Energiekaskade scheint auch keine Einbahnstraße in Richtung kleiner Skalen zu sein, es existieren lokal durchaus aufwärtsgerichtete Energietransporte im
Kaskadenregime (Meneveau 1991; Gibson, 1996). Im Mittel wird die Energie jedoch in Richtung Dissipationsskalen transportiert. Von der systematischen Analyse der zukünftig verfügbaren, dreidimensionalen Modellrechnungen bei großen *Reynolds*-Zahlen ist ein deutlich vertiefter Einblick in die Physik der Prozesse des Energietransfers über die Skalen zu erwarten. Einige der oben angesprochenen Problemfelder könnten dann auch einer quantitativen Klärung näher gebracht werden.

## 3.3 Grundgleichungen für eine turbulente Strömung

In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Gleichungen für eine turbulente Strömung vorgestellt werden, soweit sie für die spätere Diskussion der Ergebnisse der Arbeit hilfreich sind und Licht auf einige Aspekte der Turbulenz in der freien Atmosphäre werfen. Die vollständige Herleitung des gesamten Gleichungssatzes für die Grundgrößen, Varianzen und turbulenten Flüsse kann der entsprechenden Literatur (z.B.: Tennekes und Lumley, 1972; Mathieu und Scott, 2000) entnommen werden. Hier wird die Entwicklung von den *Navier-Stokes* Gleichungen zur Gleichung für die turbulente kinetische Energie skizziert, mit Hilfe derer sich der Einfluß des äußeren Strömungsfeldes auf die Turbulenzintensität verdeutlichen läßt.

### Navier-Stokes Gleichungen

Die Bewegungsgleichungen eines Fluids ergeben sich aus den Erhaltungsätzen in Verbindung mit den Fluideigenschaften. Die *Navier-Stokes* Gleichungen stellen die fundamentalen dynamischen Gleichungen für eine inkompressible Strömung dar (z.B. Foias et al., 2001; Etling, 2002):

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + v_{mol} \nabla^2 \vec{u}$$
(3.1)

mit der Inkompressibilitätsbedingung:

 $\nabla \cdot \vec{u} = 0 \tag{3.2}$ 

Hier bezeichnen  $\vec{u}(\vec{r},t)$  die Strömungsgeschwindigkeit und  $p(\vec{r},t)$  den Druck am Ort  $\vec{r}$  zur Zeit t;  $\rho_0$  ist die Referenzdichte und  $v_{mol}$  die kinematische, molekulare Viskosität. Bei den *Navier-Stokes* Gleichungen handelt es sich also um ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen, das sich bei Vorgabe von geeigneten Anfangs- und Randbedingungen nummerisch lösen lässt.

In der oben angegebenen, allgemeinen Form der *Navier-Stokes* Gleichungen wurde nur von Oberflächenkräften, die auf das Fluid einwirken, ausgegangen. In der Anwendung auf atmosphärische Strömungen kann nicht mehr von einer konstanten Dichte ausgegangen werden, durch Dichteunterschiede hervorgerufene Auftriebskräte kommen zusätzlich ins Spiel. Auch der Einfluß der Erdrotation ist zu berücksichtigen. In der weiteren Darstellung soll eine Form der Gleichungen eingeführt werden, wie sie häufig in der geophysikalischen Literatur zu finden ist. Unter Verwendung der Einsteinschen Summationskonvention, des *Kronecker*symbols  $\delta_{ij}$  und des *Levi-Civita* Tensorsoperators  $\varepsilon_{ijk}$  nehmen die Gleichungen in kartesischer Tensornotation folgende Form an (Stull, 1988):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\underbrace{\delta_{i3}g}_{II} + \underbrace{f_c \varepsilon_{ij3}u_j}_{IV} - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i}}_{V} + v \underbrace{\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}}_{VI}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$$
(3.3)

 $u_i$  sind die Geschwindigkeitskomponenten (u, v, w) und  $x_i$  bezeichnen die kartesischen Raumkoordinaten (x, y, z),  $f_c$  ist hier der Coriolis-Parameter und g die Erdbeschleunigung. Zur Bedeutung der einzelnen Terme in 3.3:

- I lokale Änderung des Impulses pro Masseneinheit und Zeit
- II beschreibt die Advektion
- III Einfluß der Schwerkraft
- IV Effekte der Erdrotation in Form der Corioliskräfte
- V beschreibt die Druckgradientkraft
- VI Einfluß der Reibungsspannungen

Deissler (1984) widmet sich in seiner Betrachtung den turbulenten Lösungen dieser ungemittelten Navier-Stokes Gleichungen, dabei wird insbesondere auch der für die Scherungsfall Atmosphäre wichtige untersucht und die damit verbundene Turbulenzerzeugung anhand von nummerischen Simulationen veranschaulicht und bewertet. Wie in 3.2 ausgeführt konzentriert sich die moderne Turbulenzforschung immer mehr auf die Wirbeldynamik und betrachtet Interaktionen einzelner Wirbelstrukturen (Chorin, 1994; Pullin und Saffman, 1998; Hunt und Vassilicos, 2000). Wird der Rotationsoperator auf den Geschwindigkeitsvektor angewendet, ergibt sich die Vorticity  $\omega$  ("Wirbeldichte"). Sie ist ein Wirbelhaftigkeit Maß für die eines Geschwindigkeitsfeldes und daher für Turbulenzbetrachtungen eine wichtige Größe.

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)\vec{i} + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)\vec{j} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)\vec{k}$$
(3.5)

Der Rotationoperator angewendet auf Gleichung 3.1 unter Benutzung der Inkompressibilitätsbedingung 3.2 führt folgender, das Wirbelfeld und das zu Geschwindigkeitsfeld koppelnden Vektorgleichung:

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)\vec{\omega} + (\omega \cdot \nabla)\vec{u} = v_{mol}\nabla^2\vec{\omega}$$
(3.6)

Der zweite Term auf der linken Seite dieser Gleichung repräsentiert die Advektion von *Vorticity* durch das Geschwindigkeitsfeld. Der dritte Term existiert nur in der dreidimensionalen Version, während die anderen Terme auch in zweidimensionalen Strömungen nicht verschwinden (Majda und Bertozzi, 2001). Er kennzeichnet die Fähigkeit des Strömungsfeldes *Vorticity* durch Wirbelstreckung zu verstärken und ist daher für die Turbulenzdynamik essentiell (Chorin, 1994; Nelkin, 1994). Die Divergenz der Gleichung 3.1 führt unter Einbeziehung von 3.2 zur Poissiongleichung (hier nicht gezeigt), in ihr wird die besondere Rolle des Drucks in den *Navier-Stokes* Gleichungen verdeutlicht, und ihre Nichtlinearität kommt klar zum Ausdruck. Zusätzlich wird der aus physikalischer Sicht wichtige nicht-lokale Charakter des Strömungsfeldes sichtbar (Nelkin, 1994), was eine wesentliche Eigenschaft der ,turbulenten' Lösungen des Gleichungssystems ist (Deissler, 1984).

#### Reynolds-Gleichung für den Impuls

Die statistische Theorie der Turbulenz beschäftigt sich mit der zeitlichen Entwicklung von statistischen Parametern und Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen von Geschwindigkeitskomponenten und anderen Größen der Strömung. Häufig sind nur zeitliche Mittelwerte relevanter Strömungsgrößen gesucht. Daher wurde 1895 von O. Reynolds die Zerlegung von Momentanwerten der Geschwindigkeit, des Druckes und der Temperatur in geeignete Mittelwerte und Fluktuationen um diese Mittelwerte vorgeschlagen:

$$u_i = \overline{u_i} + u_i', \quad p = \overline{p} + p', \quad \theta = \overline{\theta} + \theta'$$
(3.7)

Da in der Atmosphäre lokale Dichteschwankungen der Luft  $\rho'$  klein sind im Vergleich zur mittleren Luftdichte  $\rho$ , ergeben sich weitere Vereinfachungen der Gleichungen zur Beschreibung der turbulenten Strömung. Diese Vereinfachungen sind unter dem Namen *Boussinesq-Approximation* bekannt (Etling, 2002), nach ihr treten Dichtefluktuationen nur in Verbindung mit der Schwerkraft auf. Unter der Voraussetzung, daß Dichtefluktuationen auf Temperaturfluktuationen zurückzuführen sind, lauten die Impulsgleichungen in *Boussinesq-Approximation*:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} \left[ g - \left(\frac{\theta'}{\overline{\theta}}\right) g \right] + f_c \varepsilon_{ij3} u_j - \frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}$$
(3.8)

Die Anwendung der *Reynolds-Zerlegung* auf die abhängigen Variablen (außer auf die Temperatur) mit nachfolgender Mittelung überführt unter Anwendung der Reynolds'schen Mittelungsregeln und nach einigen Umordnungen die Impulsgleichungen in Gleichungen für die mittleren Geschwindigkeitskomponenten:

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\delta_{i3}g + f_c \varepsilon_{ij3}\overline{u_j} - \frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j^2} - \frac{\partial (\overline{u_i'u_j'})}{\partial x_j}$$
(3.9)

Der Vergleich mit der Gleichung für die instantanen Werte (3.3) verdeutlicht auch den Einfluß der Turbulenz auf die Bestimmung der mittleren Größen, dessen Existenz auf die Nichtlinearität der *Navier-Stokes* Gleichungen zurückzuführen ist. Durch Subtraktion der Gleichung für die mittleren (3.9) von der für die instantanen Größen (3.3) erhält man die Gleichungen für die Schwankungsgößen:

$$\frac{\partial u_{i}'}{\partial t} + \overline{u_{j}} \frac{\partial u_{i}'}{\partial x_{j}} + u_{j}' \frac{\partial \overline{u_{i}}}{\partial x_{j}} + u_{j}' \frac{\partial u_{i}'}{\partial x_{j}} = -\delta_{i3} \left(\frac{\theta'}{\overline{\theta}}\right) g + f_{c} \varepsilon_{ij3} u_{j}' - \frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_{i}} + v \frac{\partial^{2} u_{i}'}{\partial x_{j}^{2}} + \frac{\partial \left(\overline{u_{i}' u_{j}'}\right)}{\partial x_{j}}$$
(3.10)

Prognostische Gleichung für die Geschwindigkeitsvarianzen

Wird die obige Gleichung für die Schwankungsgrößen (3.10) mit  $2u'_i$  multipliziert und werden einige Umformungen bzw. Vereinfachungen vorgenommen (siehe Stull, 1988), so ergibt sich eine prognostische Bilanzgleichung für die Geschwindigkeitsvarianzen:

$$\frac{\partial \overline{u_i'^2}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i'^2}}{\partial x_j} = +2\delta_{i3} \left(\frac{\overline{u_i'\theta'}}{\overline{\theta}}\right) g - 2\overline{u_i'u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{2}{\overline{\rho}} \frac{\partial \overline{u_i'p'}}{\partial x_i} + \frac{\partial \left(u_j'u_i'^2\right)}{\partial x_j} - 2\varepsilon$$
(3.11)

mit der turbulenten Dissipationsrate  $\varepsilon = v \frac{\partial u'_i \partial u'_i}{\partial x_j \partial x_j} + v \frac{\partial u'_i \partial u'_j}{\partial x_j \partial x_i}$ . Die weiteren Terme werden

von z.B. Stull (1988) oder Wyngaard (1992) im einzelnen besprochen.

Gleichung für die turbulente kinetische Energie

Die Gleichung für die turbulente kinetische Energie (TKE) pro Masseneinheit ergibt sich aus der Summation der Gleichungen für die Geschwindigkeitsvarianzen dividiert durch zwei. Mit der Definition  $\overline{q^2} = \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}$  führt dies zu folgender Gleichung:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \frac{\overline{q^{2}}}{2}}_{I} + \underbrace{\overline{u_{j}} \frac{\partial}{\partial x_{j}} \frac{\overline{q^{2}}}{2}}_{II} = \underbrace{-\overline{u_{i}'u_{j}'} \frac{\partial \overline{u_{i}}}{\partial x_{j}}}_{III} + \underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\theta_{0}} (\overline{u_{i}'\theta'})}_{IV} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_{j}} \left[ u_{j}' \left( \frac{p'}{\rho_{0}} + \frac{q^{2}}{2} \right) \right]}_{V} - \underbrace{\varepsilon}_{VI} \quad (3.12)$$

hier haben die einzelnen Terme folgende Bedeutung:

- I lokale Speicherung oder Tendenz der turbulenten kinetischen Energie
- II Advektion von turbulenter kinetischer Energie
- III mechanische oder Scherungsproduktion von turbulenter kinetischer Energie
- IV Produktion oder Vernichtung von turbulenter kinetischer Energie durch turbulente Wärmeflüsse (Auftriebskräfte)
- V turbulenter Transport von turbulenter kinetischer Energie und Druckkorrelationsterm
- VI viskose Dissipation von turbulenter kinetischer Energie (molekulare Reibung)

Wird ein Koordinatensystem gewählt, das mit dem mittleren Wind ausgerichtet ist, reduziert sich die Gleichung bei zusätzlicher Annahme von horizontaler Homogenität zu:

$$\frac{\frac{\partial}{\partial t} \frac{\overline{q^2}}{2}}{I} = \underbrace{-\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}}_{IIII} + \underbrace{\frac{g}{\theta_0} \left(\overline{w'\theta'}\right)}_{IV} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(w'\left(\frac{p'}{\rho_0} + \frac{q^2}{2}\right)\right)}_{V} - \underbrace{\frac{g}{\partial z}}_{VI}$$
(3.13)

Die physikalische Bedeutung der einzelnen Terme ist wie in Gleichung (3.12). Die viskose Dissipation ist immer positiv, solange die turbulente kinetische Energie nicht gleich Null ist. Das heißt, Turbulenz ist dissipativ. Wird Turbulenz nicht lokal erzeugt oder durch mittlere turbulente Prozesse und Druckschwankungen in ein Volumen transportiert, besteht immer die Tendenz der zeitlichen Abnahme von turbulenter kinetischer Energie, was den dissipativen Charakter von Turbulenz ausmacht. Die Scherungsproduktion (Term III) tritt in der entsprechenden Gleichung für die mittlere kinetische Energie (hier nicht aufgeführt) mit entgegengesetztem Vorzeichen auf. Die über diesen Term der mittleren Strömung entzogene Energie wird zur Quelle für die turbulente kinetische Energie. Bei Dominanz von Scherung und dem Einfluß von Auftriebskräften in homogener Turbulenz kann 3.13 folgendermaßen verkürzt geschrieben werden:

$$\frac{\partial E_{kin}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{u'w'}\frac{\partial U}{\partial z} - \overline{v'w'}\frac{\partial V}{\partial z}}_{P} + \underbrace{\frac{g}{\theta_0}\overline{w'\theta'}}_{B} - \varepsilon$$
(3.14)

$$\frac{\partial E_{kin}}{\partial t} = P - B - \varepsilon \tag{3.15}$$

Hier bezeichnet P die Produktion durch Scherung und B die Produktion durch Auftriebskräfte. Obwohl das Auftreten homogener Turbulenz über größere Bereiche der freien Atmosphäre unwahrscheinlich ist, ermöglicht die Reduktion der TKE-Gleichung auf die Form 3.14 die Illustration des Wechselspiels zwischen Produktion und Vernichtung von TKE durch die Gegebenheiten des Grundstroms, die als wesentlich für die Turbulenz der freien Atmosphäre im Cirrusniveau angesehen werden. Solange die Hintergrundströmung eine Scherung aufweist (unabhängig vom Vorzeichen, der Term P kann mit Hilfe von Rotation und Deformation so umgeformt werden, dass die positive Definitheit der Produktion erkennbar ist) wird Turbulenzenergie erzeugt, und zwar um so mehr, je stärker die Scherung

ausgeprägt ist. Der Einfluss der Auftriebskräfte auf die TKE Produktion hängt vom Vorzeichen des turbulenten Wärmestroms ab. Dieses wird deutlicher, wenn für den Wärmefluß der Gradientansatz  $\overline{w'\theta'} = -K\partial\overline{\theta}/\partial z$  mit einem geeigneten Austauschkoeffizienten K verwendet wird. Durch die thermischen Auftriebskräfte kann sowohl Turbulenzenergie erzeugt als auch vernichtet werden. Die Verstärkung oder Abschwächung von TKE hängt somit vom vertikalen Gradienten der mittleren potentiellen Temperatur ab, d.h. von der thermodynamischen Schichtung. Bei labiler Schichtung,  $\partial\overline{\theta}/\partial z < 0$ , tragen die durch den Auftrieb bedingten Geschwindigkeitsschwankungen zur Produktion bei, bei stabiler Schichtung,  $\partial\overline{\theta}/\partial z > 0$ , wird TKE durch Arbeit der Vertikalbewegungen gegen den Temperaturgradienten vernichtet.

## 3.4 Maßzahlen und Längenskalen der turbulenten Strömung

Erachtet man neben der stets vorhandenen Energiedissipation durch molekulare Reibung die Produktion von Turbulenzenergie durch Scherung im Grundstrom und die Produktion bzw. Dämpfung durch Auftriebskräfte wie in 3.14 als dominant, so lässt sich zum Studium der Turbulenzenergieverteilung die Gleichung 3.14 so umstellen, dass sich als bestimmender Parameter die nach L.F. Richardson benannte *Richardson*-Flusszahl (Ri<sub>f</sub>) ergibt, in der die turbulenten Flüsse von Wärme und Impuls auftreten (zur Herleitung siehe z.B. Etling, 2002):

$$Ri_{f} = \frac{\frac{g}{\theta_{0}} \left( \overline{w'\theta'} \right)}{\overline{w'u'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}}$$
(3.16)

Der Scherungsproduktionsterm ist positiv definit, das Vorzeichen von Ri<sub>f</sub> hängt daher von der thermischen Schichtung ab. Im labilen Fall ist Ri<sub>f</sub> < 0, im stabilen Fall ist Ri<sub>f</sub> > 0. Werden die turbulenten Flüsse in 3.16 durch Anwendung des Gradientansatzes für die Temperatur bzw. die Geschwindigkeit angenähert, ergibt sich die in der praktischen Anwendung häufig verwendete Gradient-*Richardson*-Zahl, Ri:

$$Ri = \frac{g\frac{\partial \theta}{\partial z}}{\theta_0 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2}$$
(3.17)

Hier bezeichnet  $\theta_0$  die mittlere potentielle Temperatur des betrachteten Niveaus und g die Schwerebeschleunigung der Erde. Werden in 3.17 die lokalen Gradienten durch im Experiment bestimmbare Differenzen ersetzt, so erhält man die sogenannte "*bulk"-Richardson-*Zahl, Ri<sub>b</sub>.

Mit dem vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur, s, und dem Quadrat der vertikalen Windscherung, S,

$$s = \frac{\partial \theta}{\partial z},$$
  $S = \frac{\partial \overline{u}}{\partial z},$  (3.18 bzw. 3.19)

sowie der Brunt-Väisälä-Frequenz, N:

$$N = [(g/\theta_0)s]^{1/2}$$
(3.20)

lässt sich die Gradient-Richardson-Zahl wie folgt schreiben:

$$Ri = \frac{N^2}{S^2} \tag{3.21}$$

Die Richardson-Zahl kann als Maßzahl für die Existenz von Turbulenz in einer Strömung herangezogen werden. Stabilitätsbetrachtungen von Miles (1961) und Howard (1961) haben einen kritischen Wert für Ri (Ri<sub>crit</sub> = 0.25) ergeben, unterhalb dem kleine Störungen in einem Fluid exponentiell anwachsen können. Es ist jedoch zu beachten, dass es sich hier um ein lokales Kriterium handelt, und diese kritische Zahl bei der Verwendung von mittleren Profilen, die durchaus lokale Phänomene maskieren können, in nicht-stationärer Umgebung nur als Anhaltspunkt anzusehen ist. Turbulenzerzeugung kann in Strömungen mit Ri > 0.25auftreten, man kann in diesem Fall aber im allgemeinen von einem Abklingen der Turbulenz mit der Zeit ausgehen, nachfolgendes Mischen baut die ursprünglichen Diskontinuitäten in dem Fluid ab. Die Analysen von Miles (1961) und Howard (1961) basieren auf einer linearen Stabilitätsanalyse, und die ermittelte, kritische Reynolds-Zahl kennzeichnet den Ansatz einer Instabilität in einer laminaren Strömung, bzw. den Bereich in dem das nichtlineare Regime einbricht und Nichlinearitäten an Bedeutung gewinnen. Für turbulentes Mischen spielt jedoch der Bereich die entscheidende Rolle, in dem nichtlineare Effekte dominieren. Die Ableitung einer kritischen Richardson-Zahl aus der Gleichung für die turbulente kinetische Energie für das Turbulenzregime Ricrit, der Bereich in dem turbulente kinetische Energie gegen Null tendiert, führt zu Werten die in der Ordnung  $Ri_{crit}^{turb} \approx 4 \cdot Ri_{crit} \approx 1$  liegen (Canuto, 2002). Dementsprechend zeigen LES Simulationen einer stabil geschichteten Grenzschicht auch intensives, turbulentes Mischen bis zu einer Richardson-Zahl von 1 (Kosovic und Curry, 2000).

Ein Schlüsselproblem beim Verständnis und bei der Modellierung von stabil geschichteten, turbulenten Scherströmungen, wie sie typischerweise im Cirrusniveau vorzufinden sind, liegt in der Zuordnung relevanter Längenskalen, die die Dissipationsrate und die turbulente Diffusion bestimmen. Die meisten Turbulenzschließungsansätze, unabhängig von deren Komplexität, machen Annahmen über Längenskalen. Im allgemeinen können derartige Strömungen nicht mit einer einzigen Längenskala charakterisiert werden (Hunt et al., 1988; Tjernström, 1993). Ausgeprägte Turbulenz kann dann existieren, wenn die *Ozmidov*-Längenskala L<sub>0</sub> (Ozmidov, 1965), die das Verhältnis von Trägheits- zu Auftriebskräften darstellt, signifikant größer ist als die *Kolmogorov*-Mikroskala L<sub>K</sub>, der kleinsten Längenskala in einer Strömung, auf der Dissipation auftritt; in diesem Fall ist genügend Raum für einen ausgeprägten Intertialbereich vorhanden.

$$L_O = \left(\varepsilon/N^3\right)^{1/2} \tag{3.22}$$

$$L_K = \left( v^3 / \varepsilon \right)^{\frac{1}{4}} \tag{3.23}$$

Die Auftriebslängenskala  $L_B$  (*buoyancy length scale*) ist für die Bestimmung der vertikalen Verschiebungen von Luftpaketen und daher für die vertikale Vermischung von großer Bedeutung (z.B. Fernando, 2002):

$$L_B = \frac{\left\langle w'^2 \right\rangle^{1/2}}{N} \tag{3.24}$$

 $L_B$  repräsentiert die maximale vertikale Distanz, die ein Fluidelement aus seiner Gleichgewichtsposition wandern kann, bevor seine ursprüngliche kinetische Energie vollständig in potentielle Energie umgewandelt worden ist (Lesieur, 1997). Physikalisch stellt  $L_B$  den begrenzenden Einfluss auf die Vertikalbewegung dar, diese Größe kann jedoch lediglich als Richtwert dienen, da die zugrunde liegenden Mechanismen des Dämpfungsprozesses in ihrer Abhängigkeit von der *Richardson*-Zahl nicht hinreichend bekannt sind (Hanazaki und Hunt, 2004). Experimentelle Bestimmungen für die mittleren Troposphäre ergaben einen Faktor zwischen Auftriebslängenskala und *Ozmidov*-Längenskala von 10 bis 30 ( $L_B \approx 10-30 L_O$ ; Bacmeister et al., 1996).

## 3.5 Spektrale Darstellungen der Bereiche der atmosphärischen Turbulenz

Da Turbulenz auf die nichtlineare Kopplung von viele Bewegungsskalen zurückzuführen ist, hat es sich oft zur Beschreibung der Skalenabhängigkeiten in Zeit und Raum als hilfreich erwiesen, die spektrale Verteilung der Bewegungsenergie zu betrachten. Auf diese Weise können Aussagen zur Skala von Energieeinträgen und Energieumwandlungen gemacht werden. Aus den Energiedichtespektren kann aus der Lage der Maxima auf Skalen der Quellen für turbulente kinetische Energie geschlossen werden und der spektrale Verlauf (insbesondere der spektrale Abfall) erlaubt es, typische Bereiche atmosphärischer Turbulenz zu identifizieren. Im folgenden sollen die zu unterscheidenden Bereiche, Mikro-, Meso und Makroturbulenz, kurz vorgestellt werden. Wolkenfelder erstrecken sich über den Mikro- und Mesoturbulenzbereich, synoptische Systeme erreichen den Bereich der Makroturbulenz.

### 3.5.1 Der Bereich der Mikroturbulenz

### Kolomogorov's Trägheitsbereich (inertial subrange, ISR)

Hauptanliegen der Spektraltheorie der Turbulenz ist das Studium der Energieverteilung über die Turbulenzelemente (Wirbel) verschiedener Größe. Bei ihrer Entwicklung wurden die Betrachtungen zunächst auf einen (statistisch) stationären Vorgang beschränkt. Die zugrundeliegende, physikalische Vorstellung geht auf Richardson zurück: im Strömungsfeld einer turbulenten Strömung existieren Turbulenzelemente verschiedener Größe. Die Größenbeschränkung nach oben ist dabei durch die festen oder thermodynamischen Begrenzungen des turbulenten Bereiches gegeben, während die kleinsten Wirbelgrößen durch die Zähigkeit des Mediums (Viskosität) bestimmt werden. Als Lösungsansatz wurde die Untersuchung der Energiebilanz im Spektrum einer turbulenten Strömung verfolgt, dabei muß die Dissipationsenergie eines Spektralbereichs bei einem stationärem Vorgang gleich der Energie sein, die aus anderen Teilen (den Quellbereichen der Turbulenz) des Spektrums zuströmt (Frisch, 1995). Mit Hilfe von Ähnlichkeitsbetrachtungen und der physikalischen Vorstellung der totalen Energieübertragung von größeren zu den jeweils kleineren Turbulenzelementen im Bereich zwischen den Quellen und der Längenskala der viskosen Dissipation, der Energiekaskade, konnte Kolmogorov mit Hilfe der Dimensionsanalyse für den sogenannten Trägheits- oder Interialbereich folgende Beziehung für die Energieverteilung herleiten, die hier in spektraler Form mit der Wellenzahl k als Längenparameter angegeben wird (Frisch, 1995), k<sub>o</sub> bezeichnet die Ozmidov-Wellenzahl:

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \ k > k_Q$$
 (3.25)

Bei diesem Bild von "quasi-passiven" Wirbeln hängt die turbulente Energie bei der Wellenzahl k lediglich von der Dissipationsrate ab, und das Energiedichtespektrum fällt mit – 5/3 ab (in der Literatur wird daher auch häufig vom -5/3-Gesetz gesprochen). Die universelle Konstante  $\alpha$  (heute auch *Kolmogorov*-Konstante genannt) kann experimentell bestimmt werden, ihr Wert liegt bei 0.5, eine umfassende Diskussion zur *Kolmogorov*-Konstante und den Methoden zu ihrer nummerischen und experimentellen Bestimmung ist bei Sreenivasan (1995) zu finden. Umfassende Darstellungen und kritische Würdigungen der Theorie von Kolmogorov bieten z.B. Hunt und Vassilicos (1991) und Frisch (1995) an; Probleme der Theorie, die auch auf kleiner Skala beobachtete Intermittenz und lokale Anisotropie zu beschreiben, werden z.B. von Kraichnan (1974), Sreenivasan und Antonia (1997) und Warhaft (2000) herausgestellt. Es ist noch anzumerken, dass auch in nicht-turbulenten Strömungen Spektren gefunden werden können, die einen -5/3 Abfall aufweisen (z.B. Hunt und Vassilicos, 1991). Hier spielen intermittent auftretende Stufen oder starke lokale Gradienten eine Rolle.

#### Trägheits- und Auftriebsbereich (buoyancy subrange, BSR)

Im Fall einer stabilen Schichtung ist das obige Bild nicht mehr haltbar, die Wirbel arbeiten gegen die Schichtung, das heißt, sie verspüren die Schwerkraft, und kinetische Energie wird

zum Teil in potentielle Energie überführt, was bedeutet, dass die Voraussetzungen für die Gültigkeit der obigen Beziehung (3.25) nicht mehr gegeben sind. Als physikalisch relevanter Parameter kommt nun die *Brunt-Väisälä*-Frequenz N (3.20) ins Spiel. Eine Dimensionsanalyse unter Berücksichtigung von N und der Wellenzahl erfordert  $E(k) \sim N^2 k^{-3}$ , wie es von Lumley (1964) vorgeschlagen wurde. Die Dissipationsrate taucht hier nicht explizit auf, da die Dissipation in Wärme auf anderer Skala stattfindet als die hier relevante Energieüberführung in potentielle Energie. Mit ihrer Hilfe wird allerdings der Gültigkeitsbereich der obigen Beziehung markiert:  $k < k_0$ . Mit N und  $\varepsilon$  ist  $k_0$ , die *Ozmidov*-Wellenzahl, folgendermaßen definiert  $k_0 = (N^3 \varepsilon^{-1})^{1/2}$ . Lumley's Ausdruck für die spektrale Energieverteilung im Wellenzahlraum bezieht sich auf beide spektrale Bereiche, den Inertialbereich und den Auftriebsbereich, sie hat folgende Form (Lumley, 1964):

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} \left[ 1 + \left( \frac{k}{k_0} \right)^{-4/3} \right] k^{-5/3}$$
(3.26)

#### Trägheits-, Auftriebsbereich und Schwerewellen

 $E(k) = \alpha \varepsilon(k)^{2/3} k^{-5/3}$ 

In einer Serie von Arbeiten hat Weinstock (insbes. 1978, 1980) das Lumley-Modell kritisch diskutiert und signifikant erweitert, indem er explizit den Einfluß von Schwerewellen, die zu einer atmosphärenphysikalisch kompletten Behandlung einer stabil geschichteten Strömung gehören, eingearbeitet hat. Schwerewellen können von Wirbeln abgegebene, kinetische Energie speichern, und diese Energie wird bei Weinstock's spektraler Energieverteilung berücksichtigt. Die Beziehung von Weinstock sieht in der Form, wie sie bei Canuto und Minotti (1993) angegeben wird, wie folgt aus:

mit

$$\varepsilon(k) = \varepsilon \left[ 1 + \frac{1}{3} b \alpha N^2 \varepsilon^{1/3} k_B^{-5/3} e^{-1/2} C(k/k_B') \right]^3$$

α stellt hier wieder die *Kolmogorov*-Konstante dar und ε die Dissipationsrate, e bezeichnet die turbulente kinetische Energie und N die Brunt-Väisälä Frequenz. Bei  $k'_B$  handelt es sich um eine modifizierte Auftriebswellenzahl  $(k'_B = (6/5)^{\frac{1}{2}} N e^{-1/2})$ . C steht für die Integralgleichung  $C(y) = \int_{y}^{\infty} x^{-2/3} (1 + x^2)^{-1} dx$ .

Diese Darstellung führt im Auftriebsbereich nicht zu einem festen spektralen Abfall, dem Spektrum ist es gestattet mit sich ändernder Steigung zu verlaufen. Der Einfluss der Temperaturschichtung wird über die Brunt-Väisälä Frequenz und die TKE explizit berücksichtigt. Dieses Model zeigt die Tendenz bei der Skala des Energieeintrags eine Mulde im Spektrum auszubilden, auf die zu kleineren Skalen hin ein spektraler Buckel folgt (Weinstock, 1980).

(3.27)

#### 3.5.2 Der Bereich der Mesoturbulenz

#### Mesoskalige, geschichtete Turbulenz (mesoscale stratified turbulence)

Im Bereich der Mesoskala, in dem in der Regel die Schichtung der Atmosphäre stabil ausgeprägt ist, bestimmen überwiegend horizontal ausgeprägte Wirbel das Bild, und es kann von geschichteter, quasi-zwei-dimensionaler Turbulenz gesprochen werden, Lilly (1983) hat für diesen Bereich die Kennzeichnung *"stratified turbulence"* eingeführt. Gage (1979) und Lilly (1983) haben dazu die ausschlaggebenden Überlegungen publiziert, die auf Arbeiten zu Energiekaskaden in zweidimensionaler Turbulenz von Kraichnan (1976) und Kraichnan und Montgomery (1980) aufbauen. Im Kern der Theorie steht eine inverse Energiekaskade, durch die ein Teil der kleinerskaligen, turbulenten kinetischen Energie zu größeren Skalen hin transportiert wird. Ursprünglich drei-dimensionale Turbulenz kollabiert durch den Stabilitätseinfluss und wächst zu größerskaligen, horizontalen orientierten Wirbeln aus. Dazu sind anschauliche Beispiele aus Laborversuchen bei Lin und Pao (1979) und Hopfinger (1987) zu finden. Für den Bereich stratiformer Turbulenz läßt sich ein Energiedichtespektrum ableiten, das wie im drei-dimensionalen Fall mit -5/3 abfällt.

$$E(k) = \alpha_L \left(\frac{dE}{dt}\right)^{2/3} k^{-5/3}, \quad k < k_u$$
(3.28)

Der Term dE/dt stellt den Energieeintrag durch kleinskalige Quellen in die inverse Energiekaskade dar.  $\alpha_L$  ist wiederum eine universelle Konstante, ihr Wert wird mit ~9  $\alpha_{Ko}$ angegeben (Lilly, 1983).  $k_u$  ist die größte Wellenzahl im *stratified inertial subrange* (SISR), sie hängt von der Wellenlänge des Energieeintrags auf kleinerer Skala ab und liegt im Längenbereich von ~10 km. Der SISR kann sich bis zu einigen hundert Kilometern erstrecken. Lilly (1983) zeigt, dass nur ein geringer Anteil (einige wenige Prozent) an der Energie im drei-dimensionalen Bereich ausreicht, um die beobachteten Spektren der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten auf der Mesoskala zu erklären.

Eine konkurrierende Erklärung der im mesoskalen Regime beobachteten Spektren, die auch zu einem spektralen Abfall von -5/3 führt, geht von einem Spektrum gesättigter Schwerewellen aus (van Zandt, 1982, Sidi et al. 1988, Dewan, 1997). Welche der beiden Erklärungen eher zutrifft ist bisher noch nicht abschließend entschieden (McWilliams, 2004), vielmehr deuten neuere Messungen (Bacmeister et al., 1996; Gao und Meriwether, 1998) und Modelluntersuchungen (Lilly et al. 1998) darauf hin, dass die beobachteten Spektralverläufe zur Zeit noch nicht durch eine geschlossene Turbulenztheorie erklärt werden können, was insbesondere für die obere Troposphäre gilt (Cho und Lindborg, 2001). In vielen Fällen werden sowohl Wellen wie auch stratiforme Turbulenz zu den beobachteten Spektren auf der Mesoskala beigetragen haben (Gage, 2004).

#### 3.5.3 Der Bereich der Makroturbulenz

Auf der größten planetaren Skala bildet sich nach Charney (1971) eine *Enstrophy*-Kaskade aus, die hier der Vollständigkeit halber angegeben wird. Es wird im allgemeinen von quasigeosprophischer Turbulenz gesprochen.

$$E(k) = \alpha_C \eta^{2/3} k^{-3}, \quad \sim 1000 - 5000 \, km \tag{3.29}$$

Bei  $\alpha_{\rm C}$  handelt es sich um eine Konstante und  $\eta$  bezeichnet die *Enstrophy*-Transferrate. Die Ausbildung einer inversen Energiekaskade sowie der Transport von passiven Beimengungen in geostrophischer Turbulenz wird umfassend von Smith et al. (2002) diskutiert. Der Bereich der Makroturbulenz wird in dieser Arbeit keine Rolle spielen, er ist aber für großskalige Cirrussysteme von Relevanz.

In Abbildung 3.1 sind die vorausgehend besprochenen, spektralen Verläufe skizziert.



Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des kinetischen Energiespektrums für den quasizweidimensionalen Bereich (mesoskalige und makroskalige Turbulenz) und den dreidimensionalen Bereich (w-Komponente, mikroskalige Turbulenz mit Auftriebsbereich (BSR), und Trägheitsbereich (ISR)).

## 3.6 Turbulenz und Wellen in der freien Troposphäre

#### 3.6.1 Turbulenz

Die freie Troposphäre ist im allgemeinen stabil geschichtet (Hunt et al., 1996), was zu einer ständigen Umwandlung von turbulenter kinetischer Energie in potentielle Energie führt, denn in der stabil geschichteten Strömung wird Turbulenzenergie hauptsächlich durch Arbeit gegen

die Schichtung und durch viskose Dissipation verbraucht. Da der Auftriebsterm (Gl. 3.14) direkt nur auf die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit wirkt, tendiert die Strömung zur Anisotropie auf den Skalen, auf denen dieser Term dominiert. Im allgemeinen führt die räumliche Verteilung von wolkenbezogenen Turbulenzquellen und sporadisch auftretenden, brechendenden Schwerewellen (Abschnitt 3.6.2) und anderen dynamischen Instabilitäten (Lilly, 1986), hier ist insbesondere die Kelvin-Helmholtz-Instabilität hervorzuheben, zu einer auf vielen Skalen intermittenten Verteilung der turbulenten kinetischen Energie. Darüber hinaus können auch horizontale Scherungen und Advektion signifikante Bildungsfaktoren sein, sie sind in der homogenen Form der TKE-Gleichung (3.14) nicht vertreten. Auf grund der Intermittenz des Auftretens der Bildungsmechanismen und dem überwiegend unmittelbar folgenden Abklingen, tritt Turbulenz in der stabil geschichteten, bewölkten Atmosphäre von Grund auf heterogen in Erscheinung, und dies sehr ausgeprägt in vertikaler Richtung. Turbulenz zeigt sich häufig in vertikal eng begrenzten Schichten, den "pfannkuchenförmig" ausgebildeten Raumgebieten, die mehr oder weniger unabhängig ihrem Lebenszyklus folgen. Die Interaktion zwischen Wellen und Turbulenz insbesondere auch die Trennung dieser unterschiedlichen Bewegungsformen beschäftigt die experimentelle Atmosphärendynamik schon seit langem (Bretherton, 1969; Stewart, 1969, Dewan, 1985). Das Vermischen von Luftmassen und entsprechenden Beimengungen über größere Raumgebiete muss als diskontinuierlicher Prozess in der Zeit angesehen werden, es tritt quasi-stufenartig auf und beruht häufig auf mehreren Turbulenzereignissen (Dewan, 1981; Vanneste und Haynes, 2000).

Eine umfassende Übersicht zu Grundlagen und älteren Beobachtungen der Turbulenz in der freien Atmosphäre bietet auch heute noch die Monographie von Vinnichenko et al. (1980). Die Zusammenstellung von Gage und Gossard (2003) berichtet über neuere Ergebnisse, sie berücksichtigt insbesondere auch auf der Radartechnik beruhende Messungen. In einer früheren Arbeit versucht Vinnichenko (1970) viele Einzelmessungen von Energiespektren im Skalenbereich von 10 m -2000 km zu einem Gesamtbild zusammenzufügen. Lilly (1983) vergleicht Energiespektren des horizontalen Windes verschiedener Autoren im Skalenbereich von 5 - 40000 km. Sie weisen alle den gleichen, charakteristischen Verlauf auf. Nastrom und Gage (1985) fassen Messungen zusammen, die im Rahmen von GASP (Global Atmospheric Sampling Program) gemacht wurden, und zeigen klimatologische Energiespektren des horizontalen Windes im Wellenlängenbereich von 2,6 bis 10000 km. Die Spektren basieren auf Windmessungen an Bord von kommerziellen Flugzeugen im Routinedienst. Über 6000 Flüge wurden in der Nähe der Tropopause in Höhen zwischen 9 und 14 km ausgewertet. Die Autoren berichten über einen sehr geringen Einfluß der geographischen Breite und noch geringeren jahreszeitlichen Einfluß auf die spektrale Amplitude und schreiben den Spektren einen universellen Charakter zu. Es sind deutlich zwei unterschiedliche Spektralbereiche auszumachen, mit den charakteristischen Steigungen von k<sup>-3</sup> bzw. k<sup>-5/3</sup>. Über weitere Messungen zu horizontalen Wellenzahlspektren in der freien Atmosphäre auf der Mikro- und Mesoskala berichten Lilly und Lester (1974), Lilly et al. (1974), Bacmeister et al. (1996) und Gao und Meriwether, 1998).

Der Grundzustand der freien Troposphäre ist durch die thermisch stabile Schichtung, die Vertikalbewegungen dämpft und das vertikale Mischen stark einschränkt (Fernando, 2002), und durch die Deckelfunktion der Tropopause geprägt. Einige Arbeiten haben sich intensiv

44

mit der Entwicklung dieser Mischungschichten in stabil geschichteten Strömungen beschäftigt (z.B. Long, 1978; Fernando, 1991; Peltier und Caufield, 2003). Das vertikale Windfeld wird abwechselnd von Schwerewellen und der großskaligen Strömung dominiert (Gage and Nastrom, 1986). Als Quellen turbulenter Energie können mesoskalige Prozesse wie Welleninstabilitäten (orographisch oder im Inversionsbereich der Tropopause erzeugt), ausgeprägte, konvektive Systeme (Lilly, 1989), Windscherungen im Strahlstrombereich wie Wolkenbildungsprozesse, die mit Freisetzung Kondensationsauch von und Sublimationswärme verbunden sind, angesehen werden. Die genannten Prozesse können simultan existieren und sich untereinander verstärken aber auch abschwächen. Auf lokaler Skala wird das Temperaturprofil durch Strahlungsabkühlung am Oberrand von Wolken und Strahlungserwärmung durch Absorption sowie gegebenenfalls Phasenumwandlungswärmen (siehe z.B. Houze, 1993) beeinflusst. In Cirruswolken sind die Strahlungserwärmung und die latenten Wärmeströme von vergleichbarer Größenordnung (Starr und Cox, 1985b), die räumlichen Verteilungsmuster können aber sehr unterschiedlich ausfallen, abhängig von der Geschichte der mikrophysikalischen Entwicklung und den Faktoren im Fernfeld, die die lokalen Erwärmungsraten bestimmen.

Die in der nicht konvektiv bewölkten Atmosphäre auftretenden Turbulenzereignisse werden im englischen Sprachgebrauch mit *Clear Air Turbulence* (CAT) bezeichnet (Reiter, 1969; Dutton und Panofsky, 1970), im Deutschen wird manchmal von Klarsicht-Turbulenz gesprochen. CAT hat insbesondere das Interesse der Luftfahrtindustrie (Pao und Goldburg, 1969; Ellrod et al., 2003) und Pilotenausbildung (Lester, 2000) auf sich gezogen.

Vom Nationalen Komitees für *Clear Air Turbulence* in den Vereinigten Staaten von Amerika wird die folgende Definition für CAT bereitgestellt (U.S. Department of Commerce, 1966):

CAT comprises all turbulence in the free atmosphere of interest in aerospace operations that is not in, or adjacent to, visible convective clouds. This includes turbulence found in cirrus clouds not in, or adjacent to, visible convective activity.

Auch die jüngere Definition, gegeben im Übersichtsartikel von Ellrod et al. (2003), bezieht die Cirruswolken mit ein:

CAT is defined as aircraft turbulence that occurs at altitudes of 5.6 km (about 500 hPa) or higher, either in cloud-free conditions or within stratiform clouds.

Turbulenz in Cirruswolken wird demnach der *Clear Air Turbulence* zugeordnet, ein Ansatz der im Rahmen dieser Arbeit naturgemäß nicht verfolgt wird. Allerdings ist bei der Beschreibung der Turbulenz in Cirruswolken der Einfluss von *Clear Air Turbulence* entsprechend sichtbar und ist zu berücksichtigen. CAT wird häufig in Tropopausennähe in Verbindung mit den Strahlströmen oder mit internen Fronten in aktiven, extratropischen Zyklonen beobachtet (Keller, 1990). Regionen, in denen CAT Ereignisse häufig auftreten, können einer Klimatologie von Ellrod (1993) entnommen werden. Zu erwartende Turbulenzintensitäten in CAT Ereignissen sind in den gut dokumentierten Messungen von Kennedy und Shapiro (1975, 1980) aufgeführt.

### 3.6.2 Schwerewellen und Kelvin-Helmholtz Instabilitäten

#### Schwerewellen

Interne Schwerewellen sind in der freien Troposphäre fast überall anzutreffen, sie treten in allen Höhen und mit vielen unterschiedlichen Wellenlängen und Amplituden auf. Schwereoder Auftriebswellen sind Folge des Einflusses der Schwerkraft auf Störungen in der stabilen Schichtung, die in der freien Troposphäre den vorherrschenden thermodynamischen Zustand darstellt. Die Ursachen ihrer Entstehung sind verschiedenartig, sie reichen von der Anregung durch die Topographie, durch Windscherung, oder durch die konvektive Grenzschicht bis hin zu Entstehung in der Umgebung konvektiver Wolkencluster und Gewitter (z.B. Hauf und Clark, 1989; Fritts und Nastrom, 1992; Nastrom und Fritts, 1992; Pavelin und Whiteway, 2002). Auf größeren Skalen, für die Coriolis-Effekte zu berücksichtigen sind (obere Meso-Skala  $\beta$ ), wird von Trägheitsschwerewellen gesprochen. Einen umfassenden Überblick zu Schwerewellen liefern Gossard und Hooke (1975) und Fritts und Alexander (2003). Auch die durch Wellen verursachten Effekte sind vielfältiger Natur und modulieren fast alle atmosphärischen Variablen, sie betreffen damit groß-, meso- sowie kleinskalige Prozesse (z.B. Hooke, 1986; Fritts und Werne, 2000). Im Zusammenhang mit der vorliegenden Arbeit sind die mit den Wellen verbundenen Instabilitäten, die zu ihrem Brechen führen, und die nachfolgende Erzeugung von Turbulenz und damit einhergehende Mischungsprozesse von besonderem Interesse. Als dominante Instabilitäten kommen im Tropopausenbereich die Scherungsinstabilität (Kelvin-Helmholtz-Instabilität, siehe unten) und bei starkem Amplitudenwachstum konvektive Instabilitäten in Betracht (Weinstock, 1987; Fritts und Werne, 2000). Mit Hilfe von aufwendigen dreidimensionalen, nummerischen Simulationen konnte von Andreassen et al. (1998) und Fritts et al. (1998) der Prozess des Brechens von Schwerewellen in einer stabil geschichteten Scherströmung über viele Skalen von der anfänglichen Instabilität bis hinunter auf die Turbulenzskala vollständig aufgelöst berechnet werden, wobei die besondere Rolle von Wirbelinteraktionen verdeutlicht wurde.

Zu einem Brechen der Wellen kommt es auch häufig, wenn Trägheitsschwerewellen mit ausgedehnten Scherschichten wechselwirken (Uccellini und Koch, 1987; Dunkerton, 1997), was in mittleren Breiten besonders im Bereich des Strahlstroms vorkommt (Lane et al., 2004). Die beim Brechen auftretenden, konvektiven Anregungen erzeugen nicht selten erneut Wellen, welche häufig mit der Ausgangswelle in Resonanz treten. Die Überlagerung und Interaktion verschiedener Wellen resultiert in ein Wellenspektrum (Staquet und Sommeria, 2002). Interagierende Wellen führen zu den zu beobachtenden, chaotisch auftretenden Wellenanordnungen, deren Signaturen mitunter schwer von Turbulenz zu trennen sind. Ein weiterer praktischer Grund, sich mit den Wellen zu befassen, ist, ihren Einfluss auf die Turbulenzstatistik und die Energiedichtespektren abzuschätzen (Dewan, 1985) und gegebenenfalls durch Filterung aus Datensätzen zu eliminieren. Die Trennung von Turbulenz und Wellen stellt ein fundamentales Problem von stichprobenartigen Messungen in der freien Atmosphäre dar (Stewart, 1969), dies trifft insbesondere auf den Übergangsbereich zwischen der Meso- und Mikroskala zu (z.B. Bacmeister et al. 1996).

## Kelvin-Helmholtz-Wellen

Scherungsinstabilitäten in stabil geschichteter Strömung gehören zu den bedeutendsten Ursachen für die Turbulenzerzeugung und vertikale Mischungsprozesse in der freien Atmosphäre (Fritts und Rastogi, 1985). Sie sind daher besonders relevant für Betrachtungen der Turbulenz im Cirrusniveau. Neben dem Vermischen von Masse (trockene/feuchte Luft und Wolkenpartikel) wird auch ein Transport von Impuls bewirkt, der das Scherungsprofil der Hintergrundströmung nachhaltig beeinflusst (Scinocca, 1995). Hinzu kommt bei entsprechenden Nichtlinearitäten ein Transport von Wärme (Hunt, 1985). Der effektive Mischungsvorgang beschränkt sich nicht allein auf das direkte Überschlagen der aus dem anfänglichem Wellenstadium hervorgehenden größten Wirbel, sondern er wird von der dabei erzeugten dreidimensionalen Turbulenz solange aufrecht erhalten, bis diese durch die Stabilität der Schichtung und durch Dissipation aufgezehrt wird. Der eigentliche Prozess des Auflösens der formierten Wirbel in der stabil geschichteten Atmosphäre gestaltet sich häufig sehr komplex und geht auf konvektive und Scherungsinstabilitäten zurück (Thorpe, 1987), insbesondere dann, wenn keine dominanten Energiequellen vorliegen (Winters und D'Asaro, 1994).

Die sogenannte Kelvin-Helmholtz-Instabilität (K-H-Instabilität) tritt in freien Schichten-Strömungen auf, in denen das Strömungsprofil mindestens einen Wendepunkt hat (Oertel und Delfs, 1996). Sie wurde zuerst von Herman von Helmholtz im Jahr 1868 beschrieben, Lord Kelvin formulierte und löste im Jahr 1871 das Instabilitätsproblem. In Regionen mit ungewöhnlich starker vertikaler Scherung und verringerter Stabilität entstehen häufig oszillierende Störungen die dann als Kelvin-Helmholtz-Wellen bezeichnet werden (z.B. Lilly, 1986; Hopfinger 1987). Das Erscheinungsbild der Instabilität im Anfangsstadium ähnelt dem eines Wellenzuges, es umfasst einige (seltener viele) Elemente in periodischem Abstand. Deren Lebensdauer beträgt typischerweise einige Minuten, sie lösen sich dann über dreidimensionale Prozesse in weniger organisierte Turbulenz auf. Die K-H Wellenlängen können bis zu einem Vielfachen der vertikalen Erstreckung des Scherungsbereiches betragen. Es existiert kein einfaches mechanisches Modell eines Stabilitätskriteriums für K-H Wellen, theoretische Betrachtungen von Miles (1961) und Howard (1961) zeigten jedoch, dass die Instabilitäten nicht bei Richardson-Zahlen größer als 0.25 auftreten. Bei der Übertragung dieses Kriteriums auf die reale Atmosphäre, ist jedoch zu berücksichtigen, dass sich der instabile Bereich nicht über größere Raumbereiche oder Perioden erstrecken muss und daher mitunter schwer zu erfassen ist (Lilly, 1986).

*Kelvin-Helmholtz*-Instabilitäten treten häufig auch innerhalb der deformierten Strukturen brechender Schwerewellen auf (Fritts et al., 1998; Fritts und Werne, 2000). Das Brechen führt in den Bereichen zwischen den einzelnen Wirbeln zu starken Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten, durch die sich wiederum sekundäre Instabilitätsphänomene entwickeln können (Schilling, 1993). Die dabei entstehenden Wirbel führen über den Prozess der Wirbelverschmelzung wiederum zu größeren Wirbeln (Oertel und Delfs, 1996). Eine leicht idealisierte typische Entwicklung einer K-H Instabilität ist in Abbildung 3.2 skizziert, die auf Laborbeobachtungen und Beobachtungen von Einzelereignissen in der Atmosphäre beruht. Es existieren wenige direkte Messungen solcher Wellen in Wolken, ihr typisches Erscheinungsbild trat jedoch in Lidar- und Radarmessungen auf. Die Bedeutung von K-H-



Abbildung 3.2: Entwicklung einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität in einer stabil geschichteten Scherströmung. Die anfängliche Störung (a) wächst bis zum Überschlagen (b-f) und zerfällt dann in dreidimensionale Turbulenz (g). Die einzelnen Elemente verbinden sich in der Scherströmung zu einer turbulenten Schicht (h), deren Turbulenzintensität dann durch die thermische Stabilität bedingt wieder abklingt (i). (Graphische Darstellung nach Thorpe, 1969).

Instabilitäten für die Wolkenentwicklung wurde von Martner und Ralph (1993) anhand eindrucksvoller Doppler-Radarmessungen dokumentiert. Die Beispiele zeigen ein Einmischen trockener, klarer Luft vom Oberrand her, das bis zu 2 km in die Wolke hinunterragt und diese durch den Eintrag ungesättigter Luft nachhaltig veränderte. Über eine weitere aufschlussreiche Fallstudie zu K-H-Instabilität und Scherung wird von Marsham und Dobbie (2005) berichtet.

# 3.7 Turbulenz und Dynamik in Cirruswolken: Bisherige Arbeiten

## 3.7.1 Beobachtungen

Eine der ersten Aussagen zu dynamischen Vorgängen in Cirren, die auf Erkundungen vom Forschungsflugzeug aus beruhen, wurde von Hill (1951) publiziert, der über die Signatur und Zeitskala von brechenden Wellen in *cirrostratus* berichtet.

Ludlam (1956) betrachtet die Zirkulationen in Verbindung mit isolierten Cirruswolken in Schönwettergebieten, insbesondere bespricht er *cirrus uncinus* Beobachtungen. Die typische Größe der Bildungszellen von ca. 1 km oder weniger mit nachfolgenden, ausgedehnten Fallstreifen lies auf Konvektion schließen, die daher in flachen, bedingt stabilen Schichten in der oberen Troposphäre auftreten musste. Die dem *cirrus uncinus* so eigentümliche Hakenform erklärte Ludlam richtig durch Windscherungseffekte (Abschnitt 2.4).

Nachfolgende Studien untersuchten Beziehungen zwischen der Cirrusmorphologie und den großskaligen dynamischen Prozessen sowie den thermodynamischen Umgebungsbedingungen. Conover (1960) beobachtete das Auftreten von Cirren im Bereich der Sekundärzirkulation von Strahlströmen, auf deren warmer Seite. parallel zu Temperaturdiskontinuitäten. Mit Hilfe der terrestrischen Stereophotogrammetrie untersuchte Reuss (1967) Cirrusbänder nach ihrer räumlichen Lage, Gestalt und Struktur in Verbindung mit den meteorologischen Umgebungsdaten. Demnach liegen großräumige Cirrusbänder oberhalb von starken Windscherungen und sind parallel zur Scherung orientiert. Die beobachteten Cirrusbänder bildeten Luftmassengrenzen zwischen Gebieten verschiedener in Verbindung Temperatur. Umfangreiches Photomaterial mit synoptischen und aerologischen Analysen stellt Reuss (1964) zusammen. Yagi et al. (1968), die ebenfalls stereophotographische Methoden verwendeten, konzentrierten sich auf Gestalt und Bewegungsrichtung von cirrus uncinus. Sie beobachteten starke Windscherungen im Wolkenbereich, die die Wolkenmorphologie bestimmten. Kopf und Schweif der uncinus Wolken bewegten sich jeweils mit dem Wind in der entsprechenden Höhe, was zu Verzerrungen führte. Die Wolke als Ganzes folgte ungefähr der Richtung der vertikalen Scherung des horizontalen Windes. In einer Folgearbeit kommt Yagi (1969) zu dem Ergebnis, dass cirrus uncinus Wolken in Schichten mit trocken-adiabatischem Temperaturgradienten und vertikaler Scherung auftraten, oberhalb und unterhalb der Wolke war die Atmosphäre thermisch stabil geschichtet, wobei sich der uncinus-Schweif in sehr stabilen Schichten befand. Die Untersuchungen basieren auf Radiosondenaufstiegen und gleichzeitiger Stereophotogrammetrie. Im Fall von spissatus und fibratus herrschte auch im unteren Bereich der Wolke trocken-adiabatische Schichtung vor.

Die ersten auf umfangreichen in situ Messungen von horizontalem und vertikalem Wind, Temperaturen und Kristallgrößenspektren beruhenden, dynamischen Konzeptmodelle für cirrus-uncinus stammen von Heymsfield (1975b), der auf die oben zitierten Vorstellungen Die Arbeit stellt die Bedeutung der vertikalen Windscherung, aufbaut. einer trockenadiabatischen Temperaturschichtung im Bildungsbereich der Wolke und die Konvektionsanregung durch Wellen im stabilen Bereich unterhalb der Wolke heraus. Die Eiskristalle wachsen in Aufwindschläuchen im Kopf der Wolke. Heymsfield spekuliert auch über Mechanismen zur zeitlichen Entwicklung von uncinus, hier scheinen thermodynamische Prozesse und dadurch angeregte Zirkulationen im Wolkenschweif eine Rolle zu spielen. Heymsfield (1977) stellt, beruhend auf sehr umfangreichen Beobachtungsdaten, das Auftreten von Cirrus und dessen Eigenschaften in einen großskaligen Kontext. Auf der Mesoskala (~10 km) wurden typische Vertikalgeschwindigkeiten von ca. 0.1 ms<sup>-1</sup> in Cirren in Verbindung mit Warmfronten und bis zu 0.5 ms<sup>-1</sup> in eher konvektiven Situationen gefunden.

Erste direkt auf Turbulenz ausgerichtete Untersuchungen werden von Pinus und Litvinova (1980) vorgestellt und von Vinnichenko et al. (1980) weiter analysiert. Sie berichten über langjährige Untersuchungen in der ehemaligen Sowjetunion zur Turbulenzintensität in Cirren, ihre Daten lösen allerdings nur Fluktuation auf einer Skala größer als 200 m auf. Dementsprechend zeigen die stark gemittelten Energiedichtespektren des Vertikalwindes auch keinen Ansatz eines Inertialbereiches. Der Auswertung von Pinus und Litvinova (1980) folgend treten erhöhte Turbulenzintensitäten in Cirrus und Cirrostratus etwa 10 mal häufiger auf, als in wolkenfreier Luft in gleicher Höhe. Im oberen Bereich von Cirrostratus wurde in

65-70 % der Durchflugzeit erhöhte Turbulenzintensität registriert. Weitere Ergebnisse dieser umfangreichen Untersuchungsserie über anderen Regionen der UdSSR sind bei Dmitriev et al. (1984, 1986) und Ermakov et al. (1984) zusammengestellt. Es werden über unterschiedliche Fälle gemittelte Statistiken, Spektren und daraus abgeleitete (und daher fragwürdige) Dissipationsraten für *cirrostratus* und Strahlstrom-Cirrus präsentiert. Ermakov et al. (1984) vergleichen Turbulenzintensitäten in Cirrus mit denen in anderen Wolkengattungen.

Sassen et al. (1989) stellen drei Fallstudien zur mesoskaligen und mikroskaligen Struktur von Cirren vor, ihnen standen u.a. Flugzeugmessungen mikrophysikalischer und dynamischer Größen (Auflösung 200m) sowie Lidarprofile zur Verfügung. In den Wolken konnten mesoskalige Bildungsregionen je nach Wolkentyp von 15 bis 100 km Länge identifiziert werden. Die Lidarbeobachtungen zeigten die Existenz von kleinen, zellularen, konvektiven Strukturen in fast allen Bildungsgebieten der stratiformen Cirruswolken, oft in nahezu neutralen Schichtungen. Da die kleinen, eingebetteten Zellen die Größe von *cirrus uncinus* aufweisen, prägen die Autoren den Begriff: "Mesoscale Uncinus Complexes" (MUC). Sassen et al. (1989) zeigen Energiedichtespektren der Vertikalwindgeschwindigkeit für den Übergangsbereich von quasi-zweidimensionaler zu dreidimensionaler Turbulenz, deren Variabilität die mesosaklige Organisation der Wolkensysteme verdeutlicht. Starr und Wylie (1989) werteten detailliert synoptische Daten und Radiosondenaufstiege einer Fallstudie des FIRE Experiments (Starr, 1987b) aus, sie fanden Bildungsgebiete von weniger als 1 km Tiefe und ebenfalls zellulare Organisation (Durchmesser < 1 km) angeordnet in mehreren horizontalen Schichten.

Erste räumlich hochaufgelöste Turbulenzmessungen in Cirruswolken werden von Quante (1989) und Quante et al. (1990) beschrieben. Die Messungen in zwei gealterten, frontalen Cirrusbändern, die während des Internationalen Cirrus Experiments 1987 (Raschke, 1988) durchgeführt wurden, zeigten sehr variable Energiedichtespektren, die Tendenz zu einem Inertialbereich trat bei Skalenlängen deutlich unter 100 m auf. Die gefundenen Turbulenzintensitäten wurden als gering eingestuft, turbulente Zonen wurden nicht ausschließlich in den bewölkten Regionen gefunden. Die Untersuchungen unterstreichen die Notwendigkeit von schnellen Messsystemen (>20 Hz) zur adäquaten Erfassung des Turbulenzcharakters im Cirrusniveau. Quante und Brown (1992) vergleichen die Turbulenzcharakteristik für Cirruswolken in dynamisch unterschiedlichen Strömungsfeldern und verweisen auf die Bedeutung der Windscherung und den damit verbundenen Instabilitäten für die Existenz höherer Turbulenzintensitäten. Typische energietragende Längenskalen werden mit einigen zehn bis zu hundert Metern angegeben, in den darüber liegenden Skalenbereichen zeigte das Turbulenzfeld eher einen zweidimensionalen Charakter, vertikale Bewegungen waren durch die thermische Stabilität beeinträchtigt. Auf die Beobachtung von Schwerewellen wird hingewiesen.

Gultepe und Rao (1993) untersuchen die Feuchte- und Wärmebilanz in einem Strahlstrom-Cirrus über Wisconsin, sie fanden im Gegensatz zu anderen Beobachtungen eine relativ homogene Bewölkung mit moderater Turbulenz vor. Lediglich im oberen Wolkenabschnitt deuteten stärkere Fluktuationen der potentiellen Temperatur auf geringfügige konvektive Aktivität hin. Gultepe und Starr (1995) stellen eine weitere Fallstudie aus dem FIRE-Projekt vor und verweisen erneut auf die hohe Variabilität, ihre Messungen lösen jedoch nicht den Inertialbereich auf, so dass die präsentierten Abschätzungen der Dissipationsraten mit Zurückhaltung zu interpretieren sind. Das Gleiche gilt für die von Demoz et al. (1998) präsentierten Messungen. Gultepe et al. (1995) kombinieren Flugzeugmessungen mit denen von bodengebundenen Dopplerradargeräten, sie verweisen auf die Existenz von kohärenten Strukturen im Größenbereich von 0,2 und 10 km in den untersuchten Fallstudien. Eine Abschätzung turbulenter Wärme- und Feuchteflüsse zeigt die hohe Variabilität in den zugrunde liegenden Messungen, die allgemeinere Aussagen nicht zulassen. Die gefundenen Werte werden als vergleichbar mit denen in Grenzschichtwolken bezeichnet. Bei den Flussmessungen mussten jedoch auch auf die Messsysteme zurückgehende, große Fehlerbalken akzeptiert werden.

Turbulenzmessungen dreier Flüge der Hercules-C130 des Britischen Wetterdienstes während des ICE Experiments 1989 (Raschke et al., 1998) im unteren Bereich von mächtigem, frontalen Cirrus werden von Smith und Jonas (1996, 1997) besprochen. Das Auftreten von Turbulenz wird als sporadisch bezeichnet, es wurden u.a. Hinweise auf kleinskalige konvektive Vorgänge gefunden. Ström et al. (1997) berichten von geringen turbulenten Fluktuationen des Vertikalwindes in Cirruswolken im Bildungsstadium.

Smith und DelGenio (2001) versuchen in einer Analyse von Flugzeug-, Radiosonden- und Radarmessungen einzelner Fälle des FIRE-Experiments die horizontale Variabilität in dynamischen, mikrophysikalischen und Strahlungsdaten miteinander in Verbindung zu bringen. Eine einfache Beziehung kann jedoch lediglich für den Mittelwert und die horizontale Variabilität des Eiswassergehaltes angegeben werden.

Während des Extended Radiation and Lidar Experiment (EMERALD-1) wurden neben detaillierten, mikrophysikalischen Messungen in Cirrus auch Turbulenzdaten erhoben. et al. (2005)zeigen ihrer Arbeit Häufigkeitsverteilungen Gallagher in der Vertikalwindfluktuationen in Fallstreifen und nutzen diese zur Interpretation von Partikelmessungen; eine weitere Auswertung der Turbulenzdaten des Experiments steht noch aus.

Erste Cirrus-Studien, die auf hoch aufgelösten Doppler-Messungen mit Wolkenradargeräten beruhen (Auria und Campistron, 1987; Palmer und Martner, 1995; Fujiyoshi et al., 1999, Albrecht et al., 2003) zeigen die Nützlichkeit der erweiterten Beobachtungsmöglichkeiten auf. Bisher liegen jedoch lediglich teilausgewertete Fallstudien vor, umfassende Untersuchungen mit diesen Instrumenten stehen noch aus. Parameswaran et al. (2003) berichten über erste Untersuchungen zur Turbulenz in Cirruswolken mit Hilfe der Kombination von Windprofilerund Lidarmessungen. Wada et al. (2005) kombinieren Windprofiler- mit Wolkenradarmessungen. Obwohl in den beiden letzteren Publikationen das Windfeld nicht bis in den Turbulenzbereich aufgelöst wird, deutet sich schon das Potenzial von Profilmessungen zur Untersuchung der Dynamik in Cirren an.

Ein Überblick zu den bis 2001 existierenden Beobachtungen der Turbulenz in Cirren wurde von Quante und Starr (2002) zusammengestellt. Eine vergleichende Analyse der unterschiedlichen Turbulenzparameter und deren Variabilität in den aktiven Bereichen auf der Mikroskala unter Einbeziehung des Charakters des jeweiligen Strömungsfeldes und die Ausweitung auf weitere synoptische Bedingungen insbesondere auch in größeren Höhen steht noch aus. Weiterhin sind zusätzliche Messungen unter allen synoptischen Bedingungen erforderlich um die Ergebnisse einzelner Fallstudien zu erhärten.

## 3.7.2 Modellstudien

Das erste zweidimensionale Modell von Cirruswolken, das explizit dynamische Prozesse auf einer Skala von 100 m auflöste wurde von Starr und Cox (1985a) entwickelt. Obwohl die Zweidimensionalität des Modells große Wirbel beeinflusst und die vertikale Windscherung als wichtige Ursache für Instabilitäten unberücksichtigt blieb, konnten Starr und Cox (1985a) die beobachtete, zellulare Entwicklung von warmem cirrostratus in ihrem Modell mit schwachem Hebungsantrieb nachvollziehen. Kritisch angemerkt werden muss, dass diese Struktur allerdings durch das Muster der aufgeprägten Temperaturstörungen während der Initialisierungsphase vorgegeben war (Aussage bestätigt durch D.O'C. Starr). Im Modell kam es zur starken Erzeugung turbulenter kinetischer Energie in der Bildungsphase der Wolken. Die Zellen entwickelten sich auf horizontalen Skalen von ~1 km, im Einklang mit der vertikalen Mächtigkeit der Bildungsschicht, in sich durch die Temperaturstörung ausbildenden Aufwindbereichen. Die zellulare Struktur und die verbundenen Zirkulationen blieben auch nach der Initialisierungsphase längere Zeit erhalten, was auf den Strahlungseinfluß und mikrophysikalische Prozesse zurückgeführt wird. Starr und Cox stellen das Ausfallen von Eiskristallen als einen weiteren bestimmenden Prozess heraus, die Wolke wurde während der Evolution ausgedünnt mit Konsequenzen für den Strahlungsantrieb. Gleichzeitig wuchs die Wolke durch Verdunstungsabkühlung am Unterrand nach unten, was allerdings mit einem Rückgang der Produktion von turbulenter kinetischer Energie verbunden war. Starr und Cox (1985b) verweisen auf einen deutlichen Unterschied in der Intensität zellularer Strukturen zwischen Tages- und Nachtsimulationen hin. Nachfolgende Modellläufe für kalten Cirrus (-55°C bis -60°C) zeigten keine so ausgeprägte Tag-Nacht Differenz (Starr, 1987b). Eine weitergehende Diskussion dieser Modellergebnisse ist bei Starr und Quante (2002) zu finden.

Lilly (1988) betrachtet mit Hilfe eines analytischen Mischungsschicht-Modells (*mixed layer model*) dynamische Prozesse in Cirren, die durch den Ausfluss aus Gewitterwolken entstanden. Die anfänglich dynamisch und thermodynamisch sehr aktiven Systeme gelangen in eine stabil geschichtete Umgebung, durch die isotrope Turbulenz in andere quasizweidimensionale Turbulenz umgewandelt wird. Angeregt durch starke Strahlungsdivergenz innerhalb der optisch dichten Wolke wird Auftriebsturbulenz erhalten bzw. generiert und die Wolke kann abgekoppelt von der Mutterwolke überleben. Lilly beschreibt auch einen Auftriebsmechanismus, der die ganze mesoskalige Wolkenschicht in größere Höhen hebt, wobei sie sich abkühlt und sich dadurch den stark dissipativen Erwärmungseffekten der Strahlung entgegenstellt. Hierbei handelt es sich jedoch um erste, noch durch Beobachtungen zu stützende Erklärungsversuche für die Persistenz tropischer Cirrusschichten.

In den letzten Jahren wurde eine neue Generation dynamischer Cirrusmodelle entwickelt (Jensen et al., 1994a; Lin, 1997; Khvorostyanov und Sassen, 1998; Gu und Liou, 2000). Im Vergleich zum Starr-Cox Modell verwenden diese typischerweise eine verbesserte Behandlung der Strahlungsprozesse (Mehrstrommodelle) und der nicht aufgelösten (*sub-grid*) Turbulenz. Eine weitere wichtige Veränderung liegt in der expliziten Behandlung der Nukleation und des Wachstums der Eisphase (sogenannte ,bin'-Modelle'), was die Einbeziehung der Dynamik der Partikelspektren erlaubt. Die Interaktion zwischen Strahlung, Mikrophysik und Turbulenz, mit ihren Auswirkungen auf den Lebenszyklus der Wolken,

kann somit realitätsnäher modelliert werden. Diese Modelle wurden für verschiedene Eiswolkenstudien angewendet und auch untereinander verglichen, ein Überblick ist bei Starr und Quante (2002) zu finden. In den meisten Fällen wurden jedoch die Modelle bisher nicht mit hoher räumlicher Auflösung betrieben, erst seit kurzem wurden erste Studien mit geringeren Gitterweiten (~20 bis 100 m), die die dynamischen Prozesse im Cirrus zum Teil auflösen, begonnen. Dies ist ein wichtiger Schritt, da die Details der Nukleation und die nachfolgende mikrophysikalische Entwicklung von der lokalen Übersättigung, Temperatur und Abkühlungsrate kontrolliert werden, die wiederum stark von der Intensität und Dauer der lokalen vertikalen Zirkulationen abhängen.

Komplexere Modellstudien unterstreichen die Abhängigkeit der Cirruseigenschaften von mikrophysikalischen, dynamischen und strahlungsrelevanten Prozessen.

Systematische Untersuchungen zum Einfluss der Dynamik und/oder Turbulenz auf die Bildung und den weiteren Lebenzyklus von Cirren mit Hilfe der wolkenauflösenden Modelle existieren bis auf erste Ansätze von Köhler (1999), Gu und Liou (2000), Dobbie und Jonas (2001) und Liu et al. (2003) nicht. Als Ergebnis von idealisierten, wolkenauflösenden Modellexperimenten konnte von Köhler (1999) der Strahlung und der Turbulenz eine wichtige Rolle im Lebenszyklus von Cirren zugewiesen werden. Durch den aufwärtsgerichteten turbulenten Feuchtefluss und Partikeltransport, angeregt durch strahlungsangetriebene Turbulenz, lösen sich optisch dicke Eiswolken deutlich langsamer auf, als es das sonst dominante Ausfallen von Eiskristallen bewirkt hätte. Dabei gleichen sich der abwärtsgerichtete Wassertransport durch ausfallende Kristalle und der aufwärtsgerichtete, turbulente Feuchtetransport zum Teil aus. Gu und Liou (2000) beschränken ihre Untersuchungen zum Turbulenzeinfluss im wesentlichen auf den Vergleich einer Turbulenzschließung erster und zweiter Ordnung. Ihre Studie zeigt deutliche Auswirkungen der Art der Schließung auf die Wolkenentwicklung. Für den Fall der Schließung zweiter Ordnung ist der Turbulenzeinfluss mit einer erhöhten Instabilität und einem erhöhten Feuchtetransport in den oberen Bereich der Wolke verbunden. Bei den Beispielen handelt es sich jeweils um wolkenintern erzeugte Turbulenz in einer ruhigen Atmosphäre mit geringem, mittleren Vertikalwind. Die von Gu und Liou (2000) durchgeführten Studien zum Einfluss der Turbulenz zeigten eine deutliche Auswirkung der nicht-aufgelösten Turbulenz auf die mikrophysikalische Entwicklung. In den Modellläufen mit einer Turbulenzparameterisierung zweiter Ordnung bildeten sich neben zusätzlichen Instabilitäten im mittleren und unteren Bereich des Cirrus signifikant mehr größere Eispartikel.

Levkov et al. (1998) berichten über Simulation mit einem 3-D `*bulk*`-Modell, bei denen turbulente Fluktuationen der Temperatur und Feuchte durch eine Monte-Carlo-Methode berücksichtigt wurden, was einen signifikanten Einfluss auf die Wolkenbildung und die Wolkenparameter hatte. Realitätsnahe Fälle mit scherungsinduzierter und wellenbedingter Turbulenz wurden noch nicht in Modellstudien betrachtet. Das gilt auch für die 2-D Modellstudie von Liu et al. (2003), in der die Entwicklung von Cirrus in unterschiedlichen thermodynamischen Umgebungen simuliert und deren Einfluss auf die kleinskaligen Zirkulationen betrachtet wurde.

Es wurden bisher noch keine quantitativen Vergleiche von Modellergebnissen mit beobachteten Turbulenzstrukturen und -intensitäten publiziert.

# **Kapitel 4**

# Messungen und Cirrus-Fallstudien

# 4.1 Feldexperimente

Die Erkenntnis, dass Wolken und deren Einfluss auf den Strahlungshaushalt und den globalen Wasserkreislauf in Klimamodellen aufgrund unzureichender Kenntnisse nicht angemessen berücksichtigt werden, hat zu einer Intensivierung der Erforschung der Rolle der Wolken im Klimasystem geführt. Umfangreiches Wissen über physikalische Prozesse im Lebenszyklus von Wolken aller Art ist insbesondere essentiell für die Entwicklung von Parameteransätzen für größerskalige Modelle. Die internationale Forschung hat sich verstärkt der Untersuchung von sogenannten strahlungsrelevanten Wolken gewidmet. Zu diesen Wolken gehören die flächendeckenden stratocumulus-Felder vor den Westküsten der Kontinente und die hohe Eisbewölkung. Die systematische Erforschung begann in den frühen 80er Jahren mit dem International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP; Schiffer und Rossow, 1983) und wurde später in das Global Energy and Water Cycle Experiment (GEWEX; www.gewex.org; Chahine, 1992) integriert, einem globalen Forschungsprojekt des Weltklimaforschungsprogramms. Unter der Schirmherrschaft dieser Rahmenprojekte wurden erste umfassende Messkampagnen zur gezielten Untersuchung der Eisbewölkung initiiert. Später wurden diese durch rein europäische und weitere U.S.-amerikanische Aktivitäten ergänzt.

## 4.1.1 Die Experimente ICE'89, EUCREX'93 und CARL'99

In Europa haben verschiedene Arbeitsgruppen aus Frankreich, Großbritannien, Schweden und Deutschland ihre Aktivitäten im Rahmen des Klimaforschungsprogramms der Europäischen Union und zum Teil nationaler Programme auf die Erforschung von Cirruswolken konzentriert und sich zum International Cirrus Experiment (ICE) zusammengefunden. Das ICE wurde in späteren Förderphasen unter dem Namen European Cloud and Radiation Experiment (EUCREX) fortgeführt, um dem erweiterten Interesse auch an anderen Wolkenarten gerecht zu werden.

ICE und auch EUCREX folgten in ihrer Ausrichtung im wesentlichen den nachstehenden, wissenschaftlichen Zielsetzungen (Raschke, 1988; Raschke et al., 1990; Raschke et al. 1998): - der Verbesserung der Parameterisierungen von Wolken- und Strahlungswechselwirkungen in nummerischen Modellen zur Klima- und Wettervorhersage beizutragen,

-umfangreiche, quantitative Messungen von Wolkeneigenschaften durch *in situ-* und Fernmessverfahren zu erlangen und

- die Bewertung und Verbesserung der Methoden zur Satellitenfernerkundung von Cirruswolken zu erreichen (hierzu gehört auch die Validation der operationellen ISCCP Analysen).

Im Laufe der Projekte fanden zwischen 1987 und 1994 eine Reihe von intensiven Feldmessphasen statt, die jeweils dedizierten Fragestellungen gewidmet waren. Neben einer Pilotkampagne 1987, Messflügen zur Instrumentenverbesserung 1989 und 1992, einem Experiment 1994, das sich der Erprobung und Validation von Fernmessverfahren widmete, waren es insbesondere die intensiven Feldkampagnen ICE'89 und EUCREX'93, die dynamische, mikrophysikalisch orientierte Prozessuntersuchungen und die Erforschung des Lebenszyklus von Cirren zur Zielsetzung hatten.

Die Messkampagne ICE'89 fand vom 15. September bis zum 20. Oktober des Jahres 1989 statt. Als Basisstandort des Experiments fungierte der Marineflughafen Nordholz im Landkreis Cuxhaven. Hauptzielgebiet der Flugmissionen war die südliche Nordsee mit Schwerpunkt über der Deutschen Bucht. Im Kern des Interesses standen Cirruswolken in Verbindung mit Fronten. Neben 5 Forschungsflugzeugen, von denen drei das Cirrusniveau erreichen konnten, waren auch das Forschungsschiff Poseidon sowie mehrere Lidar-Fernmesssysteme experimentell eingebunden. Die Auflistung der Instrumentierung des Experiments sowie eine kurze Beschreibung der 17 Flugmissionen und der ergänzenden bodengebundenen Messungen ist im Feldphasenbericht (Hennings et al., 1990) zu finden.

Standort der Messkampagne EUCREX '93 war der Flughafen Prestwick in der Nähe von Glasgow in Schottland. Die Flugzeugmessungen fanden im Zeitfenster vom 15. September bis zum 10. Oktober des Jahres 1993 statt. Zielgebiet der Missionen war sowohl der Atlantik westlich von Schottland mit der Irischen See wie auch die nördliche Nordsee. Der Lebenszyklus von Cirrus in Verbindung mit Konvektion befand sich im Fokus des Experiments. An der Kampagne haben drei Forschungsflugzeuge teilgenommen, bodengebundene Messsysteme waren nicht beteiligt. Ein Übersicht zu den Messflügen ist bei Greensmith (1993) zu finden.

Einen anderen wissenschaftlichen Hintergrund als die beiden zuvor genannten Experimente hatte das Projekt Cloud Analysis from ground-based and airborne Radar and Lidar (CARL), das vom 28. April bis zum 23. Mai 1999 stattfand. Hier ging es primär um die Erprobung des synergetischen Einsatzes von aktiven Fernmesssystemen zur Bestimmung des Wassergehaltes von Wolken. Da auch Eiswolken vermessen wurden und ein Forschungsflugzeug Cirruswolken beprobte, sind einige der Messungen auch für den Zweck dieser Arbeit Die bodengebundenen Radarund Lidarmessungen relevant. wie auch die Flugzeugmessungen fanden über dem Gebiet von Palaiseau (Ecole Polytechnique) südöstlich von Paris statt. Das Experiment sowie Details zur Instrumentierung sind bei Pelon et al. (2001) beschrieben.

# 4.1.2 Feldkampagnen über dem ARM CART Messfeld

Das Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Programm ist das größte Projekt zum globalen Wandel des U.S.-amerikanischen Energieministeriums. Es wurde hauptsächlich ins Leben gerufen, um Unsicherheiten im Zusammenhang mit dem Einfluss von Wolken und Aerosolen auf Strahlungsprozesse zu reduzieren (Ackerman und Stokes, 2003). Im Rahmen von ARM wurden einige gut ausgestattete Beobachtungsstandorte eingerichtet, die mit diversen passiven und aktiven Fernmesssytemen instrumentiert sind. Einer der Standorte befindet sich in der Nähe von Lamont im Bundesstaat Oklahoma (Schwartz und Stokes, 1994). Dieses sogenannte Cloud and RAdiation Testbed (CART) ist immer wieder Ausgangspunkt für flugzeuggestützte Messkampagnen, deren Ziel die Validation von Wolkenmessungen mit Radar und Lidar ist. Einige der Missionen von diesen Flugmessexperimenten konzentrierten sich auf Cirruswolken. Da zum Teil auch Turbulenzmessungen gemacht wurden, konnten Missionen, an deren Bearbeitung der Autor dieser Arbeit beteiligt ist, zur Analyse herangezogen werden. Die Fälle stammen von Kampagnen im Jahr 1994, 1997 und 2000 sowie von der SUbsonic aircraft: Contrail and Cloud Effects Special Study (SUCCESS) im Jahr 1996.

## 4.2 Messverfahren und Messplattformen

#### 4.2.1 Flugzeugmessung des Windes und seiner turbulenten Fluktuationen

Eine wichtigsten schwierigsten Messaufgaben für meteorologische der und Forschungsflugzeuge, ist die Bestimmung des Windvektors, die ihrerseits auch eng mit der Temperatur- und Feuchtemessung verknüpft ist. Der Windvektor, insbesondere seine vertikale Komponente, stellt eine fundamentale Größe im Studium atmosphärischer Phänomene und insbesondere auch für die Wolkendynamik dar. Da die turbulenten Schwankungen sowie der Mittelwert des Windes in dieser Arbeit eine zentrale Rolle spielen, soll hier in verkürzter Form das Messprinzip zur Erfassung des Windvektors mit einer bewegten Plattform erläutert werden. Die entsprechenden Darlegungen für die Messung von Temperaturfluktuationen und Feuchtefluktuationen, die hier eine untergeordnete Rolle spielen, können z.B. Buck (1985), Lenschow (1986), Schanot (1987), Lawson (1988), Friehe und Khelif (1992) und Ström et al. (1994a) entnommen werden.

Da der Windvektor,  $\vec{V}$ , in einem erdgebundenen Koordinatensystem von Interesse ist, muss neben der Geschwindigkeit der Luft gegenüber den bewegten Sensoren,  $\vec{V}_a$ , insbesondere auch die Geschwindigkeit des Flugzeugs in Bezug auf das Erdsystem,  $\vec{V}_p$ , mit hoher zeitlicher Auflösung erfasst werden, dabei sind zur Transformation der Flugzeuggeschwindigkeitskomponenten aus dem Inertialsystem in das Erdsystem die Terme der Winkelgeschwindigkeiten des Flugzeugs und der Erde zu berücksichtigen. Der einfachste Fall tritt ein, wenn alle Messungen am selben Ort gemacht werden, es lässt sich dann schreiben:

$$\vec{V} = \vec{V}_p + \vec{V}_a \tag{4.1}$$

mit

$$\frac{d\vec{V}_p}{dt} = \vec{a} - \left(\vec{\omega}_p + \vec{\omega}_e\right) \times \vec{V}_p + \vec{g}$$
(4.2)

es bezeichnen:  $\vec{\omega}_p$  die Winkelgeschwindigkeit der Plattform,  $\vec{\omega}_e$  die Winkelgeschwindigkeit der Erde,  $\vec{a}$  die Flugzeugbeschleunigung und  $\vec{g}$  die Erdbeschleunigung.

Im allgemeinen fallen die Messorte der Beschleunigungsgeber und der Windsensoren nicht zusammen, häufig liegen mehrere Meter dazwischen. Daher muss der Gleichung 4.2 noch der Term  $d\vec{\Omega}_p/dt \times \vec{R}$  angefügt werden, mit der Winkelgeschwindigkeit des Flugzeugs,  $d\vec{\Omega}_p$ , und dem Abstandsvektor zwischen Beschleunigungsmessern und den Windsensoren,  $\vec{R}$ . Nach Integration von 4.2 und Einsetzen in 4.1 ergibt sich für den Windvektor:

$$\vec{V} = \vec{V}_a + \int \left[\vec{a} - \left(\vec{\omega}_p + \vec{\omega}_e\right) \times \vec{V}_p + \vec{g}\right] dt + d\vec{\Omega}_p \times \vec{R}$$
(4.3)

oder kurz.

$$\vec{V} = \vec{V_p} + \vec{V_a} + \vec{\Omega}_p \times \vec{R} \tag{4.4}$$

Die Geschwindigkeitsvektoren  $\vec{V_p}$  und  $\vec{V_a}$  werden im allgemeinen nicht im erdfesten Koordinatensystem gemessen, was heißt, dass sie mittels Koordinatentransformationen in das geodätische System zu überführen sind. Diese Standardtransformation soll hier nicht im Detail ausgeführt werden, es müssen dafür folgende Lagewinkel des Flugzeugs in hoher Genauigkeit und hoher zeitlicher Auflösung bekannt sein: Nickwinkel  $\theta$  (engl.: *pitch*), Hängewinkel  $\phi$  (engl.: *roll*), Gierwinkel  $\psi$  (engl.: *yaw*). Die Windgeschwindigkeitskomponenten in Bezug auf das Flugzeug werden über die auf das Flugzeugsystem transformierte wahre Luftgeschwindigkeit (engl.: *true airspeed*, TAS) bestimmt. Die wahre Luftgeschwindigkeit,  $U_a$ , ist das Produkt aus lokaler Schallgeschwindigkeit und der Machzahl, Ma, (Oertel, 2002):

$$U_a^{\ 2} = \frac{\gamma R M a^2 T_r}{r \{(\gamma - 1)/2\} M a^2 + 1}$$
(4.5)

ferner mit  $\gamma = c_p/c_v$ , dem Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen (Isentropenexponent), der Gaskonstanten für trockene Luft R, der sogenannten "*Recovery*"-Temperatur  $T_r$  und dem "*Recovery*"-Faktor r (Lenschow, 1986).

Die Verbindung aller Transformationen mit der zusätzlichen Überführung des geodätischen in das meteorologische Koordinatensystem führt zu den vollständigen Gleichungen für die Windkomponenten,  $\vec{V} = (u, v, w)$ , in den gewünschten Koordinaten:

$$u = -U_{a}D^{-1} \begin{bmatrix} \sin\psi\cos\theta + \tan\beta(\cos\psi\cos\varphi + \sin\psi\sin\theta\sin\varphi) \\ + \tan\alpha(\sin\psi\sin\theta\cos\varphi - \cos\psi\sin\varphi) \end{bmatrix}$$
(4.6)  
$$+ u_{p} - L \begin{pmatrix} \dot{\theta}\sin\theta\sin\psi - \dot{\psi}\cos\psi\cos\theta \\ \dot{\theta}\sin\theta\sin\psi - \dot{\psi}\cos\psi\cos\theta \end{pmatrix}$$
(4.7)  
$$v = -U_{a}D^{-1} \begin{bmatrix} \cos\psi\cos\theta - \tan\beta(\sin\psi\cos\varphi + \cos\psi\sin\theta\sin\phi) \\ + \tan\alpha(\cos\psi\sin\theta\cos\varphi + \sin\psi\sin\varphi) \\ + \tan\alpha(\cos\psi\sin\theta\cos\varphi + \sin\psi\sin\varphi) \end{bmatrix}$$
(4.7)  
$$+ v_{p} - L \begin{pmatrix} \dot{\psi}\sin\psi\cos\theta + \dot{\theta}\cos\psi\sin\theta \\ \dot{\theta}\cos\psi\sin\theta \end{pmatrix}$$
(4.8)  
$$+ w_{p} + L\dot{\theta}\cos\theta$$
(4.8)

D steht hier für:  $(1 + \tan^2 \alpha + \tan^2 \beta)^{1/2}$ , mit dem Anströmwinkel  $\alpha$  und dem Schiebewinkel  $\beta$ . Gleichungen 4.6 bis 4.8 verdeutlichen den Einfluss der Lagewinkelbestimmung auf die Messungen der Geschwindigkeitskomponenten. Da eine Vielzahl von Messsensoren in die Strömungsparameter Bestimmung der eingehen, stellt sich eine vollständige Fehlerbetrachtung als sehr komplex heraus (Vörsmann, 1984). Diese erfordert detaillierte Kenntnisse über die Kalibrierung der individuellen Sensoren und deren dynamisches Verhalten sowie über das dynamische Verhalten des Trägheitsnavigation/GPS-Systems (Farrell, 1976; Denaro und Geier, 1988). Einige der Abschätzungen lassen sich nur unter Flugbedingungen machen, die Betreiber der Messflugzeuge führen dazu speziell entwickelte Manöverflüge durch (Guillemet et al., 1977; Bögel und Baumann, 1991), um insbesondere den Einfluss der Lageparameter und der Fluggeschwindigkeiten auf die Messgrößen zu ermitteln. In-Flug-Kalibrierungen fungieren als Selbstkonsistenztest der Messsysteme, mit der Maßgabe eines minimalen Einflusses der Flugbewegungen auf die berechneten Strömungsgrößen.

#### 4.2.2 Messflugzeuge

Während der hier betrachteten Messkampagnen kamen unterschiedliche, meteorologisch instrumentierte Flugzeuge zum Einsatz. Die für Turbulenzmessungen relevante Instrumentierung und Messrate ist zusammen mit einigen Basisangaben in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die Flugzeugbeschleunigungen und Lagewinkel wurden bei allen Systemen mit Hilfe von Trägheitsplattformen (z.T. in Kombination mit GPS Korrekturen) bestimmt. Die Strömungsgeschwindigkeitskomponenten basierten außer bei der MRF-Hercules C-130 (hier kamen trägheitsarme Windfahnen an einem Nasenmast zum Einsatz) auf Druckmessungen mit Fünflochsonden bzw. mit Anstell- und Schiebewinkelsonden, die bei der DLR-Falcon 20 und der UND-Cessna Citation jeweils an einem Nasenmast angebracht waren.

Flugzeug	Falcon 20	Hercules C-130	Merlin IV	DC-8	Cessna Citation
Betreiber	DLR <sup>*</sup>	MRF <sup>*</sup>	CAM <sup>*</sup>	NASA <sup>*</sup>	UND <sup>*</sup>
Gipfelhöhe	12 km	10 km	8 km	13 km	13 km
Einsatzzeit	3-4 h	8 h	6 h	12 h	4 h
Wind	Fünflochsonde (Rosemount, J 858) IRS <sup>*</sup> (Honeywell, Lasernav YG1779)	Windfahnen (Penny&Giles, E23001) INS/GPS <sup>*</sup> (Ferranti, Fin 1012)	Fünfloch-Radome INS <sup>*</sup> (SAGEM ULISS 45M)	Anstell- Schiebewinkelsonde (Rosemount, 858Y) INS/GPS (Litton LN-100G)	Fünflochsonde (Validyne P40D) INS/GPS (Litton LTN-76)
Temperatur	Total-Tempprobe (Rosemount 102)	Total-TempProbe (Rosemount 102)	Total-TempProbe (Rosemount 102)	Total-TempProbe (Rosemount 102)	Total-TempProbe (Rosemount 102)
Messrate	100 Hz	32 Hz	25 Hz	5 Hz	25 Hz

\* DLR: German Aerospace Research Establishment, Oberpfaffenhofen, Germany MRF: Meteorlogical Research Flight, Farnborough, UK CAM: French Meteorological Aviation Center, Bretigny, France NASA: Ames Research Center, Ames, USA UND: University of North Dakota, USA IRS: inertial reference system INS: inertial navigation system GPS: global positioning system

#### Tabelle 4.1: Übersicht zu den Messflugzeugen und ihrer Instrumentierung.

Weitergehende Angaben zu den Messflugzeugen und deren Instrumentierung insbesondere zur Turbulenzmessung können den jeweiligen technischen Berichten bzw. Publikationen entnommen werden (DLR-Falcon 20: Hauf 1984; Meischner, 1985; MRF-Hercules C-130: Nicholls, 1983; Gloster, 1990; CAM-Merlin IV. CAM, 1989, Villien, 1991; NASA-DC-8: Chan et al., 1998; UND-Citation: www.atmos.und.edu/f2\_Research). Abbildung 4.1 zeigt die an den Cirrus-Missionen beteiligten Messflugzeuge.

Wie unter 4.2.1 ausgeführt, stellt sich die Bestimmung des absoluten Messfehlers für die Windmessungen als sehr komplex heraus. Details sind u.a. von der Kalibriergüte der

Einzelsensoren, der Mittelungslänge, der Flughöhe und der Flugführung (Geschwindigkeit, Beschleunigungen, Lage) abhängig. Eine konservative Abschätzung, basierend auf den Betreiberangaben und der Betrachtung von Vergleichsflügen (Nicholls et al., 1983; Grant und Zank, 1986; Quante et al., 1996), führt zu folgenden typischen Genauigkeiten der Systeme auf horizontalen Flugabschnitten: mittlere Windgeschwindigkeit  $\pm 1.0 \text{ ms}^{-1}$ , mittlere Windrichtung Temperatur  $\pm 0.3$  K, ±10°. mittlere, potentielle turbulente Fluktuationen der Windgeschwindigkeitskomponenten  $\pm 0.05$  ms<sup>-1</sup> (relativ), turbulente Fluktuationen der Temperatur ±0.1 K (relativ). Die Aufarbeitung der Strömungs- und Temperaturmessungen in Turbulenzauflösung erfolgte in der Regel in einem interaktiven Modus. Die Basisdaten wurden auf Konsistenz und Plausibilität unter Ausnutzung redundanter Information überprüft. Dazu wurden auch Energiedichtespektren der gemessenen Größen inspiziert, um die Auflösung und das Grundrauschen zu bestimmen (Quante et al., 1996). Offensichtliche Spikes und Stufen in den Daten wurden eliminiert. In die weitere Auswertung gingen nur horizontale Flugabschnitte ein, die den Qualitätsanforderungen entsprachen, wodurch leider für einige interessante Messabschnitte nicht immer alle Windkomponenten verfügbar sind.





a)





c)





Abbildung 4.1: Messflugzeuge a) DLR-Falcon b) MRF-Hercules c) CAM-Merlin d) UND-Citation und e) NASA-DC-8.

# 4.3 Auswahl und Beschreibung der Flugmissionen

## 4.3.1 Vorbemerkungen

Während der Feldkampagnen ICE'89, EUCREX'93, CARL'99 sowie den Messphasen in den USA wurden eine Vielzahl von Cirrusmissionen geflogen, die, da sie unterschiedliche wissenschaftliche Zielsetzungen hatten, jedoch nicht alle zur Turbulenzauswertung geeignet sind. Entscheidende Kriterien, ob die Daten einer Mission zur intensiven Analyse herangezogen wurden, waren insbesondere das Interesse an der angetroffenen Wolkensituation. Unterschiedliche Cirrustypen sollten vertreten sein sowie die möglichst komplette Erfassung des jeweiligen Strömungsfeldes durch die beteiligten Flugzeuge. Hier wurde auf relativ lange Horizontalabschnitte in möglichst vielen vertikalen Niveaus oberhalb, im und am Unterrand des Wolkensystems Wert gelegt, um den Einfluss der thermodynamischen Schichtung der Atmosphäre sowie der Struktur des Windfeldes auf die jeweilige Turbulenzcharakteristik untersuchen zu können. Ausschlaggebend für die Auswahl der Missionen war auch die Qualität der verfügbaren Messungen sowie deren zeitlicher Ablauf. So wurden bevorzugt Missionen intensiv ausgewertet, an denen mehrere Flugzeuge beteiligt waren, was eine zeitnahe Stichprobennahme in den verschiedenen Regionen der Wolken erlaubte.

## 4.3.2 Ausgewählte Flugmissionen

Die Sichtung Flugzeugdaten, Flugprotokollen, Satellitenbildern von und Radiosondenaufstiegen nach den oben angeführten Kriterien führte zur Auswahl von fünf Missionen in ausgedehnten Cirrusfeldern sowie zwei Kondensstreifensegmenten für die intensive Turbulenzanalyse. Diese Missionen sind zusammen mit einigen Informationen zur Wolkensituation und den beteiligten Flugzeugen in Tabelle 4.2 aufgelistet. Vier Missionen und ein Kondensstreifensegment stammen aus der Kampagne ICE'89 und eine aus dem Experiment EUCREX'93, ein Kondensstreifensegment wurde während einer dedizierten Kampagne (Contrail'93) vermessen. Hier nicht aufgeführt sind drei intensiv ausgewertete Flugmissionen mit den an ICE/EUCREX beteiligten Flugzeugen während des Pre-EUCREX Vergleichsexperimentes 1992 (Quante et al., 1996), die der Erfassung von relativen Genauigkeiten der Messungen dienten. Sie werden hier nicht weiter besprochen, da sie nicht unmittelbar die Turbulenz in Eiswolken zum Inhalt haben.

Wie Tabelle 4.2 zeigt, wurden Messungen in unterschiedlichen Cirrus-Typen, Strahlstrom-Cirrus, Warmfront-Cirrus, Cirrus über einer Okklusion und unter Hochdruckeinfluß, und unter verschiedenen Strömungsbedingungen betrachtet. Die Missionen ICE 207 und EUCREX 108 werden im Vordergrund der Betrachtungen stehen, da sie die unter 4.2.1 angeführten Auswahlbedingungen gut erfüllen und für diese Missionen noch zusätzliche, zeitgleiche Wolkenstrukturmessungen mit einem flugzeuggetragenen Lidar, OLEX auf einer DO 228 der DLR, zur Unterstützung der Ergebnisinterpretation zur Verfügung stehen.

Geographisch war die Mehrzahl der Messflüge in Europa über das gesamte Nordseegebiet einschließlich des Ärmelkanals verteilt, sie fanden weitgehend über Wasser statt. Abbildung 4.2 zeigt den Ort sowie das prinzipielle Flugmuster der jeweiligen Flugmissionen. Weitere Einzelheiten zu den Experimentbedingungen können den jeweiligen Feldphasenberichten entnommen werden, Hennings et al. (1990) für ICE'89 und Greensmith (1993) für EUCREX '93 und Pelon et al. (2001) für CARL'99.

Mission	Datum	Wolkensituation	Meßplattform
ICE 207	28.09.1989	Strahlstrom-Cirrus,	DLR-Falcon,
		starke Windscherung	MRF-Hercules,
		sich brechende Welle	CAM-Merlin
ICE 212	15.10.1989	Warmfront-Cirrus,	DLR-Falcon
		geringe Windscherung	
ICE 216	18.10.1989	Cirrusfeld im Hochdruckeinfluss,	DLR-Falcon
		geringe Windgeschwindigkeit	
		Kondensstreifen	
ICE 217	19.10.1989	Jetfront-Cirrus,	MRF-Hercules
		hohe Windgeschwindigkeit	
EUCREX 108	24.10.1993	Cirrusfeld in Verbindung mit einer	DLR-Falcon,
		Okklusion,	MRF-Hercules
		sehr geringe	
		Windgeschwindigkeit,	
		leichter orographischer Einfluss	
		möglich	
ARM CART 94	19.04.1994	Cirrostratus, Feuchtluftadvektion	UND-Citation
		Windscherung (intern)	
		kalt, viele optische Phänomene	
SUCCESS	21.04.1996	Mehrschichtiger Cirrus,	NASA-DC-8
		Windscherung, konvektive	
	• • • • • • • • •	Schicht, aktive Wolkenunterkante	
NORA	26.09.1997	Cirrus im Nachlauf des Hurrikan	UND-Citation
		NORA	
CADE 00	04054000	sich brechende Welle	
CARL 99	04.05.1999	Aktive Wolkenoberkante,	CAM-Merlin
		Windscherung, Instabilität an	
	00.02.2000	Wolkenoberkante	
ARM CART 00	09.03.2000	Stranistrom-Cirrus,	UND-Citation
		windscherung,	
		lokale wolkenintensivierung	
ICE 206	24.09.1989	Kondensstreifensegment,	DLR-Falcon
		Cirrussegment	
Contrail 4	05.12 1991	Kondensstreifensegment	DLR-Falcon
		Klarluftsegment	
		0	

Tabelle 4.2: Flugzeugmission, für die eine intensive Turbulenzanalyse erfolgte.

Vier der hier betrachteten Cirrusmissionen (Cart94, Cart00, Success und Nora) wurden im Umfeld des Beobachtungsfeldes CART des U.S.-amerikanischen Programms ARM geflogen. Die Einrichtung liegt bei Lamont im Bundesstaat Oklahoma in den Southern Great Plains; 36,61°N und 97,49°W (Abbildung 4.4). Die Hauptfragestellungen bei CART 94, CART 00 und NORA lagen im Bereich der bodengebundenen Fernmessungen, die Mission SUCCESS war Bestandteil einer Feldkampagne zur Erfassung von Kondensstreifen. Die bei den jeweiligen Flügen auch in Cirren erhobenen, zeitlich hochauflösenden Messungen eignen sich zur Turbulenzcharakterisierung.



Abbildung 4.2: Geographische Lage der zur Analyse ausgewählten ICE/EUCREX/CARL-Missonen sowie das jeweils verwendete, prinzipielle Flugmuster.



Abbildung 4.3: Geographische Lage der zur Analyse ausgewählten Missonen aus den Vereinigten Staaten. Die entsprechenden Messflüge fanden im Bereich des ARM- Southern Great Plains-Cloud and Radiation Test-bed (SGP-CART) in der Nähe von Lamont (36,6°N, 97,5°W), Oklahoma, statt.

# 4.4 Synoptische Bedingungen und Strömungscharakter

Zur Beurteilung der Wetterlage während der Experimentphasen wurde Kartenmaterial von den europäischen Wetterdiensten herangezogen. Zudem standen Bilder der operationellen Satelliten, den stationären Satelliten METEOSAT und GOES sowie den polarumlaufenden NOAA-Satelliten, zur Verfügung. Soweit zeitnah und räumlich relevant verfügbar wurden zur weiteren Beurteilung der jeweiligen Situationen auch Radiosondenaufstiege herangezogen. Der dynamisch-thermodynamische Zustand der Strömung während der Missionen wurde aus den mittleren Profilen der Flugzeugmessungen in Kombination mit entsprechenden Radiosondierungen ermittelt. In einigen Fällen lieferten auch die Messungen mit flugzeuggetragenen oder bodengestützten Fernmessgeräten diesbezüglich zusätzliche Informationen.

Die einzelnen Missionsnamen und die Bezeichnungen der Flugabschnitte wurden im wesentlichen so beibehalten, wie sie von den Experimentatoren eingeführt wurden, um die Transparenz zu den Untersuchungen mit anderen Schwerpunkten zu gewährleisten. Die hier zusammengestellten Wetter- und Strömungscharakterisierungen dienen in der späteren Diskussion als Grundlage zur Einordnung der Turbulenzbeobachtungen. Zwei der untersuchten Fallstudien werden in dieser Arbeit exemplarisch ausführlicher präsentiert. Es handelt sich dabei um die Missionen ICE 207 und EUCREX 108, die zum einen jeweils von 3 Meßflugzeugen quasi-zeitgleich in unterschiedlichen Höhen umfassend beprobt wurden und zwei unterschiedliche Typen von Cirruswolken abdecken, den scherungsdominierten Strahlstrom-Cirrus und einen Cirrostratus mit eingelagerter Konvektion.

Für die Diskussion von Turbulenz und ihren Entstehungs- und Abbaumechanismen ist es von besonderer Bedeutung, den Zustand des jeweiligen Strömungsfeldes zu charakterisieren. Wesentliche Größen sind hier die Strömungsgeschwindigkeit und ihr vertikales Profil sowie die thermodynamische Stabilität der Atmosphäre. Für die weitergehende Interpretation der Turbulenzmessungen werden im folgenden die mittleren Vertikalprofile der horizontalen Windgeschwindigkeit, der Windrichtung und der potentiellen Temperatur für die betrachteten Missionen besprochen. Als abgeleitete Größen sind zusätzlich die Vertikalprofile der diskreten Form der Gradient-Richardson-Zahl (Gl. 3.17), die sogenannte "bulk"-Richardson-Zahl, Ri<sub>b</sub>, und der Brunt-Väisälä-Frequenz (Gl. 3.20), N, angegeben. Die Richardson-Zahl kann als Indikator für die Existenz von Turbulenz in einer Strömung benutzt werden. Stabilitätsbetrachtungen von Miles (1961) haben einen kritschen Wert für Ri (Ricrit=0.25) ergeben, unterhalb dessen kleine Störungen in einem Fluid exponentiell anwachsen können. In Strömungen mit Ri > 0.25 kann man im allgemeinen von einem Abklingen der Turbulenz mit der Zeit ausgehen. Es ist jedoch zu beachten, dass es sich hier um ein lokales Kriterium handelt und diese kritische Zahl bei der Verwendung von mittleren Profilen, die durchaus lokale Phänomene maskieren können, in nicht-stationärer Umgebung nicht so streng auszulegen ist. Ansteigende Turbulenzintensitäten sind während verschiedener Feldexperimente auch bei höheren Ri<sub>b</sub> beobachtet worden (z.B. Farrell und Ioannou, 1993). Mahrt (1985) berichtet von intensiven, turbulenten Bereichen in der atmosphärischen Grenzschichtströmung bei  $Ri_b = O(1)$ . Die Existenz von Bereichen mit kleiner *Richardson*-Zahl in stabilen Scherströmungen wurde durch jetzt vorliegende, hochaufgelöste nummerische 3D-Simulationen bei angemessenen Reynolds-Zahlen gezeigt (Werne und Fritts, 1999). Die Simulation zeigt, dass Beobachtungen häufig die erforderliche Vertikalauflösung zur Bestimmung der benötigten Gradienten nicht erreichen.

Die *Brunt-Väisälä*-Frequenz gibt die charakteristische Frequenz an, bis zu der Auftriebsoszillationen bei gegebenem Temperaturgradienten auftreten können. Mit ihrer Hilfe lässt sich abschätzen, welche minimale Wellenlänge für Schwerewellen in einem Strömungsfeld zu erwarten ist.

Bei den gezeigten Vertikalprofilen in den nachfolgenden Fallbeschreibungen handelt es sich um die über die horizontalen Flugabschnitte gemittelten Werte für die jeweiligen Parameter. Falls mehrere geeignete Flugabschnitte in einem Höhenniveau aus zeitlicher Sicht aufeinanderfolgten, wurde über diese gemittelt. Die Gradient-*Richardson*-Zahl und die *Brunt-Väisälä*-Frequenz wurden jeweils zwischen zwei übereinanderliegenden Höhenstufen berechnet und für die resultierende, mittlere Höhe angegeben. Absolute Fehlergrenzen für einzelne Flugabschnitte sind mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht zu bestimmen, zur Orientierung wurden jedoch für die Windgeschwindigkeit und -richtung und für die potentielle Temperatur Fehlerbalken eingezeichnet, mit den entsprechenden Grenzen  $\pm 1 \text{ms}^{-1}$ ,  $\pm 10^{\circ}$  und 0.3 K (siehe 4.2.2). Diese Werte stellen typische Fehlerbereiche in konservativer Abschätzung dar, die im Einklang mit den Ergebnissen von Vergleichsflügen zu relativen Genauigkeiten stehen (Quante et al., 1996). Zur optischen Orientierung wurden die Profilwerte in den Abbildungen durch Linien miteinander verbunden.

### Mission ICE 207

Zwischen einem Trog, der sich von der Norwegischen See bis über Polen erstreckte und einem ausgeprägten Hoch (Kerndruck > 1035 hPa) mit Zentrum westlich von Irland lag das Experimentgebiet während dieser Mission im Einfluss einer nordwestlichen Strömung. Der zugehörige Strahlstrom teilte sich über Island in zwei Äste, von denen einer Südskandinavien streifte. Die Nordsee lag zwischen einer vor kurzem durchgezogenen Kaltfront und einer Warmfront, die zu einem schwachen, zwischen Island und Norwegen gelegenem Tiefausläufer gehörte.

Abbildung 4.4: NOAA 11 Satellitenbild für den 28.09.1989. Dargestellt ist der Kanal 4 für den Überflug um 12:18 UTC. Das eingezeichnete Rechteck markiert das Untersuchungsgebiet. NOAA 11, Ch. 4, 28.09.1989 12:18 UTC



Die Cirrusbewölkung trat auf der warmen Seite des Strahlstroms von der nachfolgenden Warmfront separiert auf. Das Satellitenbild in Abbildung 4.4 zeigt deutlich das ausgeprägte Wolkenband der Front und östlich davon die mit dem Strahlstrom verbundenen Cirrusstrukturen. Im Höhenband zwischen 7 und 10 km strömte feuchte Luft über der Deutschen Bucht ein, wie es in Abbildung 4.5 in den Profilen der Radiosonde Sylt und Helgoland zu sehen ist. Die relative Feuchte in Bezug auf Eis erreicht über Sylt schon zu dieser Zeit ca. 90 %. In der Vertikalen erstreckten sich die Wolken im Untersuchungsgebiet von ca. 7.5 km bis in 9.2 km Höhe. Dieses Wolkengebiet erreichte gegen Abend Helgoland und wurde dort vom Lidar des DWD im entsprechenden Höhenfenster beobachtet (Hennings et al. 1990). Das Vertikalprofil der potentiellen Temperatur zeigt die Tropopause in ca. 10,5 km Höhe, die gut durchmischte Grenzschicht reichte bis in 2 km Höhe. Über weiten Bereichen der Nordsee trat ausgeprägte Grenzschichtbewölkung auf.



Abbildung 4.5: Relative Feuchte (gegenüber Eis) und potentielle Temperatur gemessen während der Radiosondenaufstiege von Sylt und Helgoland am 28.09.1989.

Die dynamischen und thermodynamischen Profile sind in Abbildung 4.6 gezeigt. Der Strahlstrom kann in den von den Flugzeugen gemessenen Profilen des horizontalen Windes leicht identifiziert werden. Im Bereich der Cirren stieg die Windgeschwindigkeit kräftig von 23 ms<sup>-1</sup> an der Unterkante auf 49 ms<sup>-1</sup> an der Oberkante des Wolkenfeldes an. Im Mittel betrug die Scherung 14.1 ms<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> mit einem Maximalwert von 28.7 ms<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>. Der stärkste Anstieg lag zwischen den Höhen 8,2 km und 8,5 km, für dieses Höhensegment lassen sich dementsprechend niedrige *Richardson*-Zahlen von deutlich kleiner als 1 berechnen. Sie kennzeichnen den Abschnitt, für den erhöhte Turbulenzintensitäten zu erwarten sind. Eines der vertikal angeordneten Flugsegmente lag oberhalb der Wolken, es befand sich jedoch noch in der Troposphäre, der Oberrand der Cirren war demnach nicht von der Tropopause in 10,5 km Höhe begrenzt.



ICE 207 (28.09.1989)

Abbildung 4.6: Mittlere Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, potentiellen Temperatur, "bulk"-Richardson-Zahl und Brunt-Väisälä-Frequenz für die Mission ICE 207 vom 28.09.1989. Die Größen wurden über die Flugabschnitte in den jeweiligen Höhenstufen gemittelt. Für die Windgeschwindigkeit, die Windrichtung und die potentielle Temperatur sind typische Fehlerbereiche angegeben. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante.

#### Mission ICE 212

Der Rücken hinter einem sich verstärkenden Trog war im Laufe des Vortages südostwärts gezogen und lag über Großbritannien. Die Experimentregion über der Nordsee stand unter dem Einfluss einer nordwestlichen Strömung, die warme und feuchte Luft in der Höhe herbeiführte. Die Höhenfront sowie der polare Strahlstrom durchquerten das Untersuchungsgebiet. Der vorgefundene Cirrus war eindeutig mit der Advektion feuchter Warmluft verbunden und trat im Zusammenhang mit der sich rasch vorwärtsbewegenden Warmfront auf. Im Wolkenniveau, ca. 7 km bis 10 km, stieg die Windgeschwindigkeit von 28 ms<sup>-1</sup> auf 40 ms<sup>-1</sup> an. Das Maximum des Windbandes lag im Tropopausenbereich bei ca. 12 km Höhe



ICE 212 (15.10.1989)



Abbildung 4.7: Mittlere Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, potentiellen Temperatur, "bulk"-Richardson-Zahl und Brunt-Väisälä-Frequenz für die Mission ICE 212 vom 15.10.1989. Die Größen wurden über die Flugabschnitte in den jeweiligen Höhenstufen gemittelt. Für die Windgeschwindigkeit, die Windrichtung und die potentielle Temperatur sind typische Fehlerbereiche angegeben. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante.

(Hennings et al. 1990). Auch in diesem Fall lag die Wolkenoberkante deutlich unterhalb der Tropopause.

Das Vertikalprofil der potentiellen Temperatur in Abbildung 4.7 weist zwischen 8,27 km und 8,86 km eine bedingt stabile Temperaturschichtung aus. Für dieses Höhenband zeigten die mikrophysikalischen Messungen auch den höchsten Eiswassergehalt und die größten Eiskristalle, die hauptsächlich in Form von Aggregaten und Flaschenprismenbüscheln (*bullet rosetts*) vorlagen (F. Albers, pers. Mitteilung). Im oberen Bereich der Wolke war eine Zunahme der Stabilität zu beobachten. Die nicht sehr stark ausgeprägten Scherungsbereiche
zusammen mit erhöhter Stabilität führten zu "*bulk"-Richardson-*Zahlen größer als 2. Dynamische Instabilitäten scheinen daher in diesem Fall keine besondere Rolle zu spielen. Lediglich die aus dem Radiosondenaufstieg vom Forschungsschiff Poseidon abgeleiteten, vertikal höher aufgelösten Profile ergeben bei 8,2 km und 9,9 km Höhe Werte für Ri kleiner als 1 (Abbildung 4.8). Das Forschungsschiff Poseidon lag ca. 70 km nordwestlich vom Zentrum des Fluggebietes entfernt im Bereich der Hauptanströmung, die Profilwerte können daher auch für die Messmission als repräsentativ angesehen werden.

Abbildung 4.8: Vertikalprofil (Linie) der Richardson-Zahl abgeleitet aus den Wind- und Temperaturdaten des Radiosondenaufstieges am 15.10.1989, der vom Forschungsschiff Poseidon aus um 10:34 UTC gestartet wurde.



#### Mission ICE 216

Das Wettergeschehen über der südlichen Nordsee war an diesem Tag durch ein schwaches Tiefdruckgebiet (1005-1010 hPa) mit Zentrum nordwestlich von Irland beeinflusst. Die zugehörige Kaltfront zeigte eine Nord-Süd Ausrichtung. Im Warmsektor führte die Advektion von feucht-warmer Luft subtropischen Ursprungs zu einer relativ instabilen Schichtung in der mittleren Troposphäre. Über dem Norden Frankreichs wurde altocumulus castellanus beobachtet, und es bestand die Tendenz zur Gewitterbildung. Für die Existenz des Cirrus im Beobachtungsgebiet bestehen zwei Erklärungsansätze, diese werden in der Analyse von Kästner et al. (1993) besprochen. Zum einen könnte es sich um den Ausfluss von Cirrus aus Gewitterwolken handeln, der mit der südwestlichen Strömung den in das Untersuchungsgebiet advehiert wurde. Zum anderen deutet die Analyse der geopotentiellen Höhen in 300 hPa auf ein Höhentief hin, das auf der 500 hPa Fläche nicht mehr auszumachen Mit dem Höhentief floss relativ kalte Luft oberhalb der tiefer gelegenen ist. Warmluftadvektion in das Gebiet (-48°C kalte Luft ersetzte -44°C kalte Luft). Diese führte zur Destabilisierung und die aufsteigende feuchte Luft konnte bei relativ schwachen Horizontalwinden (~10 ms<sup>-1</sup>) lokal zur Cirrusbildung führen. Mit dem Höhentief wanderte das Cirrusfeld langsam nach Nordwest und ereichte die südliche Nordsee. Die Aufwärtsbewegung wurde durch die Advektion positiver Vorticity unterstützt (Kästner et al., 1993).

Die von Norderney gestartete Radiosonde (Temperatur und Feuchte) zur Untersuchungszeit zeigte die Tropopause bei 11,5 km Höhe (Hennings et al., 1990). Die vom Flugzeug gemessene Windgeschwindigkeit lag höhenkonstant bei etwa 10 ms<sup>-1</sup>(Abbildung 4.9), dieser Wert schließt an denjenigen der vom Forschungsschiff Poseidon gestarteten Sonde sehr gut an, die Radiosonde lieferte bei diesem Aufstieg nur Daten bis in 10 km Höhe. Lediglich zur Wolkenoberkante hin stieg die Windgeschwindigkeit auf 15 ms<sup>-1</sup> an. Die Analyse der Temperaturmessungen weist auf einen weniger stabil geschichteten Bereich zwischen 9,5 km



Abbildung 4.9: Mittlere Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, potentiellen Temperatur, "bulk"-Richardson-Zahl und Brunt-Väisälä-Frequenz für die Mission ICE 216 vom 18.10.1989. Die Größen wurden über die Flugabschnitte in den jeweiligen Höhenstufen gemittelt. Für die Windgeschwindigkeit, die Windrichtung und die potentielle Temperatur sind typische Fehlerbereiche angegeben. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante.

und 10,5 km hin. Die *Richardson*-Zahl bleibt in diesem Bereich jedoch relativ hoch, am Oberrand der Wolke fällt sie aufgrund der Windscherung auf einen Wert kleiner als 1 (Abbildung 4.9).

Messungen der wolkenphysikalischen Parameter mit dem Counterflow Virtual Impactor (CVI) und optisch abbildenden Sonden (PMS-2DC) zeigten die Existenz von Wolkenpartikeln auf allen Untersuchungsflächen zwischen 9,5 und 11,3 km Höhe, allerdings handelte es sich um sehr kleine Teilchen mit großer Variabilität in der Konzentration bei niedrigem Eiswassergehalt (Ström et al., 1994b). Die Wolke war dementsprechend auch optisch dünn, was die Satellitenanalyse bestätigt (Kästner et al., 1993). Das Wolkenfeld zeigte Löcher, die Unterkante lag unterhalb von 9,5 km mit T > -47°C, die Oberkante lag bei 11,3

ICE 216 (18.10.1989)

km mit Temperaturen um –60°C. Im Untersuchungsgebiet wurden einige Kondensstreifen beobachtet. Die mittlere vertikale Wolkenstruktur in der Deutschen Bucht an diesem Tag wurde von Ansmann et al. (1993) mit Hilfe eines Lidarnetzwerkes erkundet.

#### Mission ICE 217



ICE 217 (19.10.1989)

Abbildung 4.10: Mittlere Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, potentiellen Temperatur, "bulk"-Richardson-Zahl und Brunt-Väisälä-Frequenz für die Mission ICE 217 vom 19.10.1989. Die Größen wurden über die Flugabschnitte in den jeweiligen Höhenstufen gemittelt. Für die Windgeschwindigkeit, die Windrichtung und die potentielle Temperatur sind typische Fehlerbereiche angegeben. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante.

Eine Kaltfront überquerte an den entsprechenden Tagen Großbritannien von West nach Ost, England war von einer instabilen Luftmasse überdeckt. Das zugehörige, eingelagerte Tief entwickelte sich schneller als vorhergesagt und bewegte sich rasch Richtung Südwest. Ein ausgeprägtes Cirrusfeld zog vor der Bodenfront in das Messgebiet über der südwestlichen Halbinsel Südenglands. Die starken Horizontalwinde erforderten eine mitführende Beprobung des Wolkenfeldes (*Lagrange sampling*), das Flugmuster wurde von Höhensegment zu Höhensegment nach Osten verlagert. Abbildung 4.10 gibt die aus den Flugzeugdaten abgeleiteten Vertikalprofile wieder. Die beobachtete Windscherung war am Oberrand des Messfeldes besonders stark ausgeprägt, in der Höhe drehte der Wind dabei von Südwest auf West. Die Windgeschwindigkeit stieg auf sehr hohe Werte um 60 ms<sup>-1</sup> in 9 km an, die stärkste Scherung im Cirrus lag zwischen 7,5 km und 8 km Höhe mit 8,83 ms<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> vor. Die Temperaturschichtung war durchgehend stabil, die *Richardson*-Zahlen liegen daher somit zwischen 2 und 6. Mit Temperaturen von -20°C und -40°C, handelte es sich um einen relativ warmen Cirrus.

Das Satellitenbild zeigte ein ausgeprägtes, homogenes Cirrusfeld. Auch die wolkeninterne Vertikalstruktur aus Partikelmessungen abgeleitet, deutete auf eine sehr homogene, einschichtige Wolke hin, was auch für die horizontale Partikelkonzentration gilt. Eiskristalle wurden auf allen Höhenniveaus zwischen 4,3 km und 9 km beobachtet, der höchste Flugast lag knapp unterhalb der Wolkenoberkante, wo die kleinsten Partikel und das auch mit niedrigen Konzentration vorgefunden wurden (P.R.A. Brown, pers. Mitteilung). Der untere Wolkenteil (< 5,5 km) könnte als *altostratus* bezeichnet werden. Die selten anzutreffende interne Homogenität des Wolkenfeldes war Anlass für Francis et al. (1994) diesen Fall für Strahlungstransportstudien heranzuziehen.

#### Mission EUCREX 108

Eine okkludierte Front, die mit einem Tiefdrucksystem mit Zentrum nördlich von Island in Verbindung stand, bewegte sich sehr langsam von West nach Ost und querte dabei den Norden der Britischen Insel. Die bodennahen Winde wiesen eine süd-südwestliche Richtung auf. Die Messflüge fanden in der der Okklusion vorgelagerten Cirrusbewölkung statt, im Gebiet der Untersuchungen trat diese in Bändern angeordnet auf, wie es deutlich im zugehörigen Satellitenbild (Abbildung 4.11) zu erkennen ist.

Abbildung 4.12 zeigt das Vertikalprofil der relativen Feuchte gegenüber Eis, wie es beim Abstieg der Falcon durch das Gebiet mit einem stickstoffgekühlten Frostpunktsensor (Buck und Clark, 1991; Ström et al. 1994a) zuverlässig bestimmt wurde. Messungen mit einem ähnlichen Hygrometer an Bord der Hercules C-130 bestätigten die hohen Übersättigungen im Bereich der überlappenden Höhenintervalle (P. Francis, pers. Mitteilung). Maximale relative Feuchten wurden im Höhenband zwischen 8,4 km und 9,6 km gemessen mit einer bemerkenswerter Übersättigung von über 30%. Eine Region mit erhöhter Feuchte war auch im Fallstreifengebiet des Wolkensystems in etwa 7 km Höhe zu finden, der Ursprung dieses Feuchteanstiegs ist in der Verdunstung von Partikeln unterhalb der Mutterwolke zu sehen. Die dynamischen und thermodynamischen Profile zeigt Abbildung 4.13. Die Horizontalwinde in der oberen Troposphäre zwischen 8,5 km und 10 km erreichten kaum Werte über 9 ms<sup>-1</sup> und waren von sehr schwachen Luftbewegungen ober- und unterhalb eingegrenzt, was zu einer spürbaren Scherung (ca. 11 ms<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> am Oberrand) auch der Windrichtung führte. Mit den westlichen Winden wurde die sehr feuchte Luft advehiert.

NOAA 11 Ch. 4, 24.09.1993, 14:22 UTC



Abbildung 4.11: NOAA 11 Satellitenbild für den 24.09.1993. Dargestellt ist der Kanal 4 für den Überflug um 14:22 UTC. Die eingezeichnete Line markiert die Lage der horizontalen Flugabschnitte der Flugmission an diesem Tag.

Die Temperaturen im Wolkengebiet lagen zwischen -54°C und -38°C, die Schichtung in der Wolke kann als leicht stabil bezeichnet werden, der Wolkenoberrand fiel mit einem Stabilitätssprung zusammen. Dementsprechend bildete sich eine optisch scharf begrenzte Oberkante aus, über der sich lediglich feinste Wolkenschleier befanden. Der Stabilitätssprung führte trotz starker Windscherung für diese Schicht zu einer *Richardson*-Zahl, die den Wert 2 übersteigt. Die mit dem flugzeugetragenen Lidar ALEX F1 bestimmten Rückstreustrukturen weisen auf eine Verteilung von zellularen Wolkenelementen mit an ihnen anschließenden Fallstreifen hin (C. Kiemle, pers. Mitteilung). Der mittlere Eiswassergehalt nahm vom Oberrand der Wolken bis ca. 8 km stetig zu und fiel dann im Fallstreifengebiet auf deutlich niedrigere Werte zurück, das sich daraus ergebende Strahlungsfeld wird von Francis et al. (1998) untersucht.

Abbildung 4.12: Vertikalprofil der Relativen Feuchte gegenüber Eis. Die Daten wurden während der Mission 108 von der FALCON mit einem Frostpunkthygrometer bestimmt und umfassen die horizontalen Flugabschnitte (gekennzeichnet durch die Lagepunkte A und B) wie auch die Abstiege Die horizontalen Kurven. Linien in markieren die Wolkenkanten (gestrichelt) bzw. den ausgeprägten Fallstreifenbereich (strichpunktiert).





EUCREX 108 (24.09.1993)

Abbildung 4.13: Mittlere Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, potentiellen Temperatur, "bulk"-Richardson-Zahl und Brunt-Väisälä-Frequenz für die Mission EUCREX 108 vom 24.09.1993. Die Größen wurden über die Flugabschnitte in den jeweiligen Höhenstufen gemittelt. Für die Windgeschwindigkeit, die Windrichtung und die potentielle Temperatur sind typische Fehlerbereiche angegeben. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante. Die strichpunktierten Linen begrenzen das Fallstreifengebiet unterhalb der Wolke.

#### Mission ARM CART 94

Aus Südwest kommend wurde ein ausgedehntes Feuchtefeld mit Ursprung über dem östlichen, tropischen Pazifik in der oberen Troposphäre entlang des schwachen, subtropischen Strahlstroms in das Messgebiet über Oklahoma transportiert. Maximale Windgeschwindigkeiten betrugen zu dieser Zeit 26 ms<sup>-1</sup> und waren direkt unterhalb der Tropopause in 14,1 km Höhe zu finden. Die ersten Wolken erreichten gegen 2:00 UTC in ca. 14 km Höhe den Beobachtungsstandort, die Schicht wurde im Laufe des Durchzugs immer mächtiger. Daten der Radiosonde, die gegen 2:30 UTC, vom Lamont aus gestartet worden war (Sassen et al., 1998), zeigen im Höhenband oberhalb einer lokalen Inversion, zwischen 12,8 km und 13,8 km, noch unterhalb der Tropopause, eine bedingt stabil geschichtete Atmosphäre mit einer Temperaturabnahme von 9,4 K km<sup>-1</sup>. Das spricht für die mögliche Bildung und Erhaltung der



ARM CART (19.04.1994)

Abbildung 4.14: Mittlere Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, potentiellen Temperatur, "bulk"-Richardson-Zahl und Brunt-Väisälä-Frequenz für die Mission CART 94 vom 19.04.1994. Die Größen wurden über die Flugabschnitte in den jeweiligen Höhenstufen gemittelt. Für die Windgeschwindigkeit, die Windrichtung und die potentielle Temperatur sind typische Fehlerbereiche angegeben. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante.

Wolken durch konvektive Prozesse. Die Windgeschwindigkeit lag während der Flugzeugmessungen zwischen 20 ms<sup>-1</sup> und 28 ms<sup>-1</sup>, die Windrichtung zeigte sich im Messgebiet zwischen 12,25 km und 13,4 km höhenkonstant mit Werten um 290° (Abbildung 4.14). Die Tropopausentemperatur erreichte  $-74^{\circ}$ C, es handelte sich demnach um einen sehr kalten Cirrus.

Die Feuchtemessungen der Radiosonde, wenn auch nur qualitativ in dieser Höhe interpretierbar, deuten auf ein Maximum in Tropopausennähe hin und zeigen eine sehr trockene Schicht zwischen 11 km und 12 km, diese Aussage wird durch Messungen, die mit einem Raman-Lidar gemacht wurden, bestätigt (Sassen et al., 1998). Messungen mit einem Rückstreulidar zeigen zellulare Strukturen am Oberrand des Wolkenfeldes. Der Bereich der Windscherung zwischen 12,25 km und 12,75 km ist auch in der Wolkenstruktur durch Fallstreifensignaturen deutlich sichtbar. Das Verdunsten der Partikel in der trockenen Schicht könnte dort zu einem erneuten Feuchteanstieg und zur Destabilisierung mit sekundärer Wolkenbíldung geführt haben (Sassen et al., 1998).

Über verschiedene, bemerkenswerte, optische Phänomene an diesem Tag, die einfache Kristallstrukturen erfordern, berichten Sassen et al. (1998). Khvorostyanov und Sassen (2002), die den vorliegenden Fall mit Hilfe eines mesoskaligen Modells auf die Wechselbeziehungen zwischen Strahlung und Mikrophysik mit Schwerpunkt auf Nukleationsprozesse hin untersuchen, kommen zu der Schlussfolgerung, dass zur Bildung eines solchen, kalten Cirrus in mittleren Breiten ein spezieller Nukleationsmechanismus auf Schwefelsäuretröpfchen wahrscheinlich ist. Ein stetiger, großskaliger Aufwind wie auch die hohe Tropopause begünstigen dabei das Aufeinandertreffen von troposphärischer, feuchter Luft und stratosphärischen Partikeln. Der exakte, dynamische Mechanismus zum Austausch Troposphäre/Stratosphäre bleibt noch zu klären. Das Forschungsflugzeug konnte die Höhe der Tropopause nicht erreichen, somit liegen keine Turbulenzmessungen zur Untersuchung des Austauschprozesses am Oberrand vor.

#### Mission SUCCESS

Am 21.04.1996 wurde das Wetter über Kansas und Oklahoma durch ein ausgedehntes Tiefdruckgebiet mit eingelagerten Wellenstörungen bestimmt. Aus der Satellitenbildanalyse (Wylie und Santek, 1998) ist ersichtlich, dass sich an diesem Tag ein diffus strukturiertes Cirrusband über das ARM Testgebiet in Oklahoma erstreckte. Es bildete sich entlang der mittleren Windrichtung in der Höhe von West-Südwest nach Ost-Nordost aus. Cirrus trat in Verbindung mit der Advektion von feuchter Luft auf, die in den Profilen der Radiosonde von Purcell, Oklahoma, (Abbildung 4.15) in den beiden Höhenbändern zwischen 6 km und 9 km und 10 km und 11,5 zu erkennen ist. Die verfügbaren Wolkenradarbeobachtungen zeigen entsprechende Rückstreusignale des Cirrus in den Bereichen zwischen 6 km und 9 km und 10 km bis 11,5 km. Die Wolkenoberkante bei 11,5 km wurde von Lidarmessungen vom Höhenflugzeug ER2 der NASA aus bestätigt (Wylie et al., 1998). Die Tropopausenhöhe lag bei ca. 13 km (Abbildung 4.15). Bodengebundene, zeitlich hochaufgelöste Lidarmessungen zeigen den Cirrus stark gegliedert und in mehreren Schichten auftretend sowie eine sehr auffällig strukturierte Wolkenunterkante. Abbildung 4.16 gibt einen Lidarschnitt durch das Wolkensystem wieder, die unterschiedlichen dynamischen Regime finden ihren Ausdruck in der Struktur der einzelnen Schichten. Im unteren Wolkenband fällt die zellulare Organisation auf, in der hohen Cirrusschicht die bandartige, wellenförmige Ausbildung.



Abbildung 4.15: Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, potentiellen Temperatur, Richardson-Zahl und Relativen Feuchte gegenüber Eis gemessen während des Radiosondenaufstieges am 21.04.1996 über Purcell, Oklahoma. Die gestrichelten Linien geben die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkanten an (zwei unabhängige Schichten).

Das Windprofil zeigt sehr hohe Geschwindigkeiten am Oberrand der oberen Cirrusschicht die bis zu 60 ms<sup>-1</sup> betragen und den Strahlstrom kennzeichnen. Es verdeutlicht zudem die unterliegende starke Scherung in den Wolkenbändern. In den Bereichen von 7,7 bis 9 km und 6,5 bis 7,5 liegen bedingt stabile Schichtungen vor, die durch eine stabile Schicht voneinander getrennt sind. Die Windscherung in Verbindung mit der bedingt stabilen Schichtung führt zu relativ kleinen *Richardson*-Zahlen, deren Werte insbesondere im Bereich der aktiven Wolkenunterkante um 5,2 und 5,5 km zwischen 0,15 und 0,3 liegen. Erhöhte, durch intensive Partikelsedimentation aus höheren, generierenden Schichten initiierte Turbulenz erscheint hier mögliche Ursache für die auffällige Wolkenstruktur gewesen zu sein. Eine andere Erklärung für die aktive Wolkenunterkante könnte in der Existenz von sekundären Bildungsgebieten im Verdunstungsbereich der ausfallenden Kristalle liegen (Abschnitt 2.4).



Abbildung 4.16: Zeit-Höhen-Schnitt des Rücksteukoeffizienten gemessen mit einem CO2-Lidar am 21.4.1996 über dem ARM-CART Gebiet (Abbildung von Prof. K. Sassen.).

#### Mission NORA

Der Cirrus dieser Fallstudie trat im Zusammenhang mit dem Hurrikan Nora auf, der am 24. September 97 im Südwesten der USA auf Land lief und sich in Bodennähe dabei schnell auflöste. Der obere Teil dieses tropischen Systems bestand jedoch weiter, Abbildung 4.17 zeigt das Satellitenbild dazu, und bewegte sich schnell über Arizona und Utah hinweg. Das assoziierte Cirrusfeld folgte in antizyklonaler Bewegung einer Rückenachse in der oberen Troposphäre und erreichte das Messgebiet über Oklahoma am 26.09.97 gegen 18:00 UTC. Mit dem Cirrus waren außergewöhnliche optische Erscheinungen (ausgeprägte, farbige Halos) verbunden, was auf einen stabilen Teilchenmode schließen lässt. Aus Fernmessungen abgeleitete mikrophysikalische und optische Parameter für dieses Wolkensystem werden von Sassen und Mace (2002) in einem Beitrag zur Bewertung von Fernmess-Algorithmen diskutiert, Implikationen der Entstehungsgeschichte auf die Nukleation und Partikelformen besprechen Sassen et al. (2003). Die Radiosondendaten zeigen, dass in der Höhe zwischen 7 und 11.5 km mit den Wolken feuchte Luft herbeigeführt wurde. Die Tropopause lag bei ca. 12 km Höhe. Der Cirrus trat nach Radar- und Lidarmessungen zuerst im Höhenband zwischen 10,5 km und 12,4 km auf, bildet aber im Verlauf markante Fallstreifenstrukturen mit hohem Eiswassergehalt aus, die bis zu 8 km herunterreichten (Abbildung 4.18).

Abbildung 4.17: GOES East Satellitenbild für den 27.09.1997. Dargestellt ist der IR-Kanal für 15:00 UTC. Das eingezeichnete Rechteck markiert die Lage des Cirrusbandes über Oklahoma.



Die Windgeschwindigkeiten abgeleitet aus den horizontal gemittelten Werten für die Flugabschnitte waren moderat, sie stiegen zwischen 12,5 ms<sup>-1</sup> in 9,5 km Höhe auf ca. 26 ms<sup>-1</sup> in 11.5 km an (Abbildung 4.19). Im Wolkenbereich lag die Windrichtung zwischen 310° und 330°, zwischen 6.5 und 8.5 km trat eine deutliche Richtungsscherung auf, dort strömte Luft aus Nordost ein. Das Profil der potentiellen Temperatur weist eine weniger stabile Schicht in der Mitte der Wolke zwischen 11 und 11,4 km Höhe aus, die von stabiler geschichteten Bereichen begrenzt wird. Die Stabilität nahm zum Oberrand der Wolke hin wieder ab. Entsprechend errechnet sich die *Richardson*-Zahl zu 0,4 bei 11.4 km, ein Indiz dafür, dass in diesem Bereich Turbulenzerhaltung möglich war.



Abbildung 4.18: Höhen-Zeit-Schnitt des äquivalenten Radarreflektivitätsfaktors in dBZ für den 27.09.1997 über dem CART Testgelände in Oklahoma. Die schwarze Kurve markiert die Lage der Flugabschnitte dieser Mission (Radardaten von Prof. J. Mace, University of Utah).



NORA (26.09.1997)



Abbildung 4.19: Mittlere Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, potentiellen Temperatur (die unterschiedlichen Symbole markieren zwei zeitlich aufeinanderfolgende Abschnitte), "bulk"-Richardson-Zahl und Brunt-Väisälä-Frequenz für die Mission NORA vom 26.09.1997. Die Größen wurden über die Flugabschnitte in den jeweiligen Höhenstufen gemittelt. Für die Windgeschwindigkeit, die Windrichtung und die potentielle Temperatur sind typische Fehlerbereiche angegeben. Die gestrichelten Linien geben die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante an, die strichpunktierten Linien grenzen das Fallstreifengebiet ab.

#### Mission CARL99

Am 3. Mai 1999 lagen die unteren Schichten der Troposphäre über Westeuropa und dem westlichen Mittelmeer unter dem Einfluss eines Tiefdrucksystems mit einem schwachen Druckgradienten über Frankreich und einem stärkeren über Italien und der iberischen Halbinsel. Diese Situation resultierte in eine südöstliche Strömung über dem Golf von Genua, die über Frankreich auf eine östliche Strömung umschwenkte. In der mittleren Troposphäre lag ein Rücken, der sich von Nordwest nach Südost von England über den Ärmelkanal bis über die italienische Halbinsel hin erstreckte. Am darauffolgenden Tag, 4. Mai 1999, wanderte die Störung bei sonst fast unveränderter synoptische Lage weiter ostwärts und führte über dem Messgebiet in 500 hPa zu einer süd-südöstlichen Strömung. Während die bodennahen Schichten abkühlten, wurde in der mittleren und hohen Troposphäre warme und feuchtere Luft herbeigeführt. Die Vorderkante des mit der Front verbunden Wolkensystems querte im Laufe des Tages das Messgebiet. Die großskalige Wolkensituation kurz vor den Messflügen ist im NOAA-Satellitenbild zu sehen (Abbildung 4.20). Die mit dem Wolkenradar vermessenen Vertikalschnitte durch die Wolken (Abbildung 4.21) zeigen eine Cirrusschicht mit Bildungszellen zwischen 10 und 11 km Höhe, die im zeitlichen Verlauf über die Form eines Cirrostratus zu einem mächtigeren Altostratus auswächst. Die Bildungszellen für Eiskristalle blieben bis zum Nachmittag im Cirrusniveau (ca. 7 bis 10,5 km Höhe) bestehen. Im unteren Bereich des Altostratus traten Mammatus-ähnliche Strukturen auf, die eine beachtliche Menge an flüssigem Wasser enthielten, was durch Lidarmessungen (starke Dämpfung) bestätigt wurde. Zu Niederschlag am Boden kam es jedoch nicht. Dieser Fall wurde von Mavromatidis und Kallos (2003) für Modelluntersuchungen der Wolkenbildung mit expliziter Mikrophysik herangezogen.



Abbildung 4.20: Kompositbild abgeleitet aus AVHRR Daten des Satelliten NOAA 14 für den 4.5.1999 um 13:35 UTC.



Abbildung 4.21: Zeit-Höhen-Schnitt des äquivalenten Radarreflektivitätsfaktors in [dBZe] gemessen mit dem GKSS Wolkenradar am 4.5.1999 über Palaiseau, Frankreich.

Die Vertikalprofile der Radiosonde von Trappes, in der Nähe des Messgebietes, um 12 UTC, dargestellt in Abbildung 4.22, zeigen die Tropopause in etwa 11,5 km Höhe. Der obere Wolkenbereich lag in einer Windscherung, die Windgeschwindigkeit stieg von ca. 6 ms<sup>-1</sup> in 7 km Höhe auf 23 ms<sup>-1</sup> in 10,5 km an der Wolkenoberkante an. Die obere Wolkenregion zeigte eine Tendenz zur neutralen Temperaturschichtung, was lokal konvektive Vorgänge ermöglichte. Dieses spiegelt sich auch in der *Richardson*-Zahl wider, die zwischen 9,5 und 10,4 km Höhe Werte kleiner als 0,5 annahm.

CARL 99 (4.05.1999) Höhe [km] 7 6 5 4 5 4 3 2 1 5 10 15 20 25 280 300 320 340 360 380 Windgeschwindigkeit [ms<sup>-1</sup>] Windrichtung [°] Potentielle Temperatur [K]



Abbildung 4.22: Daten der Radiosonde von Trappes, die am 4.05.1999 um 12 UTC gestartet wurde. Gezeigt sind die Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, potentiellen Temperatur, "bulk"-Richardson-Zahl und Brunt-Väisälä-Frequenz für die Mission CARL 99. Die gestrichelte Linie gibt die ungefähre Lage der Wolkenoberkante an, die strichpunktierte Linie markiert den Bereich der ursprünglichen Lage der Cirrusunterkante.

#### Mission ARM CART 00

Auf synoptischer Skala überdeckte am 9. März 2000 eine Wellenstörung den mittleren Westen der Vereinigten Staaten. Die Störung lenkte den subtropischen Strahlstrom über das Experimentgebiet an der Grenze zwischen Oklahoma und Kansas. Die in der Höhe aus Südwesten einströmenden Luftmassen führten ein Wasserdampffeld mit sich, das sich in den Feuchtemessungen der Radiosondenaufstiege von Lamont um 17:30 UTC und 20:30 UTC zeigte und sich deutlich auf den Höhenbereich zwischen 7.5 und 10 km ausweitete. Die in die Experimentregion einziehenden, anfänglich dünnen Cirren entwickelten sich auf der warmen Seite des Strahlstroms, vermutlich in dem Aufwindbereich, dessen Sekundärzirkulation zu intensiven Wolkenbändern führte. Die vorliegende, großskalige Analyse des Vertikalwindes (NASA Langley) löst diese Sekundärzirkulation nicht auf, sie zeigt ein eher indifferentes Bild mit einer Tendenz zu absinkender Luft (bis zu –2 cms<sup>-1</sup>) über dem Norden Oklahomas. Das Cirrusfeld zur Zeit der Flugzeugmessungen erstreckte sich über den Nordwesten Oklahomas bis nach Kansas hinein, es ist in Abbildung 4.23 auf dem Bild des Satelliten GOES 8 zu sehen.

Abbildung 4.23: Wolkentemperaturen abgeleitet aus Daten des Satelliten GOES 8 für den 9.3.2000 um 20:45 UTC (Abbildung von Dr. Minnis, NASA LaRC).

190 200 210 220 230 240 245 250 255 260 K

Die Höhe der Wolkenoberkante abgeleitet aus Messungen des 35 GHz Wolkenradars MMCR über der zentralen Einrichtung von CART lag zwischen 9 km und 10 km. Die vertikale Mächtigkeit des Cirrus variierte einschließlich der ausgeprägten Fallstreifengebiete zwischen ca. 2 km und 3 km. Abbildung 4.24 zeigt die Wolkenschicht in der Stunde nach 21 Uhr (UTC), wie sie vom 94 GHz Radar der University of Miami erfasst wurde. Der Einfluss der Windscherung auf die Wolkenstruktur sowie die interne Variabilität treten deutlich hervor.

Abbildung 4.24: Zeit-Höhen-Schnitt des äquivalenten Radarreflektivitäts-faktors in [dBZe] gemessen mit dem bodengebundenem 94 GHz Wolkenradar der Universität Miami, am 9.3.2000. Die Zeit ist in Sekunden nach 21:00 Uhr UTC angegeben. (Abbildung von Prof. Albrecht, Miami).



Die Windgeschwindigkeit im Wolkenniveau erreichte im oberen Bereich der Cirrus-Schicht in ca. 9,5 km Höhe Spitzenwerte von bis zu 45 ms<sup>-1</sup>. Darunter nahm die Geschwindigkeit mit unterschiedlichen Raten ab, insgesamt zeigte sich eine mäßige Scherung, die im Höhenbereich zwischen 8,2 km und 8,8 km mit ca. 8,5 ms<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> ihre größten Werte annahmen. In Abbildung 4.25 sind die mittleren Vertikalprofile für die Wind-, Temperaturund Stabilitätsgrößen wiedergegeben, die gezeigten Werte wurden aus zeitnahen Flugzeugund Radiosondenmessungen ermittelt. Die Windmessungen der Radiosonden waren bedingt durch ein Störsignal nur eingeschränkt nutzbar. Die Windrichtung war im Wolkengebiet über die gesamte Messphase höhenkonstant, das Vertikalprofil der potentiellen Temperatur zeigt eine stabile Schichtung von 2 K km<sup>-1</sup> mit einer leicht geringeren Stabilität im oberen Bereich der Wolkenschicht. Bedingt durch die Windscherung erreichte die *Richardson*-Zahl mit 0,7 ihren geringsten Wert in 8,7 km Höhe.

Es sei noch erwähnt, dass dieser Cirrus-Fall zur Zeit für eine Modellvergleichsstudie der Arbeitsgruppe 2 (Cirrus) im Rahmen der GEWEX Cloud System Study (GCSS) aufbereitet wird.



Abbildung 4.25: Mittlere Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit, Windrichtung, potentiellen Temperatur, "bulk"-Richardson-Zahl und Brunt-Väisälä-Frequenz für die Mission ARM CART 00 vom 9.03.2000. Die Größen wurden über die Flugabschnitte in den jeweiligen Höhenstufen gemittelt. Für die Windgeschwindigkeit, die Windrichtung und die potentielle Temperatur sind typische Fehlerbereiche angegeben. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante.

# **Kapitel 5**

# Ergebnisse und Analyse der Turbulenzmessungen

Dieses Kapitel ist als der zentrale Ergebnisteil dieser Arbeit anzusehen, in ihm werden sowohl die Turbulenzmessergebnisse und die weitergehende Analyse der experimentellen Daten präsentiert wie auch die einzelnen Auswerteverfahren vorgestellt. Dazu wird zunächst die charakteristische Turbulenzstruktur für die Cirrusmissionen anhand von typischen Zeitreihen einführend besprochen. Zur Dokumentation der Intensität turbulenter Ereignisse und ihrer innerhalb der Wolkensysteme werden danach Vertikalprofile ausgesuchter Lage Turbulenzparameter nebeneinandergestellt sowie der Spektralanalyse unterzogen. Der Vergleich der Turbulenzergebnisse der unterschiedlichen Cirrusfälle untereinander wird mit Hilfe der Flugabschnitte durchgeführt, die jeweils die Regionen mit der höchsten Turbulenzintensität repräsentieren. Für diese Datensegmente werden auch die Resultate weitergehender Analysen vorgestellt. Ausgewählte Untersuchungen zu Wellen und besonderen Turbulenzereignissen auch in Kondensstreifenabschnitten werden separat angesprochen. Das Kapitel schließt mit einer allgemeinen Einordnung der Mess- und Analyseergebnisse und stellt dabei die Bedeutung für die Modellierung von Cirruswolken heraus.

## 5.1 Charakteristische Turbulenzstruktur

### 5.1.1 Zeitreihen

Zur ersten Inspektion der grundlegenden Turbulenzstruktur der untersuchten Cirrusfälle dienten im wesentlichen zeitlich hoch aufgelöste Messreihen der drei Komponenten der Windgeschwindigkeit sowie die entsprechenden Datenreihen der Temperatur. Die im weiteren zur Turbulenzauswertung herangezogenen Zeitreihen beschränken sich jeweils auf die horizontalen, geradlinigen Flugabschnitte der Missionen; Kurvenabschnitte wurden aufgrund der Messunsicherheiten nicht betrachtet. Beispielhaft werden hier Zeitreihen der Vertikalwindkomponente, w, aus unterschiedlichen Höhen im Wolkenniveau für zwei Fallstudien gezeigt. Die Abbildung 5.1 gibt die w-Zeitreihen der Mission ICE 207, einem Strahlstrom-Cirrus, wieder. Die laufende Nummerierung der Flugäste folgt der von den Experimentteilnehmern abgestimmten, sie entspricht bei den hier vorgestellten Beispielen der relativen Höhenlage vom obersten Flugniveau abwärts. Die Flugäste L1 und L6 lagen unmittelbar oberhalb bzw. 1,9 km unterhalb des Wolkenfeldes. Abbildung 5.2 zeigt entsprechende Vertikalwindfluktuationen der Mission EUCREX 108, die durch eingebettete, konvektive Elemente gekennzeichnet war; hier lag der Flugast L1 über der Wolkenoberkante, L8 wurde 1,8 km unterhalb des Wolkengebietes geflogen. Von den Ausgangsdaten wurde der Mittelwert abgezogen sowie der lineare Trend entfernt. Die räumliche Länge der hier dargestellten Flugabschnitte beträgt bezogen auf die durchflogene Luftmasse für ICE 207 (mit Ausnahme von L3) zwischen 75 und 100 km und für EUCREX 108 etwa 115 km.

Die hohe Variabilität in der Turbulenzintensität tritt in beiden Fällen augenscheinlich hervor, die geringsten Vertikalwindfluktuationen wurden in der stabil geschichteten Luftmasse



Abbildung 5.1: Zeitreihen der vertikalen Windkomponente, w, für die Flugabschnitte L1 ab bis L6 cd der Mission ICE 207 vom 29.09.1989. Die Kürzel ab bzw. cd beziehen sich auf eine interne, horizontale Substruktur. In den ausgeblendeten Bereichen lagen Störungen in den Ausgangsdaten vor. L2-L5 im Cirrus.

oberhalb der Wolken vorgefunden, in der bei ICE 207 deutlich ein Wellenzug mit einer Wellenamplitude von ca. 0.5 ms<sup>-1</sup> (L1) bei ansonsten extrem geringer Turbulenz zu erkennen ist. Innerhalb der Wolkengebiete treten turbulente Regionen wie auch "ruhigere" Abschnitte auf. Stärkste Turbulenzintensitäten erreichten mit Vertikalwindfluktuationen von über 1 ms<sup>-1</sup> Werte, die durchaus mit denen einer stratiformen Grenzschichtbewölkung vergleichbar sind. Gebiete ausgeprägter Turbulenz treten im Fall von ICE 207 auf den Flugästen L2 und L5 im dichten Cirrus auf. Die Vertikalwindzeitreihen zeichnen sich im Fall EUCREX 108 im Wolkengebiet (L2-L4) und im Fallstreifenbereich (L5-L7) durch Strukturen auf der 7 bis 20 Sekunden-Skala (äquivalent einer räumlichen Erstreckung von etwa 1 bis 3 km) aus, die auf konvektive Aktivität hinweisen. Ähnliche Strukturen tauchen auch in den entsprechenden Temperaturzeitreihen auf.

Zur Ermittlung einiger Kenngrößen musste die Turbulenzauswertung der Datenreihe im Zeitbereich stattfinden, jedoch in einem ausgewählten, spektral begrenzten Bereich. Zur



EUCREX 108 (24.09.93)

Abbildung 5.2: Zeitreihen der vertikalen Windkomponente, w, für die Flugabschnitte L1 – L8 der Mission EUCREX 108 vom 24.09.1993. L2-L7 im Cirrus.

weitergehenden Analyse wurden daher die Zeitreihen nummerisch gefiltert, hauptsächlich um langperiodische Fluktuationen zu eliminieren und Wellenbeiträge zu den Fluktuationen von denen durch Turbulenz bedingten zu trennen. Die Filteroperationen wurden mit einem nichtrekursiven, symmetrischen Filter im Zeitbereich vorgenommen, die Berechnung der Filtergewichte erfolgte nach Stearns (1984). Die Glättung der Übertragungsfunktion im Bereich des Gibbs schen Phänomens wurde durch eine Faltung mit einem Hanning-Fenster erreicht (Hess, 1989). Die Anzahl der Filtergewichte richtete sich nach den gewählten Grenzfrequenzen bzw. –wellenlängen, die wiederum von der *true airspeed* des jeweiligen

Messflugzeuges abhing. Der Einfluss der Auswahl dieses speziellen Filters auf die Turbulenzstatistik ist sehr gering, Vergleiche mit Ergebnissen nach einer Filterung mit dem aufwändigeren Martin-Graham-Filter (Martin, 1962; Graham, 1963), der bei Untersuchungen zur *clear air turbulence (CAT)* Verwendung fand (Lester, 1972), zeigte nur minimale Differenzen, die sich auf die ersten drei statistischen Momente nicht auswirken. Außer für Untersuchungen zur Primärdatenkontrolle kamen nur Hochpassfilter zum Einsatz. Als Grenzwellenlängen wurde dazu 5000 m und 2000 m gewählt. Die Auswahl der Grenzwellenlängen orientierte sich zum einen an der Inspektion der Zeitreihen in Hinsicht auf Wellenbeiträge (mit Hilfe der Kreuzspektralanalyse, Abschnitt 5.3.1) zum anderen an den für andere in der Literatur publizierten Wolkenstudien gewählten Skalengrenzen, um entsprechende Vergleiche zu ermöglichen. Zudem beginnt in klimatologischen Spektren für die freie Atmosphäre oberhalb von 2 km Wellenlänge der Übergangsbereich von drei- zu quasi-zweidimensionaler Turbulenz (Nastrom und Gage, 1985).

Ein Beispiel zur nummerischen Hochpassfilterung mit einer Grenzwellenlänge von 2000 m ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Neben den Fluktuationen der Vertikalwindkomponente, w', deren



Abbildung 5.3: Hochpassgefilterte Zeitreihen der Windkomponenten, u, v, w, der potentiellen Temperatur, θ, der turbulenten kinetischen Energie, e, und des turbulenten Wärmestroms für die Flugabschnitte L2ab der Mission ICE 207 vom 29.09.1989. Die Grenzwellenlänge des Filters betrug 2000 m.

ungefilterte Ausgangsdaten in Abbildung 5.1, Flugabschnitt L2 ab dargestellt sind, sind hier die Horizontalwindkomponenten, u', v', die Fluktuationen der potentiellen Temperatur,  $\theta$ ', und die daraus berechnete turbulente kinetische Energie, e, sowie der turbulente Wärmestrom, w' $\theta$ ', für den Flugabschnitt ICE 207-L2 wiedergegeben. Die in der Ausgangdatenreihe sichtbaren langperiodischen Schwingungen sowie die Wellenanteile mit einer Periode von mehr als 10,5 s (entspr. hier 2000 m Wellenlänge) wurden eliminiert. Durch die Filterung treten Abschnitte mit erhöhter turbulenter Aktivität deutlicher gegenüber dem Hintergrund hervor, diese Bereiche sind unregelmäßig über den Flugabschnitt verteilt.

Die Vertikalwindzeitreihen sowie die der potientiellen Temperatur wurden soweit sie vorlagen auch mit den Daten mikrophysikalischer Messungen verglichen, um augenscheinliche Zusammenhänge aufzudecken. In fast allen hier weiter zu besprechenden Fällen existierten keine direkt sichtbaren Korrelationen von w mit den mikrophysikalischen Parametern wie der Eiskristallkonzentration oder dem Eiswassergehalt. Ein typisches Beispiel dazu ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Es sei hier angemerkt, dass die detektierten Eiskristalle durchaus einer mikrophysikalischen Entwicklung entstammen konnten, die nicht unmittelbar an die lokal vorgefundenen dynamischen Vorgänge (Turbulenz) gebunden war. Das lokale Feuchteund Aerosolangebot sowie die Partikelsedimentation beeinflussen die mikrophysikalische Größen auch unabhängig von den lokalen dynamischen Prozessen oder stehen mit diesen in einem komplexen Wechselwirkungsverhältnis. Eine nennenswerte Ausnahme ist in der Abbildung 5.5 zu sehen, diese zeigt die ungefilterten Zeitreihen von w, U (absoluter Wert) und  $\theta$  (absoluter Wert) zusammen mit der Partikelkonzentration, N. Hier besteht ein deutlicher Zusammenhang zwischen den in der 0-Zeitreihe sichtbaren stufenartigen Änderungen (teilweise auch in U zu sehen) und dem Anstieg in der Partikelkonzentration. Dieser Zusammenhang sowie die im ersten Zeitabschnitt der w-



Abbildung 5.4: Zeitreihen der vertikalen Windkomponente, w, der Temperatur, T, und der Eiskristallkonzentration, N; für die ersten 300 s des Flugabschnittes L4 der Mission EUCREX 108 (mikrophysikalische Daten von P. Francis).

Datenreihe erhöhte Turbulenzintensität deuten darauf hin, dass hier möglicherweise eine brechende Welle vom Messflugzeug durchflogen wurde, durch die Eiskristalle aus höheren Schichten auf das Messniveau transportiert wurden. Die Variation der potentiellen Temperatur in der stabil geschichteten Region deutet sowohl auf eine Herkunft aus höher wie auch aus tiefer gelegenen Schichten hin. Die Abschätzung der von den beteiligten Luftpaketen zurückgelegten Höhendifferenz unter Zugrundelegung eines adiabatischen Vorganges ergibt Werte von 250 m bis 350 m, was in etwa der vertikalen Ausdehnung der nach dem Wellenbrechen entstanden Wirbel entsprechen würde.

Typische Werte der Geschwindigkeitsfluktuationen außerhalb von Wellenereignissen bewegen sich für die meisten Flugabschnitte im Bereich unterhalb von  $\pm 0.5 \text{ ms}^{-1}$ . In Gebieten mit erhöhter Turbulenzaktivität traten Werte bis zu  $\pm 1 \text{ ms}^{-1}$  auf, Fluktuationen von bis zu  $\pm 2 \text{ ms}^{-1}$  wurden in intensiven Einzelereignissen vorgefunden und stellen eher die Ausnahme dar. Temperaturfluktuationen in turbulenten Gebieten bewegen sich in der Größenordnung von wenigen zehntel Kelvin.



Abbildung 5.5: Zeitreihen der vertikalen Windkomponente, w, der horizontalen Windkomponente, U, der potentiellen Temperatur  $\theta$  und der Eiskristallkonzentration N für die ersten 300 s des Flugabschnittes L2ab der Mission ICE 207 (mikrophysikalische Daten von F. Albers).

#### 5.1.2 Vertikalprofile von Turbulenzparametern

Zur Interpretation der Turbulenzdaten und deren Bezug zu den Wolkenfeldern ist es nützlich, die vertikale Verteilung wichtiger Kenngrößen zu betrachten. Dazu wurden zunächst aus den nummerisch gefilterten Zeitreihen mit den Hochpassgrenzwellenlängen von 2 km und 5 km für diejenigen Cirrus-Missionen mittlere Vertikalprofile ausgewählter Turbulenzgrößen erstellt, für die zeitnahe und räumlich nahe Messungen aus mehreren Höhenabschnitten vorliegen, die das Wolkengebiet abdecken und aus repräsentativen Gründen eine Länge von mindestens 20 km aufweisen. Dieses sind die Varianz der Vertikalwindkomponente, ( $\sigma_w$ ), das Verhältnis der Varianzen der Vertikalwindkomponente zu der longitudinalen Horizontalwind-komponente ( $\sigma_w/\sigma_u$ ), die Schiefe (*Skewness*) und die Auftriebslängenskala l<sub>b</sub>. Die weiteren Betrachtungen konzentrieren sich überwiegend auf die vertikale Windkomponente, da diese am deutlichsten vom lokalen Strömungsfeld beeinflusst ist und bei der Wolkenentwicklung eine besondere Rolle einnimmt, wohingegen die horizontalen Windkomponenten dominant durch die größerskalige Strömung beeinflusst werden. Nach den genannten Kriterien konnten Vertikalprofile der ausgewählten Parameter für die Missionen ICE 207, ICE 212; ICE 216, ICE 217, EUCREX 108, und ARM CART 94 erstellt werden. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.6 bis 5.11 aufgetragen, die Werte für die einzelnen Höhenabschnitte wurden zur Veranschaulichung mit Linien verbunden. Die Angaben unterhalb von 6 km Höhe sind als ergänzende Daten zur Vertikalstruktur im Wolkenfeld zu betrachten. Um die Vergleichbarkeit der Schichtenmächtigkeiten und der absoluten Höhenlage zu ermöglichen sind die Profile mit Ausnahme der Höhenlage für ARM CART 94, dem kältesten Cirrusfall, mit den gleichen Ordinaten dargestellt. Die Abszissen variieren zwischen den Abbildungen entsprechend des Wertebereiches.

Bei der Interpretation der mittleren Vertikalprofile ist zu berücksichtigen, dass Mittelwerte durch Beiträge von nur einigen Segmenten der unterliegenden Datenreihen bestimmt werden können (Intermittenzproblem). Die die mittleren Profile dominierenden Flugabschnitte enthielten jedoch auch jeweils die Unterabschnitte (auf einer horizontalen Skala > 10 km) mit den höchsten Turbulenzintensitäten. Eine Ausnahme bildet die Mission ICE 207, hier liegen die Varianzen der 2 km-hochpassgefilterten w-Daten auf einem Untersegment von 10 km Länge des Flugabschnittes L2 über denen des Abschnittes L5, dessen mittlere Varianz des Vertikalwindes geringfügig über der für L2 liegt. Auf die Intermittenz der Turbulenzintensität entlang ausgewählter Flugabschnitte wird in folgenden Abschnitten noch eingegangen. Nach Dutton et al. (1969) ist ein intermittenter Datenabschnitt ein solcher, in dem ein großer Anteil an der Varianz von einem relativ kleinem Teil des Gesamtdatenabschnitts stammt.

Die entsprechenden Tabellen mit den Werten der mittleren Statistik sind im Anhang B.2 zu finden.

#### w-Varianz

Die Vertikalverteilung der w-Varianz ist in der Abbildung 5.6 dargestellt. Diese Größe weist für alle Fallstudien Regionen mit erhöhter Turbulenzaktivität aus, die sich jedoch zwischen den einzelnen Fällen durch den Grad der Turbulenzintensität deutlich voneinander unterscheiden. Betrachtet man die 2 km-Skala, so variieren die Maxima für die Missionen um mehr als eine Größenordnung zwischen 0.003 m<sup>-2</sup>s<sup>-2</sup> und 0.09 m<sup>-2</sup>s<sup>-2</sup>. Mit Werten von 0.07 m<sup>-2</sup>s<sup>-2</sup> und 0.09 m<sup>-2</sup>s<sup>-2</sup> treten die höchsten Varianzen der Vertikalwindkomponente auf der 2



Abbildung 5.6: Vertikalprofile des Varianz der Vertikalwindfluktuationen für ausgewählte Cirrus-Missionen. Die Datenpunkte stellen Mittelwerte für den jeweiligen Höhenbereich dar. Die gestrichelten Linien geben die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante an, die strichpunktierte Linie für EUCREX 108 grenzt ein ausgeprägtes Fallstreifengebiet ab.

km-Skala für den Jet Stream Cirrus in Scherzonen der Missionen ICE 207 (polarer Jet) und ARM CART (subtropischer Jet) auf. Allerdings ist auch im Fall EUCREX 108 mit 0.03 m<sup>-2</sup>s<sup>-2</sup> die Varianz im konvektivem Cirrus einer okkludierten Front noch deutlich ausgeprägt. Sofern Daten oberhalb der Wolkenoberkante erhoben werden konnten (ICE 207, ICE 212, EUCREX 108), so sind dort die niedrigsten Varianzen zu finden. Bis auf die Missionen ICE 207 und ICE 216 zeigen die Profile auf der 2km-Skala im Wolkenfeld jeweils ein Maximum. Für ICE 207 wurde auch in den Missionsprotokollen von einer ausgewiesenen Zweischichtigkeit des Cirrus berichtet [Beobachter: Brown von Hercules C-130; Quante von Falcon]. Qualitativ folgen für die Missionen ICE 207, ICE 216, EUCREX 108 und ARM CART 94 die Werte auf der 5 km-Skala denen der 2 km-Skala. Hier sind in den aktiven Regionen über 2/3 der Varianz durch die 2 km-Skala erfasst. Die Abweichungen zwischen den Skalen für die



Abbildung 5.7: Vertikalprofile des Varianzverhältnisses w-u für ausgewählte Cirrus-Missionen. Die Datenpunkte stellen Mittelwerte für den jeweiligen Höhenbereich dar. Die gestrichelten Linien geben die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante an, die strichpunktierte Linie für EUCREX 108 grenzt ein ausgeprägtes Fallstreifengebiet ab.

Missionen ICE 212 und ICE 217 beruhen wahrscheinlich auf Beiträgen von nichtlinearen Wellenzügen zur w-Varianz, die nicht von der Datenanalyse ausgeschlossen werden konnten.

### Varianzverhältnis $\sigma_w/\sigma_u$

Das Strömungsfeld der oberen Troposphäre ist im Übergangsbereich von Meso- zur Mikroskala im allgemeinen durch die stabile Schichtung geprägt. Vertikale Bewegungen sind daher durch den thermodynamischen Einfluss eingeschränkt. Das Verhältnis der Varianzen zwischen der vertikalen und den horizontalen Geschwindigkeitskomponenten spiegelt diese Gegebenheit wider. Die in Abbildung 5.6 gezeigten Profile dieses Verhältnisses zeigen die Tendenz zur unterdrückten Vertikalbewegung, soweit Wellenanteile an den unterliegenden Fluktuationen ausgeschlossen werden können. Ein typischer Wert für dieses Verhältnis liegt auf der 2 km-Skala um 0,7. Es sind jedoch Variationen des Parameters im Wolkenfeld zu

sehen, die höchsten Werte treten in Regionen mit ausgeprägter lokaler Konvektion auf. So ist insbesondere das Profil für die Wolkenschicht des Falles ARM CART 94 durch ein Ansteigen des Verhältnisses auf über 1,2 zum Wolkenoberrand hin gekennzeichnet. Die thermodynamische Analyse für diesen Fall zeigte eine bezüglich eines pseudoadiabatischen Prozesses bedingt stabil geschichtete Region zwischen 12,5 km und 13 km Höhe (Sassen et al., 1998). Hier waren die generierenden Zellen der Wolkenschicht dieser Mission, in denen ausgeprägte Auftriebsbereiche existierten, zu finden. Der durch lokale Konvektion geprägte Wolkenbereich von EUCREX 108 zeigt Werte des Varianzverhältnisses von mehr als 0,8. Auch in dem durch Fallstreifen geprägten Bereich der Wolkenschicht treten noch Werte um 0,7 auf, möglicherweise kam es in den sekundären Ausgleichströmungen zwischen den durch Verdunstung abgekühlten Gebieten der Fallstreifen in der relativ feuchten Luft zur Neubildung von Wolkenelementen mit entsprechender Konvektion (wie bei z.B. Heymsfield 1977). Lediglich für die Mission ICE 212 weicht in 8,3 km Höhe das Verhältnis auf der 5 km-Skala deutlich von dem auf der 2 km-Skala ab, hier existierte Turbulenz nur auf sehr kleiner Skala in einem ansonsten ruhigen Strömungsfeld. Im Fall ICE 207 zeigt sich die geringe Aktivität zwischen den zwei Schichten des Wolkengebietes mit Werten um 0,4 auch in dem Varianzverhältnis.

#### w-Schiefe (skewness)

Zur Beurteilung der Verteilung der vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen um den Nullpunktwert wird das Maß der sogenannten Schiefe (engl. skewness) herangezogen. Bei der Schiefe wird angegeben, inwieweit die aktuelle Verteilung von einer symmetrischen Verteilung abweicht (z.B. Wilks, 1995; Brandt, 1999). Symmetrie liegt beim Schiefe-Wert von Null vor. Bei positiven Schiefwerten ist eine Verteilung rechtsschief und bei negativen Schiefewerten linksschief, d.h. die entsprechende Verteilung weist lange Ausläufer nach rechts bzw. nach links vom Maximum auf. Für Vertikalwindfluktuationen um den Mittelwert Null ergibt sich das Schiefemaß zu  $S_k = (\langle w^3 \rangle / s_w^3)$ , hier bezeichnet  $s_w$  die Standardabweichung der w-Fluktuationen, die spitze Klammer weist auf die Mittelung entlang des Datenabschnitts hin. Dieses Maß beinhaltet Informationen zu Ungleichheiten von aufwärtsgerichteten und abwärtsgerichteten Strömungsbeiträgen. Die kubischen Differenzen im Zähler führen zur Erhaltung des Vorzeichens und einer hervorgehobenen Bewertung von großen Abweichungen. In der Praxis hat sich bewährt, Werten für die Schiefe nur dann Beachtung zu schenken, wenn sie die auf eine Gaußverteilung bezogene Standardabweichung von annähernd  $\sqrt{15/N}$  um ein mehrfaches überschreiten (Press et al., 2002), wobei N die Anzahl der unterliegenden Datenwerte ist. Die Abschätzung bezogen auf die hier jeweils mindestens zugrundeliegende Datenstrecke von 20 km, mit einer wahren Luftgeschwindigkeit von typischerweise 140 ms<sup>-1</sup> und einer Aufzeichnungsrate von 25 Hz (langsamstes System) liefert für diesen Grenzwert 0.065. Damit können Schiefen > 0.2 als signifikante Abweichung von einer symmetrischen Verteilung angesehen werden.

Mögliche Beiträge zur Schiefe in den Vertikalwinddaten sind von der Strahlungsabkühlung am Oberrand optisch dichterer Cirruswolken zu erwarten. Die in schmalen Schläuchen abwärtsgerichtete Konvektion würde zu negativen Werten der Schiefe führen, wie es z.B. von Nicholls und Leighton (1986) in stratiformen Wolken am Oberrand der Grenzschicht beobachtet wurde. Negative Schiefe-Werte sind auch von der Verdunstungsabkühlung zu erwarten, die durch lokales, turbulentes Einmischen (*entrainment*) trockener Luft am Oberrand der Wolken verursacht werden kann. Positive Schiefe-Werte, kleinskalige



Abbildung 5.8: Vertikalprofile der Schiefe für ausgewählte Cirrus-Missionen. Die Datenpunkte stellen Mittelwerte für den jeweiligen Höhenbereich dar. Die gestrichelten Linien geben die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante an, die strichpunktierte Linie für EUCREX 108 grenzt ein ausgeprägtes Fallstreifengebiet ab.

Aufwindbereiche, werden z.B. durch Strahlungserwärmung am Wolkenunterrand und durch Phasenumwandlungswärmen bei der Wolkenbildung bewirkt.

Die vertikale Verteilung der Schiefe für die Vertikalwindkomponente ist, wie Abbildung 5.8 für die hier betrachten Fälle zeigt, sehr unterschiedlich ausgeprägt. In der Interpretation wird hier hauptsächlich auf die 2 km-hochpassgefilterten Daten eingegangen, die Schiefe auf der größeren Skala ist sehr von Einzelphänomenen abhängig, die schwer dem beflogenen Messgebiet zuzuordnen sind. Verläuft  $S_k$  auf den beiden Skalen annähernd gleich, stammen die Beiträge weitestgehend von einer Skala kleiner als 2 km. In den Fällen mit deutlich erhöhter Varianz führen die dominanten turbulenten Wirbel zur Symmetrie in der w'-Verteilung. Dieses ist insbesondere für die Mission ARM-Cart 94 zu verzeichnen.

Die Ursache für die negative Schiefe direkt unterhalb der Wolkenoberkante im Fall ICE 212 rührte wahrscheinlich von der Strahlungsabkühlung am Oberrand der Wolke und dem damit verbundenen lokalen Absinken der Luftmasse her. Mikrophysikalische Messungen deuten auf

eine dafür erforderliche erhöhte optische Dichte in diesem Wolkenbereich hin (F. Albers, pers. Mitteilung). Die durchgängig negativen Schiefe-Werte im Wolkenbereich der Mission ICE 217 können insbesondere am Oberrand des Cirrus durch Strahlungsabkühlung wie auch durch das Ausfallen großer Eiskristalle, wie es für diese Mission beobachtet wurde (P.R.A. Brown, pers. Mitteilung), erklärt werden. Der letztere Effekt setzte sich möglicherweise bis zur Wolkenunterkante fort, wo viele sehr große Partikel vorgefunden wurden.

Die positiven Schiefe-Werte für die Missionen ICE 207 treten in den Gebieten mit relativ geringen Vertikalwindfluktuationen auf und lassen sich nicht mit beobachteten Phänomenen in Verbindung bringen. Der Cirrus der Mission ICE 216 zeichnete sich durch einen geringen Eiswassergehalt und sehr kleine Partikel bei großer Variabilität in der Konzentration aus (Ström et al., 1994b) und war dementsprechend optisch dünn, wie auch die Satellitenbildanalyse zeigt (Kästner et al., 1993). Eine mögliche Erklärung für die positiven Schiefen liegt daher in durch Kondensationswärme verstärkten, lokalen konvektiven Zellen in den Bildungsgebieten in einem ansonsten sehr ruhigen Strömungsfeld. Die positive Schiefe im Fall der Mission EUCREX 108 in der Höhe um 8,65 km kann mit einer Strahlungserwärmung am Unterrand des Hauptwolkenfeldes erklärt werden, diejenige im Fallstreifengebiet durch lokale Kondensation (Neubildung) in den mit Wasserdampf angereicherten (Abbildung 4.12) Sekundärströmungen. Dieses Phänomen wird auch von Heymsfield (1977) beschrieben.

#### Auftriebslängenskala (buoyancy length scale)

Die Auftriebslängenskala  $(l_b = w'/N)$  stellt auf einer Zeitskala von N<sup>-1</sup> eine natürliche Begrenzung für die Vertikalverschiebung von Fluidelementen in einer stabil geschichteten Strömung dar (siehe Abschnitt 3.4). Diese Größe ist daher für Betrachtungen zur vertikalen Diffusion von Luftbeimengungen, wie sie für die Wolkenphysik relevant ist, von großer Bedeutung. Luftpakete können sich in der stabilen Schichtung nicht über große vertikale Distanzen bewegen und dabei potentielle Energie gewinnen, da dieses eine ansteigende, zusätzliche Energiezufuhr benötigen würde. Daher bewegen sie sich typischerweise in einer vertikalen Distanz  $l_b$  um ihre Gleichgewichtsposition (Pearson et al., 1983; Hunt et al., 1988). Die hier ermittelten Auftriebslängenskalen zeigen Werte, die 20 m kaum überschreiten, was den dominanten Einfluss der stabilen Schichtung auf das mikroskalige Strömungsfeld verdeutlicht. Ausnahmen bilden hier die erhöhten Werte für  $l_b$ , bis ca. 40 m, am Unterrand des Cirrus der Mission ICE 207 und im Wolkengebiet von ARM CART 94. In beiden Fällen zeichneten sich diese Regionen durch erhöhte Turbulenzintensität aus, bei ARM CART 94 kommt zusätzlich noch die bedingt labile Schichtung zum Ausdruck.

Für alle Fallstudien fallen die Maxima von  $l_b$  in das Wolkengebiet, sehr geringe Werte sind oberhalb oder unmittelbar am Oberrand der Wolken zu finden. Die Fälle mit den geringsten Turbulenzintensitäten zeigen erwartungsgemäß auch kleine Auftriebskalenlängen. Es ist zu beachten, dass es sich um Mittelwerte über die Flugäste handelt, lokal können intensive Turbulenzwirbel Luftmassenverlagerungen über größere Erstreckungen verursachen, was dann entsprechend zum Mischen und zur lokalen Labilisierung führen kann. Modellsimulationen, die das Turbulenzfeld auflösen (LES), sollten Gitterweiten benutzen, die die größten mittleren Auftriebslängenskalen abdecken.



Abbildung 5.9: Vertikalprofile der Auftriebslängenskala für ausgewählte Cirrus-Missionen. Die Datenpunkte stellen Mittelwerte für den jeweiligen Höhenbereich dar. Die gestrichelten Linien geben die ungefähre Lage der Wolkenober- bzw. Wolkenunterkante an, die strichpunktierte Linie für EUCREX 108 grenzt ein ausgeprägtes Fallstreifengebiet ab.

#### 5.1.3 Vergleich mit Turbulenz in der stabilen Grenzschicht

Zur ersten Einordnung der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen werden Aspekte der Turbulenz im Cirrusniveau mit Messungen aus der stabil geschichteten Grenzschicht verglichen. Dazu wird die sogenannte lokale-Skalierung (*z-less-scaling*) nach Nieuwstadt (1984) herangezogen, die den Vorteil besitzt, einen Ähnlichkeitsansatz zur Beschreibung der Turbulenz in einer stabilen Umgebung darzustellen, dessen Ergebnis unabhängig von den experimentellen Gegebenheiten ist. Der Ansatz von Nieuwstadt schließt das Modell zweiter Ordnung von Wyngaard (1975) und Brost und Wyngaard (1978) für die Varianz- und Kovarianzgleichungen mit geeigneten Näherungen und Parameterisierungen. Unter stabilen Bedingungen sind Vertikalbewegungen in der Grenzschicht eingeschränkt und die Grenzschichthöhe kann somit nicht mehr als Skalierungsparameter herangezogen werden. Nieuwstadt (1984) wählt dafür als unabhängigen, dimensionslosen Parameter in den Gleichungen für die turbulenten Varianzen und Kovarinzen das Verhältnis  $z/\Lambda$ , mit der geometrischen Höhe z und der lokalen Obukhov-Länge:

$$\Lambda = -\frac{\tau^{3/2}}{k(g/T)\overline{w'\theta'}} \qquad \text{mit} \qquad \tau = \left[\left(\overline{u'w'}\right)^2 + \left(\overline{v'w'}\right)^2\right]^{1/2} \tag{5.1}$$

hier ist *k* die von Karman-Konstante, T die Temperatur und g die Schwerebeschleunigung.

Geht die geometrische Höhe z gegen große Werte (im Grenzfall gegen  $\infty$ ) so ist die Längenskala in der stabil geschichteten Grenzschicht durch die Auftriebslängenskala  $l_B$  begrenzt. Die vertikale Erstreckung der Wirbel ist limitiert, die Wirbel werden nicht vom Boden beeinflusst, und damit hängt deren Struktur nicht mehr von der Höhe ab (*z-less scaling*). Daraus ist abzuleiten, dass die dimensionslosen Größen im Gleichungssatz von Nieuwstadt (1984) im Grenzfall  $z/\Lambda \rightarrow \infty$  einen konstanten Wert annehmen. Es liegen bisher neben den von Nieuwstadt selbst präsentierten Daten keine weiteren Vergleiche mit Messungen vor. Eine ergänzende Studie (Derbyshire, 1990) und Grobstruktur-Simulationen (Mason und Derbyshire, 1990) bestätigten weitestgehend Nieuwstadt's Ansatz als idealisierten Grenzfall für die stabil geschichtete Grenzschicht.

Da im Cirrus-Niveau der direkte Einfluss des Bodens auf das Strömungsfeld ausgeschlossen ist (orographisch beeinflusster Cirrus ist hier nicht berücksichtigt) und die stabile Schichtung auf der Wolkenfeldskala vorherrscht, können die geeigneten Turbulenzwerte dieser Arbeit mit denen einer stabilen Grenzschichtströmung im asymptotischen Fall verglichen werden.

Ein Vergleich mit den Beobachtungsdaten von Nieuwstadt (1984) verlangt die gleichen Auswahlkriterien, und es können nur Missionen mit Datensegmenten hinreichender Qualität der u', v', w' und T' Messungen zur Ermittlung der Schubspannungswerte und der lokalen Obukhov-Längen herangezogen werden, die zudem eine annähernde Homogenität über längere horizontale Erstreckung (~>20 km) aufweisen. Neben einer geringen Intermittenz, sollten die gefilterten Datensegmente (2 km Hochpass) nicht entscheidend durch Schwerewellen beeinflusst sein. Entsprechende, horizontale Messabschnitte in Cirren können für die Missionen ICE 207, ICE 212, ICE 217 und EUCREX 108 gefunden werden. Die Datenqualität der Messungen der Temperaturfluktuationen reicht in diesen Fällen aus, um die Größenordnung der lokalen Obukhov-Länge zur Einordnung in den asymptotischen  $z/\Lambda$  Bereich zu bestätigen, sie erlaubt jedoch nicht die genügend sichere Berechnung der dimensionslosen Wärmeflüsse. Daher beschränkt sich der Datenvergleich auf die Standardabweichung der Vertikalwindfluktuationen  $\sigma_w^{-1/2}$  und die Quadratwurzel aus der doppelten turbulenten kinetischen Energie, q, beide Größen wurden mit Hilfe des lokalen vertikalen Impulsflusses  $\tau^{1/2}$  in eine dimensionsfreie Form gebracht.

In Abbildung 5.10 werden die dimensionslosen Größen aus der Grenzschicht mit den entsprechenden aus dem Cirrusniveau sowie den Modellansätzen von Nieuwstadt (1984) und Schumann und Gerz (1995) nebeneinandergestellt. Alle Segmente aus der freien Troposphäre,  $\Lambda$  variiert zwischen ca. 70 und 220 m, sind eindeutig in dem asymptotischen Bereich  $z/\Lambda > 4$  einzuordnen.

Der Vergleich der dimensionsfreien  $\sigma_w^{-1/2}$ -Werte der Cirrusmissionen mit denen der gefilterten Daten aus der Grenzschicht (Abbildung 5.10a) zeigt für den asymptotischen Fall  $(z/\Lambda \rightarrow \infty)$ , außer für die Mission EUCREX 108, vergleichbare Mittelwerte. Diese liegen zwischen ca. 1,25 und 1,8. Der von Nieuwstadt postulierte konstante Wert im asymptotischen Bereich, den er mit 1,4 angibt, scheint demnach größer zu sein, wenn zudem berücksichtigt wird, dass 1,4 am unteren Rand des Schwankungsbereichs für große  $z/\Lambda$  liegt. Hier unterstützen die Daten aus dem Cirrusniveau eher den Modellansatz von Schumann und Gerz (1995), was im übrigen auch für die Daten von Nieuwstadt (1984) und Caughey et al. (1979) gilt. Für die Mission EUCREX 108 lassen sich die Werte zwischen 2,2 und 2,8 durch lokale Konvektionsereignisse erklären, die zu stärkeren Vertikalwindfluktuationen führten, was sich auch im Varianzverhältnis w-u (Abschnitt 5.1.2) zeigt. Die zugrundeliegenden lokalen Instabilitäten sind durch die "*bulk"-Richardson-*Zahl, die im gesamten Höhenbereich Werte größer als 2 (Abbildung 4.13) aufweist, nicht erfasst.

Abbildung 5.10b zeigt den entsprechenden Vergleich für das dimensionsfreie q. Hier liegen die Werte der Cirrusmissionen für  $z/\Lambda > 4$  zwischen den gefilterten und ungefilterten Daten von Nieuwstadt (1984). Es sei hier noch darauf hingewiesen, dass die von Nieuwstadt verwendete Abschneidefrequenz des Hochpassfilters wahrscheinlich zu Grenzwellenlängen führt, die geringer ausfallen, als die hier benutzen 2 km. Die Mittelwerte von  $q/\tau^{1/2}$  unterstützen den asymptotischen Verlauf dieser Größe, jedoch deutet sich ein höherer Grenzwert an, als der durch das Modell von Nieuwstadt prognostizierte. Unabhängigkeit von der Höhe würde eine Proportionalität der turbulenten kinetischen Energie und des lokalen Impulsflusses bedeuten und damit auf die Scherung als alleinige Turbulenzquelle hinweisen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Verhältnis der im Cirrusniveau vorgefundenen Standardabweichung der Vertikalwindfluktuationen und der kinetischen turbulenten Energie zum lokalen Impulsfluss (pro Masseneinheit) in einem Bereich, der mit den entsprechenden Daten aus der stabilen Grenzschicht vergleichbar ist, liegt. Der ausgeprägte Schwankungsbereich der Werte aus der freien Atmosphäre deckt sich bei großen  $z/\Lambda$  mit dem aus der stabilen Grenzschicht.



Abbildung 5.10: Standardabweichung der Vertikalwindfluktuationen, (a), und die Quadratwurzel aus der doppelten turbulenten kinetischen Energie, q, (b), jeweils mit dem lokalen Impulsfluss  $\tau^{1/2}$  in dimensionsfreie Form gebracht, als Funktion von  $z/\Lambda$ . Die ausgefüllten Punkte geben den Mittelwert der ungefilterten Daten von Nieuwstadt (1984) wieder, die Balken kennzeichnen den Wertebereich, und die darrüberliegende Ziffer gibt die Zahl der verwendeten Datensegmente an. Die ausgefüllten Rauten gelten für die entsprechenden gefilterten Daten. Offene Rauten in a) kennzeichnen die Beobachtungen von Caughey et al. (1979). Ausgezogene Linie in a): Ergebnisse eines Modells von Schumann und Gerz (1995); gestrichelte Linien: Ergebnisse eines Schließungsmodells zweiter Ordnung nach Nieuwstadt (1984).

#### 5.1.4 Spektralanalyse

#### 5.1.4.1 Berechnungsverfahren

Neben der konventionellen Methode auf der Basis der schnellen *Fourier*-Transformation, wurden je nach Aufgabenstellung und Länge der unterliegenden Zeitreihe auch das Maximum-Entropie-Verfahren sowie die Wavelet-Transformation zur Ermittlung von Turbulenzspektren eingesetzt. Diese Methoden und ihr Anwendungsbereich werden nachfolgend skizziert.

#### Periodogrammanalyse

Um die Verteilung der Bewegungsenergie auf die unterschiedlichen Skalenbereiche, wie sie in Kapitel 3.5 vorgestellt wurden, zu betrachten, ist es sinnvoll Turbulenzzeitreihen einer Spektralanalyse zu unterziehen. Dabei wird die Varianz der unterliegenden Zeitreihen, x(t), die als Realisierungen eines Zufallsprozesses angesehen werden (Olberg und Rákóczi, 1984) bestimmten Frequenzen zugeordnet, ohne dabei die präzise Phasenlage des Signals beizubehalten. Ziel der Analyse ist fast immer, periodische oder quasiperiodische Anteile im zeitlichen Verlauf der Daten aufzudecken. Zur Überführung der Daten aus dem Zeitbereich in den Frequenzbereich lässt sich die Fourier-Transformation verwenden. Wenn die Energie des Signals endlich ist,

$$\mathbf{E} = \int_{-\infty}^{\infty} \left| x(t) \right|^2 dt < \infty \,, \tag{5.2}$$

existiert die Fourier-Transformation X(f) von x(t), die durch

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \exp(-j2\pi f t) dt$$
(5.3)

gegeben ist. Der quadrierte Betrag der *Fourier*-Transformation wird als Spektrum S(f) bezeichnet:

$$S(f) = \left| X(f) \right|^2.$$
(5.4)

Parseval's Energietheorem

$$\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |X(f)|^2 df$$
(5.5)

ist Ausdruck für die Erhaltung der Energie beim Übergang vom Zeit- in den Frequenzbereich. S(f) wird daher auch Energiedichtespektrum *(energy spectral density, ESD)* genannt, da es die Energieverteilung als Funktion der Frequenz repräsentiert.

Häufig werden die zu untersuchenden Prozesse nur in äquidistanten Zeitintervallen,  $\Delta t$ , abgetastet und die Datensequenz steht nur für ein endliches Zeitfenster von n = 0 bis n = N-1 zur Verfügung. Die Transformation muss ebenfalls für N Werte bei den Frequenzen  $f = m\Delta f$  für m = 0,1, -, N-1 mit  $\Delta f = 1/N\Delta t$ , mit dem Abtastintervall  $\Delta t$ , diskretisiert werden. Mit der diskreten *Fourier*-Transformation (DFT),

$$X_m = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} x_n \exp\left(-j2\pi m \Delta f n \Delta t\right), \qquad \text{für } m = 0, \cdots, N-1$$
(5.6)

kann das diskrete Energiedichtespektrum folgendermaßen definiert werden,

$$S_m = |X_m|^2$$
 für  $m = 0, \dots, N-1.$  (5.7)

Leistung ist Energie pro Zeiteinheit, daher ergibt die Division des Energiedichtespektrums durch N∆t das Leistungsdichtespektrum (*power spectral density*, *PSD*):

$$P_m = \frac{1}{N\Delta t} \left| \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} x_n \exp\left(-j2\pi m\Delta f n\Delta t\right) \right|^2$$
(5.8)

Die hier eingeführte und in dieser Arbeit praktizierte Vorgehensweise, das Leistungsdichtespektrum direkt aus den *Fourier*-transformierten Daten zu bestimmen, im Gegensatz zur Anwendung der diskreten *Fourier*-Transformation auf die Autokovarianz-koeffizienten (*Blackman-Tukey*-Schätzung), wird unter der Bezeichnung Periodogramm-Schätzung oder Periodogrammanalyse geführt (Buttkus, 2000).

Ein Problem, das bei der Berechnung von Periodogrammen von endlichen Datenreihen auftritt, ist das sogenannte spektrale "Durchsickern" (spectral leakage). Dieses Phänomen ist auf die Konvolution der eigentlichen Transformation der Datenreihe mit der Transformation einer Rechteckfunktion (sin $\pi f/\pi f$ ) zurückzuführen, die inhärent durch das endliche Sampling-Intervall gegeben ist. Leakage-Effekte können durch die Auswahl geeigneter Fenster mit nicht konstanter Wichtung reduziert werden, eine Zusammenfassung verschiedener Möglichkeiten dazu kann bei Harris (1978) gefunden werden. Sehr häufig ist ein Periodogramm für eine Npunktige Datensequenz zu ermitteln, deren unterliegender Prozess eine deterministische Komponente eingebettet in zufälliges Rauschen aufweist. Aus statistischen Gründen ergibt die unkonditionierte Anwendung der Periodogramm-Schätzung inkonsistente Ergebnisse, wenn nicht auf eine geeignete Weise Ensemble-Mittelung oder eine Glättung des Spektrums erreicht wird (z.B. Otnes und Enochson, 1972). Eine Möglichkeit das Spektrum zu glätten, besteht im Aufspalten der Datenreihe in mehrere Segmente, deren jeweils separat berechneten Leistungsspektren anschließend gemittelt werden, wie es zuerst von Bartlett (siehe Buttkus, 2000) vorgeschlagen wurde. Welch (1967) hat die Methode modifiziert und gezeigt, dass die Verwendung von überlappenden Segmenten, zu einer weiteren Reduktion der spektralen Varianz um 9K/11 führt, wobei K die Anzahl der Einzelsegmente angibt. Die in dieser Arbeit präsentierten Periodogramme wurden nach der von Welch demonstrierten Methode berechnet, die Wichtung der einzelnen Datensegmente erfolgte nach der Entfernung des Mittelwertes und des linearen Trends aus den Daten mit einem Bartlett-Fenster. Der Leistungsverlust durch das Datenfenster ließ sich durch Normalisierung mit dem mittleren quadrierten Wert der Fensterfunktion kompensieren (Press et al., 2002). Zur statistischen Sicherung der im Spektrum hervortretenden Frequenzbänder können Signifikanzgrenzen auf Basis einer  $\chi^2$ -Verteilung bestimmt werden. Dieser Verteilungswahl liegt die Annahme zugrunde, dass es sich bei der Ausgangszeitreihe um eine normalverteilte Zufallsvariable handelt. In diesem Fall sind die Real- und Imaginärteile der Fourierkomponenten auch normalverteilt, und das Quadrat einer normalverteilten Größe ist  $\chi^2$ -verteilt (Chatfield, 2004). Die dazu erforderliche Zahl der äquivalenten Freiheitsgrade in Abhängigkeit von der Gesamtund Segmentdatenlänge sowie der verwendeten Fensterfunktion wurde nach der von Welch (1967) angegeben Formel bestimmt.

#### Maximum-Entropie-Spektralanalyse und autoregressive Modellanpassung

Bei kurzen Datenreihen oder bei einer gewünschten, hohen spektralen Auflösung zeigen die klassischen Verfahren der Spektralanalyse Unzulänglichkeiten (Buttkus, 2000). Es wurden seit dem Ende der sechziger Jahre neue Verfahren zur Spektralabschätzung entwickelt, die darauf basieren, dass unter Zugrundelegung eines bestimmten Modells für den zu analysierenden Datensatz, der als eine Realisierung eines Zufallsprozesses aufgefasst wird, eine adaptive Abschätzung der Modellparameter erfolgt. Mit Hilfe dieser Modellparameter lässt sich dann das Leistungsspektrum berechnen, dabei werden nicht zutreffende Annahmen über die Daten außerhalb des Analyseintervalls, anders als bei den klassischen Verfahren, vermieden. Kay und Marple (1981) stellen in einem Übersichtsartikel diese Methoden vergleichend vor. Eingesetzt wurden hier die Spektraldichteabschätzung mit der Maximum Entropie Methode (MEM), die auf Burg (1967) zurückgeht, sowie das auf einer autoregressiven (AR) Modellanpassung beruhende Verfahren. Van den Bos (1971) konnte die Gleichwertigkeit beider Methoden zeigen. Die prinzipielle Idee der MEM ist es, dasjenige Spektrum zu berechnen, das mit einer möglichst zufälligen oder möglichst unvorhersagbaren Zeitreihe korrespondiert, deren Autokorrelationsfunktion mit den bekannten Werten für die Datenreihe übereinstimmt. Im Sinne der Informationstheorie ist das wesentliche Ziel der Spektralanalyse, die in den vorgegebenen Daten enthaltene Information (ohne weitere Annahmen) im Frequenzbereich zu extrahieren, als Maß für den Informationsgehalt dient die Entropie (Buttkus, 2000). Die MEM Methode weist den Vorteil auf, im Spektrum scharfe spektrale Spitzen aufzudecken, die von den Fourier-Methoden häufig unerkannt bleiben. Sie liefert zudem noch akzeptable Spektren, wenn die Länge der Datensegmente begrenzt ist (Haykin und Kesler, 1983), dies gilt im besonderen Fall für Prozesse mit roten Rauschen (Fougere, 1985).

Bei der MEM und der AR-Methode besteht jedoch die Schwierigkeit der Bestimmung der optimalen Anzahl von Filterkoeffizienten, oder entsprechend der optimalen Ordnung des AR-Prozesses, für die kein objektives Kriterium existiert. Eine zu hohe Ordnung kann zu merkwürdigen Signaturen im Spektrum führen (line-splitting), ist die Ordnung zu niedrig gewählt, werden möglicherweise enge spektrale Spitzen im Spektrum nicht aufgedeckt. Eigene Testrechnungen zeigten, dass die Wahl der Filteranzahl nach dem Akaike information criterion (AIC) (Akaike, 1974), wie sie häufig Verwendung findet, in der Regel zu einer zu geringen Modellordnung führte und bekannte spektrale Spitzen unerkannt blieben. Daher wurden die Spektren mit mehren Filterordnungen berechnet und abgeleitete Aussagen beruhen auf einer vergleichenden Interpretation. Die hier verwendeten Algorithmen für die MEM folgen Marple (1987) und Press et al. (2002), und für die AR-Modellanpassung beruhen sie auf der Arbeit von Barrodale und Erickson (1980). Bei der Bestimmung der Signifikanzgrenzen im Fall der datenadaptiven Methoden bestehen einige konzeptionelle Schwierigkeiten (Olberg und Rákóczi, 1984; Künzel, 1989) auf die hier nicht näher eingegangen werden soll. Auf deren Angabe wird in dieser Arbeit verzichtet, die Interpretation entsprechender Spektren bezieht sich daher ausschließlich auf deren Verlauf.

#### Wavelet-Analyse

Die Wavelet-Transformation wird insbesondere dazu benutzt, ein beliebiges Signal in seine elementaren Bestandteile auf verschiedenen Skalen zu zerlegen (Daubechies 1992; Vetterli und Kovacevic, 1995; Louis et al, 1998; Mallat 1998). Die Funktionenfamilie, die zur Zerlegung des Signals Verwendung findet, wird dabei aus einer Basisfunktion  $\psi(x)$ , dem sogenannten Mutter-Wavelet, durch Dilatationen und Translatationen (evtl. auch Rotationen) erzeugt:

$$\psi_{ab}(x) = \frac{1}{\sqrt{a}}\psi(\frac{x-b}{a}) \tag{5.9}$$

der Dilatationsparameter a (Skala) und der Translatationsparameter b (Position),  $(a,b) \in \Re^{*+} \times \Re$ , können entweder kontinuierlich variieren oder aber im Falle der diskreten *Wavelet*-Transformation aus einem abzählbaren Unterraum gewählt werden. Unter bestimmten Bedingungen können solche Basen orthonormal und komplett (im Raum der quadratisch integrierbaren Funktionen, L<sup>2</sup>( $\Re$ )) erzeugt werden (Daubechies, 1988). Üblicherweise werden die diskreten Dilatationen in Oktaven vorgenommen, so dass sich ergibt:  $a = 2^{j}, b = k2^{-j}, (j,k) \in \mathbb{Z}^{2}$ , in diesem Fall wird das *Wavelet* gewöhnlich mit  $\psi_{jk}$  bezeichnet.

Mit dieser Definition können die *Wavelet*-Koeffizienten  $T_a(b)$ , oder  $T_{jk}$  im diskreten Fall, des Signals f(x) über die folgende Faltung berechnet werden:

$$T_{a}(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\psi^{*}ab(x)dx$$
(5.10)

oder äquivalent:

$$T_a(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\omega) \hat{\psi}^*{}_{ab}(\omega) d\omega$$
(5.11)

wo \* und ^ die komplex Konjugierte bzw. die *Fourier*-Transformierte bezeichnen. Der Übergang in den Frequenzraum lässt häufig eine effiziente Implementation der *Wavelet*-Transformation zu.

Es können verschiedeneartige Funktionen als *Wavelets* genutzt werden, sie gehören jedoch generell dem *Schwartz*-Raum der schnell abfallenden Funktionen an. Hier wurden das *Marr-Wavelet* (Mexican hat) für die kontinuierliche und das *Meyer-Wavelet* für die diskrete Transformation verwendet. Neben der Ähnlichkeit mit den erwarteten Signaturen im Strömungsfeld spielt bei der Auswahl des Analyse-*Wavelets* für die Spektralanalyse auch dessen Fähigkeit den spektralen Abfall korrekt wiederzugebeben eine entscheidende Rolle. Analysefunktionen mit entsprechend vielen verschwindenden Momenten sind hier erorderlich. Ein systematischer Vergleich von *Wavelet*-Spektren mit *Fourier*-Spektren ist bei Strang (1993), Perrier et al. (1995) und Kirby (2005) zu finden. Die Analysefunktionen sind in Anhang A näher beschrieben, wo auch einige ergänzende Angaben zum Berechnungsverfahren und der Qualitätssicherung gemacht werden.

Mit der *Wavelet*-Transformation kann das Konzept des *Fourier*-Energiespektrums ausgeweitet werden, es kann ein lokales Energiespektrum definiert werden. Wird der lokale Energiebeitrag auf bestimmten Skalen an verschiedenen Orten in einer turbulenten Strömung
bestimmt, so lässt sich z.B. ermitteln, wie dominante Beiträge zum Gesamtspektrum auf lokale Strömungsbedingungen zurückzuführen sind. Beiträge kohärenter Strukturen (wie isolierte Wirbel) zum Spektrum lassen sich unter bestimmten Vorraussetzungen vom Spektrum der Hintergrundströmung trennen, das sich aus eher unorganisierten Fluktuationen ergibt. Das globale *Wavelet*-Energiespektrum ist folgendermaßen definiert:

$$S_{W_b}(a) = \int_{-\infty}^{\infty} [T_a(b)]^2 \, db$$
 (5.12)

Lokale Energiespektren lassen sich durch die entsprechende Einschränkung des Positionsparameterbereiches gewinnen.

Im diskreten Fall bei einer Zerlegung in v Oktaven ergibt sich das Energiespektrum zu:

$$S_{W_j}(\nu) = \frac{1}{2^{\nu}} \sum_{j=1}^{2^{\nu}} \sum_k T_{jk}^2$$
(5.13)

Der Index der Oktave entspricht in erster Näherung  $\log_2(\omega)$ , mit der Frequenz  $\omega$  des zugehörigen *Fourier*-Spektrums. *Fourier*-Moden mit der Frequenz  $\omega = 2^{\nu}$  werden im diskreten *Wavelet*-Spektrum der v-ten Oktave zugeordnet. Um den direkten Vergleich von *Fourier*- und diskreten *Wavelet*-Spektren im Wellenzahlenraum zu ermöglichen, ist eine Skalierung vorzunehmen (Katul et al., 1994; Dunn und Morrison, 2005). Dazu sei die Raumskala als Vielfaches der Auflösung  $\Delta s$  gegeben,  $R_{\nu} = 2^{\nu} \Delta s$ , mit der zugehörigen Wellenzahl  $k_{\nu} = 2\pi/R_{\nu}$ .

$$E(k_{\nu}) = \frac{\Delta s}{2\pi \ln(2)} S_{W_j}(\nu)$$
(5.14)

Häufig werden, wie auch in dieser Arbeit, Zeitreihen betrachtet, die sich nur bedingt mit Hilfe der *Taylor*-Hypothese als Raumreihen interpretieren lassen ( $\Delta s = F_s^{-1}$ . U;  $F_s$  ist die Abtastfrequenz und U die Advektionsgeschwindigkeit, im Falle von Flugzeugmessungen ist das die *true airspeed*). Der Zusammenhang zwischen der Skala a und der Signalfrequenz f ist durch

$$f = \frac{\Delta \omega_c F_s}{a} \tag{5.15}$$

gegeben, wobei  $\Delta \omega_c$  der Massenschwerpunkt der *Fourier*-Transformierten des Mutter-*Wavelets* ist und im allgemeinen von deren Gipfelfrequenz abweicht (Kasperson, 1996).

In den letzten Jahren wurde eine Vielzahl von Studien mit *Wavelets* auf dem Turbulenz- und geophysikalischen Gebiet publiziert. Zusammenfassende Darstellungen zu Anwendungen in der Turbulenzforschung liefern die Übersichtsartikel von Farge (1992), Farge et al. (1996) und Farge et al. (1999) sowie das Buch von Abry (1997). Einen Einblick in die breite Palette der geophysikalischen und meteorologischen Anwendungen vermitteln die Darstellungen von Foufoula-Georgiou und Kumar (1994) und Kumar und Foufoula-Georgiou (1997). Yamada und Ohkitani (1991a, 1991b) sowie Meneveau (1991a) verwendeten erstmals orthogonale *Wavelets* in der Turbulenzanalyse und bestimmten lokale Energiespektren. Meneveau (1991b)

konnte zeigen, dass im Gegensatz zum globalen Mittel an vielen Orten in dem Strömungsfeld die Energiekaskade in die umgekehrte Richtung verläuft, von kleinen zu großen Skalen (dieser Aspekt ist auch unter dem englischen Begriff *backscattering* bekannt geworden). Yamada und Ohkitani (1991b) untersuchen mit dem orthonormalen *Meyer*-Wavelet statistische Aspekte voll ausgebildeter, atmosphärischer Turbulenz mit Hilfe der Methode der bedingten Probenahme (*conditional sampling*). Camussi und Guj, (1997) nutzen das orthonormale Battle-Lemarie Wavelet für Untersuchungen zur Intermittenz und zu kohärenten Strukturen in turbulenten Strömungen. Struin und Hiyama (2004) diskutieren am Beispiel von Turbulenzdaten, die mit dem Flugzeug erhoben wurden, die *Wavelet*-Methode vergleichend zum *Fourier*-Verfahren.

Es existieren mehrere Algorithmen zur effizienten Anwendung der Wavelet-Transformation (Rioul und Duhamel, 1992; Beylkin, 1996; Liandrat, 1996; Mallat, 1998). Die kontinuierliche Wavelet-Analyse erfolgte hier auf Grundlage von Programmen, die von Torrence und Compo (1998) entwickelt wurden. Als Analysefunktion wurde hauptsächlich das Marr-Wavelet eingesetzt. Der für diese Arbeit implementierte, schnelle Algorithmus zur Analyse mit dem orthonormalen Meyer-Wavelet setzt auf dem von Yamada and Ohkitani (1991a,b) erläuterten Verfahren auf. Quante und Yamada (1992) wendeten die Methode erstmals auf Turbulenzdaten aus Cirruswolken an. Die Auswahl der Form der hier benutzen Wavelets orientierte sich an dem vereinfachten Wirbelmodell, das Tennekes und Lumley (1972) für die Dekomposition eines Strömungsfeldes zur Betrachtung der Energiekaskade vorgeschlagen haben (auch Zubair, 1993). Das Meyer-Wavelet besitzt neben der geeigneten Struktur noch unendlich viele verschwindende Momente und erlaubt es, sehr steile Spektren aufzulösen (Perrier et al., 1995). Dem Wesen der lokalen Wavelet-Analyse entsprechend werden im weiteren kurze Zeitabschnitte, transientes Spektralverhalten oder Einzelereignisse betrachtet. Eine rein statistische Vertrauensbereichangabe für die spektralen Amplituden ist in dem Fall wenig sinnvoll. Torrence und Compo (1998) geben ein Verfahren an, das ein globales Rotes Spektrum als Basis für eine lokale Signifikanzanalyse abschätzt, Vertrauensbereiche nach dieser Methode werden in einigen der später folgenden Abbildungen angegeben. Für globale Wavelet-Spektren im Fall von quasi-homogenen Zeitreihen lassen sich wie bei der Periodogrammanalyse Signifikanzgrenzen bezogen auf eine statistische Verteilung abschätzen.

# 5.1.4.2 Ergebnisse der Spektralanalyse

Grundsätzlich handelt es sich bei den gezeigten Ergebnissen in diesem Abschnitt um Leistungsdichtespektren, die im folgenden kurz mit "Spektren" bezeichnet werden. Auf der Grundlage der umfassenden Datenbasis, die dieser Arbeit unterliegt, wurden einige hundert Spektren berechnet und inspiziert. Die Analyse konzentrierte sich auf die Windgeschwindigkeitkomponenten mit Schwerpunkt auf die Vertikalwindkomponente. Von diesen Spektren soll hier eine Auswahl besprochen werden, die das jeweilige Strömungsfeld der vorgestellten Mission weitestgehend charakterisiert und signifikante Phänomene hervorhebt. Andere Parameter, meteorologische und flugzeugspezifische, wurden insbesondere zur Qualitätsabschätzung der Ausgangsdaten einer Spektralanalyse unterzogen.

#### Vertikalwindspektren im Wolkenfeld

Als Beispiel für die vertikale Variabilität im Strömungsfeld, die sich insbesondere auch im Spektralverlauf zeigt, sind in Abbildung 5.11 w-Spektren für die Mission ICE 207 aus verschiedenen Höhen im (L2-L5) und oberhalb (L1) des Cirrusfeldes gezeigt. Die Spektren enden bei unterschiedlichen Frequenzen, da die jeweiligen Zeitreihen von den drei beteiligten Flugzeugen mit jeweils anderen Abtastraten gemessen wurden. Die auffälligen Spitzen in drei Spektren oberhalb von 15 Hz sind auf Eigenschwingungen des Nasenmastes des Forschungsflugzeugs FALCON zurückzuführen. Zur visuellen Orientierung sind in die graphische Darstellung Graden eingezeichnet, die einen spektralen Abfall von –5/3 bzw. –3 aufweisen. Zudem ist das 95%-Signifikanzintervall angegeben.

Die Inspektion der Spektren zeigt die häufig gefundene vertikale Variabilität in der turbulenten Energie der w-Komponente, die spektralen Schätzwerte in den unterschiedlichen Höhen überstreichen bei Frequenzen oberhalb von 0.5 Hz zwei Größenordnungen, laufen jedoch bei geringeren Frequenzen aufeinander zu, was darauf hinweist, dass das größerskalige Strömungsfeld in allen Höhen ähnlich strukturiert war. Die niedrigsten Turbulenzintensitäten traten oberhalb des Wolkenfeldes in 9,5 km Höhe auf, diese Region war quasi turbulenzfrei. Der Abfall mit –3 bei kleinen Frequenzen für einige der Spektren weist auf die mögliche Existenz eines Auftriebsbereichs (*buoyancy subrange*) bei Skalenlängen von einigen hundert Metern hin. Das energiereichste Spektrum wurde ca. 300 m unterhalb der Wolkenoberkante auf der ersten Hälfte des Flugastes in 8,9 km Höhe (L2a) gefunden. Dieses Spektrum zeigt ein



Abbildung 5.11: Energiedichtespektren der Vertikalwindkomponente w für verschiedene Höhenniveaus der Mission ICE 207. Zur Orientierung sind Geraden mit einer Steigung von -3 und -5/3 sowie die Breite des 95% Vertrauensintervalls angegeben.

ausgeprägtes, breites Maximum und fällt zu hohen Frequenzen hin etwas steiler als mit -5/3 ab, was auf eine noch nicht voll entwickelte Turbulenzkaskade hinweist. Das Spektrum für den zweiten Flugabschnitt in 8,9 km Höhe (L2b) erreicht bei höheren Frequenzen den -5/3 Abfall, ein Inertialbereich hatte sich unterhalb einer Längenskala von ca. 50 m (~0,4 Hz) eingestellt. Wie später noch gezeigt wird, ist als Quelle für die hohe Turbulenzintensität eine brechende Welle im Zusammenhang mit einer *Kelvin-Helmholtz*-Instabilität in der



Abbildung 5.12: Maximum Entropie Energiedichtespektren der Vertikalwindkomponente für 12 Segmente des Flugastes L2 der Mission ICE 207.

Scherströmung des Strahlstroms anzusehen. Ein ähnlich ausgeprägtes Spektrum wurde in diesem Höhenniveau beim Anflug noch außerhalb des Wolkenfeldes gefunden. Vieles weist darauf hin, dass in diesem Fall Mechanismen der *Clear Air Turbulence (CAT)* auch einen bedeutenden Anteil an der Turbulenz im Cirrus hatten. Während in der Mitte des

Wolkengebietes niedrigere Turbulenzintensitäten vorgefunden wurden, lagen diese am Unterrand wieder auf erhöhtem Niveau. Das Cirrusfeld trat entsprechend auch in zwei ausgeprägten, jedoch zusammenhängenden Schichten auf (eigene Beobachtung vom Messflugzeug aus).

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Spektren sind zum großen Teil für längere Zeit-/Raumabschnitte berechnet worden. Das Strömungsfeld ist nicht überall auf allen Skalen als homogen anzusehen, was bei der Interpretation der Ergebnisse zu beachten ist. Die Aussagen allgemeinerer Art in diesem Abschnitt berücksichtigen diese Tatsache, dazu wurden auch Einzelspektren für Unterabschnitte der Mittlungszeiträume inspiziert. Als ein Beispiel für die Variabilität auf Unterabschnitten sind in Abbildung 5.12 Einzelspektren gezeigt, die 12 konsekutive 7,75 km lange Segmente des Flugabschnittes L2 der Mission ICE207 in 8,9 km Höhe repräsentieren. Es handelt sich hier um eine ausgeprägte horizontale Inhomogenität, deretwegen in Abbildung 5.11 dieser Flugabschnitt auch mit zwei quasi-repräsentativen Spektren vertreten ist. Die Einzelspektren wurden mit der Maximum-Entropie-Methode berechnet, sie lösen Längenskalen zwischen 3,8 m und 3,9 km (50 Hz bis 0,049 Hz) auf und überstreichen damit den Bereich der Mikroturbulenz (inkl. möglichem Inertialbereich) sowie auch den Übergang zur Mesoskala. Es ist ein deutlich absinkendes Energieniveau entlang des Flugweges zu sehen. In einigen Abschnitten ist ein spektraler Abfall von -5/3 auszumachen, in anderen ist der Abfall auch bei hohen Frequenzen steiler. Insbesondere auf den ersten drei Unterabschnitten scheint die Energiekaskade noch nicht vollständig ausgebildet zu sein, da der Energieeintrag durch eine brechende Welle unmittelbar erfolgt war. Die größten Unterschiede zwischen den Spektren treten bei niedrigen Frequenzen (großen Längenskalen) auf, hier bestimmen Einzelereignisse die Strömung. Im zweiten Flugabschnitt scheint bei ca. 0,2 Hz entsprechend 950 m eine Skalentrennung vorzuliegen. Auf die horizontale Variabilität für weitere, ausgewählte Zeitreihen wird in Abschnitt 5.2.2 eingegangen.

Die Mission ARM CART94, für die räumlich sehr homogene Daten vorliegen, zeichnete sich durch eine Windscherung an der Wolkenunterkante und durch eine bedingt stabil geschichtete Atmosphäre im oberen Bereich des Cirrusfeldes aus. Die Vertikalwindspektren aus den unterschiedlichen Höhenniveaus sind in Abbildung 5.13 dargestellt. In diesem Fall deutet das Spektrum für das Niveau 200 m unterhalb der Wolkenschicht (L1) auf eine quasi-laminare Strömung in diesem Bereich hin, die Wolkenoberkante bei ca. 13,6 km Höhe konnte vom dem Messflugzeug nicht erreicht werden. Innerhalb des Wolkenfeldes (L2-L5) weisen die Spektren einen untereinander ähnlichen Verlauf aus und liegen eng beieinander, auf relativ hohem Turbulenzniveau zeigen sie beginnend bei ca. 0,4 Hz (~350 m) einen Spektralabfall von -5/3. Als mögliche Quelle für die intensiven Vertikalwindfluktuationen wird lokale Konvektion in dem bedingt stabilen Bereich an der Wolkenoberkante angesehen; Scherungsinstabilität kommt in diesem Cirrus nur für das unterste Messniveau mit einer Richardson-Zahl von 0,2 in Betracht. Lidarmessungen zum Zeitpunkt des Messfluges zeigen die Wolke aus einer Vielzahl von Fallstreifen zusammengesetzt, die kleinen Zellen an der Wolkenoberkante entstammten (Sassen et al., 1998). Diese Bildungszentren deuten auf konvektive Zellen in der Größenordnung von 500 m bis 1,2 km hin, in denen Turbulenz erzeugt wurde, die Quellen zeigen sich im Verlauf der w-Spektren (Energieeintrag um 0,3 Hz). Auf das Vorhandensein von Konvektion weist auch das gegenphasige Verhalten der Vertikalwind- und Temperaturfluktuationen auf dieser Längenskala hin (hier nicht gezeigt).



Abbildung 5.13: Energiedichtespektren der Vertikalwindkomponente w für verschiedene Höhenniveaus der Mission ARM CART94. Zur Orientierung ist die Gerade mit einer Steigung von -5/3 eingezeichnet.

Als weiteres Beispiel für die Variabilität in den Spektren mit der Höhe wird hier die Fallstudie NORA angeführt. Dieses Cirrusfeld, das im Zusammenhang mit dem Hurrikan NORA in das Experimentgebiet in Nordoklahoma transportiert wurde, zeichnete sich durch eine Vielzahl mikrophysikalischer Besonderheiten aus, die auch auf die Herkunft der Luftmasse aus organisierter, tropischer Konvektion schließen lässt (Sassen et al., 2003). Vieles spricht dafür, dass sich die Wolken in dieser Luftmasse immer wieder erneuert haben und auch dadurch eine entsprechende interne Zirkulation aufrechterhalten wurde. Die Vertikalwindspektren in Abbildung 5.14 lassen sich in zwei Gruppen aufteilen. Spektren, die für Flugäste an der aktiven Oberkante und innerhalb der Wolke bestimmt wurden, weisen einen annähernd gleich großen Energieinhalt und einen ähnlichen Verlauf im Bereich des Energieeintrags (ca. 0,25 Hz bis 1 Hz; entsprechend 560 m bis 140 m) und des etablierten Inertialbereiches auf. Spektren der Abschnitte in Wolkenlücken, an der direkten Unterkante und in den tiefer gelegenen Fallstreifengebieten weisen einen deutlich geringeren Energieinhalt aus und zeigen keinen -5/3 Abfall (L3, L4, L13, L14). Eine Ausnahme bildet Flugast L15, er lag in einem dichten Fallstreifen mit wahrscheinlich eigener Dynamik. Eine Mulde in fast allen Spektren des Vertikalwindes bei 0,25 Hz (entsprechen 560 m) deutet auf eine Skalentrennung bei der korrespondierenden Wellenlänge hin. Die Spektren für diese Mission wurden mit der Maximum-Entropie-Methode berechnet, da die Zeitreihen in den jeweiligen Höhenniveaus nur für relativ kurze Flugäste vorliegen. Einzelnen Gipfeln in den Spektren kann keine statistische Signifikanz zugeordnet werden, sie weisen jedoch auf die im Wolkengebiet beobachtete Zellen und kurzen Wellenzüge hin.

Die deutlich in Erscheinung tretenden Spitzen im Spektrum für den Flugast L2 bei 0,2 Hz (ca. 720 m) und bei 0,7 Hz (ca. 200 m) können mit *uncinus*-Zellen in Zusammenhang gebracht werden, die sich zu einem *mesoscale uncinus complex* (MUC, Sassen 2002) oberhalb der Windscherung formiert hatten, wie es durch Lidarmessung belegt ist (Sassen et al., 2003). In dieser Fallstudie handelte es sich demnach um Turbulenz, die zum großen Teil mit thermodynamischer Instabilität im oberen Wolkenbereich (siehe Kapitel 4) und der *uncinus*-Dynamik (Heymsfield, 1975b) erklärt werden kann. Brechende Wellen in Zusammenhang mit



Abbildung 5.14: Energiedichtespektren der Vertikalwindkomponente w für die verschiedene Höhenniveaus der Mission NORA. Zur Orientierung ist die Gerade mit einer Steigung von -5/3 eingezeichnet.

*Kelvin-Helmholtz*-Instabilitäten spielten in diesem Fall, wie durch optische Fernmessungen dokumentiert, lokal zusätzlich eine wichtige Rolle.

Die Spektren für die ausgewählten Missionen zeigen, dass die Turbulenzaktivität und ihr vertikales Auftreten in den Cirrusfeldern sowohl von externen Strömungsparametern wie auch von wolkeninternen Prozessen und häufig auch beiden Aspekten abhängt. Die anderen hier nicht explizit gezeigten Fälle reihen sich in die vorgestellten Beispiele ein. Die Betrachtung der Wolkendynamik ohne Einbeziehung der Hintergrundturbulenz (insbesondere CAT), wie es noch häufig bei der wolkenauflösenden Modellierung der Fall ist (Abschnitt, 2.5), kann zu falschen Schlüssen führen.

### Isotropie

Bisher wurden Spektren der Vertikalkomponente des Windes betrachtet, die in der Wolkenphysik ein besondere Rolle einnimmt. Aber für lokale Zirkulationen in den Wolken sind auch die horizontalen Skalenlängen von Relevanz. Die nummerische Modellierung ist bei der Auswahl der Auflösung und der Parameterisierungen auf entsprechende Kenntnisse angewiesen. Die Turbulenztheorie nach Kolmogorov geht im Inertialbereich von der Tendenz zur Isotropie aus (z.B. Frisch, 1995). Da aber die turbulenten Wirbel starker Scherung und Deformation durch das umgebende Strömungsfeld bzw. durch größere Wirbel unterliegen, kann nicht mit exakter Isotropie bei kleinen Wellenzahlen gerechnet werden (z.B. Townsend, 1976; Hunt et al., 1988).

Bei größeren Wellenlängen wirkt sich die in den Cirrusfeldern fast überall vorzufindende thermisch stabile Schichtung auf die vertikalen Bewegungen aus. Die Verhältnisse der Varianzen der vertikalen zu denen der horizontalen Windkomponente auf der 2 km bzw. 5 km Skala in der Abbildung 5.7 deuten diesen Aspekt schon an. Die vertikale Durchmischung ist durch die stabile Schichtung limitiert, während Bewegungsvorgänge in horizontaler Richtung weniger eingeschränkt sind. Diese Tatsache führt häufig zur schichtförmigen Ausbildung von

Mischungsgebieten in Wolkenfeldern, was mit entsprechenden Anforderungen an deren Modellierung verbunden ist.

Die unterschiedliche Ausprägung der Isotropie in der Strömung innerhalb von Cirruswolken wird hier zunächst an zwei Fällen für die Mikroskala aufgezeigt, daran anschließend wird die Mesoskala betrachtet. Das erste Beispiel bezieht sich auf den im vorhergehenden Abschnitt schon näher vorgestellten Flugabschnitt L2 der Mission ICE207. Abbildung 5.15 zeigt jeweils die Spektren für die drei Windkomponenten auf dem ersten und zweiten Teil der Zeitreihe (L2a bzw. L2b; ca. 35 km bzw. 55 km lang). Die Spektralwerte wurden logarithmisch gemittelt und damit die Spektren geglättet, um Fluktuationen zu unterdrücken, die die Betrachtung der hier interessierenden Aspekte erschweren würden. Da mit der logarithmischen Mittelung die Anzahl der Freiheitsgrade für die Spektralschätzwerte ansteigt, verändert sich auch wie dargestellt das Signifikanzintervall entsprechend. Es zeigt sich, dass die Tendenz zur Isotropie auf den benachbarten Flugabschnitten auf gleichem Höhenniveau sehr unterschiedlich war. Während für den Abschnitt L2a die Spektren ab einer Frequenz von 0.4 Hz (ca. 470 m) annähernd deckungsgleich verlaufen (ein Verhältnis von 0,75 übersteigen), ist dies für den Abschnitt L2b erst ab 7 Hz (ca. 30 m) der Fall. Während am Anfang des Flugastes L2 die Turbulenzerzeugung mit ausgeprägter, dreidimensionaler Wirbelbildung aktuell erfasst wurde, wird auf dem Abschnitt L2b der dämpfende Einfluss der thermischen Stabilität auf vertikale Bewegungen deutlich. Ingesamt zeigt sich das transiente Turbulenzverhalten in der Strömung: ein stetiger Wechsel zwischen spontaner, lokaler Erzeugung und Abbau durch Arbeit gegen die Schichtung und durch Dissipation auf kleinsten Skalen.

Anders verhält es sich im Fall von EUCREX 108 (Abbildung 5.16), hier ist die Turbulenzerzeugung nicht durch die Windscherung bedingt, vielmehr kommen im Wolkenfeld gleichmäßig verteilte diabatische Prozesse und lokale, thermische Instabilitäten als Grund für erhöhte Turbulenzintensitäten in Betracht. So beginnt im Kern des Cirrus (L3), wie Abbildung 5.16 zeigt, der Bereich von Quasi-Isotropie im oben definierten Sinn bei ca. 0,3 Hz (550 m), eine Wirbelgröße, die wahrscheinlich von konvektiven Elementen geprägt wurde. Der Flugabschnitt L5 lag unterhalb der Kernwolke in einem durch Fallstreifen gebildeten Bereich. Hier erreichen die spektralen Amplituden für die w-Komponente bei keiner Frequenz (Wellenlänge) ¾ des Wertes der horizontalen, wie es die Theorie nach Kolmogorov erwarten lässt (Frisch, 1995). Es kann im gesamten Fallstreifengebiet von quasi-zweidimensionaler Turbulenz gesprochen werden. Vertikales Vermischen war in diesem Regime der Wolke deutlich eingeschränkt, die Eiskristalle wurden durch die Schwerkraft verlagert. Erhöhte dreidimensionale Turbulenz ist für das Erzeugungsgebiet im oberen Wolkenbereich kennzeichnend.



Abbildung 5.15: Energiedichtespektren der Windkomponenten, u, v, w, für Abschnitte des Flugastes L2 der Mission ICE 207. Zur Orientierung ist die Gerade mit einer Steigung von –5/3 eingezeichnet. Die durchgezogenen Grenzlinien für das Signifikanzintervall gelten für den Abschnitt L2b, die gestrichelten Grenzlinie für den Abschnitt L2a.



Abbildung 5.16: Energiedichtespektren der Windkomponenten, u, v, w, für Abschnitte der Flugäste L3 und L5 der Mission EUCREX 108. Zur Orientierung ist die Gerade mit einer Steigung von –5/3 eingezeichnet. Die durchgezognen Grenzlinien für das Signifikanzintervall gelten für den Abschnitt L3, die gestrichelten Grenzlinie für den Abschnitt L5.

Auf der Mesoskala tritt die Anisotropie im Strömungsfeld sehr deutlich hervor, was zu speziellen Turbulenztheorien für diesen Bereich führte (siehe Abschnitt 3.5). Es existieren nur sehr wenige Beobachtungsdaten zur Dynamik in Cirruswolken auf dieser Skala. Während des Global Atmospheric Sampling Program, GASP, (Nastrom und Gage, 1985) waren einige der beteiligten Flugzeuge mit optischen Partikelzählern ausgerüstet, die eine Auswertung der Windgeschwindigkeitsdaten in Bezug auf Verweilzeiten in Wolkensystemen erlaubte (Jasperson et al., 1984). Im Oktober 1977 fand im Rahmen von GASP eine Serie von

interhemisphärischen Flügen statt, auf denen sowohl Wolkendaten wie auch Winddaten in der Troposphäre in für das GASP Projekt relativ hoher zeitlicher Auflösung (0,25 Hz) aufgezeichnet wurden. Die Flüge erfolgten über ebenem Gelände oder Ozeangebieten, d.h. Gebirgsüberströmung als Ursache für mesoskalige Varianz kann ausgeschlossen werden. Die Datenreihen wurden nach Flugsegmenten aufgeteilt, die sich im Cirrus (länger als 50 Sekunden) und außerhalb von Wolken befanden, und auf relativ zum Flugzeug äquidistante Raumgitter interpoliert, um dann einer räumlichen Fourier-Transformation unterzogen zu werden. Entsprechende Einzel-Spektren wurden jeweils für die beiden Fallgruppen zu einem globalen Spektrum gemittelt, diese sind für die U-Windkomponente in Abbildung 5.17 abgebildet (diese GASP Daten wurden von Prof. Nastrom, St. Cloud State University, zur Verfügung gestellt). Die folgenden Aussagen gelten deckungsgleich auch für die hier nicht gezeigten Spektren der V-Windkomponente. Die Spektren verlaufen relativ glatt und folgen über den gesamten Wellenlängebereich der Mesoskala (2,6 km bis 256 km) einem spektralen Abfall von -5/3, der mit dem für stratiforme, quasi-zwei-dimensionale Turbulenz postulierten übereinstimmt und der nicht mit dem für den Kolmogorov-Inertialbereich zu verwechseln ist (siehe Abschnitt 3.5.2). Die bei den Wellenlängen von ungefähr 8 km und 16 km auftretenden Spitzen (peaks) stammen wie von Nastrom und Gage (1985) für GASP-Flüge diskutiert vom Trägheitsnavigationssystem der Messflugzeuge. Auffällig ist das signifikant höhere Energieniveau des Horizontalwindes in den Wolken im Vergleich zu den Klarluftgebieten. Die Wolken der hohen Troposphäre stehen mit mesoskaliger Variabilität im Strömungsfeld in Verbindung, über deren Ursachen nur spekuliert werden kann (Dynamik frontaler Systeme, organisierte Konvektion, Welleninstabilitäten, kleinerskalige Turbulenz). Die Energiequellen können möglicherweise zwei unterschiedlichen Skalenbereichen zugeordnet werden und der Transport skalenaufwärts wie -abwärts erfolgen (Lilly, 1989). Die Beobachtung, dass die Cirren in dynamisch aktiveren Gebieten der oberen Troposphäre auftreten, deckt sich mit den klimatologischen Auswertungen von Satellitendaten (Wylie und Menzel, 1999) und deren Zuordnung zu Wettersystemen.



Abbildung 5.17: Energiedichte der horizontalen Windkomponente U in Abhängigkeit von der Wellenzahl k (bzw. Wellenlänge  $\lambda$ , obere Achse) aufgeteilt nach Flugsegmenten (länger als 50 Sekunden) im Cirrus und außerhalb von Wolken. Die analysierten Flugzeugmessdaten wurden während des Global Atmospheric Sampling Program (GASP) erhoben (GASP Daten von G. Nastrom. St. Cloud).

# 5.2 Vergleichende Analyse für ausgewählte Flugabschnitte

Zum weiteren Vergleich der Turbulenzstruktur der analysierten Cirrus-Fallbeispiele untereinander, wurden für die einzelnen Missionen diejenigen Flugabschnitte ermittelt, die Wolkensegmente mit den höchsten Turbulenzintensitäten repräsentieren. Dazu wurden insbesondere Vertikalwindfluktuationen herangezogen und eine Filterskala von 2 km unterlegt, um möglichst die durch Wellen verursachten Fluktuationen in den Signalen auszuschließen. Der Turbulenzcharakter sollte dabei für eine horizontale Erstreckung von mindestens 25 km repräsentativ sein und sich von der Hintergrundströmung abheben. Missionen, für die keine Segmente, die dieser Anforderung genügen, ermittelt werden konnten, gehen nicht weiter in die vergleichende Darstellung ein. Die ausgewählten Flugabschnitte sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Mission	Flugab-	Länge*	Höhe	Т	Bemerkungen**
	schnitt	[km]	[km]	[°C]	
ICE 207	L2 ab	101,1	8,9	-43,3	im oberen Bereich der Wolke;
		(a: 34,0;			starke Scherung (~11,9 ms <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> );
		b: 67,1)			Ri <sub>b</sub> ~0,8
ICE 212	L4 a	35,0	8,3	-38,2	in Wolkenmitte;
					mäßige Scherung (~3,5 ms <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> );
					Ri <sub>b</sub> ~0,5
ICE 216	L1 a	74,0	11,3	-60,2	am Oberrand der Wolke;
					starke Scherung (~14,7 ms <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> );
					$Ri_b < 1$
ICE 217	L2	117,0	7,9	-35,0	in Mitte der Eiswolke;
					mäßige Scherung (~4,5 ms <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> );
					stabil; Ri <sub>b</sub> ~ 6
EUCREX 108	L3	104,8	9,0	-47,3	in Mitte der Kernwolke;
					keine Scherung ( $\sim$ -0,5 ms <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> );
					$Ri_{b} > 10$
ARM CART 94	L3	38,4	12,8	-65,3	an Unterkante der oberen
					Wolkenschicht;
					starke Scherung (~19,9 ms <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> );
		05.1	1.0	10 5	Ri <sub>b</sub> ~2
SUCCESS	L1	25,1	4,9	-10,7	an Wolkenunterkante;
					mäßige Scherung (~5 ms <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> );
NODA	I O	25.0	11.0	10.0	Ri <sub>b</sub> ~6
NORA	L8	25,0	11,3	-42,3	in Wolkenmitte;
					starke Scherung (~14,2 ms <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> );
	T 1	75.0	0.0	11.6	Ri <sub>b</sub> ~0,4
ARM CART 00	LI	15,3	8,8	-44,6	am Oberrand der Wolke;
					mäßige Scherung (~3,7 ms <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> );
					Ri <sub>b</sub> ~0,7

\* über true airspeed ermittelt, \*\* als Grenze zwischen mäßiger und starker Scherung wurde 10 ms<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> gewählt.

Tabelle 5.1: Ausgewählte Flugabschnitte für die vergleichende Turbulenzanalyse.

Eine erste Beurteilung des Verhaltens der Vertikalwindfluktuationen kann durch die Betrachtung von Häufigkeitsverteilungen erfolgen. Häufigkeitsverteilungen turbulenter Signale haben in den letzen Jahren ein erhöhtes Interesse gefunden, zum einen, da sie vermehrt in Parameterisierungsansätze Eingang finden, zum anderen, da sie Aussagen zur Intermittenz der turbulenten Signale ermöglichen (z.B. Pope, 1994; Frisch, 1995; Alisse und Sidi, 2000; Pope, 2000). Abbildung 5.18 zeigt beispielhaft Häufigkeitsverteilungen von voll entwickelter Turbulenz in klarer Luft (CAT) und der unmittelbaren, nicht turbulenten Umgebung. Die Vertikalwindfluktuationen sind hier in Intervalle mit einer Breite von 0,1 ms<sup>-1</sup> zusammengefasst, zu Vergleichszwecken ist eine angepasste Gaußverteilung (Brand, 1999) eingezeichnet, deren Fläche derjenigen des zugehörigen Histogramms entspricht. Die angegebenen Standardabweichungen beziehen sich auf die Ausgangsdaten, von denen der jeweilige Mittelwert abgezogen sowie der lineare Trend entfernt wurde. Im Vergleich zur Umgebung ist die Verteilung von w im Turbulenzgebiet deutlich breiter und annähernd symmetrisch, d.h. auf- und Abwärtsbewegungen sind von gleicher Größenordnung und Häufigkeit. Diese Verteilung lässt sich auch gut durch eine Gaußkurve beschreiben. In Abbildung 5.19 a-h) sind die entsprechenden Häufigkeitsverteilungen für die ausgewählten Flugabschnitte dargestellt. Die gewählte Klassenintervallbreite beträgt 0,05 ms<sup>-1</sup>, für den Abschnitt NORA L8 wurden aus statistischen Gründen Intervalle von 0,1 ms<sup>-1</sup> verwendet.



Abbildung 5.18: Häufigkeitsverteilung von Vertikalwindfluktuationen eines voll entwickelten Turbulenzereignisses in klarer Luft (schwarz) und der unmittelbaren Umgebung (grau) im Cirrus-Niveau. n ist die Anzahl der Datenpunkte und  $\sigma$  die Standardabweichung entlang des Messabschnitts.

Der Vergleich der w-Häufigkeitsverteilungen zeigt deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Missionen, insbesondere unterscheiden sie sich in ihrer Gesamtbreite voneinander. Es treten aber auch Unterschiede in den Abweichungen von einer Gaußverteilung auf, die als natürliche, symmetrische Vergleichsbasis herangezogen wird. Die Fälle ICE 207, ARM Cart, und NORA zeigen Verteilungen die zu beiden Seiten 1 ms<sup>-1</sup> Werte und eine Standardabweichung von 0,3 ms<sup>-1</sup> überschreiten. Die Ursache für die erhöhte Turbulenzintensität ist in den genannten Fällen in der starken Windscherung im Wolkengebiet zu sehen. Das Segment ICE 207 L2a (*Kelvin-Helmholtz*-Instabilität) zeichnet sich durch eine links-schiefe Verteilung von w aus, die intensiveren abwärtsgerichteten Bewegungen sind



Abbildung 5.19 a-h): Häufigkeitsverteilungen der Vertikalwindkomponente für ausgewählte Datensegmente verschiedener Cirrus-Missionen. n und  $\sigma$  wie in Abb. 5.18.

möglicherweise Ausgleichströmungen, die auf das vorausgegangene Brechen der Welle zurückzuführen sind. Eine deutlich links-schiefe Verteilung zeigt sich auch für den Fall ARM Cart 00, hier führt die Partikelsedimentation aus den Bildungszellen im oberen Wolkenbereich in die Fallstreifen zu entsprechenden ausgeprägteren, abwärtsgerichteten Bewegungen. Eine leicht rechts-schiefe Verteilung zeigt sich für EUCREX 108, die auf die im Strömungsfeld auftretenden, konvektiven Elemente mit ausgeprägten Aufwindschläuchen hinweist. Die Missionen (oder Teilsegmente) mit relativ geringen Turbulenzintensitäten (ICE 207b, ICE 212, ICE 216, ICE 217) zeigen erwartungsgemäß, schmale Verteilungen, die zudem einer Gaußverteilung folgen, was für ausgebildete, lokal homogene Turbulenz spricht.

# 5.2.2 Energiedichtespektren und deren Variabilität

Einige Ergebnisse der Spektralanalyse wurden schon im Abschnitt 5.1.4.2 vorgestellt, hier werden nun die Spektren für die ausgewählten Flugabschnitte der einzelnen Cirrusfälle gegenübergestellt.

Das Strömungsfeld ist im Cirrus-Niveau nicht überall und auf allen Skalen als homogen anzusehen, was bei der Interpretation der Analyseergebnisse zu beachten ist. Obwohl dies für die ausgewählten Flugabschnitte ein nicht so ausgeprägtes Merkmal ist, soll, bevor die mittleren Energiedichtespektren miteinander verglichen werden, zunächst auf die Variabilität der Spektren der dazu beitragenden Segmente eingegangen werden. Dazu wurden, basierend auf der diskreten *Wavelet*-Transformation (Abschnitt 5.1.4.1), Spektren jeweils für einzelne Unterabschnitte, die in etwa 8 km räumlicher Distanz entsprechen, entlang der horizontalen Flugstrecken ermittelt. Die Methode der diskreten *Wavelet*-Spektralanalyse wurde hier gewählt, da sie auch für kurze Datenabschnitte zu glatten Spektren führt, und das dazu benutzte *Meyer-Wavelet* auch steile, spektrale Verläufe zuverlässig auflöst (Perrier et al., 1995).

In Abbildung 5.20 a-h) sind die so ermittelten Teilspektren für jeden betrachteten Flugabschnitt in jeweils einem Diagramm aufgetragen. Wie in der diskreten, binären *Wavelet*-Analyse üblich, wurde hier als Skalenparameter das binäre Maß der Oktave gewählt, ein Intervall, dessen obere Grenze durch eine Verdopplung der unteren Grenze gegeben ist. Jeder der eingetragenen Spektralwerte stellt somit einen Mittelwert über eine Oktave dar und kann als Ergebnis einer Bandpassfilterung angesehen werden. Ein Skalenparameter von 11 entspricht einer räumlichen Skala von etwa 3 m bis 10 m, der von 5 etwa 500 m bis 1,3 km; die Umsetzung der Zeit- auf die Raumskala variiert mit der aktuell geflogenen *true airspeed* (TAS). Die Ordinate ist in relativen Einheiten gegeben und wie allgemein üblich als dyadischer Logarithmus dargestellt. Hier sind keine absoluten Werte von Interesse, sondern es soll die Variabilität durch die Spreizung bei den einzelnen Oktaven (spektralen Bänder) hervortreten. Die Spektralwerte für die Untersegmente wurden daher auch aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht mit Linien untereinander verbunden. Die mittleren Spektren für die einzelnen Flugabschnitte sind ergänzend durch Linien in Abbildung 5.20 dargestellt.

Für fast alle betrachteten Flugabschnitte nimmt erwartungsgemäß die Variabilität von den kleineren Skalen (größeren Skalenparametern) zu den größeren Skalen (kleineren Skalenparametern) hin zu, und überstreicht dort oft einige dyadische Größenordnungen. D.h. insbesondere auf der Mesoskala zeigt sich die Variabilität des Strömungsfeldes, die zum Teil auf Beiträge von Wellen zurückgeht. Die Variabilität auf den kleinen Skalen ist auf die Intermittenz der Turbulenz (Abschnitt 5.2.5) zurückzuführen. Bei den größten Skalenlängen



Abbildung 5.20 a-h): Wavelet-Spektren für Teilsegmente der ausgewählten Flugabschnitte; Details im Text.

ist insbesondere die Phasenlage der Beiträge der Mesoskala im Datensatz von Bedeutung. Liegt z.B. ein Wellenberg auf der Grenze zweier getrennt in die Analyse eingehender Datensegmente, führt dies trotz Entfernung des linearen Trends aus dem Datensegment im Spektrum zu einem nennenswerten Beitrag. Die mittleren Energiespektren für einen gesamten Flugabschnitt vertreten die spektralen Amplituden nur mit Einschränkungen, der spektrale Verlauf für einen Flugabschnitt ist durch sie jedoch fast immer gut wiedergegeben. Es handelt sich hier um ein fundamentales Problem der Repräsentativität und Darstellung von Spektren für größere Streckenabschnitte in einem naturgemäß sehr variablen Strömungsfeld mit intermittent auftretenden Turbulenzereignissen. Es soll aber auch erwähnt werden, dass die Auswahlkriterien für die hier untersuchten Flugabschnitte dieses Problem im Vergleich zum Gesamtdatensatz deutlich vermindert haben.



Abbildung 5.21: Energiedichtespektren für die ausgewählten Flugabschnitte, die für die jeweilige Cirrus-Fallstudie den Bereich mit der höchsten Turbulenzintensität repräsentieren. Zum Vergleich sind ein Spektrum für Clear Air Turbulence (CAT) und das Spektrum mit der geringsten vorgefundenen Aktivität in klarer Luft hinzugefügt. Die Spektralschätzwerte wurden über die Frequenzen logarithmisch gemittelt. Siehe Text für weitere Einzelheiten.

Unter Berücksichtigung der oben aufgeführten, auf die Repräsentativität bezogenen Einschränkungen sollen die mittleren Spektren im folgenden für die Flugabschnitte der betrachteten Cirrusfälle mit jeweils größter turbulenter kinetischer Energie vergleichend gegenübergestellt werden, um eine Beurteilung der relativen Lage der Turbulenzintensitäten zwischen den unterschiedlichen Typen von Cirren vornehmen zu können. Abbildung 5.21 zeigt die Energiedichtespektren in über Frequenzabschnitte logarithmisch gemittelter Form, sie wurden für die gesamten Flugabschnitte mit der Periodogramm-Methode (Abschnitt 5.1.4.1) bestimmt. Zur vergleichenden Einordnung sind ein Spektrum für *Clear Air* 

*Turbulence* (CAT) und das Spektrum mit der geringsten vorgefundenen Turbulenzaktivität in klarer Luft hinzugefügt. Die Daten zum letzteren Spektrum wurden während der Kampagne PreEucrex erhoben (Quante et al., 1996), sie kennzeichnen auch die Beschränkung, die durch die Auflösung und das Rauschen der Flugzeugmesssysteme gegeben ist. Der Orientierung sollen auch die Linien dienen, die einen Spektralabfall von -5/3 bzw. -3 darstellen. Das angegebene 95%-Signifikanzintervall verengt sich zu hohen Frequenzen hin, da sich durch die logarithmische Mittelung der Spektralschätzwerte die Anzahl der Freiheitsgrade entsprechend erhöht. Die durch die ausgezogenen Linien dargestellte Signifikanzintervallbreite gilt für die Spektren, die bis zu 50 Hz reichen, und die durch gestrichelte Linien markierte für die bis 16 Hz und 12,5 Hz reichenden. Die in Abbildung 5.21 am Oberrand zu sehende Achse zeigt die auf der Grundlage der Taylor-Hypothese sich ergebenden Wellenlängen  $\lambda$ , wobei eine mittlere TAS von 150 ms<sup>-1</sup> zugrunde gelegt wurde.

Die Energiedichtespektren der Cirrus-Missionen überdecken den gesamten durch CAT und quasi-nicht-existierende Turbulenz eingegrenzten Bereich, der auf der Mikroskala (< 1 km) mehr als zwei und bis zu drei Größenordnungen überstreicht. Dieses ist symptomatisch für die ambivalente Rolle der Turbulenz in Cirruswolken, deren Bedeutung für die verschiedenen Typen unterschiedlich ist. Die geringsten Turbulenzintensitäten traten in Verbindung mit einer klassischen Warmfront (ICE 212) und einem Höhentief (ICE 216) auf. Der Übergang in einen quasi-Trägheitsbereich (Isotropie ist nicht gegeben) liegt für diese Missionen zwischen 50 m und 200 m Skalenlänge. Die Spitze im Spektrum von ICE 216 bei 0,22 Hz ist auf eine lineare Welle zurückzuführen und nicht der Turbulenz zuzuordnen. Während dieser Missionen wurden im Cirrus auch Kondensstreifen gefunden, deren dynamische Aktivität für lokale Beiträge zur Turbulenz verantwortlich gewesen sein könnte. Erhöhte Turbulenzintensitäten traten in den Cirrusfällen auf, in deren Strömungsfeld zumindest eine mäßige Scherung des horizontalen Windes vorgefunden wurde, mitunter traten auch erhebliche Scherungen auf. Diese Fälle (ICE 217, NORA, ARM Cart 94, ARM Cart 00) zeigen zumindest auf Skalen kleiner als 200 m ein untereinander vergleichbares Energieniveau, das im oberen Drittel des beobachteten Bereichs liegt. Eine Ausnahme stellt der Fall EUCREX 108 dar. Die konvektiven Instabilitäten, bei fast Windstille, in einer deutlich übersättigten Umgebung in Verbindung mit einer Okklusion führen hier zu beachtenswerter Turbulenz. Die Wahrscheinlichkeit, dass Wolkenbildungsprozesse zur Turbulenz merkbar beitrugen, ist hier gegeben. Die höchsten Turbulenzintensitäten waren in dem Strahlstrom-Cirrus der Mission ICE 207 zu verzeichnen, bei Skalenlängen unterhalb von 1 km reicht das Energieniveau an das für die Clear Air Turbulence heran. Das abgebildete CAT-Segment entstammt auch der Mission ICE 207, aus einem Höhenniveau, das dem der Wolkenoberkante entspricht. Die Ursache für die Turbulenz ist in beiden Fällen in zeitnah ablaufenden Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten zu sehen, wobei über brechende Wellen in der Scherströmung Wirbel erzeugt werden, die in einer Energiekaskade zerfallen (siehe auch Abschnitt 5.3.1). Durch diesen Mechanismus lassen sich auch die breiten Maxima in den Spektren erklären. D.h. die Turbulenz im beobachteten Strahlstrom-Cirrus ist nicht mit den Wolken assoziiert, sondern sie geht auf das Hintergrundströmungsfeld mit starker Scherung im Strahlstrom zurück.

Fast alle dargestellten Cirrus-Spektren laufen bei hohen Frequenzen mit einem Abfall von annährend –5/3 aus, was auf die Existenz einer ausgebildeten Energiekaskade hinweist. Der steilere Abfall für ICE 207 und CAT könnte ein Anzeichen für noch nicht vollständig ausgebildete Energiekaskaden (voll entwickelte Turbulenz) sein. Bei längeren Wellenlängen zeigt sich der dämpfende Einfluss der thermischen Stabilität in der oberen Troposphäre auf die vertikalen Wirbelbewegungen und möglicherweise Konvektion. Einige der Spektren

weisen einen flachen Verlauf auf, andere zeigen einen steileren Abfall als –5/3 und nähern sich eher dem spektralen Index von –3, der als Grenzwert für Auftriebsspektren anzusehen ist (Abschnitt 3.5). Die Spektren der Fälle ICE 216 (1,2 km), NORA (700 m) und Cart00 (400 m) zeigen deutliche Mulden zwischen dem Bereich der Mesoskala und dem der Mikroskala, die theoretischen Überlegungen von Weinstock (1980) sehen hier die Quellregion für mikroskalige Turbulenz. Die Mulde ergibt sich nach Weinstock aus dem Wechselspiel zwischen dem Auftriebsbereich und dem Übergang zum Intertialbereich. Hier scheinen jedoch die Mulden im Spektrum eher den durch das lokale Strömungsfeld beeinflussten Bereich von dem der Hintergrundströmung zu trennen.

Im Zusammenhang mit mikroskaliger Turbulenz kommt immer wieder die Isotropie der turbulenten Fluktuationen zur Sprache, wobei es häufig um den Einfluss auf die Ausbreitung passiver Luftbeimengungen geht (Sreenivasan, 1991; Shariman und Siggia, 2000; Warhaft, 2000). Für einige der oben besprochenen Flugabschnitte konnten auch zuverlässige Spektren für die Horizontalwindkomponenten berechnet werden (leider war die Qualität der hochfrequenten Messung für u und v in den anderen Fällen eingeschränkt). Diese Spektren sollen hier nicht im einzelnen wiedergegeben werden, sie gehen jedoch in die spektralen Verhältnisse der Vertikalwind- zu den Horizontalwindkomponenten in Abbildung 5.7 ein. Das Verhältnis Svert/Shoriz erlaubt es, den Grad der Isotropie im Strömungsfeld abzuschätzen. Der statistischen Turbulenztheorie nach Kolmogorov folgend soll das spektrale Verhältnis der lateralen (w und v) zur longitudinalen (u) Strömungskomponente für isotrope Turbulenz im Inertialbereich 4/3 betragen (z.B. Pope, 2000). Abbildung 5.22 ist ein Ansteigen diese Verhältnisses mit steigender Frequenz in den Bereich um eins hin zu entnehmen, der jedoch typischerweise erst bei 10 Hz (ca. 15 m) erreicht wird. Die Maxima für die Missionen ICE 216 (bei ca. 0,22 Hz) und ARM Cart 94 (bei ca. 0,08 Hz) gehen auf Wellenaktivität zurück, bei der die Vertikalwindkomponente eine ausgewiesene Rolle spielt. Der Einfluss von lokalen konvektiven Zellen im Cirrus deutet sich für EUCREX 108 im lokalen Maximum bei 0,4 Hz an (Abbildung 5.22b). Es ist festzustellen, dass Hinweise (Tendenzen) für Isotropie erst am hochfrequenten Rand des aufgelösten Bereichs zu finden sind, und dass für weite Skalenbereiche auch nicht annähernd von Isotropie im Strömungsfeld gesprochen werden kann.



Abbildung 5.22: Verhältnisse der spektralen Amplituden der Geschwindigkeitskomponenten (a: w/u; b: w/v) für ausgewählte Cirrus-Missionen.

### 5.2.3 Energiedissipation

Durch die Dissipation wird auf kleinster Skala dem Strömungsfeld turbulente kinetische Energie entzogen und in Wärmeenergie überführt. Die Wärme steht zur Temperaturerhöhung und Phasenumwandlung zur Verfügung und kann erneut dynamische Vorgänge initiieren, wobei wiederum Turbulenzerzeugung möglich ist. In den Turbulenzregionen wird ein nicht geringer Anteil der kinetischen Energie der freien Troposphäre dissipiert (bis zu 25 %; Kung, 1966). In allen Konzeptmodellen erreicht die bei größeren Skalen eingetragene kinetische Energie über eine Energiekaskade das untere Ende der Mikroskala (Sreenivasan und Stolovitzky, 1995), deren Größenordnung durch die Kolmogorov-Skala gegeben ist. Hier dominieren Zähigkeitskräfte, und die Umwandlung in thermische Energie findet statt. Durch viskose Schubspannungen wird kinetische Energie der Turbulenzbewegung in innere Energie des Fluids überführt. Ohne dauernde Energiezufuhr aus der Hauptströmung werden die Turbulenzschwankungen schneller schwächer und verschwinden. Die Dissipationrate,  $\varepsilon$ , hängt von den lokalen Scherspannungen und insbesondere von der kinetischen Viskosität des Mediums ab, wie in den nachfolgenden Beziehung zu sehen ist (z.B. Rotta, 1972):

$$\varepsilon = v \frac{\partial u'_i \partial u'_i}{\partial x_i \partial x_i} + v \frac{\partial u'_i \partial u'_j}{\partial x_i \partial x_i}$$
(5.16)

mit

 $u_{i,j}$  den Geschwindigkeitskomponenten (i,j = 1, 2, 3),  $x_{i,j}$  den Raumkoordinaten (i,j = 1, 2, 3),

v der kinematischen Viskosität.

Die Dissipationsrate wird häufig zur Parameterisierung der Turbulenz herangezogen. Turbulenzmodelle der kleinsten Skalen basieren insbesondere in Ingenieuranwendungen auf den Gleichungen für die turbulente kinetische Energie und die Dissipationsrate (sogenannte k- $\epsilon$  Modelle; siehe z.B. Rodi, 1980; Deissler, 1984; Hopfinger, 1987; Pope, 2000).

Dissipationsraten in einer turbulenten Strömung mit ausgebildetem Inertialbereich lassen sich aus der invertierten spektralen Beziehung von Kolmogrov (Gl. 3.25) abschätzen. Demnach ergibt sich die Dissipationsrate zu:

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{U_a} \left( \frac{S(f)}{\alpha_K} f^{\frac{5}{3}} \right)^{\frac{3}{2}}$$
(5.17)

hier bezeichnet  $\alpha_K$  die Kolmogorov-Konstante, ihr Wert beträgt 0,66 für eindimensionale Spektren der Vertikalwindkomponente (Saddoughi und Veeravalli, 1994; Sreenivasan 1995);  $U_a$  ist die wahre Luftgeschwindigkeit (*true airspeed*) des Messflugzeuges.

Tabelle 5.2 zeigt die so ermittelten Dissipationsraten für diejenigen Flugabschnitte der einzelnen Mission mit den höchsten Turbulenzintensitäten. Zur Einordnung sind zusätzlich in kursiven Schriftzeichen Angaben für ein CAT Segment, einen Grenzschichtabschnitt (100 m über der Ozeanoberfläche; PE2L4F; Quante et al. 1996)) und einen Turbulenzausbruch im Cirrus (ICE 207 R21b) gemacht. Die Spektraldichten wurden den gemessenen *Fourier*-Spektren im Bereich um 10 Hz entnommen, um dem Interialbereich möglichst nahe zu kommen. Da aber viele der Spektren etwas steiler als mit –5/3 abfallen, handelt es sich bei der angegebenen Abschätzung von  $\varepsilon$  um einen oberen Grenzwert für die tatsächlichen,

momentanen Raten. Einige der Energiekaskaden schienen noch nicht vollständig ausgebildet gewesen zu sein. In diesen Fällen (insbes. ICE 207) sind im weiteren Verlauf möglicherweise noch größere Dissipationsraten aufgetreten. Tabelle 5.2 gibt auch den spektralen Index  $b_0$  im quasi-Inertialbereich und dessen Schwankungen entlang der Flugabschnitte an. Zu seiner Bestimmung wurden mit dem *Meyer-Wavelet* ermittelte Spektren für Untersegmente von ca. 6 bis 8 km Länge berechnet und im hochfrequenten Bereich in doppelt-logarithmischer Darstellung die Steigung mittels Geradenanpassung berechnet.

Flugabschnitt	b <sub>0</sub>	$\varepsilon  [\mathrm{m}^2 \mathrm{s}^{-3}]$
ICE 207 L2a	$-2,25 \pm 0.18$	1,4 10 <sup>-4</sup>
ICE 207 L2b	$-2,00\pm0.18$	1,7 10 <sup>-5</sup>
ICE 212 L4a	$-1,92\pm0.17$	1,3 10 <sup>-6</sup>
ICE 216 L1a	$-1,86 \pm 0.19$	7,0 10 <sup>-8</sup>
ICE 217 L2a	$-1,94 \pm 0.34$	1,4 10 <sup>-5</sup>
EUCREX 108 L3	$-1,99\pm0.32$	1,0 10 <sup>-5</sup>
ARM Cart 94 L3	$-1,73 \pm 0.16$	8,6 10 <sup>-5</sup>
Nora L8	$-1,\!49\pm0.25$	4,3 10 <sup>-5</sup>
ARM Cart 00 L1	$-1,65 \pm 0.13$	2,7 10 <sup>-5</sup>
ICE 207 R21b	-1,98 ± 0.25	1,7 10-4
ICE 207CAT	-2,16 ± 0.32	3,1 10 <sup>-4</sup>
PE2L4F	-1,64 ±0.12	6,1 10 <sup>-4</sup>

Tabelle 5.2: Energiedissipationsraten,  $\varepsilon$ , und spektrale Indizes,  $b_0$ , für ausgewählte Flugabschnitte.

Die turbulenten Dissipationsraten in Cirruswolken überstreichen, wie nach der Inspektion der Energiedichtespektren zu erwarten ist, mehrere Größenordnungen. Die höchsten Werte treten im Zusammenhang mit ausgeprägter Windscherung auf (ICE 207) und liegen im Bereich der in CAT gefundenen, sie reichen auch an die Dissipationsraten für die turbulente, marine Grenzschicht heran (*PE2L4F*). Die niedrigsten Werte, jedoch die höchsten für den jeweiligen Fall, sind für die Mission ICE 216 (Höhentief) zu verzeichnen. Als typisch für Turbulenz in Cirren können Dissipationsraten von  $1 \times 10^{-5}$  bis  $1 \times 10^{-4}$  m<sup>2</sup>s<sup>-3</sup> angesehen werden. Zur weiteren Einordnung der hier ermittelten Dissipationsraten sind in Tabelle 5.3 Werte angegeben, die der Literatur entnommen wurden, sie entstammen verschiedenen Messflügen in Cirruswolken und klarer Luft in mittleren und hohen nördlichen Breiten. Allerdings ist zu einigen der Literaturwerte kritisch anzumerken, dass die Auflösung der Messungen (1 Hz Abtastrate) nicht immer für die verwendeten Auswerteverfahren als ausreichend erscheint und der Inertialbereich der Energiekaskade nicht sicher erfasst werden konnte.

Dissipationsraten $\varepsilon$ [m <sup>2</sup> s <sup>-3</sup> ]	Ort	Referenz	
<i>im Cirrus</i> $0,9 \times 10^{-4} \dots 1,6 \times 10^{-4}$ * $1 \times 10^{-4} \dots 6 \times 10^{-4}$ * $0,4 \times 10^{-4} \dots 2,5 \times 10^{-4}$ $(0,01 \times 10^{-4}) \dots 8 \times 10^{-4}$ *	nördliche Breiten, ehemalige Sowjetunion mittlere Breiten, Osten der ehemaligen Sowjetunion mittlere Breiten, Westeuropa mittlere Breiten USA	Dmitriev et al. (1984, 1986) Ermakov et al. (1984) Quante und Brown (1992) Gultepe und Starr (1995)	
in klarer Luft $1 \times 10^{-5}$ $< 5 \times 10^{-5*}$ $1 \times 10^{-8} \dots 1, 6 \times 10^{-7}$	untere Stratosphäre obere Troposphäre obere Troposphäre	Lilly et al. (1974) Gultepe und Starr (1995) Schumann et al. (1995)	

\* aus 1 Hz Daten abgeleitet, daher weniger zuverlässig

Tabelle 5.3: Typische Werte (Bereiche) für Dissipationsraten im Cirrus und in klarer Luft, wie sie in der Literatur angegeben werden (nach Quante und Starr, 2002).



Abbildung 5.23: Dissipationsraten (oben) und spektrale Indizes (unten, Kreise) sowie deren Schwankungsbereich (grau unterlegt) und Standardabweichung (Fehlerbalken) für 6-8 km Segmente für ausgewählte Missionen. Die horizontale Linie markiert die Steigung von -5/3.

In Abbildung 5.23 sind die Dissipationsraten zusammen mit den spektralen Indizes graphisch dargestellt. Es zeigt sich, dass kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Turbulenzintensität (Dissipationsrate) und dem spektralen Abfall besteht. Viele der ausgewerteten Spektren fielen etwas steiler ab als -5/3, für jede Mission (mit der Ausnahme von I207L2a) waren jedoch Segmente mit einem -5/3 Abfall zu finden, die entsprechende Linie in Abbildung 5.23 liegt im Schwankungsbereich. Auch in Fällen mit hoher Turbulenzintensität war nicht überall ein eindeutiger Inertialbereich auszumachen. Der Turbulenzcharakter in der freien Troposphäre, gekennzeichnet durch spontane Neubildung

124

und stetige Dämpfung, führt dazu, dass nicht immer voll ausgebildete Turbulenz anzutreffen ist.

### 5.2.4 Längenskalen

Die Analyse und Modellierung von stabil geschichteten Scherströmungen, wie sie für das Cirrusniveau in mittleren Breiten typisch sind, basiert häufig auf Verfahren, die charakteristische Längenskalen verwenden (z.B. Hunt et al., 1988; Schumann, 1991; Weinstock, 1992; Tjernström, 1993; Smyth und Moum, 2000). Mit Hilfe der oben angegebenen Dissipationsraten lassen sich einige der relevanten Längenskalen abschätzen. Für die schon in Kapitel 3.4 vorgestellten Ozmidov-Längenskala, Lo, und die Kolmogorov-Mikroskala,  $L_{K}$ , sind in Tabelle 5.4 die entsprechenden Werte aufgelistet. Die dazu notwendigen Abschätzungen der Brunt-Väisälä-Frequenz, für die vorgefundene Strömungssituation sind den entsprechenden Vertikalprofilen (Abschnitt 4.4) durch Interpolation entnommen worden, die kinematische Viskosität der Luft wurde für die gemessenen Temperaturen ermittelt. Wie in Tabelle 5.3 sind auch hier Angaben für diejenigen Flugabschnitte der einzelnen Mission mit den höchsten Turbulenzintensitäten gemacht und zusätzlich in kursiven Schriftzeichen Werte für ein Clear Air Turbulence Segment, einen Grenzschichtabschnitt (100 m über der Ozeanoberfläche; PE2L4F) und einem starken Turbulenzereignis im Cirrus (I207R21b) angegeben.

Flugabschnitt	L <sub>0</sub> [m]	L <sub>K</sub> [m]	L <sub>0</sub> /L <sub>K</sub>
ICE 207 L2a	11,5	4 10 <sup>-3</sup>	$2,9\ 10^3$
ICE 207 L2b	4,0	7 10 <sup>-3</sup>	5,7 10 <sup>2</sup>
ICE 212 L4a	1,3	$12 \ 10^{-3}$	$1,1 \ 10^2$
ICE 216 L1a	0,2	35 10 <sup>-3</sup>	6
ICE 217 L2a	3,2	7 10 <sup>-3</sup>	4,6 10 <sup>2</sup>
EUCREX 108 L3	4,2	8 10 <sup>-3</sup>	5,3 $10^2$
ARM Cart 94 L3	12,1	6 10 <sup>-3</sup>	$2,0\ 10^3$
NoraL8	5,7	6 10 <sup>-3</sup>	9,5 10 <sup>2</sup>
ARM Cart 00 L1	6,7	7 10 <sup>-3</sup>	9,6 10 <sup>2</sup>
ICE 207 R21b	7,6	4 10 <sup>-3</sup>	$1,9\ 10^3$
ICE 207 CAT	17,1	3 10-3	5,7 10 <sup>3</sup>
PE2L4F	-	1 10 <sup>-3</sup>	-

Tabelle 5.4: Ozmidov-Längenskala,  $L_0$ , und Kolmogorov-Mikroskala,  $L_K$ , sowie deren Verhältnis für ausgewählte Flugabschnitte.

Die Kolmogorov-Skala bewegt sich im Bereich von 4 bis 35 Millimetern, bei dieser Wirbelgröße gewinnen Zähigkeitskräfte gegenüber Inertialkräften die Oberhand und

Dissipation setzt ein. Ein relevanter Einfluss von Auftriebskräften (stabile Schichtung) auf die Turbulenzelemente liegt bei Längenskalen größer als die durch die Ozmidov-Skala gegebenen vor. In Cirruswolken wurden Ozmidov-Skalen von 20 cm bis zu 12 m gefunden, diese Skalen können auch als Obergrenzen für einen ausgeprägten Intertialbereich angesehen werden. Es handelt sich hier um sehr geringe Skalenlängen, und es ist zu erwähnen, dass diese einen Raumbereich von vielen Kilometern repräsentieren. Lokal können deutliche Abweichungen auftreten, die jedoch mit den verfügbaren Messmöglichkeiten statistisch nicht zu erfassen waren. Die Bestimmung der Ozmidov-Skala hängt auch von der Qualität der Abschätzungen der *Brunt-Väisälä*-Frequenz (3. Potenz) ab, die, wie in Abschnitt 4.4 angesprochen wurde, bei den Flugmissionen durch die grobe, vertikale Auflösung des Flugmusters im Wolkenfeld nur als Richtwert bestimmt werden konnte. Eine genaue Fehlerabschätzung ist nicht möglich. Die größten Werte (bis 12 m) für L<sub>0</sub> waren in den Fällen mit deutlicher Scherung zu finden. Der höchste Wert trat mit 17 m im *clear air turbulence* Segment auf, typische Werte im Cirrus liegen unter 10 m.

Ausgeprägte Turbulenz kann dann existieren, wenn die Ozmidov-Längenskala signifikant größer ist als die Kolmogorov-Mikroskala (Schumann und Gerz, 1995), nur dann existiert genügend Entfaltungsraum für die Ausbildung eines ausgeprägten Interialbereichs mit den Wirbelmechanismen der Energieübertragung auf kleineren Skalen (z.B. Tennekes und Lumley, 1972; Chorin, 1994; Pullin und Saffman, 1998). Dazu ist in Tabelle 5.4 das Verhältnis der beiden hier betrachteten Längenskalen,  $L_0/L_K$ , aufgeführt, dieses Verhältnis variiert über drei Größenordnungen. Es ist aus Sicht der Kräfteverhältnisse, mit Ausnahme von ICE 216, die Ausbildung eines Trägheitsbereichs sicher möglich, es handelt sich hier auch für die jeweiligen Fallstudien um die Wolkenbereiche mit höchster Turbulenzintensität.

Als weitere Längenskala wird häufig die Auftriebslängenskala,  $L_B$  (*buoyancy length scale*), angegeben (Definition in Abschnitt 3.3), entsprechende Werte wurden im Abschnitt 5.1.2 vorgestellt. Die Werte liegen für alle Flugabschnitte etwas höher als diejenigen für die Ozmidov-Skala, allerdings werden die von Bacmeister et al. (1996) angegebenen Faktoren zwischen  $L_B$  und  $L_O$  von 10 bis 30 hier nicht gefunden.

### 5.2.5 Externe Intermittenz

Viele der im Cirrus-Niveau erhobenen Zeitreihen zeigen beträchtliche Variabilitäten auf unterschiedlichen Skalen und ein eindeutig intermittentes Verhalten. Das Phänomen der Intermittenz ist eng mit dem Fluidzustand Turbulenz verknüpft. Der Begriff Intermittenz stammt aus dem physikalischen Gebiet der Dynamik und beschreibt das Merkmal eines nichtlinearen dynamischen Systems, dessen im wesentlichen reguläres Verhalten durch seltene, kurzweilige Phasen chaotischen Verhaltens unterbrochen wird. Es existiert auch in der Turbulenzforschung keine eindeutige Definition von Intermittenz (Kholmyansky und Tsinober, 2001). Nach Dutton et al. (1969) kann eine Datenreihe als intermittent charakterisiert werden, wenn ihre Stichprobenvarianz deutlich ungleichförmig in einer solchen Form verteilt ist, so dass ein relativ großer Anteil der Gesamtvarianz von einem relativ kleinen Anteil der Stichprobe herrührt.

Im allgemeinen wird zwischen externer/globaler und kleinskaliger/intrinsischer Intermittenz unterschieden (Mahrt, 1989; Tsinober, 2001; Muschinski et al., 2004). Dass turbulente Strömungen, auch die sogenannte voll entwickelte, homogene und isotrope Turbulenz, auf kleinster Skala intermittentes Verhalten zeigen, ist schon seit einigen Jahrzehnten bekannt (z.B. She et al., 1990; She und Orzag, 1991; Sreenivasan, 1999), ihr Ursprung liegt im nicht-Gauß'schem Verhalten von turbulenten Strömungen, das mit zunehmender Reynoldszahl und abnehmender Skala immer deutlicher hervortritt (Tsinober, 2001). Intrinsische Intermittenz ist ein als natürliche Konsequenz von Kaskadenprozessen (Abschnitt 3.2) auftretendes Phänomen (Jiménez, 2000). Die physikalische Erklärungsansätze gehen auf Kraichnan (1974) zurück, ihre direkte Ableitung aus den Navier-Stokes-Gleichungen gestaltet sich jedoch schwierig (Nelkin, 2000).

Aufgrund des unterschiedlichen Einflusses der lokalen Reynoldszahl auf die vorherrschenden physikalischen Vorgänge wird zwischen der Trägheitsbereich-Intermittenz und Dissipations-Intermittenz unterschieden (Frisch, 1995; Sreenivasan und Antonia, 1997). Der aktuelle Wissensstand zu den vielen Facetten der Intermittenz in turbulenten Strömungen ist in einem von Vassilicos (2001) herausgegebenen Buch zusammengetragen.

Kleinskalige, intrinsische Intermittenz ist ein für die Wolkenphysik wichtiges Problemfeld, da die Nukleation und das Wachstum der Hydrometeore sowie die Mikrostruktur der Wolken dadurch direkt beeinflusst wird, und stößt daher auf ein großes Interesse (z.B. Vaillancourt und Yau, 2000; Muschinski und Lenschow, 2001; Shaw, 2003). Sie kann jedoch durch die Feldmessungen mit den verfügbaren Sensoren im Cirrusniveau nicht erfasst werden und muss daher hier unberücksichtigt bleiben.

Das intermittente Erscheinungsbild der Turbulenz auf größeren Skalen geht auf die Bildung und Evolution in den gegebenen Strömungssituationen zurück. Die Ursachen für Turbulenz in der oberen Troposphäre sind eher an zeitlich und räumlich sporadisch auftretende Instabilitäten auf unterschiedlichen Skalen geknüpft (brechende Wellen, Kelvin-Helmholtz-Instabilität, Einmischen in Wolken, wolkenphysikalische Vorgänge). Der Bildung folgt in der stabil geschichteten Strömung unmittelbar ein Dämpfen der Intensität in unterschiedlicher Ausprägung, das mitunter zum sogenannten Turbulenz-Kollaps führen kann (Etling, 1993). Diese sporadische Bildung im Zusammenwirken mit anschließender Dämpfung führt zu einem momentanen, intermittenten Strömungsbild. Über eine direkte, skalenübergreifende Interaktion (Lumley, 1992) beeinflusst die große Wirbel dominierende, externe Intermittenz auch die intrinsische. Es ist auch zu erwähnen, dass ein spektraler Index von -5/3 konsistent mit Intermittenzeffekten sein kann und nicht immer auf eine Energiekaskade hinweist (Hunt und Vassilicos, 1991; She und Orzag, 1991). Die Verteilung von für die Wolkenevolution wichtigen Beimengungen über größere vertikale Bereiche unterliegt in der stabilen Troposphäre der sogenannten Intermittenz des Mischens, ein stufenweiser Transport durch sporadisch auftretende, räumlich ineinandergreifende Turbulenzschichten (Dewan, 1981; Vanneste und Haynes, 2000).

# Intermittenz und Wavelets

Es hat einige Bemühungen gegeben, Intermittenz in verschiedenen Zusammenhängen zu quantifizieren, was zu unterschiedlichen, sogenannten Intermittenzfaktoren führte (siehe z.B. Übersicht in Kuznetsov et al., 1992). Einfach formuliert, kann ein Intermittenzfaktor als der Bruchteil eines Volumen oder der Zeit definiert werden, in dem eine Variable als "aktiv" bezeichnet werden kann. Der Intermittenzfaktor oder Intermittenzparameter ist somit an die Wahl eines Schwellwertes gekoppelt, oberhalb der von "aktiv" (hier: erhöhte Turbulenzintensität) gesprochen werden kann. Eine Möglichkeit Intermittenz quantitativ auf unterschiedlichen Skalen zu betrachten, besteht darin, die zu untersuchenden Zeitreihen über die *Wavelet*-Transformation in eine Koeffizientenmatrix zu überführen und diese dann

skalenabhängig zu analysieren, ähnlich den Verfahren, wie sie von Hagelberg und Gamage (1994) und Camussi und Guj (1997) beschrieben wurden.

Die Überführung der Datenreihen in den Zeit/Perioden-Bereich (bzw. Raum/Skalen-Bereich) basiert hier auf der kontinuierlichen *Wavelet*-Transformation, die gewählt wurde, um eine zufällige Phasenlage von Einzelereignissen nicht überzubewerten. Als Analysefunktion kam das *Marr*-Wavelet zur Anwendung, da dieses gewisse Ähnlichkeit mit dem von Tennekes und Lumley (1972) benutzten Modellwirbel zur Skalenzerlegung in der Energiekaskade aufweist und von anderen möglichen Analysefunktionen keine Vorteile zu erwarten waren.

Die Ergebnisse der Wavelet-Transformationen werden üblicherweise in zweidimensionaler Form als sogenannte Skalogramme dargestellt (Quante et al., 2002). Die nachfolgenden drei Abbildungen 5.24-5.26 zeigen Beispiele solcher Skalogramme für Flugabschnitte mit unterschiedlicher Ausprägung der Intermittenz. Der Aufbau der Abbildungen ist wie folgt: in a) ist die Originalzeitreihe in schwarz und die aus der inversen Wavelet-Transformation zurückgerechnete in grün aufgetragen (vertikale Verschiebungen deuten das Fehlen einiger sehr großperiodischer Koeffizienten an, die den Trend und Mittelwert beinhalten, hier aber keine Rolle spielen); b) zeigt das Skalogramm, die quadrierten Koeffizienten stehen für die lokale Wavelet-Varianz (Percival, 1995) und somit für die lokalen Energiebeiträge, für jeden Zeitpunkt sind somit lokale Energiespektren zu sehen (Hudgins et al., 1993). Ihr Betrag ist farbkodiert und überstreicht dyadisch verteilt von blau nach rot Wavelet-Varianzen von 0.05 m<sup>2</sup>s<sup>-2</sup> bis 10 m<sup>2</sup>s<sup>-2</sup>. In c) und d) sind über Perioden-Bänder gemittelte Wavelet-Varianzen gezeigt, die Skalenlängen von etwa 15 m bis 300 m bzw. 300 m bis 1 km repräsentieren. Die gestrichelten Linien geben jeweils das globale 95 %-Signifikanzniveau an, das unter der Annahme von Rotem Rauschen im Globalspektrum (Markov Prozess mit  $\alpha = 0,72$ ) unter Berücksichtigung der durch die Mittelung erhöhten Freiheitsgradzahl berechnet wurde (Torrence und Compo, 1998).

Das Turbulenzfeld in Abbildung 5.24 zeigt sich sehr intermittent, während eines Turbulenzereignisses (Scherungsinstabilität) zwischen ca. 320 s und 400 s erreichen die w-Fluktuationen Werte von bis zu 3 ms<sup>-1</sup> vor sonst relativ ruhigem Hintergrund. In diesem Bereich ziehen sich die Varianzen im Skalogramm mit hohen Werten bis hinunter zu sehr kleinen Perioden (Skalen), wohingegen in den angrenzenden Abschnitten kaum noch signifikante Energiebeiträge bei kleinen Skalen zu sehen sind. Die das Ereignis tragenden Schwankungen die periodengemittelten dominieren auch Varianzen auf beiden Skalenintervallen in c) und d) und liegen deutlich oberhalb der Signifikanzlinie. Eine durch mehrere turbulente Abschnitte gekennzeichnete Datenreihe ist in Abbildung 5.25 zu sehen, mehr und weniger turbulente Regionen folgen in unregelmäßigem Wechsel aufeinander. Während der Mission EUCREX 108 waren viele verteilte Instabilitäten (Konvektion) für das Erscheinungsbild der Strömung verantwortlich, sie zeigen sich insbesondere bei kleineren Perioden bis zu 300 m Skalenlänge (Abbildung 5.25c). Ein eher einheitliches Bild zeigt sich in Abbildung 5.26, in ihrer Skalenzuordnung sind die Energiebeiträge relativ gleichmäßig über den Datenabschnitt verteilt, was so auch für die gesamte Mission ARM Cart 94 gefunden wurde. Im Intervall der Perioden von 4 bis 20 s (Skalen von 600 m bis 3 km) liegen die lokalen Maxima. Die zugehörigen Strukturen führen auch zum Maximum im entsprechenden Fourier-Spektrum in Abbildung 5.21 zwischen 0,25 Hz und 0,05 Hz. Die Fourier-Analyse ermöglicht im Gegensatz zur Wavelet-Analyse jedoch keine Aussagen über die räumliche Verteilung der Energiebeiträge.



Abbildung 5.24: Skalogramm (Zeit/Ort-Periode/Skala) der quadrierten Marr-Wavelet Koeffizienten (b) für die w-Zeitreihe, schwarze Linie in (a), des Flugabschnitts R2.1b der Mission ICE 207. Die Farbkodierung überstreicht von blau nach rot Wavelet-Varianzen von  $0.05 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$  bis 10  $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ . In c) und d) sind über Perioden-Bänder gemittelte Wavelet-Varianzen gezeigt, die Skalenlängen von etwa 15 m bis 300 m bzw. 300 m bis 1 km repräsentieren. Die gestrichelten Linien geben hier das globale 95 % Signifikanzniveau an.



Abbildung 5.25: Skalogramm (Zeit/Ort-Periode/Skala) der quadrierten Marr-Wavelet Koeffizienten (b) für die w-Zeitreihe, schwarze Linie in (a), des Flugabschnitts L3 der Mission EUCREX 108. Die Farbkodierung überstreicht von blau nach rot Wavelet-Varianzen von  $0.05 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$  bis 10  $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ . In c) und d) sind über Perioden-Bänder gemittelte Wavelet-Varianzen gezeigt, die Skalenlängen von etwa 15 m bis 300 m bzw. 300 m bis 1 km repräsentieren. Die gestrichelten Linien geben hier das globale 95 % Signifikanzniveau an.



Abbildung 5.26: Skalogramm (Zeit/Ort-Periode/Skala) der quadrierten Marr-Wavelet Koeffizienten (b) für die w-Zeitreihe, schwarze Linie in (a), des Flugabschnitts L3 der Mission Cart 94. Die Farbkodierung überstreicht von blau nach rot Wavelet-Varianzen von  $0.05 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$ bis 10 m<sup>2</sup>s<sup>-2</sup>. In c) und d) sind über Perioden-Bänder gemittelte Wavelet-Varianzen gezeigt, die Skalenlängen von etwa 15 m bis 300 m bzw. 300 m bis 1 km repräsentieren. Die gestrichelten Linien geben hier das globale 95 % Signifikanzniveau an.

#### Intermittenzparameter

Als quantitativer Zugang zur Intermittenz soll nun ein Verfahren vorgestellt werden, das auf die Möglichkeiten der *Wavelet*-Analyse zur bedingten Auswahl (*conditional sampling*) zurückgreift. Die Intermittenz wird dabei direkt aus den quadrierten Koeffizienten der *Wavelet*-Transformation  $(T_a(b)^2)$  für die Vertikalwindgeschwindigkeit w, die ein Maß für den lokalen, turbulenten Energieanteil darstellen, bestimmt. Dazu wird das Signal skalenabhängig mit Hilfe einer Indikatorfunktion in Abschnitte mit hoher lokaler Energie und dem Hintergrund unterteilt. Es ist zunächst eine Indikatorfunktion zu definieren:

$$I_{a}(b) = \begin{cases} 1 \quad wenn \left[T_{a}(b)\right]^{2} > S \left\langle \left[T_{a}(b)\right]^{2} \right\rangle \\ 0 \quad sonst, \end{cases}$$
(5.18)

die spitze Klammer bezeichnet hier den Mittelwert der Größe über den betrachteten Datenabschnitt, S ist ein Schwellwert, der aus der Datenreihe entsprechend stark vom Mittelwert abweichende Koeffizienten auswählt. Diese Indikatorfunktion wird für die Skala a errechnet, wobei vorher auch eine Mittelung der quadrierten Wavelet-Koeffizienten über einen Bereich von Skalen stattgefunden haben kann. Der Intermittenzparameter  $IP_a(S)$  lässt sich entsprechend der oben aufgeführten Definition von Intermittenz wie folgt ermitteln:

$$IP_{a}(S) = \frac{Träger \ der \ Ereignisse (Zeit \ für \ die \ I_{a}(b)=1)}{Gesamtlänge \ des \ Datensegments}$$
(5.19)

Dieser Intermittenzparameter bewegt sich zwischen 0 und 1 und ist ein Maß für die Häufigkeit des Auftretens mehr oder weniger (abhängig vom Schwellwert S) turbulenter Episoden im Messabschnitt, hierbei ist jedoch nichts mehr über deren räumliche Verteilung gesagt. Wenn bei großem Schwellwert der Intermittenzparameter klein ist, aber nicht verschwindet, handelt es sich um relativ selten auftretende (sehr intermittente) aber energetisch bedeutende (evtl. kohärente) Strukturen. Ein großer IP weist auf eine ausgeglichene Verteilung der Energiebeiträge entlang des Flugweges hin. Da diese Definition des Intermittenzparameters sehr stark vom gewählten Schwellwert, S, abhängt, wird in der Ergebnisdarstellung ein Bereich von relevanten S betrachtet.

### Anwendung auf die Daten

Für die ausgewählten Flugabschnitte der Cirrus-Missionen wurden wie oben angegeben die *Wavelet*-Koeffizientenmatrizen berechnet. Um die Ergebnisdarstellung zu erleichtern, wurden die quadrierten Koeffizienten über drei Bänder im Skalenraum gemittelt und für die so entstandenen Koeffizientenreihen die Intermittenzparameter für Schwellwerte von 1 bis 10 bestimmt, über S = 10 waren kaum noch Beiträge zu verzeichnen. Als Mittelungsperioden wurden 0,1 s bis 2 s, 2 s bis 6,7s und 6,7 s bis 13,3 s, was in etwa räumlichen Skalenausschnitten von 15 m bis 300 m, 300 m bis 1 km und 1 km bis 2 km entspricht. Längere Perioden kamen wegen der zu geringen, theoretisch möglichen Ereigniszahl nicht mehr in Betracht. Die Auswahl der Mittelungsgrenzen basiert auf der Inspektion der Skalogramme und *Fourier*-Spektren, der erste Bereich beinhaltet eine mögliche Energiekaskade, der letzte erfasst auch konvektive Ereignisse, dazwischen liegen

typischerweise kleinerskalige, konvektive Ereignisse und einzelne Wirbel des Auftriebsbereichs.

Die Diagramme in Abbildung 5.28 a-h) zeigen für die angegebenen Flugabschnitte den Intermittenzparameter in Abhängigkeit vom Schwellwert (Gl. 5.19). Zur Orientierung ist die Kurve, die diese Abhängigkeit für eine gaußverteilte Zufallsvariable mit einem –5/3 Spektrum zeigt, in die einzelnen Graphen eingezeichnet. Es ist nicht zu erwarten, dass die zur Intermittenz führenden Prozesses in der freien Troposphäre normalverteilt auftreten, wie es häufig in der turbulenten Grenzschicht zu finden ist, so auch in dem hier zu Vergleichszwecken herangezogenen Abschnitt aus der marinen Grenzschicht (Abbildung 5.27), wo die Abweichungen vom Gaußverhalten auf der 1 km bis 2 km Skala (6,7 s bis 13,3 s) bei großen Schwellwerten auf eindeutig identifizierte, konvektive Zellen zurückzuführen sind.



Abbildung 5.27: Intermittenzparameter IP in Abhängigkeit vom Schwellwert, S, für einen Flugabschnitt aus der marinen Grenzschicht; weitere Erläuterungen im Text.

Für alle Cirrusfälle zeigt die Abhängigkeit des Intermittenzparameters vom Schwellwert deutliche Abweichungen bei höherem S von der Kurve für normalverteilte Ereignisse, bei S größer als drei liegen die Werte oberhalb der Vergleichslinie. Intermittenz ist die Regel, sie stellt sich jedoch für die drei Skalenbereiche unterschiedlich dar. Die Art der Abweichung ist sowohl vom Schwellwert wie auch vom betrachteten Mittelungsintervall abhängig. Für einige Fälle zeigt sich die Intermittenz eher auf kleineren Skalen (ICE 207, ICE 216, ICE 217, NORA), für diese Strömungen spielt jeweils die Scherung im betrachteten Höhenbereich eine Rolle. Für die Missionen EU 108, Cart 94 und Cart 00 heben sich auch bei hohen Schwellwerten noch die IPs für die größeren Skalen ab, hier führen vereinzelte, konvektive Ereignisse oder möglicherweise auch sporadisch auftretende Strukturen (Wirbel, kurze Wellenzüge) zu diesem Ergebnis. Die einzelnen Skalenbereiche heben sich erst für größere Schwellwerte signifikant voneinander ab, eine Ausnahme bildet hier die Mission ARM Cart 94, für die für kleine S (ab 3) schon der Skalenbereich von 300 m bis 1 km herausragt, während die anderen beiden Skalenbereiche der Kurve für Gauß'sches Verhalten folgen. Cart 94 ist der einzige Cirrusfall, der sich im gesamten Wolkenbereich durch eine relativ gleichmäßige Verteilung der Turbulenzaktivität auszeichnet, was sich auch in den Energiedichtespektren (Abbildung 5.13) zeigt.



Abbildung 5.28 a-h): Intermittenzparameter IP in Abhängigkeit vom Schwellwert, S, für ausgewählte Flugabschnitte; weitere Erläuterungen im Text.

Weitere Details sollen hier nicht im einzelnen betrachtet werden, da deren Repräsentativität durch den zeitlich zufälligen Charakter der Beprobung in den jeweiligen Höhenniveaus während der Cirrusmissionen eingeschränkt ist. Die hier gezeigten Intermittenzparameter machen keine Aussage über die absoluten Intensitäten der verteilten Vertikalwind-fluktuationen, da relative Abweichungen von den jeweiligen Mittelwerten in die bedingte Auswahl eingehen. Sie können jedoch als realistische, räumliche Verteilungen der Varianz auf unterschiedlichen Skalen angesehen werden, wie sie für Modellierzwecke benötigt werden, insbesondere um die Verteilungsstruktur der w-Fluktuationen im nicht aufgelösten Bereich (*subgrid*) in Parameterisierungen zu berücksichtigen.

# 5.3 Ausgewählte Beispiele zu Wellen, Wolkenkanten und Kondensstreifen

# 5.3.1 Wellen im Cirrus-Niveau

Diese Arbeit befasst sich vorwiegend mit der Turbulenz in Cirruswolken. Wellen werden hier zusätzlich angesprochen, da es sich bei ihnen um ein weiteres dynamisches Phänomen handelt, das häufig in Cirren und deren Umgebung beobachtet wird. Wie in Abschnitt 3.6.2 ausgeführt ist, sind Wellen als eine der wesentlichen Quellen für Turbulenz in der oberen Troposphäre anzusehen. In den untersuchten Datensätzen wurden in allen Fällen Hinweise auf Wellenbewegungen gefunden, die jedoch häufig nicht eindeutig von Turbulenz zu trennen waren. Die Inspektion von Zeitreihen der Vertikalwindkomponente, w, und der potentiellen Temperatur,  $\Theta$ , verdeutlicht die Präsenz von Wellen mit variabler Wellenlänge und Amplitude in den unterschiedlichen Strömungsfeldern der Cirrusgebiete. Als analytisches Hilfsmittel kam die Kreuzspektralanalyse zum Einsatz, mit deren Hilfe die Phasenbeziehung zwischen w und O bestimmt werden kann (z.B. Axford, 1971). Bei linearen Schwerewellen tritt eine Phasenverschiebungen von 90° zwischen diesen Größen auf, Bereiche in denen die beiden Variablen phasengleich oder mit einer Verschiebung von 180° verlaufen, gelten als Turbulenzgebiete oder konvektiv geprägte Bereiche (Dewan, 1985). Es wurden Ko-, Quadratur-, quadratische Kohärenz- und Phasenspektren für die Flugabschnitte aller Missionen berechnet. Bereiche, für die eine 90°-Phase mit hoher quadratischer Kohärenz (~0.8 und größer) zusammenfiel, wurden als Welle gewertet und die entsprechenden Frequenzen mit der wahren Luftgeschwindigkeit des Messflugzeugs in Wellenlängen umgerechnet. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die in dem Wellenfeld und in den Instabilitäten gemessenen Zeitreihen eindimensionale Schnitte an Punkten durch die Wellenund Wirbelstrukturen darstellen, deren relative Lage zur Gesamtstruktur nicht bekannt ist, was die Interpretation der gewonnenen Daten erschwert. Da die horizontalen Messstrecken die Wellenzüge in einem meistens nicht erfassten Winkel schneiden, müssen entsprechend ermittelte Wellenlängen als obere Schätzwerte angesehen werden.

Da die Wellenzüge häufig auf einen kleineren Raumbereich beschränkt waren, d.h. die zu analysierenden Zeitreihensegmente relativ kurz sind, wurde die Kreuzspektralanalyse auf Basis der multivariaten Maximum-Entropie-Methode (MEM) durchgeführt, die, wie auch die vertrauenswürdige Spektralschätzwerte mit guter Frequenzauflösung für univariate, Datensegmente von geringer Länge ermöglicht (z.B. Kay und Marple, 1981). Hier kommt neben der besseren Frequenzauflösung auch der Vorteil der MEM, bei ungünstigen Signal-Rausch-Verhältnissen (Welle in Turbulenz) zuverlässigere Spektralschätzwerte zu liefern, zum Tragen (z.B. Haykin und Kesler, 1983). Der dazu verwendete Algorithmus wurde von Y. Hayashi (1981) für komplexe Zeitreihen kodiert und digital zur Verfügung gestellt. Er basiert auf der von Morf et al. (1978) für den multivariaten Fall generalisierten, autoregressiven Datenanpassung. Intensive Experimente mit Testdatensätzen und der Vergleich mit der FFT-Methode für lange Zeitreihen bestätigte die Zulässigkeit der Verfahrensweise. Die verwendete Ordnung des bivariaten, autoregressiven Prozesses zur Spektralberechnung wurde jeweils in Ermangelung objektiver Verfahren durch systematische Variation orientiert am Akaike-Informationskriterium (Akaike, 1974) bestimmt. Auf die Vermeidung des Phänomens des line-splitting (Fougere, 1976; Marple, 1987) wurde dabei insbesondere in den interessanten Spektralbereichen geachtet. Wellenaktivität war in fast allen untersuchten Fällen zu finden, im nachfolgenden sollen lediglich ausgewählte Beispiele zweier Cirrusmissionen vorgestellt werden, die mit der Turbulenzerzeugung verbundene Aspekte der Wellenphänomene im Cirrus beleuchten.

Ein besonders relevantes Wellenereignis trat während der Mission ICE 207 auf. In der Scherströmung des Strahlstroms konnten sowohl Messungen in den Wellenzügen zu Beginn der Instabilität wie auch in der durch das Brechen der Wellen verursachten Turbulenz durchgeführt werden. Das während dieser Mission verwendete Flugmuster erlaubt eine zuverlässige Abschätzung der zugehörigen Wellenlängen, da das Strömungsfeld unter verschiedenen Anflugrichtungen beprobt wurde. Die Abbildung 5.29 zeigt die w-Zeitreihen unmittelbar oberhalb der an diesem Tag gefundenen Cirrusbewölkung in 9.5 km Höhe. In den Daten ist ein ausgeprägtes Wellenfeld zu erkennen, das sich über große Teile des Untersuchungsgebietes ausdehnte. Einige der Wellenzüge wiesen deutlich erhöhte Amplituden auf, die Werte zwischen 0.5 und 1 ms<sup>-1</sup> erreichten. Als grundlegendes Flugmuster wurde für diese Mission das sogenannte "butterfly pattern" gewählt. Die Ausrichtung der Wellen relativ zur mittleren Windrichtung ist prinzipiell unbekannt, da sich Wellen selten mit dem mittleren Wind in einem Niveau ausbreiten. Jedoch kann aus der Anordnung der Flugabschnitte die relative Lage des Wellenfeldes zu diesen abgeschätzt werden. Abbildung 5.30 skizziert die aus dieser Anordnung folgende, idealisierte Lage des Wellenfeldes zu den Flugabschnitten. Der Flugabschnitt C-D war in etwa senkrecht zum mittleren Wind ausgerichtet, der Abschnitt D-A verlief in etwa in Richtung des Windes. Der Abschnitt D-A weicht ca. 15° von der Senkrechten auf den Wellenkämmen ab. Der Flugabschnitt C-D schneidet die Wellen unter sehr flachem Winkel, was sich in deren sehr langperiodischem Erscheinen entlang des Flugabschnittes C-D in Abbildung 5.29 niederschlägt.



Abbildung 5.29: Zeitreihen der Vertikalwindkomponente auf den Flugabschnitten im Höhenniveau 9.5 km (L1) der Mission ICE 207.



Abbildung 5.30: Flugmuster der Mission ICE 207 und dessen Ausrichtung zum mittleren Wind im Höhenniveau 9,5 km. Die gestrichelten Linien deuten die idealisierte Lage des Wellenfeldes an.

Zur weiteren Charakterisierung der Wellen wurden Maximum-Entropie-Kreuzspektren zwischen der Vertikalwindkomponente und der potentiellen Temperatur berechnet. Diese ergaben für den Flugabschnitt D-A einen Zusammenhang, der eindeutig auf einen linearen Wellenzug hinweist. In Abbildung 5.31 sind die entsprechenden Energie-, Phasen- und Kohärenzspektren dargestellt. Die Energiedichtespektren für w und  $\theta$  zeigen auffällige, isolierte Spitzen bei der Frequenz von 0,05 Hz (Abbildung 5.31 a und b). Bei dieser Frequenz ist auch eine Phasenverschiebung von ca. –90° zwischen den Größen bei gleichzeitig hoher Kohärenz zu verzeichnen (Abbildung 5.31 c und d). Die Bestimmung der zugehörigen geometrischen Distanzen mit Hilfe der wahren Flugzeuggeschwindigkeit (*TAS* = 189 ms<sup>-1</sup>) und der entsprechenden Winkelkorrektur (15°) führt zu einer Wellenlänge von 3,6 km. Ein nicht ganz so ausgeprägter Fall (geringe Amplituden im Spektrum aber hohe Kohärenz) ist bei ca. 0,12 Hz zu finden, die zugehörige Wellenlänge ergibt sich zu ca. 1,5 km.

Die Analyse der Phasenbeziehungen zwischen w und  $\theta$  für den Flugast A-B im Niveau 9,5 km führt zu ähnlichen Ergebnissen wie sie für den Flugabschnitt D-A zu verzeichnen waren. Allerdings weisen die Energiedichtespektren hier keine eindeutig isolierten Spitzen auf. Der in Abbildung 5.29 ersichtliche Wellenzug mit ausgeprägter Vertikalwindkomponente tritt nur im ersten Teil der Zeitreihe für die Strecke A-B auf, daher wurde diese für die Kreuzspektralanalyse in zwei Segmente a: 0-200 s und b: 200-400 s aufgeteilt. Abbildung 5.32 a,b zeigt die Energiedichtespektren für diese Segmente, das MEM Spektrum wurde jeweils zur hochfrequenten Seite mit einem Fourier-Spektrum (FFT) ergänzt, um die Anbindung an kleinskalige Turbulenz zu überprüfen. Die FFT-Spektren lösen den niederfrequenten Bereich nicht gut genug auf, dieser wurde daher mit der MEM analysiert. Die spektralen Maxima in den MEM-Spektren unterhalb von 0,1 Hz laufen nicht mit einem Abfall von -5/3 aus, der auf einen turbulenten Inertialbereich hindeuten würde, was ein erster Hinweis auf isolierte Beiträge und Wellenaktivität ist. Für das Segment a ist der spektrale Abfall deutlich steiler als -3 und somit die Existenz eines Auftriebsspektrums auch ausgeschlossen. Die Turbulenzintensität ist ohnehin in diesem Höhenniveau unmittelbar oberhalb der Wolken verschwindend gering. Die zugehörigen Phasen- und Kohärenzspektren sind in Abbildung 5.33 dargestellt. Bei den Frequenzen der Maxima im Energiedichtespektrum für das Segment a um 0,0085 Hz und 0,04 Hz (Abbildung5.32 a)

zeigen sich auch im Kohärenzspektrum (Abbildung 5.33c) hohe Werte, 0,95 bis 0,99, der quadrierten Kohärenz. Eine Phasenbeziehung um 90° ergabt sich aber nur für die Spitze um 0,04 Hz (Abbildung 5.33a), die einen linearen Wellenzug markiert. Die Transformation der Lage des Maximums aus dem Frequenzraum in den geometrischen Raum mit Hilfe der TAS (187 ms<sup>-1</sup>) und anschließender Winkelkorrektur (40°) führt wie für den Flugast D-A wieder zu einer Wellenlänge von ungefähr 3,6 km. Für das Segment b des Flugastes A-B zeigen sich keine entsprechenden Signaturen in den Spektren. Das hervorstechende Maximum bei 0,01 Hz im Energiedichtespektrum (Abbildung 5.32b) ist nur mit sehr niedrigen Werten unter 0,5 im Kohärenzspektrum (Abbildung 5.33d) verbunden. Insgesamt liegt auf Teilen des Höhenniveaus bei 9,5 km eindeutig ein Wellenfeld mit Wellenlängen von ca. 3,5 km vor. Die Inspektion der Zeitreihe für den Flugabschnitt B-C lässt aufgrund der ansteigenden Amplituden bis auf 1,5 ms<sup>-1</sup> zwischen 70 und 90 s den Beginn einer Instabilität vermuten. Da sich das Strömungsfeld während der Mission ICE 207 durch eine ausgeprägte Windscherung in der oberen Troposphäre auszeichnete, die auch das hier betrachtete Höhenniveau einschloss, liegt es nahe, das hier vorliegende Wellenereignis dem Beginn einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität (Abschnitt 3.6.3) zuzuordnen. Die Scherschichtdicke betrug ca. 2,5 km, womit die gefundene Wellenlänge der Kelvin-Helmholtz-Wellen von 3,6 km vereinbar wäre.



Abbildung 5.31: Energiedichte- (a, b), Phasen- (c) und quadriertes Kohärenzspektrum (d) von Vertikalwind und potentieller Temperatur für den Flugabschnitt D-A der Mission ICE in 9.5 km Höhe.


Abbildung 5.32: Fourier– (FFT) und Maximum-Entropie- (MEM) Energiedichtespektren der vertikalen Windkomponente w der Segmente a und b des Flugabschnitts A-B der Mission ICE 207 im Höhenniveau von 9.5 km.



Abbildung 5.33: Phasen- und quadriertes Kohärenzspektrum (MEM) aus Vertikalwind und potentieller Temperatur für den Flugabschnitt A-B der Mission ICE in 9,5 km Höhe; a und c) Segment a; und b) und c) Segment b.

Im Flugniveau direkt unterhalb der Wellenaktivität, auf einer Höhe von 8,9 km im oberen Bereich der Cirruswolkenschicht, traten in Teilen des vermessenen Gebietes, das mit dem identischen Muster wie das Höhenniveau 9,5 km beprobt wurde (Abbildung 5.30), stark erhöhte Turbulenzintensitäten auf. Die Möglichkeit, dass diese Intensitäten brechende Wellenzüge zur Ursache hatten, wird als sehr wahrscheinlich erachtet. Wie in der Abbildung 5.34, die Abschnitte der Zeitreihen des Vertikalwindes, der Windkomponente U, der potentiellen Temperatur und der Partikelanzahl entlang des Flugastes A-B zeigt, zu sehen ist,



Abbildung 5.34: Zeitreihen der Vertikalwindkomponente, w, der Horizontalwindkomponente, U, der potentiellen Temperatur,  $\theta$ , und der Partikelkonzentration, N, entlang des Flugabschnittes A-B im Höhenniveau 8.9 km (L2) der Mission ICE 207.

treten auf dem Flugabschnitt sägezahn- oder rampenähnliche Signaturen zwischen den Zeitmarken 40 und 110 Sekunden in den Zeitreihen der potentiellen Temperatur und der horizontalen Windkomponente U auf, die Merkmale einer unmittelbar zuvor gebrochen Welle sein könnten. Diese Rampenstrukturen wurden in ähnlicher Form häufig in der stabil geschichteten Grenzschicht beobachtet (z.B. Antonia et al., 1979; Barthlott, 2003). Sie weisen eine charakteristische Zeitdauer von 25 s auf, was nach Überführung in den Ortsraum (TAS: 187 ms<sup>-1</sup>; Winkelabweichung für A-B: 40°) zu 3,6 km führt und mit der Wellenlänge der in dem darüber liegenden Höhenniveau angetroffenen Wellenzüge übereinstimmt. Die Partikelkonzentration (Abbildung 5.34) nimmt in den angesprochenen Strukturen höhere Werte an, was ein Hinweis auf den Einfluss des dynamischen Vorganges mit entsprechendem Mischen auf die Wolkenstruktur ist. Die w-Zeitreihe zeigt kein entsprechend eindeutiges Muster, es dominierten relativ ausgeprägte Auf- und Abwindbereiche von einigen hundert Metern Ausdehnung, wie in der durch ein laufendes Mittel geglätteten w-Kurve zu ersehen, die von starken Fluktuationen mit Amplituden von bis zu 2 ms<sup>-1</sup> überlagert waren. Das für diesen Bereich ermittelte Energiedichtespektrum zeigt ein sehr breites Maximum, das zu höheren Frequenzen hin in einen spektralen Abfall von annähernd -5/3 übergeht (siehe Abbildung 5.11), die Energiekaskade erscheint noch nicht vollständig ausgebildet, befindet sich jedoch auf einem um 2 Größenordnungen höheren Turbulenzniveau als es in 9,5 km Höhe anzutreffen war. Das Verhalten spricht für ein fortgeschrittenes Stadium des Instabilitätsvorgangs, bei dem sich wie für einen solchen Vorgang typisch, interagierende Wirbelröhren mit Sekundärinstabilitäten ausbildeten, was zu einem komplexen Geschwindigkeitsfeld führte (Andreassen et al. 1998; Arendt et al., 1998). Energie aus dem mittleren, gescherten Grundstrom wurde in turbulente kinetische Energie überführt. Kelvin*Helmholtz*-Instabiltäten werden als eine der wesentlichen Turbulenzquellen in der freien Troposphäre angesehen, allerdings gelang es bisher selten ein solches Phänomen von der anfänglichen Welleninstabilität bis zur resultierenden Turbulenz durch *in-situ* Messungen zu erfassen.

In dem Höhenniveau von 8.9 km existierte auf dem Flugabschnitt D-A auch eine lineare Schwerewelle mit einer Wellenlänge von ca. 19 km (hier nicht gezeigt), diese Wellenlänge taucht auch in den zugehörigen mikrophysikalischen Daten auf, was ein weiterer, deutlicher Hinweis auf die Modulation der Wolkenstruktur durch dynamische Vorgänge ist. Ein solches, größerskaliges Wellenphänomen ist auf fotografischen Aufnahmen, die von einen Flugzeug unterhalb der Cirruschicht aus aufgenommen wurden, erkennbar (Abbildung 5.35).



Abbildung 5.35: Wellen im obern Bereich der Cirruswolken der Mission ICE 207 (Foto: Prof. E. Raschke).

### Mission NORA

Mit Hilfe von Lidar-Rückstreuprofilmessungen, die während der Mission NORA über dem CART Messfeld in Oklahoma gemacht wurden, konnte ein sich brechender Wellenzug aufgezeichnet werden (Sassen et al., 2003). Abbildung 5.36a) zeigt den Wellenzug zwischen 11 km und 11,5 km Höhe im Cirrus sowie die Auswirkungen auf eine höhere Schicht des Wolkenfeldes, in Abbildung 5.36b ist ein Element des Wellenzuges in hoher räumlicher Auflösung herausgegriffen, die Feinstruktur auch der eingebetteten Wirbel wird hier besonders deutlich. Die zugehörige Wellenperiode liegt bei ca. 115 s, unter der Annahme, dass das Wolkenfeld in dem Höhenniveau mit dem mittleren Wind von 21 ms<sup>-1</sup> über den Lidarstandort transportiert wurde ergibt sich daraus eine scheinbare Wellenlänge von 2,4 km. Dieser Wellenzug wurde nicht direkt durch die Flugzeugmessungen erfasst, zu einem etwas späteren Zeitpunkt (ca. 40 Minuten später) konnte jedoch im identischen Höhenbereich unter gleichen Strömungsbedingungen ein Wellenfeld in einem Abschnitt erhöhter Turbulenzintensität mit dem Messflugzeug durchflogen werden. Die beobachtete starke Windscherung im Bereich der Wolkenmitte von ~14 ms<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> ermöglichte dynamische Instabilitäten, sie führte zu einer "bulk"-Richardson-Zahl in 11,4 km Höhe die bei 0,4 lag (Abbildung 4.19). Die Bedingungen für die Bildung und die Erhaltung von Turbulenz waren somit gegeben. Das w-Energiedichtespektrum in Abbildung 5.36 für den Flugast L8 in 11,25 km Höhe weist einen eindeutigen, isolierten Peak bei 0,0375 Hz, der nicht zu einer Energiekaskade (Abfall von -5/3) gehört, und sich auch von einem Auftriebsbereich (Abfall von ~ -3) absetzt. Hier lag ein Wellenereignis vor, was durch die Ergebnisse der Kreuzspektralanalyse von Vertikalwind und potentieller Temperatur in Abbildung 5.37 bestätigt wird, das Phasenspektrum (Abbildung



Abbildung 5.36: Höhen-Zeit-Schnitt des a) Lidar-Depolarisationsverhältnisses und des b) Lidar-Rrückstreukoeffizienten am 27.09.1997 (Mission NORA) über dem CART Testgelände in Oklahoma; rot: hohe Rückstreukoeffizienten, blau: niedrige Rückstreukoeffizienten; Auflösung: vertikal, 1,5 m, horizontal: 0,1 s. (Lidardaten von Prof. Sassen, University of Alaska).



Abbildung 5.37: Maximum-Entropie- (MEM) Energiedichtespektrum der vertikalen Windkomponente w für den Flugast L8 der Mission NORA in 11,25 km Höhe.

5.37a) zeigt in dem relevanten Frequenzintervall eine Verschiebung von  $-70^{\circ}$  bis  $-50^{\circ}$  bei entsprechend hoher quadrierter Kohärenz (Abbildung 5.38b). Der Phasenwinkel bestätigt nicht exakt eine lineare Wellenbeziehung, 90° Phasenverschiebung erscheinen bei 0,032 Hz mit einer leicht reduzierten quadrierten Kohärenz, die aber immer noch oberhalb von 0,92 liegt. Eine Umrechnung des Intervalls von 0,032 Hz bis 0,0375 Hz aus dem Frequenzbereich in den Ortsbereich mit einer wahren Luftgeschwindigkeit von 147 ms<sup>-1</sup> führt zu Wellenlängen zwischen 3,9 und 4,6 km. Diese Wellenlängen sind länger als die mit der Fernerkundung ermittelten für das zeitlich vorausgehende Ereignis des Wellenbrechens (Abbildung 5.36), sie passen aber in das Bild einer neuen, beginnenden *Kelvin-Helmholtz*-Instabilität, für die die Wellenlängen ein Mehrfaches der Scherschichtdicke (ca. 2,5 km, abgeleitet aus Radiosondendaten in Sassen et al., 2003) betragen können. Auch in anderen Regionen der Wolkenschicht gibt es Anzeichen von Wellenaktivität mit Wellenlängen im Kilometer-



Abbildung 5.38: a) Phasen- und b) quadriertes Kohärenzspektrum (MEM) aus Vertikalwind und potentieller Temperatur für den Flugast L8 der Mission NORA in 11,25 km Höhe.

Bereich, *Kelvin-Helmholtz*-Instabilitäten gelten für die Mission Nora als Hauptquelle der Turbulenz. Das Energiedichtespektrum in Abbildung 5.37 zeigt auch einen breites, relatives Maximum zwischen 0,3 Hz (ca. 500 m) und 0,8 Hz (ca. 180 m), das zu hohen Frequenzen in den für eine Energiekaskade typischen Abfall von -5/3 ausläuft. Hier könnte es sich um Turbulenz handeln, die im Zusammenhang mit brechenden Wellen auftrat und deren größerskalige Anteile durch die thermische Stabilität in der zeitlichen Entwicklung ausgedämpft wurden.

#### Andere Cirrusfälle

Wie schon erwähnt, tauchten während fast aller Flugmissionen Hinweise auf Wellen im Cirrusniveau auf. Diese zeigten Wellenlängen, die typischerweise zwischen 2 km und 20 km lagen und zum Teil Scherungsinstabilitäten zuzuordnen sind, bei anderen, insbesondere bei den längerwelligen, handelte es sich um reine Schwerewellen. In einigen wenigen Fällen konnten auch lineare Wellenzüge mit Wellenlängen unterhalb von 2 km (z.B. 900 m) nachgewiesen werden. Die Analyse der Wellen in den Datensätzen führte dazu, dass zur Trennung von Turbulenz und Wellen bei der Ermittlung der statistischen Größen (Abschnitt 5.1.2) eine Grenzwellenlänge von 2 km gewählt wurde, die dort auch verwendete Grenzwellenlänge von 5 km dient dem Vergleich mit Werten anderer Studien.

Es soll noch betont werden, dass die Bestimmung von Wellenlängen größer als 20 km wegen der begrenzt langen, horizontalen Flugabschnitten nicht mehr als zuverlässig gelten kann. Hinzu kommen Eigenbewegungen des Messflugzeugs, die nur noch mit sehr großem Aufwand aus den Daten eliminiert werden können (Lenschow und Spyers-Duran, 1987).

Wellen sind ein dynamisches Phänomen, das für das Strömungsfeld in Cirruswolken und deren Umgebung als typisch anzusehen und bei der Interpretation von Messungen und der Modellierung des Lebenszyklus von Cirrus zu berücksichtigen ist.

#### 5.3.2 Turbulenz an Wolkenkanten

Die Bildung von Cirruswolken geht häufig von deren Oberkante aus (Heymsfield, 1975b; Sassen et al., 1989), zudem werden auch intensive Aktivität markierende Strukturen an der Unterkante von vertikal mächtigen Cirruswolken beobachtet (Sassen, 2003; Sassen et al.; 2005). Bisher wurden diese wichtigen Bereiche der Wolken nicht gezielt durch *in-situ* Studien untersucht, was insbesondere auch daran liegt, dass es schwierig ist Messflugzeuge in diese Wolkenabschnitte zu führen. Im folgenden sollen aus den vorliegenden Datensätzen jeweils ein Beispiel dazu vorgestellt werden.

### Konvektion an der Wolkenoberkannte, Mission CARL 99

Profilmessungen von Eiswolken mit Hilfe der aktiven Fernerkundung zeigen sehr häufig zellulare Strukturen an der Oberkante der Wolkensysteme, in denen sich Eiskristalle bilden, die dann ausfallen und den unteren Bereich der Wolkenschichten ausmachen (z.B. Fujiyoshi, et al. 1999, Sassen et al., 2003). Die Entwicklungszellen werden mit konvektiven Elementen in der Bildungsregion in Verbindung gebracht (Heymsfield 1975 a,b; Hemysfield, 1977; Starr und Quante, 2002). Während des Experimentes CARL 99 konnten Flugzeugmessungen der Turbulenz im aktiven Bereich an der Wolkenoberkante einer vertikal mächtig entwickelten Cirrostratuswolke zusammen mit Messungen mit dem GKSS-Wolkenradar (Quante, 1998) gemacht werden. Die meteorologischen Bedingungen für diesen Fall wurden in Kapitel 4.4 zusammengefasst, sie sind bei Mavromatidis und Kallos (2003) weiter ausgeführt. In Abbildung 5.39 sind Radar-Dopplergeschwindigkeiten für einen Ausschnitt aus dem Wolkensystem gezeigt. Bei den Dopplergeschwindigkeiten handelt es sich um Radialgeschwindigkeiten, die sich aus der Überlagerung der reinen Fallgeschwindigkeit der Hydrometeore (terminal velocity) und der Vertikalwindgeschwindigkeit (bzw. Turbulenz) zusammensetzt. Das Radar wurde hier im vertikal nach oben messenden Modus betrieben. obersten 1500 m der Wolkenschicht sind durch Bereiche mit Die positiver Dopplergeschwindigkeit von bis zu 1 ms<sup>-1</sup> gekennzeichnet, was ein deutlicher Hinweis auf lokale Konvektion auf unterschiedlichen Skalen in diesem Wolkenabschnitt ist. In den entsprechenden Radarreflektivitätsdaten (hier nicht gezeigt) sind an den Stellen zellulare Signaturen zu sehen, aus denen Kristalle ausfielen. Daraus kann geschlossen werden, dass die Partikel eine nicht zu vernachlässigende Fallgeschwindigkeit aufwiesen und somit die Vertikalwindgeschwindigkeit lokal deutlich über 1 ms<sup>-1</sup> lag. Die Bereiche oberhalb von 8 km mit Dopplergeschwindigkeiten von mehr als -0,5 ms<sup>-1</sup> waren aus diesem Grund sehr wahrscheinlich auch Aufwindgebiete. In den Vertikalprofilen der thermodynamischen Größen des zugehörigen Radiosondenaufstiegs (Abbildung 4.22) zeigt sich zwischen ca. 9 km und 10,5 km ein fast neutral geschichteter Höhenabschnitt, was ein deutliches Zeichen für die Existenz von Konvektion mit guter Durchmischung ist. Die auch vorhandene Windscherung führte zwischen 9,5 und 10,4 km zu "bulk"-Richardson-Zahlen kleiner als 0,5, die mit der Konvektion verbundene Turbulenz konnte somit über längere Zeit wirksam sein und wurde nicht sofort durch eine stabile Schichtung gedämpft.



Abbildung 5.39: Höhen-Zeit-Schnitt der Dopplergeschwindigkeit gemessen mit dem GKSS Wolkenradar während der Mission CARL 99 am 4.05.1999 über Palaiseau, Frankreich.

Das Forschungsflugzeug Merlin konnte aufgrund seiner maximal erreichbaren Flughöhe nur in den unteren Bereich der aktiven Wolkenschicht vordringen, Abbildung 5.40 zeigt die Vertikalwindzeitreihe in 25 Hz Auflösung in der Höhe von 8,2 km. Es sind auch hier noch irregulär verteilte Abschnitte (keine Wellen) mit Aufwinden von bis zu 0,4 ms<sup>-1</sup> zu verzeichnen. In Abbildung 5.41 a) und b sind die Energiedichtespektren für die Dopplergeschwindigkeit (Radar) und die Vertikalkomponente des Windes (Flugzeug) zeitnah jeweils für verschiedene Höhen in der Wolke dargestellt. Die Spektren der mit dem Radar gemessenen Geschwindigkeit zeigen oberhalb von 0,2 Hz ein weißes Rauschen, das durch die Breite des Radarstrahls bedingt ist. Für beide Geschwindigkeiten ist die Abnahme der spektralen Energie mit der Höhe zu erkennen, je näher sich das Messniveau an der Wolkenoberkante befindet, umso aktiver ist die Strömung. Die Dopplergeschwindigkeitsspektren zeigen alle ein Maximum bei niedriger Frequenz und viele einzelne lokale Maxima bevor sie in eine Turbulenzkaskade übergehen, für die Spektren des Vertikalwindes gilt dieses nur für die obersten beiden Höhenniveaus, die sich deutlich abheben. Auf die einzelnen Peaks soll hier nicht weiter eingegangen werden, da sie naturgemäß auf den kurzen Messstrecken bzw. Zeitintervallen keine statistische Signifikanz aufweisen. Sie liegen mit der Windgeschwindigkeit bzw. mit der wahren Luftgeschwindigkeit übertragen auf Raumkoordinaten bei Skalenlängen zwischen ungefähr 500 m und 3 km. Insgesamt wird jedoch die zur Wolkenoberkante hin ansteigende Aktivität in den Vertikalgeschwindigkeiten und entsprechender Turbulenzintensität deutlich.



Abbildung 5.40: Zeitreihe der Vertikalwindkomponente gemessen während der Mission CARL 99 in der Höhe von 8,2 km, Mittelwert und linearer Trend wurden aus der Zeitreihe entfernt.



Abbildung 5.41: Maximum Entropie-Energiedichtespektren für verschieden Höhen in der Cirrostratusbewölkung der Mission CARL 99: a) für die Dopplergeschwindigkeit gemessen mit dem GKSS Wolkenradar und b) für die mit dem Flugzeug gemessene Vertikalwindkomponente.

#### Mammatus, Mission Success

Mammatus wird häufig an der Unterkante von Ambosswolken in Verbindung mit tiefgreifender Konvektion und von mittelhohen Cirruswolken, die aus mächtigem Cumulonimbus entstanden sind, beobachtet. Da Mammatus ursprünglich überwiegend mit Cumulus, Stratocumulus und Cumulonimbus assoziiert wurde, konzentrierten sich die Untersuchungen auf diese Wolkentypen (z.B. Warner, 1973; Martner, 1995; Winstead, 2001). Die ersten Beschreibungen von Mammatus im Zusammenhang mit Cirrus gehen auf Troeger (1922) und Baumann (1927) zurück. Scorer (1953, 1997) lieferte als Erster Erklärungsansätze für Mammatus, der sich an der Unterseite von Cirrusschichten ausbildete. Interessante Beobachtungen von Cirrus-Mammatus werden auch von Danne et al. (1999) in Verbindung mit frontalem Cirrus und von Sassen et al. (2005) für ausgedehnten Cirrostratus vorgestellt. Scorer (1953) identifiziert drei relevante Prozesse im Zusammenhang mit der Entstehung von Mammatus: das Absinken der Wolkenschicht, das Ausfallen von Partikeln und die Verdunstung der Partikel direkt unterhalb der Wolkenunterkante. Dementsprechend wird Mammatus üblicherweise dann beobachtet, wenn die Cirrusbasis in trockene Schichten absinkt (Wang und Sassen, 2005). Den thermodynamischen Bildungsprozessen stellen Martner (1995) und auch Winstread et al. (2001) den bedeutenden Einfluss von Schwere- und Kelvin-Helmholtz-Wellen entgegen, die Bildungsregion wäre dann von der Grenzschicht Wolke-klare Luft tiefer in die Wolke hinein verlagert. Schultz et al. (2005) betonen in ihrer soeben zur Begutachtung eingereichten Übersicht, dass die Theorien zu Mammatus als ungetestet anzusehen sind, adäquate Beobachtungen kaum verfügbar sind und Modellstudien praktisch nicht existent sind.

Das häufige Auftreten (Wang und Sassen, 2005) und die ungeklärte Rolle von Mammatus im Lebenszyklus von Cirren führte zu einem erneuten Interesse an diesem Wolkenphänomen. Insbesondere sind noch Kenntnisse zur kleinerskaligen Organisationen und dynamischen Prozessen erforderlich (Kollias et al, 2005). Einige der Theorien für Mammatus fallen aus unterschiedlichen Gründen für die Cirrusvarianten aus (Schultz, 2005). Die Rolle der Turbulenz ist weitestgehend ungeklärt, es fehlt an entsprechenden Beobachtungen. Erste Aussagen dazu werden von Kollias et al. (2005) basierend auf hochaufgelösten DopplerRadarmessungen gemacht, es wurde intensives, kleinskaliges, turbulentes Mischen in der Nähe der Wolkenbasis beobachtet.

Während der Mission SUCCESS konnten in einem mehrschichtigen, vertikal mächtigen Cirrusfeld ausgeprägter Mammatus mit Fernmessmethoden beobachtet werden (Quante et al. 2002) und zeitgleich an der Wolkenbasis Turbulenzdaten über eine horizontale Strecke von 25 km erhoben werden. Abbildung 5.42 zeigt die am 21.04.1996 über dem CART Messfeld vorgefundene Wolkensituation, die *in-situ* Messabschnitte im Bereich der Wolkenunterkante (L1) und in einer höheren Cirruschicht (L2) sind entsprechend eingetragen. Die Turbulenzmessungen fanden nicht exakt im gezeigten Lidarschnitt statt, sondern mit leichten horizontalen Ortsabweichungen, so dass die zu sehenden Mammatus-Strukturen lokal etwas anders aussahen und auch zum Teil bis auf das Flugniveau herabreichten (pers. Mitteilung Prof. Sassen). Die Temperatur an der Wolkenunterkante lag bei -11 °C, die horizontale Windgeschwindigkeit betrug zwischen 26 und 30 ms<sup>-1</sup>. Mammatus trat typischerweise zwischen 500 m und 1 km aus der allgemeinen Unterkante heraus.



Abbildung 5.42: Höhen-Zeit-Schnitt des Lidar-rückstreukoeffizienten am 21.04.1996 (Mission Success) über dem CART Testgelände in Oklahoma (Lidardaten von Prof. Sassen, University of Alaska). Die ungefähre Lage der Messabschnitte L1 und L2 mit der NASA DC-8 sind eingezeichnet.

Ein räumlich hoch aufgelöstes Mammatus-Segment zu einem etwas späteren Zeitpunkt ist in den Lidardaten der Abbildung 5.43 zu sehen, die Darstellung ist so skaliert, dass ein Aspektverhältnis von 1 eingehalten ist. Hier treten die internen Wirbelstrukturen an den Rändern mit Skalenlängen von etwa 100 m deutlich hervor.



Abbildung 5.43: Höhen-Zeit-Schnitt des Lidar-Rückstreukoeffizienten an der Wolkenunterkante am 21.04.1996 (Mission Success) über dem CART Testgelände in Oklahoma (nach Quante et al., 2002). Die vertikale Auflösung beträgt 1,5 m, die zeitliche Auflösung 0,1s.

Abbildung 5.44 zeigt die mit dem Flugzeug gemessenen Vertikalwindfluktuationen mit einer Auflösung von 5 Hz im Bereich der aktiven Wolkenunterkante. Es fallen insbesondere die nach unten reichenden Zungen mit abwärtsgerichteten Geschwindigkeiten von –1 ms<sup>-1</sup> bis –2 ms<sup>-1</sup> auf. Die Größenordnung dieser Geschwindigkeiten entspricht auch typischen Fallgeschwindigkeiten von großen Eiskristallen, womit nicht gesagt werden soll, dass Partikelsedimentation der sichere Grund für die Absinkströmungen war. Die Vertikalwindfluktuation lagen mit denen der potentiellen Temperatur direkt in Phase, es existieren daher auch keine Hinweise auf Wellenaktivität an der Wolkenkante. Die zeitlich/räumliche Erstreckung der Strukturen lag zwischen 5 und 10 s, was in etwa 1 km bis 2 km entspricht. Dazwischen befanden sich Abschnitte mit aufwärtsgerichteter Bewegung, die nicht so stark ausgeprägt waren.



Abbildung 5.44: Zeitreihe der Vertikalwindkomponente gemessen während der Mission SUCCESS in der Höhe von 4,9 km, Mittelwert und linearer Trend wurden aus der Zeitreihe entfernt.

Das Energiedichtespektrum der vertikalen Windkomponente für den Flugabschnitt L1 an der Wolkenunterkante in Abbildung 5.45 zeigt erwartungsgemäß auch eindeutige Signaturen, die Peaks bei 0,13 Hz, 0,22 Hz und 0,52 Hz können Skalenlängen von 1,6 km, 930 m bzw. 400 m zugeordnet werden. Sie sind natürlich nicht als statistisch signifikant einzuordnen, da der Beobachtungszeitraum relativ kurz war, aber als Einzelereignisse passen sie in das Umfeld, das auch in Abbildung 5.42 zu sehen ist. Aus breiteren Ansätzen stoßen schmalere Strukturen hervor. Die Andeutung eines breiteren, lokalen Maximums im Spektrum um ca. 1,5 Hz deutet auf Turbulenzaktivität hin, die im Zusammenhang mit den konvektiven Strukturen steht. Die

entsprechenden Wirbelgrößen um die 140 m stehen im Einklang mit den Wirbeln, die in Abbildung 5.43 zu sehen sind. Diese Wirbel sind von den Strukturen auf der Skala > 400 m abgekoppelt, d.h. sie sind nicht dem Zerfall größerer Wirbel zuzuordnen, sondern es handelt sich wahrscheinlich um Sekundärinstabilitäten in den Mammatus-Segmenten. Auf dieser Skala tritt auch erst annähernd Isotropie zwischen den horizontalen Bewegungskomponenten und der Vertikalbewegung ein, was für Wirbelaktivität spricht. Die Isotropie kann leider nicht direkt für die drei Windkomponenten gezeigt werden, da die hochfrequente Datenaufzeichnung für den Horizontalwind gestört war, sie zeigt sich aber bei der Analyse der Rohdaten (graphische Darstellungen von Dr. Dean-Day, NASA, hier nicht wiedergegeben).



Abbildung 5.45: Maximum Entropie Energiedichtespektren der Vertikalwindfluktuationen in verschiedenen Höhen der Wolkenschicht am 21.04.1996, Mission SUCCESS.

Das Energieniveau der Vertikalwindfluktuationen lagt bei fast allen Frequenzen höher, als dasjenige in anderen entweder turbulent aktiven (L2; 7,3 km Höhe) oder wellenaktiven Bereichen (L3; 11,3 km Höhe) der Wolkenschicht. In diesem Fall ist die Unterkante der dynamisch auffälligste Bereich des Cirrus. Es tritt durchaus Turbulenzaktivität im Zusammenhang mit Mammatus auf, wie sie auch von Kollias et al. (2005) mit Radarmessungen an Ambosswolken beobachtet wurde. Die zeitnahen Radiosondendaten (Abbildung 4.15) zeigten eine neutrale, thermische Schichtung an der Wolkenbasis, was für eine intensive Durchmischung der Region und die Möglichkeit selbsterhaltender Konvektion spricht. Die kleinen Richardson-Zahlen um die Wolkenunterkante von 0,15 bis 0,3 erlauben die Ausbildung und Erhaltung von Turbulenz in diesem Höhenband. Eine aussagekräftige Modellierung von Mammatus sollte neben den größerskaligen Basisstrukturen auch die Sekundärwirbel auflösen, da diese höchstwahrscheinlich auf die lokalen Prozesse der Partikeltrennung in den Fallgebieten und die Verdunstungsprozesse in den Randbereichen des bedeutenden Einfluss haben und damit in das Mammatus Wechselspiel der mikrophysikalischen, thermodynamischen und dynamischen Vorgänge eingreifen. Über die Ursachen für die Mammatus-Bildung soll an dieser Stelle nicht weiter spekuliert werden, jedenfalls gibt es keine Hinweise auf starke Wellenaktivität an der Wolkenkante oder tiefer im unteren Bereich des Cirrus, wie sie oft als Erklärung für die Entstehung von Mammatus herangezogen wurde (Koch et al., 2005). Es sind auf jeden Fall weitere Messungen mit umfassender Instrumentierung erforderlich, um eine Datenbasis zu generieren, die weitergehende Aussagen erlaubt.

### 5.3.3 Turbulenz in Kondensstreifen

### 5.3.3.1 Hintergrund

In den letzen Jahren ist vor dem Hintergrund eines sich rasant entwickelnden Flugaufkommens (2%-5% Zunahme pro Jahr bis 2050) das Interesse an dessen Einfluss auf das Klima gestiegen (Penner et al., 1999). Neben dem direkten Eintrag von klimarelevanten Gasen und Partikeln können langlebige Kondensstreifen den Strahlungshaushalt nachhaltig beeinflussen (Graßl, 1990). Dieser Einfluss wird klimatisch bedeutsam, wenn sie die Entstehung von ausgedehnten Cirrusfeldern anregen (Sassen, 1997; Travis et al., 2002; Minnis et al., 2004). Im Allgemeinen wird eine Erwärmung der Atmosphäre durch Kondensstreifen erwartet (Schumann, 2005).

Ein anderer Aspekt betrifft die Auswirkungen der Flugabgase auf die Chemie der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre (z.B. die Ozonkonzentration), sie hängen entscheidend von deren Verdünnung mit Umgebungsluft ab. Für konsistente Impaktanalysen werden effektive Diffusions- und Mischungsraten benötigt (Schumann et al., 1998).

Kondensstreifen bilden sich im Nachlauf von Flugzeugen, die in der oberen Troposphäre fliegen, ihre Lebensdauer hängt von den thermodynamischen Bedingungen und dem Sättigungsgrad der Atmosphäre im Flugniveau ab (Appleman, 1953; Schumann, 1996). Die Streifen sind in der Regel in eine stabil geschichtete und häufig von Windscherung gekennzeichnete Umgebung eingebettet, ihre Entwicklung in den ersten Minuten wird vom turbulenten Einmischen von Umgebungsluft bestimmt.

In den ersten Sekunden ihrer Evolution sind Kondensstreifen dominant durch die Nachlaufströmung des Flugzeugs bestimmt, danach prägen die vom Flugzeug erzeugten axialen Wirbel das Erscheinungsbild, die zugehörigen Zeitfenster (1 s - 20 s; 20 s - ca. 100 s) werden daher auch Jet- beziehungsweise Wirbel-Regime (wake-vortex) genannt (Gerz et al., 1998). Während des Jet-Regimes wird ein großer Teil der Abgasstrahlen in die gegenläufig rotierenden Flügelspitzenwirbel eingemischt. Das Wirbel-Regime ist durch eine Reihe von Instabilitäten gekennzeichnet (Crow, 1970; Leweke und Williamson, 1998). Nach etwa 2 Minuten bekommt die Atmosphäre einen bedeutenden Einfluss auf die Ausbreitung der Streifen (Miake-Lye et al., 1993; Schumann et al., 1997), diese Entwicklungsphase wird Dispersions-Regime genannt. Die thermische Stabilität (Schilling et al., 1996), Scherung, Wellen, bzw. brechende Wellen (Schilling und Etling, 1996; Dörnbrack und Dürbeck, 1998), und die Hintergrundturbulenz (Holzäpfel et al., 2003) bestimmen dann das Erscheinungsbild. Die durch das Flugzeug induzierte Strömung ist typischerweise nach 10 Minuten auf den Pegel des atmosphärischen Hintergrunds abgeklungen (Gerz und Ehret, 1997). Die Turbulenz des Abgasstrahls und dessen Wechselwirkung mit der Wirbeldynamik in Nachlaufströmung können einen großen Einfluss auf die Eigenschaften (Garnier et al., 2003) und Persistenz der Kondensstreifen im späteren Stadium haben (Gierens und Jensen, 1998; Paoli et al., 2004), ein detailliertes Verständnis der Bildungsphase ist daher auch für den vollständigen Lebenszyklus von großer Bedeutung.

Es existieren nur wenige Messungen zur kleinskaligen Dynamik in Kondensstreifen bei Reisefluggeschwindigkeit und in Reisehöhe. In Holzäpfel et al. (2001) sind einige Messungen hauptsächlich für das unmittelbare Nahfeld, < 150 m Abstand zum erzeugenden Flugzeug, wiedergegeben. Hier werden Ergebnisse von *in-situ* Turbulenzmessungen in zwei unterschiedlichen Entwicklungsstadien von Kondensstreifen vorgestellt, die die in Holzäpfel et al. (2001) gezeigten Messungen entsprechend ergänzen. Während der Mission ICE 206 konnte ein Streifen in der Dispersionsphase beprobt werden, das Experiment Contrail 4 im Rahmen des Projektes "Flugverkehr und Umwelt" der DLR (Busen et al., 1994) erlaubte Messungen im Wirbelregime hinter einem vorausfliegenden Flugzeug. In beiden Fällen handelte es sich bei der Messplattform um die Falcon 20 der DLR.

Die Analyse der beiden Fälle soll die Datenbasis zu dynamischen Aspekten und relevanten Längenskalen erweitern und damit insbesondere die Grobstruktur-Modellierung (LES) der Kondensstreifenentwicklung sowie deren Bewertung stützen, wie sie in den letzten Jahren zur Untersuchung der unterschiedlichen Phasen in der Entwicklung eingesetzt wurde (Lewellen und Lewellen, 1996; Chlond, 1998; Holzäpfel et al., 2003; Paoli et al., 2003). Die mit der Turbulenz verbundenen, effektiven Diffusivitäten gehen auch in Abschätzungen der Mischungseigenschaften von Abgasen im Nachlauf von Flugzeugen ein (Schumann et al., 1998).

## 5.3.3.2 Gealterter Kondensstreifen, Mission ICE 206

Die Mission ICE 206 wurde über der Deutschen Bucht in der Umgebung von Helgoland durchgeführt. In ihrem Verlauf gelang es, in 9,7 km Höhe in einem ca. 8 Minuten alten Kondensstreifen (Mitteilung durch Flugüberwachung), der durch ein Passagierflugzeug erzeugt wurde, Daten zu erheben. Die Messungen von Partikeln und Turbulenzgrößen konnte auf einer Strecke von ca. 20 km durchgeführt werden, auf der die Falcon 20 mehr oder weniger im Zentrum des Streifens fliegen konnte. Zu Vergleichszwecken kann ein ähnlich langer Messabschnitt in unmittelbarer räumlicher und zeitlicher Nähe herangezogen werden, auf dem optisch sehr dünner Cirrus durchflogen wurde. Abbildung 5.46 zeigt eine Seitenansicht des Kondensstreifen, der wenige Minuten nach dem Foto beprobt wurde. Am oberen und rechten Bildrand sind dünne, natürliche Cirrussegmente zu sehen. Der Kondensstreifen besteht aus einem hauptsächlich durch Diffusionsprozesse beeinflussten oberen Streifen und den aus der *Crow*-Instabilität (Crow, 1970; Leweke und Williamson, 1998) der gegenläufig rotierenden Axialwirbel nach typischerweise 2-3 Minuten hervorgegangenen Restwirbeln, die unterhalb des Linienstreifens zu sehen sind. Die beiden Teile des Streifen können durchaus miteinander wechselwirken.



Abbildung 5.46: Seitenansicht des Kondensstreifen vom 24.09.1989 (Foto F. Albers, aus 9,5 km Höhe).

Die synoptische Lage am 24.09.1989 war durch ein Hochdruckgebiet (Kerndruck 1025 hPa) über der südlichen Nordsee geprägt, in der Höhe konnte Advektion kälterer und feuchter Luft aus Südwest beobachtet werden. Die Temperatur im Kondensstreifen lag bei ca. –49°C. Eine von Helgoland um 14 Uhr gestartete Radiosonde zeigte, bei allen Vorbehalten gegenüber älteren Radiosondierungen des Wasserdampfgehalts in der oberen Troposphäre (Leiterer et al., 1997), deutliche Hinweise auf eine feuchte Schicht zwischen 8,5 km und 10,5 km Höhe mit einem eingelagertem Maximum. Dieser Bereich wies auch eine mäßige thermische Stabilität (3,7 K km<sup>-1</sup>) auf. Die zugehörige *Brunt-Väisälä*-Frequenz lag bei 0,01 s<sup>-1</sup>. Die horizontale Windgeschwindigkeit im Messniveau war der synoptischen Situation entsprechend moderat, sie lag zwischen 8 ms<sup>-1</sup> und 12 ms<sup>-1</sup>.

Die Auswertung der auf PMS 2-DC Sonden (50  $\mu$ m – 200  $\mu$ m) beruhenden Partikelmessungen zeigte im Kondensstreifen deutlich mehr kleine und weniger größere Eiskristalle, als sie in den Cirrus-Segmenten der Umgebung zu finden waren. Die FSSP Sonde (nomineller Größenbereich: 2  $\mu$ m – 47  $\mu$ m; unsicher bei nicht-spärischen Partikeln) konnte Partikel ausschließlich im Kondensstreifen und nicht im natürlichen Cirrus detektieren (pers. Mitteilungen F. Albers). Dies ist ein Zeichen dafür, dass es sich um einen Cirrus jenseits der Bildungsphase gehandelt haben muss. Der Eiswassergehalt im Kondensstreifen lag im Vergleich zu den natürlichen Cirren um mehr als den Faktor 2 höher (> 0,04 gm<sup>-3</sup>).

Die Inspektion der gemessenen Geschwindigkeitsfluktuationen zeigte im Vergleich zur umgebenden Atmosphäre im Kondensstreifen deutlich erhöhte Werte. Die Fluktuationen des Vertikalwindes im Kondensstreifen sind in Abbildung 5.47 denen des Vergleichsabschnitts gegenübergestellt, sie heben sich mit relativen Amplituden von bis zu 0,5 ms<sup>-1</sup> (mit 900 m Filter: max. 0,63, min. –0,64) eindeutig von denen außerhalb verschwindend geringen Werten ab (mit 900 m Filter: max. 0,08 ms<sup>-1</sup>, min. –0.09 ms<sup>-1</sup>). Dieser Kondensstreifen zeichnete sich auch nach 8 Minuten noch durch ein gegenüber der Umgebung aktives Geschwindigkeitsfeld aus. Die größeren Amplituden zeigen ein positives Vorzeichen und kennzeichnen Aufwinde, die in 1 bis 2 s durchflogen wurden.



Abbildung 5.47: Zeitreihen der Vertikalwindkomponente für einen Kondensstreifenabschnitt und ein Segment in dünnem Cirrus in der unmittelbaren Umgebung; Mission ICE 206. Der Doppelpfeil markiert das Segment, das in die Spektralanalyse einging.

Energiedichtespektren für w sind vergleichend in Abbildung 5.48 dargestellt, sie wurden mit der Maximum Entropie-Methode berechnet, die Lage des Energieniveaus wurde mit FFT-Spektren für den hochfrequenten Bereich verifiziert. Da die Falcon den Flugkurs nicht stetig im Zentrum oberen Streifens das Spektrum des halten konnte, wurde im Kondensstreifenabschnitt für den in Abbildung 5.47 mit Doppelpfeil gekennzeichneten ca. 9 km langen Bereich bestimmt.



Abbildung 5.48: Maximum-Entropie Spektren der Vertikalwindkomponente für einen Abschnitt im Kondensstreifen und in dünnem Cirrus in der Umgebung; Mission ICE 206. Der grau eingefärbte Bereich gibt die Spanne der Spektren mit größter Turbulenzintensität für die in dieser Arbeit analysierten Cirrusfälle wieder.

Das Energieniveau des Spektrums für den Kondensstreifenabschnitt liegt für weite Frequenzbereiche um mehr als eine Größenordnung über dem für die Umgebung. Das Umgebungsspektrum zeigt auf einem niedrigen Niveau (vergleichbar mit ICE 216, Abbildung 5.21) oberhalb von 0,5 Hz ein glatten Verlauf, der annähernd einen -5/3 Abfall aufweist. Der Energieeintrag durch große Wirbel für das Kondensstreifenspektrum liegt zwischen 0,6 und 1 Hz, was umgerechnet mit der True Airspeed Raumskalenlängen von ca. 300 bzw. 180 m entspricht, eine Größenordnung, die mit den Restwirbeln der Crow-Instabilität für Flugzeuge mit Flügelspannweite zwischen 30 und 40 m im Einklang stände (Williamson et al., 2000). Erst bei etwa 10 m Skalenlänge geht das Spektrum in einen den Inertialbereich kennzeichnenden spektralen Abfall über. Eine Mulde bei 0,2 Hz (900 m) trennt die lokalen vom mesokaligen Hintergrund. Die Spektren Strukturen für die horizontalen Windkomponenten (u, v) im Kondensstreifen (hier nicht gezeigt) weisen oberhalb von 0,2 Hz einen dem w-Spektrum quasi identischen Verlauf auf, der für Isotropie kennzeichnend ist. Im Cirrus der Umgebung ist unterhalb von ca. 3 Hz (Skalenlängen > 60 m) Isotropie nicht mehr gegeben. Die schwache Turbulenz der Umgebung zusammen mit der moderaten atmosphärischen Stabilität können für das relativ lange Überleben der auf die Crow-Instabilität zurückgehenden Strukturen verantwortlich sein, dieses Ergebnis wäre im Einklang mit Simulationen einer ähnlichen Situationen, über die Holzäpfel et al. (2001) berichten. Jedoch sind die Kenntnisse über den Zerfall der Nachlauf-Strukturen im Dispersionsbereich noch sehr begrenzt und Modelle, die die Auswirkungen der Umgebungsturbulenz auf die Wirbeldynamik umfassend behandeln, noch nicht verfügbar (Gerz und Ehret, 1997; Chlond, 1998; Holzäpfel et al., 2003).

	$\left\langle u'^{2}\right\rangle ^{1/2}$	$\left\langle v'^{2}\right\rangle ^{1/2}$	$\langle w'^2 \rangle^{1/2}$	$\left\langle w^{\prime 2} \right\rangle^{1/2} \left/ \left\langle u^{\prime 2} \right\rangle^{1/2}$	$\left< w'^2 \right>^{1/2} \left< \left< v'^2 \right>^{1/2} \right>^{1/2}$
	$[ms^{-1}]$	$[ms^{-1}]$	$[ms^{-1}]$	-	-
Kondensstreifen	0,171	0,152	0,170	0,99	1,11
dünner Cirrus	0,043	0,035	0,028	0,65	0,8

Tabelle 5.6: Mittlere quadratische Abweichungen (rms-Werte) der Geschwindigkeitsfluktuationen sowie deren Verhältnis bestimmt aus 0,2 Hz (~900 m) hochpassgefilterten Daten der Mission ICE 206. Die spitzen Klammern stehen für die zeitliche Mittelung.

Die mittleren quadratischen Abweichungen (rms-Werte) der Geschwindigkeitsfluktuationen sind in Tabelle 5.6 wiedergegeben, die unterliegenden Daten wurden im Bereich der spektralen Mulde bei ca. 900 m Skalenlänge hochpassgefiltert. Es zeigt sich neben der deutlich höheren Schwankungsintensität innerhalb des Kondensstreifen auch die Isotropie im Strömungsfeld, die durch ein rms-Verhältnis der horizontalen Komponenten zur vertikalen Komponente von ungefähr eins zum Ausdruck kommt. Im umgebenden Cirrus sind auf den betrachteten Skalen die Vertikalfluktuationen durch den Einfluss der thermischen Stabilität deutlich verringert.

Der hier untersuchte Kondensstreifenabschnitt ist dem fortgeschritten Dispersionsregime (Gerz und Ehret, 1997) zuzuordnen, die Turbulenzintensität gegenüber der Umgebung ist immer noch deutlich erhöht. Ein Vergleich mit den maximalen spektralen Intensitäten der untersuchten Cirrusfälle, sie sind in Abbildung 5.48 durch den grau unterlegten Bereich gekennzeichnet, zeigt, dass diese Phase des Kondensstreifens am Oberrand des Bereichs liegt, wie er in unterschiedlichen, natürlichen Cirren vorgefunden wurde. Wohingegen die Cirrussegmente aus der unmittelbaren Umgebung des untersuchten Steifens mit den Wolken mit der geringsten Turbulenz vergleichbar sind. Die flugzeuginduzierte Störung der Strömung ist somit über einen relativ langen Zeitraum wirksam und führt zu Turbulenzintensitäten, die zu den höheren in der freien Troposphäre außerhalb von tiefer Konvektion gehören.

#### 5.3.3.3 Junger Kondensstreifen, Mission Contrail 4

Während einer Messkampagne zur Untersuchung der Abgaszusammensetzung und der Kondensstreifenentwicklung hinter Verkehrsflugzeugen im Winter 1991 (Baumann et al., 1993), konnte östlich von München die Nachlaufströmung einer McDonnell Douglas DC-9 in ca. 7,9 km Höhe bei einer Temperatur um –42°C ein "junger" Kondensstreifen beprobt und Turbulenzmessungen durchgeführt werden. Der Falcon 20 gelang es, sich auf einer Länge von ca. 10,5 km im Abstand von 2 km (~9 s) im Kondensstreifen der DC-9 zu halten. Die Messungen fanden im fortgeschrittenen Jet-Regime statt, in dem die Abgasstrahlen, zumindest zum Teil, in die beiden sich aufrollenden Flügelspitzenwirbel eingemischt werden (Gerz und Ehret, 1997), während die Axialwirbel durch wechselweise Interaktion absinken. Mischungsprozesse in diesem Regime wurden von Garnier und Laverdant (1999) mit Hilfe von Modellsimulationen auch für eine DC-9 untersucht. Die Mischungseffektivität hängt von den aerodynamischen Parametern des Flugzeugs ab, wie insbesondere der initialen Wirbelzirkulation, dem Auftriebsbeiwert, der Fluggeschwindigkeit und der Position der Triebwerke bezogen auf die Flügelspitzen. Im Vergleich zum Airbus 330 und zur Boeing 737

zeichnet sich die DC-9 durch einen höheren Mischungsfaktor aus (Garnier und Laverdant, 1999). Abbildung 5.49 veranschaulicht die komplexe Strömungssituation im Jet-Regime.



Abbildung 5.49: Eine typische zeitliche Sequenz der Wirbelprozesse in der Wirbelschleppe eines Flugzeugs während der Einmischphase der Triebwerksstrahlen in die Nachlaufwirbel, gezeigt sind Isoflächen der potentiellen Vorticity (aus Holzäpfel et al., 2003).

Der Aufenthalt des Messflugzeugs im Wirbelregime des Kondensstreifens wurde durch Feuchtefluktuationsmessungen mit einem schnellen Lyman-a Hygrometer verifiziert. Die turbulenten Fluktuationen der Vertikalwindkomponente sind in Abbildung 5.50 für das Kondensstreifensegment wie auch für einen Vergleichsabschnitt in der unmittelbaren Umgebung aufgetragen. Während die Turbulenzaktivität in der "klaren Luft" verschwindend gering ausfällt, die Zeitreihe verläuft annähernd glatt, zeigen sich im Streifen die w-Schwankungen mit relativen Amplituden von über einem Meter pro Sekunde in hoher zeitlicher Folge; wie zu erwarten ist, waren die Wirbel auf kleiner räumlicher Skala aktiv. Dieses wird auch bei der Betrachtung der zugehörigen Energiedichtespektren deutlich (Abbildung 5.51), das Spektrum für das Jet-Regime zeigt Energieeinträge auf vielen Skalen mit einem hervortretendem sekundärem Maximum bei 20 Hz, was einer Längenskala von ca. 12 m entspricht, der Ausdehnung der kleinsten dominanten Wirbelstrukturen. Weitere charakteristische Wellenlängen für spektrale Beiträge liegen zwischen 70 m und 200 m. Die vielen Strukturen aus der Phase des Zusammenmischens von Strahl und Flügelspitzenwirbel hinterlassen im Spektrum eine komplexe Signatur. Es ist hier zu bemerken, dass die Interpretation einzelner Ereignisse im Spektrum durch die nicht bekannte relative Lage des Messflugzeugs im Kondensstreifen erschwert wird. Z.B. könnten Ensembles kohärenter Strukturen in verschiedenen Abständen zu ihrer Mittelachse erfasst worden sein. In dieser Phase der Entwicklung ist keine ausgeprägte Energiekaskade erkennbar, die Strömung ist noch durch Einzelwirbel bestimmt. Bei ca. 0,4 Hz (entspr. 560 m) lässt sich das atmosphärischen Hintergrund Strömungsgeschehen vom trennen. Das spektrale Energieniveau liegt außerhalb des Kondensstreifen, wie im obigen Fall des gealterten Streifens, deutlich niedriger, im ungestörten Bereich fällt das Spektrum mit -5/3 ab und zeigt keine Energieeinträge bei kleinen Längenskalen.



Abbildung 5.50: Zeitreihen der Vertikalwindkomponente für einen Kondensstreifenabschnitt und ein Segment in "klarer Luft" in der unmittelbaren Umgebung; Mission Contrail 4.



Abbildung 5.51: Maximum-Entropie Spektren der Vertikalwindkomponente für einen Abschnitt im Kondensstreifen und in "klarer Luft" in der Umgebung; Mission Contrail 4.

Die Spektren für die horizontalen Windkomponenten (u, v) im Kondensstreifen (hier nicht gezeigt) weisen auf gleichem Niveau einen ähnlich komplizierten Verlauf auf wie das für die Vertikalwindkomponente. Details fallen jedoch unterschiedlich aus, und es kann für die Einzelstrukturen im Strömungsfeld nicht von Isotropie gesprochen werden. In Tabelle 5.7 sind für diesen Fall die mittleren quadratischen Abweichungen für die Geschwindigkeits-komponenten angegeben, die entsprechenden Werte für u und v sind leider für das Segment in klarer Luft nicht verfügbar. Auf einer Skala unterhalb von 900 m zeigen sich im Kondensstreifen deutlich die vergleichbar großen Turbulenzintensitäten für u, v und w. Im Vergleich zu den entsprechenden Werten im gealterten Streifen (Tabelle 5.6) liegen auf dieser Längenskala die Intensitäten in etwa doppelt so hoch.

	$\left\langle u'^{2}\right\rangle ^{1/2}$	$\left\langle v'^2 \right\rangle^{1/2}$	$\left\langle w'^2 \right\rangle^{1/2}$	$\left\langle w^{\prime 2} \right\rangle^{1/2} / \left\langle u^{\prime 2} \right\rangle^{1/2}$	$\left< w'^2 \right>^{1/2} \left< \left< v'^2 \right>^{1/2} \right>^{1/2}$
	$[ms^{-1}]$	$[ms^{-1}]$	$[ms^{-1}]$	-	-
Kondensstreifen	0,356	0,331	0,368	1,03	1,11
klare Luft	-	-	0,047	-	-

Tabelle 5.7: Mittlere quadratische Abweichungen (rms-Werte) der Geschwindigkeitsfluktuationen sowie deren Verhältnis bestimmt aus 0,25 Hz (~900 m) hochpassgefilterten Daten der Mission Contrail 4. Die spitzen Klammern stehen für die zeitliche Mittelung.

Bei kürzeren Wellenlängen (< 60 m) liegen die spektralen Energien für den jungen Streifen (Abbildung 5.51) gegenüber denen für den gealterten (Abbildung 5.48) um ca. 2 Größenordnungen höher, was auf die beträchtliche Aktivität der Axialwirbel in dem frühen Stadium des Bildungsprozesses zurückzuführen ist. Die Angaben der rms-Werte für Frequenzen größer als 1 Hz (ca. 225 m) in Holzäpfel et al. (2001), die für einen ähnlichen Abstand (ca. 1,6 km) hinter dem produzierendem Flugzeug, einer Fokker ATTAS (mit etwas geringere Spannweite als die DC-9) ermittelt wurden, fallen mit 0,28 ms<sup>-1</sup> zu 0,35 ms<sup>-1</sup> für die Vertikalwindkomponente entsprechend vergleichbar aus. Weitergehende Aussagen zur Entwicklung der Kondensstreifen zwischen dem hier betrachteten Jet-Regime und dem in Abschnitt 5.3.3.2 betrachteten späten Dispersions-Regime erfordern systematisch gestaffelte Messungen in unterschiedlichen Abständen zum erzeugendem Flugzeug (bzw. Alterstufen) ein und desselben Kondensstreifens, und das für möglichst unterschiedliche thermische Stabilitäten der oberen Troposphäre.

## 5.4 Einordnung der Messergebnisse

#### 5.4.1 Vergleich mit anderen Regionen der Atmosphäre

Die in diesem Kapitel vorgestellten Turbulenzergebnisse zeigen kein einheitliches Bild, die Variabilität der Turbulenzparameter in den einzelnen Fällen und zwischen den vorgestellten Missionen ist sehr groß. Dennoch lassen sich ein paar allgemeinere Aussagen machen. In allen untersuchten Missionen zeigte sich ein komplexes Strömungsfeld, meistens traten intermittente Turbulenz und Wellenaktivität unterschiedlicher Ausprägung parallel auf. Turbulenz schien nicht immer voll ausgebildet zu sein und zeigte nur auf kleineren Skalen eine Tendenz zur Isotropie, so dass auf den größeren Skalen (> 500 m) von quasizweidimensionaler Turbulenz (stratified turbulence; Lilly, 1983) gesprochen werden kann. Die höchsten Turbulenzintensitäten waren mit Strömungen verbunden, die sich durch starke Windscherung auszeichneten. In der Regel traten diese hohen Intensitäten im Wolkenniveau auf. Oberhalb der Cirrusschicht, soweit dort Daten vorlagen, konnte nur sehr geringe Turbulenzaktivität beobachtet werden, zum Teil lässt sich die Strömung dort als quasi-laminar bezeichnen. Im Wolkenniveau wurden die Bereiche mit ausgeprägter Turbulenz nicht immer direkt in den Wolken gefunden, sie traten auch außerhalb auf, so dass diese Ereignisse dem Phänomen der Clear Air Turbulence (CAT) zuzuordnen sind. Der Einfluss der Hintergrundturbulenz auf die Struktur der Wolken, der sicher gegeben ist, lässt sich durch die Beobachtungsdaten nur schwer belegen. Hier spielt das Phänomen der fossilen Turbulenz (z.B. Gibson 1987) auch eine verschleiernde Rolle. Als ein Beispiel sind in Abbildung 5.52a Vertikalwindfluktuationen und Eiswassergehalt für ein Turbulenzereignis währen der Mission ICE 207 nebeneinandergestellt, Abbildung 5.52b präsentiert die Energiedichtespektren für die in a) markierten Abschnitte. Es zeigen sich Hinweise auf Zusammenhänge zwischen der mikrophysikalischen Größe und der Turbulenzintensität, jedoch treten die höchsten Eiswassergehalte nicht zusammen mit der ausgeprägtesten Turbulenzintensität auf.

Eine Trennung von CAT und wolkeninduzierter Turbulenz ist nicht einfach, in den vorliegenden Fällen, für die nicht im ausreichenden Umfang mikrophysikalische Daten vorliegen, zeigen sich nur wenige Hinweise auf den Einfluss der Wolken auf die Turbulenzintensität. Ein möglicher Zugang zu diesen Zusammenhängen könnte mit Hilfe der Methode der bedingten Auswahl basierend auf Wavelet-Analysen erreicht werden. Dazu sind Messungen innerhalb von Wolkensegmenten und in der unmittelbaren Umgebung außerhalb der Wolke unter gleichen dynamischen und thermodynamischen Bedingungen erforderlich, wie sie bisher nicht im geeigneten Umfang vorliegen. Abbildung 5.53 zeigt ein Beispiel der mit dieser Methode ermittelten Wavelet-Spektren für einen Messabschnitt der Mission ICE 217. Als Auswahlkriterium wurde die Partikelkonzentration herangezogen, Bereiche mit Sekundenmittelwerten der Konzentration kleiner als 10 pro Liter werden als quasi-wolkenfrei angesehen, diejenigen mit Konzentrationen > 10 pro Liter sollen die Cirrussegmente repräsentieren. Aus statistischen Gründen sind nur die Spektralbereiche mit Skalenlängen kleiner als 1,3 km eingezeichnet. Das mittlere Spektrum für die Cirrusabschnitte zeigt einen spektralen Abfall von annähernd -5/3, was auf ausgebildete Turbulenz hinweist, wohingegen das Spektrum für die wolkenfreien Segmente sehr viel steiler abfällt. Die Interpretation, dass Wolkenprozesse in diesem Fall, für den keine Hinweise auf CAT vorliegen, für die Erzeugung der beobachten, erhöhten Turbulenzintensität verantwortlich war, liegt nahe. Wünschenswerte, allgemeinere Aussagen in dieser Richtung sind nur dann möglich, wenn umfangreiche Datensätze für derartige Untersuchungen verfügbar werden.



b)

a)

Abbildung 5.52: a) Zeitreihen des Eiswassergehaltes ermittelt aus Messungen mit PMS-2DC und PMS-2DP Sonden und der Vertikalwindkomponente gemessen während der Mission ICE 207 in ca. 8,6 km Höhe, b) Energiedichtespektren für die in a) markierten Segmente der Vertikalwindfluktuationen. (Mikrophysikdaten von P.R.A. Brown, UK Met Office).



Abbildung 5.53: Wavelet-Spektren (Meyer-Wavelet) für die Vertikalwindkomponente gemessen auf dem Flugabschnitt R.3.2 der Mission ICE 217, die Oktave 5 korrespondiert mit einer Skalenlänge von ca. 1,3 km und die Oktave 11 mit ca.10 m. Die Wavelet-Koeffizienten wurden entsprechend dem Kriterium Partikelkonzentrationen < 10 per Liter oder > 10 per Liter jeweils zur Berechnung getrennter Spektren herangezogen. (Mikrophysikdaten von P. Brown, UK Met Office).

Ergebnisse der Datenanalyse dieser Arbeit zum allgemeinen Charakter der Turbulenz und zur deren Intensität unter den unterschiedlichen Strömungsbedingungen können zur Unterstützung der Interpretation von mikrophysikalischen Studien herangezogen werden (z.B. Holye et al. 2005).

Wie bereits erwähnt, handelt es sich bei der Turbulenz in Cirruswolken in einigen Fällen um das Phänomen, das mit *Clear Air Turbulence* benannt ist, die Mechanismen sind die gleichen, nur dass die Abläufe auch innerhalb der Wolken stattfinden und diese natürlich lokal beeinflussen. Die hier vorgestellten Turbulenzstrukturen und -intensitäten reihen sich in die außerhalb von Wolken gefundenen ein (Reiter, 1969; Lilly et al. 1974; Kennedy und Shapiro 1975, 1980; Vinnichenko et al., 1980; Koch et al. 2005), Situationen nach orographisch bedingtem Wellenbrechen sind dabei jedoch auszunehmen.

Im Allgemeinen hat die Turbulenzstruktur im Cirrusniveau viele Gemeinsamkeiten mit der in der stabil geschichteten Grenzschicht oberhalb der Bodenschicht, die sich häufig nachts oder in der Arktis ausbildet. Das intermittente Auftreten, die Koexistenz von Turbulenz und kurzen Wellenzügen kennzeichnen auch diesen Bereich der Atmosphäre unter der dämpfenden Wirkung der stabilen Schichtung. Die Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponenten zeigen in diesem Regime ähnliche Intensitäten (z.B. Finnigan et al. 1984; Mahrt et al., 1998; Sun et al. 2003; Muschinski et al., 2004; Salmond, 2005).

### 5.4.2 Bedeutung für die Cirrus-Modellierung

Zur Untersuchung von Cirruswolken werden nummerische Modelle auf unterschiedlichen Skalen eingesetzt, Starr und Quante (2002) und Abschnitt 2.5 geben einen Überblick. In diesen Modellen, die in zwei- oder dreidimensionaler Implementierung angewendet werden, sind die Wolken mehr oder weniger gut aufgelöst; es wird auch von "wolkenauflösenden" Modellen gesprochen (Krueger, 2000). In größerskaligen Modellen, wie sie z.B. für globale Klimasimulationen benutzt werden, sind die Wolken aufgrund der heute praktikablen Gitterauflösung zu parameterisieren (Jacob, 2000). Ein Weg aus dem Dilemma der Notwendigkeit der Parameterisierung von Wolken in der großskaligen Modellierung könnte in der sogenannten *Superparameterisierung* liegen, die in den letzten Jahren entwickelt wurde, und für die erste erfolgreiche Simulationen vorliegen (Grabowski, 2001; Randall et al. 2003a). Das Konzept der *Superparameterisierung* setzt innerhalb der Gittersäulen des antreibenden Zirkulationsmodells zweidimensionale, wolkenauflösende Modelle ein.

Die Cirrusmodellierung wurde bisher im Sinne von Randall et al. (2003b) wenig mit Daten konfrontiert, insbesondere existieren kaum Vergleiche, die dynamische Aspekte berühren. Die vorliegenden Turbulenzanalysen können hier wertvolle Beiträge für die Modellimplementierung (Skalen, Initialisierung), zur Weiterentwicklung von Parameterisierungen und zur Bewertung der Simulationen (Validation) liefern.

### Wolkenauflösende Modelle

Diese Modelle sind zur Zeit noch die wichtigsten nummerischen Hilfsmittel bei der Untersuchung von Prozessen in der Entwicklung von Cirruswolken. Turbulenz wird in den Modellen parameterisiert behandelt. Die Analysen der Turbulenzmessungen und ihre Beziehung zur beobachten Dynamik können diese Modellierarbeiten bei der Auswahl des Modellgebietes und der Gitterauflösung unterstützen. Es zeigt sich, dass eine realistische Modellierung Wellenaktivität und Instabilitäten ermöglichen sollte, da diese dynamischen Vorgänge einen direkten Einfluss auf den Lebenszyklus der Wolken haben aber insbesondere auch zur Turbulenzerzeugung und dem damit verbundenem Mischen beitragen. Erwartete Windscherungen sind daher bei der Festlegung des Lösungsgebietes zu berücksichtigen. Ferner gibt die Skala der gefundenen, dominanten Wirbelgrößen Hinweise auf die Mischungslängenskala, die häufig in die Turbulenzparameterisierung eingeht. Schließungsansätze der ersten Ordnung (*first order closure*) können die subskaligen Wirbelkoeffizienten an den gemessenen Turbulenzgrößen orientieren. Turbulente Längenskalen für die Schließung zweiter Ordnung (*second order closure*) können aus den spektralen Daten abgeschätzt werden.

Die Initialisierung von Wolken (Generation) bei den Modellläufen stellt häufig noch ein Problem dar, es werden in der Regel künstliche Störungen zu Beginn der Simulation aufgeprägt. Hier erscheint es sinnvoll angepasste, gemessene, turbulente Fluktuationen dafür einzusetzen um die Entwicklung unrealistischer Strukturen zu vermeiden (wie z.B. bei Starr und Cox, 1985a. Zur Bewertung von Modelläufen können aus dieser Arbeit typische Werte und der Wertebereich von Turbulenzgrößen wie die turbulente kinetische Energie oder Dissipationsraten herangezogen werden.

## Grobstruktursimulationen, LES

Da die Bedeutung der Interaktion von Mikrophysik und Turbulenz in den Wolken erkannt wurde, werden vermehrt Modelle, die die energietragenden Wirbel in den jeweiligen Strömungen explizit auflösen (Galperin und Orszag, 1993), auch in der Modellierung von Cirruswolken eingesetzt (z.B. Dobbie und Jonas, 2001). Die entsprechenden Simulationen werden als Grobstruktursimulationen bezeichnet im Englischen hat sich der Begriff *Large Eddy Simulation (LES)* durchgesetzt. Diese Modelle, die auch zusätzlich mit expliziter Mikrophysik (*bin microphysics*) betrieben werden, bedeuten einen enormen Rechenaufwand und werden zur Zeit nur für kleine Lösungsgebiete oder in zweidimensionaler Version benutzt.

Für LES Modelle kann der Datenanalyse die typische Größe der energietragenden Wirbel in den jeweiligen Strömungssituationen entnommen werden. Die Existenz und die Lage eines Intertialbereiches ist für die Wahl der Modellauflösung hilfreich, ebenso sind dies Aussagen zum Grad der Isotropie. Die Wahl der Wirbelkoeffizienten für das subskalige-Modul (Schumann, 1991) kann unter Berücksichtigung der gemessenen Größen erfolgen.

Die Initialisierung der Modelle kann turbulente Störungen, basierend auf Messungen der Fluktuationen der Vertikalwindgeschwindigkeit oder potentiellen Temperatur, einsetzen, um das Aufprägen künstlicher Strukturen und zu starke Antriebe zu vermeiden. Zur Bewertung der Simulationen können Varianzen aus gefilterten Turbulenzdaten, die turbulente kinetische Energie und Dissipationsraten herangezogen werden, jeweils mit typischen Werten und dem Schwankungsbereich.

### Stochastische Modelle

Dreidimensionale, rein stochastische Modelle werden für Zwecke der dreidimensionalen Strahlungstransportmodellierung in inhomogener Bewölkung benutzt und werden auch vermehrt in größerskaligen Modellen an der Schnittstelle zu den Strahlungsroutinen implementiert. Es existieren einige dieser Ansätze für Grenzschichtbewölkung (z.B.

163

DiGiuseppe und Tompkins, 2003; Evans und Wiscombe, 2004). Kürzlich haben Hogan und Kew (2005) ein dreidimensionales stochastisches Modell vorgestellt, das realistische Cirrusstrukturen erzeugen soll. Die Algorithmen zur Erzeugung der horizontalen und vertikalen Struktur in diesen Modellen könnten auf spektrale Informationen aus der Turbulenzanalyse zurückgreifen.

## Allgemeine Zirkulationsmodelle/Klimamodelle

Die Repräsentation von Cirruswolken in großskaligen Modellen, wie sie z.B. zur Abschätzung des zukünftigen Klimas eingesetzt werden, muss zur Zeit noch als nicht zufriedenstellend bezeichnet werden. Die noch notwendigen großen Gitterauflösungen erfordern eine vollständige Parameterisierung der Wolken. Die in der Natur beobachteten Variabilitäten auf allen Skalen gehen dabei verloren. Da die kleinerskalige Variabilität bei der Bildung von Wolken entscheidenden Einfluss haben kann (Kärcher und Lohmann, 2002) und die Inhomogenität der Wolken den Strahlungstransport im Langwelligen (Pomoroy und Illingworth, 2000; Fu et al., 2000) und im Kurzwelligen (Carlin et al., 2002; Buschmann et al.,2002) merklich beeinflussen kann, wird neuerdings versucht in den mikrophysikalischen Parameterisierungen den Einfluss der subskaligen, vertikalen Geschwindigkeit zu berücksichtigen. Lohmann und Kärcher (2002) benutzen z.B. in ihrem Ansatz zum homogenen Frieren die turbulente kinetische Energie, die sie mit einem Faktor gewichten. Eine Sensitivitätsstudie mit dem GFDL-GCM von Donner et al. (1997) hat die Bedeutung des Einflusses der subskaligen Vertikalgeschwindigkeit auf integrale Größen wie den Eiswassergehalt herausgestellt; w wurde dabei mit Zufallszahlen in einem plausiblen Wertebereich variiert. Mit berücksichtigter Variabilität hatte sich der Eiswassergehalt in den entsprechenden Wolken mehr als verdoppelt.

Die vorliegenden Messungen und Turbulenzanalysen könnten bei der Modellierung der Variabilität der Vertikalwindgeschwindigkeit sehr hilfreich sein, z.B. ließen sich die gezeigten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen in die Parameterisierungen einfügen. Die Auswahl der jeweils relevanten Verteilung könnten über die vom Modell ermittelten skaligen Windscherung und Stabilität gesteuert werden.

# **Kapitel 6**

## Zusammenfassung und Ausblick

Cirruswolken, die im Mittel deutlich mehr als 20% der Erdoberfläche bedecken, haben in den letzten Jahren aufgrund ihrer besonderen Rolle im Strahlungshaushalt der Erde sowohl in großen Messprogrammen wie auch in nummerischen Simulationsstudien eine zunehmende Beachtung erfahren. Modellrechnungen schreiben den Cirren das Potenzial für eine positive Rückkopplung im globalen Klimawandel zu (Stephens, 2002). Um ihren Einfluss in Klimamodellen realitätsnah zu erfassen, sind genauere Kenntnisse ihrer Eigenschaften erforderlich. Physikalische Prozesse im Lebenszyklus der Cirren, die zu deren Bildung, Aufrechterhaltung und Auflösung beitragen sowie die ausgeprägte innere und äußere Struktur bewirken, sind noch nicht genügend gut verstanden. Detaillierte Vorstellungen über Wechselwirkungen von Strahlung, Mikrophysik und Dynamik/Turbulenz innerhalb der Wolken fehlen. Szenarien, die dynamische und turbulente Prozesse in Cirruswolken unberücksichtigt lassen. können zu Fehlaussagen über den Charakter von Klimarückkopplungsmechanismen führen (Stephens et al., 1990). Die Höhe dieser Wolken in der Atmosphäre hat experimentelle Detailstudien erschwert, daher herrscht immer noch ein Mangel an simultanen Beobachtungen von mikrophysikalischen, dynamischen und strahlungsrelevanten Parametern. Die zurückliegenden Feldstudien konzentrierten sich auf die Erfassung mikrophysikalischer Parameter und Strahlungsgrößen, Messstrategien dynamischen Vorgängen stellten die Ausnahme dar. Dementsprechend existieren nur wenige, qualitativ hochwertige Messungen zur Turbulenz in Cirruswolken. Veröffentlichte Messungen zur Turbulenz in Eiswolken beruhten zum Teil auf zeitlich nicht adäquat aufgelösten Daten, erfassten die Wolken nicht systematisch oder betrachteten lediglich Bereiche an deren Unterkante. Alle Defizite vermag auch die vorliegende Arbeit nicht aufzulösen. Jedoch kann durch die Analyse von Turbulenzmessungen sorgfältig ausgewählter unterschiedlichen Feldexperimenten ein erheblicher Fallstudien aus Beitrag zur Charakterisierung und Quantifizierung der Turbulenzstruktur in Cirruswolken erbracht werden, der sowohl wichtige Hinweise, die einen direkten Eingang in die dynamische Modellierung dieser Wolken finden können, wie auch Anhaltspunkte zur Optimierung zukünftiger Messstrategien zur Erfassung von Turbulenz in Cirren liefert.

Flugzeugmessungen einer Vielzahl von Cirrusmissionen wurden auf Eignung und Datenqualität inspiziert. Zehn Fallstudien mehrerer Feldkampagnen in Europa und den Vereinigten Staaten, die unterschiedliche Typen von Cirruswolken repräsentieren, sowie zwei Messflüge in Kondensstreifen wurden daraus zur intensiven Auswertung ausgewählt. Die Untersuchungen beschränken sich auf die mittleren Breiten, in denen Cirren häufig im Zusammenhang mit synoptischen Systemen und dem Strahlstrom auftreten. Die Spanne der Fälle überstreicht das Spektrum von optisch dünnem Cirrus in ruhiger Umgebung über den klassischen frontalen Cirrus bis hin zum dynamisch sehr aktiven Strahlstrom-Cirrus.

Ein wichtiges Motiv der Arbeit ist es, eine Beschreibung von Turbulenzgrößen zu erstellen, an der sich nummerische Modellstudien orientieren können. Die zu erwartende Ausweitung der Rechnerkapazitäten wird zukünftig auch für globale Modelle komplexere Turbulenzparameterisierungen und Variabilität unterhalb der Gitterauflösung zulassen. Die Analyse der verfügbaren Daten zeigt ein komplexes und herausforderndes dynamisches Umfeld im Cirrusniveau. Die überwiegende Zahl der untersuchten Fälle war durch eine vertikale Scherung des horizontalen Windes und durch eine thermisch stabile Schichtung gekennzeichnet. Turbulenz in einem solchen Umfeld befindet sich in einem stetigen Wechsel zwischen Erzeugung und Abbau. Obwohl auf einer Großzahl der betrachteten Flugabschnitte die Turbulenzintensität im Vergleich zu der z.B. in der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht als eher moderat zu bezeichnen ist, gab es viele bemerkenswerte Ausnahmen, die zu lokal sehr intensiven Mischungsprozessen führten. Aber auch moderate Turbulenz spielt im Zusammenwirken mit mikrophysikalischen Prozessen eine Rolle in der zeitlichen Entwicklung von Eiswolken und hat eine steuernde Funktion bei der Ausbildung der Wolkenstruktur, die typischerweise sehr heterogen war. Es gab aber auch große Regionen in den Wolken, in denen schwach ausgebildete Turbulenz beobachtet wurde. Typische Intensitäten auf turbulenten Abschnitten liegen in der Größenordnung derjenigen, die in der stabil geschichteten Grenzschicht zu verzeichnen sind. Die jeweils maximalen Turbulenzintensitäten unterscheiden sich zwischen den untersuchten Fallstudien um drei Größenordnungen bezogen auf die spektrale Energieverteilung.

Intensivere Turbulenz trat intermittierend auf horizontal beschränkten Abschnitten in vertikal sehr begrenzen Höhenbändern auf. Höchste Turbulenzintensitäten wurden in Regionen mit der prägnantesten Windscherung im Strahlstrom-Cirrus und in wenigen konvektiven Zellen beobachtet. Die niedrigsten Intensitäten wurden in einem Cirrus vorgefunden, der in Verbindung mit einem Höhentief auftrat.

Die Ergebnisse der *Wavelet*-Analyse zeigen für viele der Fälle ein skalenabhängiges Auftreten der Intermittenz der Turbulenz, das mit der jeweiligen Strömungssituation verknüpft war. So stellt sich eine gerade erzeugte Wirbelverteilung anders dar als eine voll entwickelte Energiekaskade in einer homogenen Hintergrundströmung. Turbulenz koexistierte häufig mit Wellenphänomenen auf unterschiedlichen Längenskalen, mit denen sie wahrscheinlich in nicht-linearer Wechselbeziehung stand.

Ergebnisse der Spektralanalyse für die Geschwindigkeitskomponenten des Windes verdeutlichen den zweidimensionalen Charakter des Strömungsfeldes auf größeren Skalen (> 2 km), Vertikalbewegung auf diesen Skalen wurden oft von Schwerewellen dominiert. Dreidimensionale Turbulenz beschränkte sich hauptsächlich auf Wirbelgrößen von weniger als 500 m, lediglich auf Skalenlängen von kleiner als 100 m machte sich der Schichtungseinfluss auf die vertikalen Bewegungen nicht mehr so stark bemerkbar, und es konnte sich in einigen Fällen eine Tendenz zur Isotropie einstellen. Eine Ausnahme war hier für die wenigen Fälle, in denen erhöhte zellulare Konvektion beobachtet wurde, zu verzeichnen, wie in dem Cirrus, der in Verbindung mit einer Okklusion auftrat. Typische Größen der energietragenden Wirbel lagen zwischen einigen Dekametern und ein paar hundert Metern. Nur in wenigen Ausnahmefällen waren signifikante Energiebeiträge auch Wirbeln von 2 km Größe zuzuordnen, diese standen dann mit sich brechenden Wellen im Zusammenhang. Die Amplituden der koexistierenden wellenartigen Erscheinungen und turbulenten Wirbel im Vertikalgeschwindigkeitsfeld waren auf größeren Skalen oft von vergleichbarer Größe, insbesondere für die vorherrschenden moderaten Turbulenzintensitäten. Dieses stellt ein herausforderndes Analyseproblem dar, das hier durch nummerische Filterung mit unterschiedlichen Grenzwellenlängen und der Analyse auf getrennten Skalen gemindert wurde. Das Eliminieren der Wellenanteile aus den Turbulenzdaten ist auch durch ihr häufig nichtlineares Auftreten und Überlagerungseffekte erschwert. Die mit der Kreuzspektralanalyse eindeutig identifizierten linearen Wellenzüge zeigten Wellenlängen, die typischerweise zwischen 2 km und 20 km lagen. Nur in wenigen Ausnahmefällen traten lineare Wellenzüge mit Wellenlängen unterhalb von 2 km auf. Einige der kürzeren Wellen konnten Scherungsinstabilitäten zugeordnet werden, insbesondere bei den längerwelligen handelte es sich um reine Schwerewellen.

Vertikalprofile der aus hochpassgefilterten Daten berechneten Turbulenzparameter und die begleitende Spektralanalyse zeigen für alle Fälle eine deutliche Struktur. In der Regel lagen die Regionen mit erhöhter Aktivität innerhalb der Cirruswolken, dort traten sie entweder in der Nähe der Wolkenoberkante auf oder waren in der Wolkenmitte zu finden. Eine Ursache-Wirkungsbeziehung ist hier jedoch nicht leicht zu etablieren. Die Abgrenzung von Turbulenz, die auf Wolkenprozesse zurückzuführen war, von der durch Phänomene, die mit der Hintergrundströmung assoziiert waren, ist auf Basis der verfügbaren Beobachtungsdaten nur schwer zu vollziehen. Aussagen dazu können an dieser Stelle nur von spekulativer Natur sein. Ein wichtige nicht direkt an Wolkenprozesse gebundene Quelle für Turbulenz im Höhenband der Cirren sind die scherungsinduzierten *Kelvin-Helmholtz*-Instabilitäten, aber auch brechende Schwerwellen sind hier nicht auszuschließen. Soweit Turbulenzmessungen für die angrenzenden Schichten unmittelbar oberhalb und unterhalb des Cirrus verfügbar waren, waren dieses auch die Gebiete mit der geringsten Turbulenzintensität. Das Auftreten der Wolken schien an Regionen mit erhöhter Turbulenz gebunden zu sein.

Durch den intermittenten und nicht-stationären Charakter der Strömung im Cirrusniveau und bisher nicht daran orientierte experimentelle Vorgehensweisen bedingt, sind repräsentative Turbulenzstatistiken und Bilanzen der turbulenten kinetischen Energie oder turbulente Flüsse nur schwer anzugeben. Hier sind speziell auf diese Fragestellung ausgerichtete Messstrategien, geeignete Flugmuster, und eine verbesserte und ergänzte Instrumentierung gefordert. Nötige, zukünftige Experimente, die erweiterte Aussagen zur Dynamik und Turbulenz zum Inhalt haben, und die helfen würden die Signifikanz der hier präsentierten Ergebnisse zu etablieren, sollten einen Vorteil aus technologischen Fortschritten ziehen. So ist bei den Flugzeugmessungen vielfach eine höhere Abtastrate und eine größere Genauigkeit auch zur Erfassung kleiner Signale möglich und anzustreben, dies gilt insbesondere auch für die Messung von Temperaturfluktuationen in Wolken und Feuchtefluktuationen bei geringen Wasserdampfgehalten. Die Berechnung von Energiebilanzen scheiterten an der Verfügbarkeit von genügend gut aufgelösten Vertikalprofilen des Windes und der Temperatur in den Eiswolkenschichten in unmittelbarer Nähe der Turbulenzmessungen. Hier wäre neben simultanen Messungen mit mehreren gut instrumentierten Flugzeugen in benachbarten Höhenbändern auch der intensive Einsatz von Dropsonden eine wertvolle Erweiterung der Beobachtungssysteme. Neue Experimente sollten mehr als bisher auch über den heute an einigen Standorten umfassend verfügbaren aktiven und passiven bodengebundenen Fernmesssystemen durchgeführt werden, die eine bessere Beurteilung der dynamischen, thermodynamischen und wolkenphysikalischen Lokalisierung der Turbulenzdaten erlauben. Letzteres erfordert allerdings einen größeren Zeiteinsatz, da die Möglichkeit die Messflugzeuge zu interessanten Cirrusfeldern zu bewegen eingeschränkt wäre.

Im Allgemeinen sollte für optimierte Messstrategien zur Fragestellung der Interaktion von Turbulenz, Mikrophysik und Strahlung Nutzen aus einem erweiterten Verständnis von charakteristischen Wolkenstrukturen gezogen werden, das aus den heute verfügbaren, umfangreichen räumlich hochaufgelösten Radar- und Lidarbeobachtungsdaten erwachsen ist.

Ein weiterer Punkt, der zu machen ist, betrifft die Datenanalyse. Um Mehrdeutigkeit bei der Interpretation der Ergebnisse von Turbulenzmessungen zu reduzieren und vertiefte Einblicke in die relevanten Prozesse zu gewinnen, wäre eine kombinierte Datenauswertung insbesondere zusammen mit geeigneten mikrophysikalischen Messungen wünschenswert. *Wavelet*-basierte Methoden würden hier verbesserte Möglichkeiten der bedingten Probenahme eröffnen. Die verfügbaren Daten waren dazu kaum geeignet, es sind gezielte Messstrategien erforderlich, die eine Datenerhebung zugeschnitten auf die jeweilige Fragestellung anstreben. So wären z.B. gut dokumentierte Messungen über Wolkengrenzen hinaus in wolkenfreie Regionen oder in Gebiete mit starkem Wechsel in den mikrophysikalischen Eigenschaften, bei ansonsten gleichen Strömungsbedingungen, eine gute Grundlage um wolkeninduzierte Turbulenz von der Hintergrundturbulenz zu separieren und um den Einfluss der Mikrophysik auf die Turbulenz zu bewerten oder zu quantifizieren.

Cirruswolken sind üblicherweise sehr heterogen strukturiert und setzen sich häufig aus mehreren Schichten zusammen, die, wie Fernmessverfahren auflösen, mitunter vertikal nur wenige Dekameter voneinander getrennt auftreten. Das heterogene Erscheinungsbild von Cirren lässt sich zum Teil durch das intermittierende Auftreten von Turbulenz, dem begrenzten vertikalen Mischen, sowie durch wolkenphysikalische Vorgänge bewirkte Effekte, wie dem Wechselspiel von latenter und strahlungsbedingter Erwärmungsmuster mit der lokalen Schichtung, erklären. Daher muss durch Wolken und durch die Hintergrundströmung generierte Turbulenz in Studien zum Lebenszyklus von Cirruswolken adäquate Berücksichtigung Dazu verwendete wolkenauflösende finden. Modelle müssen Strömungseigenschaften auf der Mesoskala, wie die Windscherung und Wellenereignisse, realitätsnah einbeziehen und die Entwicklung entsprechender Instabilitäten, die zur Turbulenz führen, erlauben. Die hier vorgestellten Strömungsparameter- und Turbulenzmessungen können als typisch für die mittleren Breiten angesehen werden. Die präsentierten Turbulenzparameter, wie z.B. Varianzen der Geschwindigkeitskomponenten, Energiedissipationsraten oder Längenskalen, können daher zur Einrichtung, Initialisierung oder Bewertung von Modellstudien herangezogen werden.

Die großskalige Modellierung kann durch die Erweiterung von Parameterisierungsansätzen aufbauend auf hier gezeigten Histogrammen der Vertikalwindfluktuationen in Verbindung mit den Intermittenzparametern Variabilitäten auf den nicht aufgelösten Skalen realitätsnah einbeziehen. Erste Studien dazu haben einen signifikanten Einfluss der kleinskaligen Variabilität auf die Eiswasserentwicklung in globalen Zirkulationsmodellen gezeigt.

Die hier vorgestellten Ergebnisse von Turbulenzmessungen sollten durch Folgestudien erhärtet und durch weitere Fälle ergänzt werden. Insbesondere fehlen Turbulenzdaten aus von orographischen Einflüssen dominierten Cirren und aus tropischen Cirruswolken, die mit tiefgreifender Konvektion in Verbindung stehen.

# **Kapitel 7**

# Literatur

- Abry, P., 1997: Ondelettes et turbulence. Diderot, Paris, 292pp.
- Ackerman, T.P., und G.M. Stokes, 2003: The Atmospheric Radiation Measurement Program. *Physics Today*, **56**: 38-45.
- Akaike, H., 1974: A new look at the statistical model identification. *IEEE Trans. Autom. Contr.*, AC-19, 716-723.
- Albrecht, B.A., P. Kollias und M. Shupe, 2003: Turbulence observations in layer clouds. 31st International Conference on Radar Meteorology, AMS, 6-12 August 2003, Seattle, WA, 4A.4.
- Alisse, J.-R., und C. Sidi, 2000: Experimental probability density functions of small-scale fluctuations in the stably stratified atmosphere. *J. Fluid Mech.*, **402**, 137-162.
- Andreassen, Ø., P.Ø. Hvidsten, D.C. Fritts und S. Arendt, 1998: Vorticity dynamics in a breaking internal gravity wave. Part 1 Initial instability evolution. J. Fluid. Mech., 367, 27-46.
- Ansmann, A., J. Bösenberg, G. Brogniez, S. Elouragini, P.H. Flamant, K. Klapeheck, H. Linné, L. Menenger, W. Michaelis, M. Riebesell, C. Senff, P.-Y. Thro, U. Wandinger und C. Weitkamp, 1993: Lidar network observations of cirrus morphological and scattering properties during the International Cirrus Experiment 1989: The 18 October 1989 case study and statistical analysis. J. Appl. Meteor., 32, 1608-1622.
- Antonia, R.A., A.J. Chambers, C.A. Friehe und C.W. VanAtta, 1979: Temperature ramps in the atmospheric surface layer. J. Atmos. Sci., 36, 99-108.
- Appleman, H., 1953: The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **34**, 14-20.
- Arendt, S., D.C. Fritts und Ø. Andreassen, 1998: Kelvin twist waves in the transition to turbulence. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, **17**, 595-604.
- Arking, A., 1991: The radiative effects of clouds and their impact on climate. *Bull. Amer. Meteoro. Soc.*, **72**, 795-813.
- Auria, R., und B. Campistron, 1987: Origin of precipitation and dynamic organization in wavelike precipitation bands. J. Atmos. Sci., 44, 3329-3340.
- Axford, D.N., 1971: Spectral analysis of an aircraft observation of gravity waves. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 97, 313-321.
- Bacmeister, J.T., S.D. Eckermann, P.A. Newman, L.Lait, K.R. Chan, M. Loewenstein, M.H. Proffitt und B.L. Gary, 1996: Stratospheric horizontal wavenumber spectra of winds, potential temperature, and atmospheric tracers observed by high-altitude aircraft. *J. Geophys. Res.*, **101**, 9441-9470.
- Baker, M.B., 1997: Cloud microphysics and climate. Science, 276, 1072-1078.
- Barker, H.W., G.L. Stephens und Q. Fu, 1999: The sensitivity of domain-averaged solar fluxes to assumptions about cloud geometry. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 2127-2152.
- Barnes, A.A., 1980: Observations of ice particles in clear air. J. Rech. Atmos., 14, 311-315.
- Barrodale, I., und R.E. Erickson, 1980: Algorithms for least-squares linear prediction and maximum entropy spectral analysis-Part I: Theory. *Geophysics*, **45**, 420-432.
- Barthlott, C., 2003: Kohärente Wirbelstrukturen in der atmosphärischen Grenzschicht. Wissenschaftliche Berichte des Instituts für Meterorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe, 128pp.
- Baumann, G., 1927: Mammato-Formation an Cirren. Meteor. Z., 44, 420.
- Baumann, R., R. Busen, H. Fimpel, C. Kiemle, M.E. Reinhardt und M. Quante, 1993: Measurements on contrails of commercial aircraft. Proc. Eighth Symposium on Meteorological Observations and Instrumentation, 17.-22. January, Anaheim, 484-489.
- Benson, S., K. Sassen und D.O'C. Starr, 1998: Heterogeneous versus homogeneous nucleation competition effects in cirrus: parcel model studies. In *Cirrus*, OSA, Technical Digest, Optical Society of America, Washington, PDP4, 1–4.

- Beylkin, G., 1996: Wavelets, multiresolution analysis and fast numerical algorithms. In G. Erlebacher, M.Y. Hussaini und L.M. Jameson (Hrsg.): *Wavelets: Theory and applications*. Oxford University Press, New York, 182-262.
- Biferale, L., G. Boffetta und B. Castaing, 2003: Fully developed turbulence. *Lect. Notes. Phys.*, **636**, 149-172.
- Bögel, W., und R. Baumann, 1991: Test and calibration of the DLR Falcon wind measuring system by maneuvers. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **8**, 5-18.
- Bohr T., M.H. Jensen, G. Paladin und A. Vulpiani, 1998: *Dynamical systems approach to turbulence*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 350pp.
- Borrmann, S., S. Solomon, J.E. Dye und B. Luo, 1996: The potential of cirrus clouds for heterogeneous chlorine activation. *Geophys. Res. Lett.*, 23, 2133-2136.
- Braham, R.R., Jr., und P. Spyers-Duran, 1967: Survival of cirrus crystals in clear air. J. Appl. Meteor., 6, 1053-1061.
- Brandt, S., 1999: Datenanalyse. 4. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 646pp.
- Brasseur G.P., J.J. Orlando und G.S. Tyndall (Hrsg.), 1999: Atmospheric Chemistry and Global Change. Oxford University Press, New York, 654pp.
- Bretherton, F.P., 1969: Waves and turbulence in stably stratified fluids. Radio Sci., 4, 1279-1287.
- Brost, R.A., und J.C. Wyngaard, 1978: A model study of the stably stratified planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1427-1440.
- Buck, A., 1985: The Lyman-alpha absorption hygrometer. In *Moisture and Humidity: Measurement and Control in Science and Industry*. Instrum. Soc. Amer., Research Triangle Park, NC, 411-436.
- Buck, A.L., und R. Clark, 1991: Development of a cryogenic dew/frost point hygrometer. *Proc. Seventh Symp. On Meteorological Observations and Instrumentation.* New Orleans, Amer. Meteor. Soc., 322-326.
- Burg, J.P., 1967: Maximum entropy spectral analysis, 37th Ann. Intern. Meeting, Soc. Explor. Geophys., Oklahoma City, Oklahoma.
- Buschmann, N., G.M McFarquhar und A.J. Heymsfield, 2002: Effects of observed horizontal inhomogeneities within cirrus clouds on solar radiative transfer. J. Geophys. Res., 107, doi:10.109/2001JD001273.
- Busen, R., M.E. Reinhardt, H. Fimpel, C. Kiemle und M. Quante, 1994: Measurements of physical properties in the wake of commercial aircraft. In U. Schuman und D. Wurzel (Hrsg.): *Impact of emissions from aircraft and spacecraft upon the atmosphere*. DLR Mitteilungen, 06, 1994, 297-302.
- Buttkus, B., 2000: Spectral analysis and filter theory in applied geophysics. Springer Verlag, Berlin, 667pp.
- Cadot, O., S. Douady und Y. Couder, 1995: Characterization of the low-pressure filaments in a threedimensional turbulent shear flow. *Phys. Fluids A*, **7**, 630-646.
- CAM, 1989: Description Generale de L'Aviation Instrumente Merlin IV F-GMTO. Bulletin No5, Centre D'Aviation Météorologique, Bretigny, France, 47pp.
- Camussi, R., und G. Guj, 1997: Orthonormal wavelet decomposition of turbulent flows: intermittency and coherent structures. *J. Fluid Mech.*, **348**, 177-199.
- Cantrell, W., und A.J. Heymsfield, 2005: production of ice in tropospheric clouds: A review. Bull. Amer. Meteor. Soc., 86, 795-807.
- Canuto, V.M. und F. Minotti, 1993: Stratified turbulence in the atmosphere and oceans: A new subgrid model. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1925-1935.
- Canuto, V.M., 2002: Critical Richardson numbers and gravity waves. *Astronomy & Astrophysics*, **384**, 1119-1123.
- Carleton, A.M., und P.J. Lamb, 1986: Jet contrails and cirrus cloud: A feasibility study employing high resolution satellite imagery. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **67**, 301-309.
- Carlin, B., Q. Fu, U. Lohmann, G.G. Mace, K. Sassen und J.M. Comstock, 2002: High-cloud horizontal inhomogeneity and solar albedo bias. *J. Climate*, **15**, 2321-2339.
- Caughey, S.J., J.C. Wyngaard und J.C. Kaimal, 1979: Turbulence in the evolving stable boundary layer. J. Atmos. Sci., 6, 1041-1052.
- Cess, R.D., G.L. Potter, J.P. Blanchet, G.J. Boer, A.D. Del Genio, M. Déqué, V. Dymnikov, V. Galin, W.L. Gates, S.J. Ghan, J.T. Kiehl, A.A. Lacis, H. Le Treut, Z.X. Li, X.Z. Liang, B.J. McAvaney,

V.P. Meleshko, J.F.B. Mitchell, J.J. Morcrette, D.A. Randall, L. Rikus, E. Roeckner, J.F. Royer, U. Schlese, D.A. Sheinin, A. Slingo, A.P. Sokolov, K.E. Taylor, W.M. Washington, R.T. Wetherald, I. Yagi und M.H. Zhang, 1990: Intercomparision and interpretation of climate feedback processes in nineteen atmospheric general circulation models. *J. Geophys. Res.*, **95**, 16601-16615.

- Cess, R.D., M.H. Zhang, W.J. Ingram, G.L. Potter, V. Alekseev, H.W. Barker, E. Cohen-Solal, R.A. Colman, D.A. Dazlich, A.D. Del Genio, M.R. Dix, V. Dymnikov, M. Esch, L.D. Fowler, J.R. Fraser, V. Galin, W.L. Gates, J.J. Hack, J.T. Kiehl, H. Le Treut, K.K.-W. Lo, B.J. McAvaney, V.P. Meleshko, J.J. Morcrette, D.A. Randall, E. Roeckner, J.F. Royer, M.E. Schlesinger, P.V. Sporyshev, B. Timbal, E.M. Volodin, K.E. Taylor, W. Wang und R.T. Wetherald, 1996: Cloud feedback in atmospheric general circulation models: An update. *J. Geophys. Res.*, 101, 12791-12794.
- Chahine, M.T., 1992: The hydrological cycle and its influence on climate. Nature, 359, 373-380.
- Chan K.R., J. Dean-Day, S. W. Bowen und T.P. Bui, 1998: Turbulence measurements by the DC-8 Meteorological Measurement System. *Geophys. Res. Letters*, **25**, 1355-1358.
- Charney, J., 1971: Geostrophic turbulence. J. Atmos. Sci., 28, 1087–1095.
- Chatfield, C., 2004: The Analysis of Time Series: An Introduction. 6te Auflage, Chapman & Hall/CRC Press, Boca Raton, Fl, 333pp.
- Chen, T., W.B. Rossow und Y.-C. Zhang, 2000: Radiative effects of cloud-type variations. *J. Climate*, **13**, 264-286.
- Chlond, A., 1998: Large-eddy simulation of contrails. J. Atmos. Sci., 55, 796-819.
- Cho, J.Y.N., und E. Lindborg, 2001: Horizontal velocity structure functions in the upper troposphere and lower stratosphere 1. Observations. J. Geophys. Res., **106**, 10223-10232.
- Chorin, A.J., 1994: Vorticity and turbulence. Springer-Verlag, New York, 174pp.
- Clothiaux, E.E., H.W. Barker und A.V. Korolev, 2005: Observing clouds and their optical properties. In A. Marshak und A.B. Davis: 3 D radiative transfer in cloudy atmospheres. Springer Verlag, Berlin, 93-150.
- Conover, J., 1960: Cirrus patterns and related air motions near the jet stream as derived by photography. J. Meteor., 17, 532-546.
- Cotton, W.R., und R.A. Anthes, 1989: Storm and cloud dynamics. Academic Press, Inc., 880pp.
- Crow, S.C., 1970: Stability theory for a pair of trailing vortices. AIAA J., 8, 2172-2179.
- Danielsen, E.F., 1982: Statistics of cold cumulonimbus anvils based on enhanced infrared photographs. *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 601-604.
- Danne, O., M. Quante, D. Milferstädt, H. Lemke und E. Raschke, 1999: Relationships between Doppler spectral moments within large-scale cirro- and altostratus cloud fields observed by a ground-based 95 GHz cloud radar. *J. Appl. Meteor.*, **38**, 175-189.
- Daubechies, I., 1988: Orthonormal bases of compactly supported wavelets. *Comm. Pure. Appl. Math.*, **XLI**, 909-996.
- Daubechies, I., 1992: Ten Lectures on wavelets. SIAM CBMS 61, Philadelphia, PA, 357pp.
- Davidson, P.A., 2004: *Turbulence: An Introduction for Scientists and Engineers*. Oxford University Press, Oxford, 678pp.
- Deissler, R.G., 1984: Turbulent solutions of the equations of fluid motion. *Rev. Mod. Phys.*, **56**, 223-254.
- DelGenio, A.D., 1998: GCM simulations of cirrus for climate studies. In *Cirrus*, OSA Technical Digest, Optical Society of America, Washington, 97-99.
- Demoz, B.B., D.O'C. Starr, K.R. Chan und S.W. Bowen, 1998: Wavelet analysis of dynamical processes in cirrus. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1347-1350.
- DeMott, P.J., 2002: Laboratory studies of cirrus cloud processes. In D. Lynch, K. Sassen, D. O'C. Starr und G. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, New York, 102-135.
- Denaro, R.P., und G.J. Geier, 1988: GPS/inertial navigation system integration for enhanced navigation performance and robustness. AGARD Lecture Series No. 161, 7/1-7/12.
- Derbyshire, 1990: Nieuwstadt's stable boundary layer revisited. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **116**, 127-158.
- Dewan, E.M. 1981: Turbulent vertical transport due to thin intermittent mixing layers in the stratosphere and other stable fluids. *Science*, **211**, 1041-1042.

- Dewan, E.M., 1985: On the nature of atmospheric waves and turbulence. *Radio Science*, **20**, 1301-1307.
- Dewan, E.M., 1997: Saturated-cascade similitude theory of gravity wave spectra. J. Geophys. Res., 102, 29799-29817.
- DiGiuseppe, F., und A.M. Tompkins, 2003. Effect of spatial organization on solar radiative transfer in threedimensional idealized stratocumulus cloud fields. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1774–1794.
- Dimotakis, P.E., 2005: Turbulent mixing. Annu. Rev. Fluid Mech., 37, 329-356.
- Dmitriev, V.K., T.P. Kapitanova, V.D. Litvinova, N.G. Pinus, G.A. Potertikova und G.N. Shur, 1984: Meso- and microscale structure of wind and temperature fields in jet stream ci clouds. The 9th International Cloud Physics Conference, Vol. II, Tallinn, 347-350.
- Dmitriev, V.K., T.P. Kapitanova, V.D. Litvinova, N.G. Pinus, G.A. Potertikova und G.N. Shur, 1986: Experimental investigations of turbulence in tropospheric upper-level clouds. *Izvestiya*, Atmos. Ocean. Phys., 22, 108-113.
- Dobbie, S., und P. R. Jonas, 2001: Radiative influences on the structure and lifetime of cirrus clouds. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **127**, 2663-2682.
- Donner, L.J., C. Seman, B. Soden, R. Hemler, J. Warren, J. Ström und K.N. Liou, 1997: Large-scale ice clouds in the GFDL SKYHI general circulation model. J. *Geophys. Res.*, **102**, 21,745-21,768.
- Dörnbrack, A., und T. Dürbeck, 1998: Turbulent Dispersion of Aircraft Exhausts in Regions of Breaking Gravity Waves. *Atmos. Environ.*, **32**, 3105-3112.
- Dowling, D.R., und L.F. Radke, 1990: A summary of the physical properties of cirrus clouds. *J. Appl. Meteor.*, **29**, 970–978.
- Dubief, Y., und F. Delcayre, 2000: On coherent-vortex identification in turbulence. *J. Turbulence*, **1**, N11 1-22.
- Dunkerton, T.J., 1997: Shear instability of internal inertia gravity waves. J. Atmos. Sci., 54, 1628-1641.
- Dunn, D.C., und J.F. Morrison, 2005: Analysis of the energy budget in turbulent channel flow using orthogonal wavelets. *Computers and Fluids*, **34**, 199-224.
- Dutton, J.A., J.A. Lane, D.R. Bean, M. Fukushima, A. Montgomery und W.C. Swinbank, 1969: Intermittency of small-scale turbulence. *Radio Sci.*, **12**, 1357-1359.
- Dutton, J.A., und H.A. Panofsky, 1970: Clear air turbulence: A mystery may be unfolding. *Science*, **167**, 937-944.
- Ellrod, G.P., 1993: A northern hemisphere clear air turbulence climatology. Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Conference on Aviation Weather Systems, August 2-6, 1993, Vienna. 444-448.
- Ellrod, G.P., P.F. Lester und L.J. Ehrenberger, 2003: Clear air turbulence. In J.R. Holton, J.A. Curry und J.A. Pyle (Hrsg.): *Encyclopedia of atmospheric sciences*. Academic Press, Amsterdam, 393-403.
- Ermakov, V.M., I.P. Mazin, S.M. Shmeter, V.I. Silayeva und N.A. Strunin, 1984: Characteristics of turbulence in clouds of different types. The 9th International Cloud Physics Conference, Volume II, Tallinn, 371-373.
- ESA, 2001: The Five Candidate Earth Explorer Missions EarthCare Earth Clouds, Aerosols and Radiation Explorer. ESA SP-1257(1), ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 130pp.
- Etling, D., 1993: Turbulence collapse in stably stratified flows: Application to the atmosphere. In S.D. Mobbs und J.C. King (Hrsg.): *Waves and turbulence in Stably stratified flows*. Clarendon Press, Oxford, 1-21.
- Etling, D., 2002: Theoretische Meteorologie. Springer Verlag, Berlin, 354pp.
- Evans, K.F., und W.J. Wiscombe, 2004: An algorithm for generating stochastic cloud fields from radar profile statistics. *Atmos. Res.*, **72**, 263-289.
- Farge, M., 1992: Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **24**, 395-458.
- Farge, M., N. Kevlahan, V. Perrier und E. Goiraud, 1996: Wavelets and turbulence. *Proceedings of the IEEE*, **84**, 639-669.
- Farge, M., N.K.-R. Kevlahan, V. Perrier und K. Schneider, 1999: Turbulence analysis, modelling and computing using wavelets. In J.C. Van den Berg, (Hrsg.), 1999: Wavelets in physics. Cambridge University Press, Cambridge, 117-200.

- Farrell, B.F., und P.J. Ioannou, 1993: Transient development of perturbations in stratified shear flow. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2201-2214.
- Farrell, J.L., 1976: Integrated aircraft navigation. Academic Press, New York, 351pp.
- Fernando, H.J.S., 1991: Turbulent mixing in stratified fluids. Annu. Rev. Fluid Mech., 23, 455-493.
- Fernando, H.J.S., 2002: Turbulence in stratified fluids. In R. Grimshaw (ed.): *Environmental stratified flows*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 161-189.
- Finnigan, J.J., F. Einaudi und D. Fua, 1984: The interaction between an internal gravity wave and turbulence in the stably-stratified nocturnal boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2409-2436.
- Foias, C., O. Manley, R. Rosa und R. Temam: 2001: *Navier-Stokes Equations and Turbulence*. Cambridge University Press, 362pp.
- Foufoula-Georgiou, E., und P. Kumar, (Hrsg.), 1994: Wavelets in Geophysics. Academic Press, San Diego, 373pp.
- Fougere, P.F., 1985: On the accuracy of spectrum analysis of red noise processes using maximum entropy and periodogram methods: Simulation studies and application to geophysical data. *J. Geophys. Res.*, **90**, 4355-4366.
- Fougere, P.F., E.J. Zawalick und H.R. Radoski, 1976: Spontaneous line splitting in maximum power spectrum analysis. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **12**, 201-207.
- Francis, P.N., A. Jones, R.W. Saunders, K.P. Shine, A. Slingo und Z. Sun, 1994: An observational and theoretical study of the radiative properties of cirrus: Some results from ICE'89. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **120**, 809-848.
- Francis, P.N., P. Hignett und A. Macke, 1998: The retrieval of cirrus cloud properties from aircraft multi-spectral reflectance measurements during EUCREX'93. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 124, 1273-1291.
- Friehe, C.A., und D. Khelif, 1992: Fast-response aircraft temperature sensors. J. Atmos. Oceanic Tech., 9, 784-795.
- Frisch, U., 1995: Turbulence. Cambridge University Press, Cambridge, 296pp.
- Fritts, D.C., und P.K. Rastogi, 1985: Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations. *Radio Science*, **20**, 1247-1277.
- Fritts, D.C., und G.D. Nastrom, 1992: Sources of mesoscale variability of gravity waves, II: Frontal, convective, and jet stream excitation. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 111-127.
- Fritts, D.C., S. Arendt und Ø. Andreassen, 1998: Vorticity dynamics in a breaking internal gravity wave. Part 2. Vortex interaction and transition to turbulence. J. Fluid. Mech., **367**, 47-65.
- Fritts, D.C., S. Arendt, und Ø. Andreassen, 1999: The vorticity dynamics of instability and turbulence in a breaking internal gravity wave. *Earth Planets Space*, **51**, 457-473.
- Fritts, D.C., und J.A. Werne, 2000: Turbulence dynamics and mixing due to gravity waves in the lower and middle atmosphere. In *Atmospheric Science Across the Stratopause*. Geophysical Monograph, 123, American Geophysical Union, 143-159.
- Fritts, D.C., und M.J. Alexander, 2003: Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, **41**, 3-1:3-64.
- Fu, Q., B. Carlin und G. Mace, 2000: Cirrus horizontal inhomogeneity and OLR bias. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 3341-3344.
- Fujiyoshi Y., M. Quante, O. Danne und E. Raschke, 1999: Properties of deep stratiform ice cloud revealed by 95 GHz cloud radar a case study. *Contr. Atmos. Phys.*, **72**, 113-125.
- Gage, K.S., 1979: Evidence for a k<sup>-5/3</sup> law inertial range in mesoscale two-dimensional turbulence. J. *Atmos. Sci.*, **36**, 1950-1954.
- Gage, K.S., 2004: Dynamic processes contributing to the mesoscale spectrum of atmospheric motions. In E. Fedorovich, R. Rotunno und B. Stevens (Hrsg.): *Atmospheric turbulence and mesoscale meteorology*. Cambridge University Press, Cambridge, 223-263.
- Gage, K.S., und G.D. Nastrom, 1986: Theoretical interpretation of atmosperic wavenumber spectra of wind and temperature observed by commercial aircraft during GASP. J. Atmos. Sci., 43, 729-740.
- Gage, K.S., und E.E. Gossard, 2003: Recent developments in observation, modelling, and understanding atmospheric turbulence and waves. *Meteorological Monograph Series*, **30**, No. 52, 139-174.

- Gallagher, M.W., P.J. Connolly, J. Whiteway, D. Figueras-Nieto, M. Flynn, T.W. Choularton, K.N. Bower, C. Cook, R. Busen und J. Hacker, 2005: An overview of the microphysical structure of cirrus clouds observed during EMERALD-1. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 1143-1169.
- Galperin, B., und S.A. Orszag, (Hrsg.) 1993: Large eddy simulation of complex engineering and geophysical flows., Cambridge University Press, Cambridge, 620pp.
- Gao, X., und J.W. Meriwether, 1998: Mesoscale spectral analysis of in situ horizontal and vertical wind measurements at 6 km. J. Geophys. Res., 103, 6397-6404.
- Garnier, F., und A. Laverdant, 1999: Exhaust jet mixing and condensation effects in the near field of aircraft wakes. *Aerospace Science and Technology*, **5**, 271-280.
- Garnier, F., C. Ferreira Gago, A. Brasseur, R. Paoli und B. Cuenot, 2003: Dispersion and growing of ice particles in a turbulent exhaust plume. In *European Conference on Aviation, Atmosphere and Climate*, Friedrichshafen, Germany.
- Gates, W.L., J.S. Boyle, C. Covey, C.G. Dease, C.M. Doutriaux, R.S. Drach, M. Fiorino, P.J. Gleckler, J.J.Hnilo, S.M. Marlais, T.J. Phillips, G.L. Potter, B.D. Santer, K.R. Sperber, K.E. Taylor und D.N. Williams, 1999: An overview of the results of the atmospheric model intercomparison project (AMIP I). *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 80, 29–55.
- Gerz, T., J. Howell und L. Mahrt, 1994: Vortex structures and microfronts. *Phys. Fluids A*, 6, 1242-1251.
- Gerz, T., und T. Ehret, 1997: Wingtip vortices and exhaust jets during the jet regime of aircraft wakes. *Aerosp. Sci. and Technol.*, **1**, 463-474.
- Gerz, T., T. Dürbeck und P. Konopka, 1998: *Transport and Effective Diffusion of Aircraft Emissions*. J. Geophys. Res., **103**, 25905-25913.
- Ghan, S.J., L.R. Leung, R.C. Easter, und H. Abdul-Razzak, 1997: Prediction of cloud droplet number in a general circulation model. J. Geophys. Res., 102, 21777-21794.
- Gibson, C.H., 1987: Fossil turbulence and intermittency in sampling oceanic mixing processes. J. Geophys. Res., 92, 5383-5404
- Gibson, C.H., 1996: Turbulence in the Ocean, Atmosphere, Galaxy, and Universe. *Appl. Mech. Rev.*, **49**, 299-315.
- Gierens, K., und E. Jensen, 1998: A numerical study of the contrail-to-cirrus transition. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 4341-4344.
- Gierens, K., R. Kohlhepp, P. Spichtinger und M. Schroedter-Homscheidt, 2004: Ice supersaturation as seen from TOVS. *Atmos. Chem. Phys.*, **4**, 539-547.
- Gloster, J., 1990: The Hercules aircraft of the Meteorological Research Flight, MRF Internal Note No. 49, Meteorological Research Flight, Farnborough, UK.
- Gossard, E.E., und W.H. Hooke, 1975: *Waves in the atmosphere*. Elsevier, Amsterdam, New York, 456pp.
- Grabowski W.W., 2001: Coupling cloud processes with the large-scale dynamics using the cloud-resolving convection parameterizaiton (CRCP). J. Atmos. Sci., 58, 978–997.
- Graham, R.J., 1963: Determination and analysis of numerical smoothing weights. NASA Technical Report. R-179, 28pp.
- Grant, A., und S. Zank, 1986: An intercomparison of turbulence data obtained by two aircraft during KonTur. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **59**, 185-194.
- Graßl, H., 1990: Possible climatic effects of contrails and additional water vapour. In U. Schumann (Hrsg.): *Air-traffic and the environment*. Springer-Verlag, 124-137.
- Greensmith, H., 1993: EUCREX flight summary. Report, Meteorological Research Flight, Farnborough, UK, 33pp.
- Grossman, A., R. Kronland-Martinet und J. Morlet, 1989: Reading and understanding continous wavelet transforms. In J.M. Combes, A. Grossmann und P. Tchamitchian (Hrsg.), 1989: *Wavelets*. 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 2-20.
- Gu, Y., und K.N. Liou, 2000: Interactions of radiation, microphysics and turbulence in the evolution of cirrus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 2463-2479.
- Gu, Y., und K.N. Liou, 2001: Radiation parameterization for three-dimensional inhomogenenous cirrus clouds: Application to climate models. J. Climate, 14, 2443-2457.
- Guillemet, B., P. Mascart, M. Ravaut und H. Isaka, 1977: Calibrage autonome et correction d'une systeme aeroporte pour la mesure du vent horizontal. *J. Rech. Atmos.*, **11**, 9-37.
- Gultepe, I., und G.V. Rao, 1993: Moisture and heat budgets of a cirrus cloud from aircraft measurements during FIRE. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 957-974.
- Gultepe, I., und D.O'C. Starr, 1995: Dynamical structure and turbulence in cirrus clouds: Aircraft observations during FIRE. J. Atmos. Sci., 52, 4159-4182.
- Gultepe, I., D.O'C. Starr, A.J. Heymsfield, T. Uttal, T.P. Ackermann und D.L. Westphal, 1995: Dynamical characteristics of cirrus clouds from aircraft and radar observations in micro and meso-γ scales. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 4060-4078.
- Haar, A., 1910: Zur Theorie der orthogonalen Funktionen-Systeme. Math. Ann., 69, 331-371.
- Hagelberg, C.R., und N.K.K. Gamage, 1994: Application of structure preserving wavelet decompositions to intermittent turbulence: A case study. In E. Foufoula-Georgiou und P. Kumar, (Hrsg.): Wavelets in Geophysics. Academic Press, San Diego, 45-80.
- Hall, W.D., und H.R. Pruppacher, 1976: The survival of ice particles falling from cirrus clouds in subsaturated air. J. Atmos. Sci., 33, 1995-2005.
- Hallet, J. und G.A. Isaac, 2001: Perspectives in cloud physics. Bull. Amer. Meteoro. Soc., 82, 2259-2263.
- Hallet, J., W.P. Arnott, M.P. Bailey und J.T. Hallet, 2002: Ice crystals in cirrus. In D. Lynch, K. Sassen, D.O'C. Starr und G. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, New York, 41-77.
- Hanazaki, H., und J.C.R. Hunt, 2004: Structure of unsteady stably stratified turbulence with mean shear. J. Fluid Mech., 507, 1-42.
- Harimaya, I., 1968: On the shape of cirrus uncinus clouds: A numerical computation. Studies of cirrus clouds, Part III. J. Meteor. Soc. Jpn., 46, 272-279.
- Harris, F.J., 1978: On the use of windows for harmonic analysis with discrete Fourier transform. *Proc. IEEE*, **66**, 51-83.
- Hartmann D.L., 1993: Radiative effects of clouds on earth's climate. In P.V. Hobbs (Hrsg.): Aerosol-Cloud-Climate Interactions. Academic Press, San Diego, 151-173.
- Hartmann, D.L., J.R. Holton und Q. Fu, 2001: The heat balance of the tropical tropopause, cirrus and stratospheric dehydration. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 1969-1972.
- Hauf, T., 1984: Turbulenzmessungen mit dem Forschungsflugzeug Falcon. *Meteorol. Rundschau*, **37**, 163-176.
- Hauf, T., und T.L. Clark, 1989: Three dimensional numerical experiments on convectively forced internal gravity waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **115**, 309-333.
- Hayashi, Y., 1981: Space-time cross spectral analysis using the maximum entropy method. J. Meteor. Soc. Japan, **59**, 620-624.
- Haykin, S., und S. Kesler, 1983: Prediction-error filtering and maximum-entropy spectral estimation. In S. Haykin (Hrsg.): Nonlinear methods of spectral analysis. 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 9-72.
- Heckman, S.T., und W.R. Cotton, 1993: Mesoscale simulation of cirrus clouds FIRE case study and sensitivity analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2264-2284.
- Hennings, D., M. Quante und R. Sefzig, (Hrsg.), 1990: International cirrus experiment, 1989 field phase report. Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln, 110pp.
- Herzegh, P.H., and P.V. Hobbs, 1980: The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. II: Warm frontal clouds. J. Atmos. Sci., **37**, 597-611.
- Hess, W., 1989: Digitale Filter. B.G. Teubner, Stuttgart, 384pp.
- Heymsfield, A.J., 1975a: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part I: Aircraft observations of the growth of the ice phase. J. Atmos. Sci., 4, 799-808.
- Heymsfield, A.J., 1975b: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part II: The structure and circulation of the cirrus uncinus generating head. J. Atmos. Sci., 4, 809-819.
- Heymsfield, A.J., 1975c: Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirriform clouds. Part III: Numerical computations of the growth of the ice phase. J. Atmos. Sci., 4, 820-830.
- Heymsfield, A.J., 1977: Precipitation development in stratiform ice clouds: A microphysical and dynamical study. J. Atmos. Sci., 34, 367-381.
- Heymsfield, A.J., und C.M.R. Platt, 1984: A parametrisation of the particle size spectrum of ice clouds in terms of ambient temperature and the ice water content. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 846-855.

- Heymsfield, A., 1993: Microphysical structures of stratiform and cirrus clouds. In P.V. Hobbs (Hrsg.): *Aerosol-Cloud-Climate*. Academic Press, 97-121.
- Heymsfield, A.J., und G.M. McFarquhar, 2002: Midlatitude and tropical cirrus microphysical properties. In D. Lynch, K. Sassen, D.O'C. Starr und G.L. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, New York, 78-101.
- Hill, E.C., 1951: Breaking waves in cirrus clouds. Weather, 6, 286-287.
- Hogan, R.J., und S.F. Kew, 2005: A 3D stochastic model for investigation of the radiative properties of inhomogeneous cirrus clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 2585-2608.
- Holye, C.R., B.P. Luo und T. Peter, 2005: The origin of high crystal number densities in cirrus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 2568-2578.
- Holzäpfel F., T. Gerz und R. Baumann, 2001: The turbulent decay of trailing vortex pairs in stably stratified environments. *Aerosp. Sci. Technol.*, 5, 95-108.
- Holzäpfel F., T. Hofbauer, D. Darracq, H. Moet, F. Garnier und C. Ferreira Gago, 2003: Analysis of wake vortex decay mechanisms in the atmosphere. *Aerosp. Sci. Technol.*, **7**, 263-275.
- Hooke, W.H., 1986: Gravity waves. In P.S. Ray (Hrsg.): *Mesoscale meteorology and forecasting*. Amer. Meteor. Soc., Boston, 272-288.
- Hopfinger, E.J., 1987: Turbulence in stratified fluids: a review. J. Geophys. Res., 92, 5287-5303.
- Houghton, T., Y. Ding, D.J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden und D. Xiaosu (Hrsg.), 2001: *Climate Change 2001: The Scientific Basis.* Cambridge University Press, UK., 944pp.
- Houze, R.A., Jr., 1993: Cloud dynamics. Academic Press, Inc., San Diego, 573pp.
- Howard, L.N., 1961: Note on a paper of John W. Miles. J. Fluid Mech., 10, 509-512.
- Hudgins, L., C.A. Friehe und M.E. Mayer, 1993: Wavelet transforms and atmospheric turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3279-3282.
- Hunt, J.C.R., 1985: Some observations of turbulence structure in stable layers. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 793-815
- Hunt, J.R.C., D.D. Stretch und R.E. Britter, 1988: Length scales in stably stratified turbulent flows and their use in turbulence models. In J.S. Puttock (Hrsg.): *Stably stratified flow and dense gas dispersion*. Clarendon Press, Oxford, 285-321.
- Hunt, J.C.R., und J. C. Vassilicos, 1991: Kolmogorov's contributions to the physical and geometrical understanding of small-scale turbulence and recent developments. *Proc. R. Soc. Lond. A*, **434**, 183-210.
- Hunt, J.C.R., G.J. Shutts und S.H. Derbyshire, 1996: Stably stratified flows in meteorology. *Dynamics* of Atmospheres and Oceans, 23, 63-79.
- Hunt, J.C.R., und J.C. Vassilicos, (Hrsg.), 2000: *Turbulence Structure and Vortex Dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 306pp.
- Hunt, J.R.C., 2000: Dynamics and statistics of vortical eddies in turbulence. In Hunt, J.C.R., und J.C. Vassilicos, (Hrsg.): *Turbulence Structure and Vortex Dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 192-243.
- Immler, F., und O. Schrems, 2002: LIDAR measurements of cirrus clouds in the northern and southern midlatitudes during INCA (55N, 53S): A comparative study. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1809-1812.
- Jakob, C., 2000: The representation of cloud cover in atmospheric general circulation models. Dissertation, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, München, 194 pp.
- Jasperson, W.H., G.D. Nastrom, R.E. Davis und J.D. Holdeman, 1984: GASP cloud encounter statistics: Implications for laminar flow control flight. J. Aircraft, 21, 851.
- Jensen, E.J., O.B. Toon, D.L. Westphal, S. Kinne und A.J Heymsfield, 1994: Microphysical modeling of cirrus. Part II: Sensitivity studies. J. Geophys. Res., 99, 10,443-10,454.
- Jensen, E.J., O.B. Toon, H.B. Selkirk, J.D. Spinhirne und M.R. Schoerble, 1996: On the formation and persitence of subvisible cirrus clouds near the tropical tropopause. *J. Geophys. Res.*, **101**, 21361-21375.
- Jensen, E.J., L. Pfister, A.S. Ackerman, A. Tabazadeh und O.B. Toon, 2001: A conceptual model of the dehydration of air due to freeze-drying by optically thin, laminar cirrus rising slowly across the tropical tropopause. *J. Geophys. Res.*, **106**, 17237-17252.
- Jeong, J., und F. Hussain, 1995: On the identification of a vortex. J. Fluid Mech., 285, 69-74.
- Jiménez, J., 2000: Intermittency and cascades. J. Fluid Mech., 409, 99-120.

- Jin, Y., W.B. Rossow und D.P. Wylie, 1996: Comparison of the climatologies of high-level clouds from HIRS and ISCCP., *J. Climate*, **9**, 2850-2879.
- Kärcher, B. und U. Lohmann, 2002: A parameterization of cirrus cloud formation: Homogenious freezing of supercooled aerosols. J. Geophys. Res., 107, AAC4-1/4-10.
- Kasperson, J.H., 1996: A study of coherent structures using wavelet analysis. Dissertation, Department of Applied Mechanics, The Norwegian Institute of Technology, Trondheim, Norwegen, 131pp.
- Kästner, M., K.T. Kriebel, R. Meerkötter, W. Renger, G.H. Ruppersberg und P. Wendling 1993: Comparison of cirrus height and optical depth derived from satellite and aircraft measurements. *Mon. Weather Rev.* 121, **10**, 2708-2717.
- Katul, G.G., M.B. Parlange und C.R. Chu, 1994: Intermittency, local isotropy, and non-gaussian statistics in atmospheric surface layer turbulence. *Phys. Fluids*, **6**, 2480-2492.
- Kay, S.M., und S.L. Marple, 1981: Spectrum analysis a modern perspective. *Proc. IEEE*, **69**, 1380-1419.
- Keller, J.L., 1990: Clear air turbulence as a response to meso- and synoptic-scale dynamic processes. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 2228-2242.
- Kennedy, P.J., und M.A. Shapiro, 1975: The energy budget in a clear air turbulence zone as observed by aircraft. *Mon. Wea. Rev.*, **103**, 650-654.
- Kennedy, P.J., und M.A. Shapiro, 1980: Further encounters with clear air turbulence in research aircraft. J. Atmos. Sci., 37, 986-993.
- Kholmyansky, M., und A. Tsinober, 2001: On the origins of intermittency in real turbulent flows. In J.C. Vassilicos (Hrsg.) *Intermittency in turbulent flows*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 181-192.
- Khvorostyanov, V.I., und K. Sassen, 1998: Cirrus cloud simulation with explicit microphysics and radiation: Part II. Microphysics, vapor and ice mass budgets, and optical and radiative properties. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1822-1845.
- Khvorostyanov, V.I., und K. Sassen, 2002: Microphysical processes in cirrus and their impact on radiation: A mesoscale modeling perspective. In Lynch, D.K., K. Sassen, D.O'C. Starr und G. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, New York, pp. 397-432.
- Kirby, J.F., 2005: Which wavelet best reproduces the Fourier power spectrum? *Computers & Geosciences*, **31**, 846–864.
- Klett, J.D., 1995: Orientation model for particles in turbulence. J. Atmos. Sci., 52, 2276-2285.
- Kley, D., P.J. Crutzen, H.G.J. Smit, H. Voemel, S.J. Oltmans, H. Grassl und V. Ramanathan, 1996: Observations of near-zero ozone concentrations over the convective pacific: Effects on air chemistry. *Science*, 274, 230-233.
- Koch, S.E., B.D. Jamison, C. Lu, T.L. Smith, E.I. Tollerud, C. Girz, N. Wang, T.P. Lane, M.A. Shapiro, D.D. Parrish und O.R. Cooper, 2005: Turbulence and gravity waves within an upper-level front. J. Atmos. Sci., 62, 3885-3908.
- Köhler, M., 1999: Explicit prediction of ice clouds in general circulation models. Dissertation, University of California, Los Angeles, 146pp.
- Kollias, P., I. Jo und B.A. Albrecht, 2005: High-resolution observations of mammatus in tropical anvils. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 2105–2112.
- Korolev, A.V., G.A. Isaac, I.P. Mazin und H.W. Baker, 2001: Microphysical properties of continental clouds from in situ measurements. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 2117-2151.
- Kosarev, A.L., und I.P. Mazin, 1991: An empirical model of the physical structure of upper-layer clouds. *Atmos. Res.*, **26**, 213-228.
- Kosovic, B., und J.A. Curry, 2000: A quasi steady state of a stable stratified atmospheric boundary layer: a large-eddy simulation study. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1052-1068.
- Kraichnan, R.H., 1967: Inertial ranges in two-dimensional turbulence. Phys. Fluids, 10, 1417-1423.
- Kraichnan, R.H., 1974: On Kolmogorov's inertial-range theories. J. Fluid Mech., 62, 305-330.
- Kraichnan R.H., und D. Montgomery, 1980: Two-dimensional turbulence. *Rep. Prog. Phys.*, **43**, 547-619.
- Krueger, S.K., 2000: Cloud system modelling. In D.A. Randall: *General circulation model development*. Academic Press, San Diego, 605-640.
- Kumar, P., und E. Foufoula-Georgiou, 1997: Wavelet analysis for geophysical applications. *Rev. of Geophys.*, **35**, 385-412.

- Kung, E., 1966: Large-scale balance of kinetic energy in the atmosphere. *Mon. Weather Rev.*, **94**, 627-640.
- Künzel, F., 1989: Maximum entropy spectral estimation: some new statistical and numerical details. *Beitr. Phys. Atmos.*, **62**, 227-235.
- Kuo, K.S., R.M. Welch und S.K. Sengupta, 1988: Structural and textural characteristics of cirrus clouds observed using high spatial resolution LANDSAT imagery. J. Appl. Meteorol., 27, 1242-1260.
- Kuznetsov, V.R., A.A. Praskovsky, und V.A. Sabelnikov, 1992: Fine-scale turbulence structure of intermittent shear flows. J. Fluid Mech., 234, 595–622.
- Lamb, D., 1999: Atmospheric Ice. *Encyclopedia of Applied Physics*, Update I. Wiley-VCH Verlag GmbH, 3-25.
- Lane, T.P., J.D. Dolye, R. Plougonven, M.A. Shapiro und R.D. Sharman, 2004: Observations and numerical simulations of inertia-gravity waves and shearing instabilities in the vicinity of a jet stream. J. Atmos. Sci., 61, 2692-2706.
- Lawson, R.P., 1988: *The measurement of temperature from an aircraft in cloud*. Report No. AS 159, Dept. of Atmospheric Science, University of Wyoming, Laramie, WY.
- Leiterer, U., H. Dier und T. Naebert; 1997: Improvements in radiosonde humidity profiles using RS80/RS90 radiosondes of Vaisala. *Contr. Atmos. Phys.*, **70**, 319-336.
- Lelieveld J., und P. Crutzen, 1991: The role of clouds in tropospheric photochemistry. J. Atmos. Chem., 12, 229-267.
- Lenschow, D.H., 1986: Aircraft measurements in the boundary layer. In D.H. Lenschow (Hrsg.): *Probing the atmospheric boundary layer*. American Meteorological Society, Boston, Mass., 39-55.
- Lenschow, D.H., und P. Spyers-Duran, 1987: Measurement techniques: air motion sensing. Bulletin No. 23, NCAR/RAF, Natitional Center of Atmospheric Research, Boulder, Col., 49pp.
- Lesieur, M., 1997: Turbulence in Fluids. 3. Auflage, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 515pp.
- Lester, P.F., 1972: An energy budget for intermittent turbulence in the free atmosphere. J. Appl. Meteor., **11**, 90-98.
- Lester, P.F., 2000: Turbulence: A new perspective for Pilots. Jeppesen Sanderson, Inc., 275pp.
- Levkov L., B. Rockel, H. Kapitza und E. Raschke, 1992: 3-D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus by their time and space evolution. *Contr. Atmos Phys.*, **65**, 35-58.
- Levkov, L., B. Rockel, H. Schiller und L. Kornblueh, 1998: 3-D simulation of clouds with subgrid fluctuations of temperature and humidity. *Atmos. Res.*, **47-48**, 327-341.
- Leweke, T., und C.H.K. Williamson, 1998: Cooperative elliptic instability of a vortex pair. J. Fluid Mech., 360, 85-119.
- Lewellen, D.C., und W.S. Lewellen, 1996: Large-eddy simulations of the vortex-pair breakup in aircraft wakes. *AIAA J.*, **34**, 2337-2345.
- Liandrat, J., 1996: Some wavelet algorithms for turbulence analysis and modeling. In G. Erlebacher, M.Y. Hussaini, und L.M. Jameson (Hrsg.): *Wavelets: Theory and applications*. Oxford University Press, New York, 316-348.
- Liao, X., W. B. Rossow und D. Rind, 1995: Comparison between SAGE II and ISCCP high-level clouds, 1. Global and zonal mean cloud amounts. *J. Geoph. Res.*, **100**, 1121-1135.
- Lilly, D.K., 1983:Stratified turbulence and the mesoscale variability of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 749-761.
- Lilly, D.K., 1988: Cirrus outflow dynamics. J. Atmos. Sci., 45, 1594-1605.
- Lilly, D.K., 1986: Instabilities. In P.S. Ray (Hrsg.): *Mesoscale meteorology and forecasting*. Amer. Meteor. Soc., Boston, 259-271.
- Lilly, D.K., 1989: Two-dimensional turbulence generated by energy sources at two scales. J. Atmos. Sci., 46, 2026-2030.
- Lilly, D.K., und P.F. Lester, 1974: Waves and turbulence in the stratosphere. J. Atmos. Sci., 31, 800-812.
- Lilly, D.K., D.E. Waco und S.I. Adelfang, 1974: Stratospheric mixing estimated from high-altitude turbulence measurements. *J. Appl. Meteorol.*, **13**, 488-493.
- Lilly, D.K., G. Basset, K. Droegemeier und P. Bartello, 1998: Stratified turbulence in the atmospheric mesoscale. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, **11**, 139-153.
- Lin, J.-T., und Y.-H. Pao, 1979: Wakes in stratified fluids. Ann. Rev. Fluid Mech., 11, 317-338.

- Lin, R.-F., 1997: A Numerical Study of the Evolution of Nocturnal Cirrus by a Two-Dimensional Model with Explicit Microphysics. Dissertation, Pennsylvania State University, 198 pp.
- Liou, K.N., 1986: REVIEW: Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1167-1199.
- Liou, K.N., 1992: *Radiation and cloud processes in the atmosphere*. Oxford University Press, New York, 487pp.
- Liou, K.N., und N. Rao, 1996: Radiative transfer in cirrus clouds. Part 4: On cloud geometry, inhomegeneity, and absorption. J. Atmos. Sci., 53, 3046-3065.
- Liu, H.-C., P.K. Wang und R.E. Schlesinger, 2003: A Numerical Study of Cirrus Clouds. Part II: Effects of Ambient Temperature, Stability, Radiation, Ice Microphysics, and Microdynamics on Cirrus Evolution. J. Atmos. Sci., **60**; 1097-1119.
- Lohmann, U., und E. Roeckner, 1996: Design and performance of a new cloud microphysics scheme developed for the ECHAM general circulation model. *Clim. Dyn.*, **12**, 557-572.
- Lohmann, U., und B. Kärcher, 2002: First interactive simulations of cirrus clouds formed by homogeneous freezing in the ECHAM general circulation model. J. Geophys. Res., 107, AAC8-1/8.
- Long, R.R., 1978: A theory of mixing in a stably stratified fluid. J. Fluid Mech., 84, 113-124.
- Louis, A.K., P. Maaß und A. Rieder, 1998: Wavelets. Teubner, Stuttgart, 330pp.
- Ludlam, F.H., 1947: The form of ice clouds. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 74, 39-56.
- Ludlam, F.H., 1956: The form of ice clouds, II. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 82, 257-265.
- Lumley, J.L., 1964: The spectrum of nearly inertial turbulence in a stably stratified fluid. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 99-102.
- Lumley, J.L., 1992: Some comments on turbulence. Phys. Fluids, A4, 203-211.
- Lynch, D., 2002: Cirrus: History and definitions. In D. Lynch, K. Sassen, D.O'C. Starr und G.L. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, New York, 3-10.
- Lynch, D., und K. Sassen, 2002: Subvisual cirrus. In D. Lynch, K. Sassen, D.O'C. Starr und G.L. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, New York, 256-264.
- Mace, G.G., T.P Ackerman, E.E. Clothiaux und B.A. Albrecht, 1997: A study of composite cirrus morphology using data from a 94 GHz radar and correlations with temperature and large-scale vertical motion. *J. Geophys. Res.*, **102**, 13581-13593.
- Mace, G.G., E.E. Clothiaux und T.P. Ackerman, 2001: The composite characteristics of cirrus clouds; bulk properties revealed by one year of continuous cloud radar data. *J. of Climate*, **14**, 2185-2203.
- Mahrt, L., 1985: Vertical structure and turbulence in the very stable boundary layer. J. Atmos. Sci., 42, 2333–2349.
- Mahrt, L., 1989: Intermittency of atmospheric turbulence. J. Atmos. Sci., 46, 79-94.
- Mahrt, L., J. Sun, W. Blumen, T. Delany und S. Oncley, 1998: Nocturnal boundary-layer regimes. *Boundary-Layer Meteorol.*, **88**, 255-278.
- Majda, A.J., und A.L. Bertozzi, 2001: *Vorticity and incompressible flow*. Cambridge University Press; 558pp.
- Mak, M., 1995: Orthogonal wavelet analysis: Interanual variability in the sea surface temperature. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **76**, 2179-2186.
- Mallat, S., 1998: A wavelet tour of signal processing. Academic Press, San Diego, 577pp.
- Marple, S.L., 1987: *Digital spectral analysis with applications*. Prentice-Hall. Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 492pp.
- Marr, D., 1982: Vision: A computational investigation into the human representation and processing of visual information. W.H. Freeman & Company, New York, 397pp.
- Marsham, J.H., und S. Dobbie, 2005: The effects of wind shear on cirrus: A large-eddy model and radar case study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 2937-2955.
- Martin, M.A., 1962: Digital filters for data processing. G.E. Tech. Information Ser., No. 62SD484.
- Martner, B. E., 1995: Doppler radar observations of mammatus. Mon. Wea. Rev., 123, 3115-3121.
- Martner, B.E., und F.M. Ralph, 1993: Breaking Kelvin-Helmholtz waves and cloud-top entrainment as revealed by K-band Doppler radar. 9th Conference on Atmospheric and Oceanic Waves and Stability, 10-14 May 1993; San Antonio, Texas, Amer. Meteorol. Soc..
- Mason, P.J., und S.H. Derbyshire, 1990: Large-eddy simulations of the stably-stratified atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **53**, 117-162.

- Mathieu, J., und J. Scott, 2000: An introduction to turbulent flow. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 374pp.
- Mavromatidis E., und G. Kallos, 2003: Investigation of cold cloud formation with a 3-D model with explicit Microphysics. J. Geophys. Res., **108**, 4420 4441.
- Mazin, I. P., 1995: Cloud water content in continental clouds of middle latitudes. *Atmos. Res.*, **35**, 283-297.
- McFarquhar, G.M., A.J. Heymsfield, J. Spinhirne und B. Hart, 2000: Thin and subvisual tropopause tropical cirrus: Observations and radiative impacts. J. Atmos. Sci., 57, 1841-1853.
- McWilliams, J.C., 2004: Phenomenological hunts in two-dimensional and stably stratified turbulence. In E. Fedorovich, R. Rotunno und B. Stevens (Hrsg.): *Atmospheric turbulence and mesoscale meteorology*. Cambridge University Press, Cambridge, 35-49.
- Meischner, P., (Hrsg.), 1985: *Nutzerhandbuch für das FALCON-System*. Mitteilung DFVLR-Mitt. 85-08, 131pp.
- Meneveau, C., 1991a: Analysis of turbulence in the orthonormal wavelet representation. J. Fluid Mech., 232, 469-520.
- Meneveau, C., 1991b: Dual spectra and mixed energy cascade of turbulence in the wavelet representation. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1450-1453.
- Menzel, W.P., D.P. Wylie und K.I. Strabala, 1992: Seasonal and diurnal changes in cirrus clouds as seen in four years of observations with the VAS. J. Appl. Meteor., **31**, 370-385.
- Meyer, Y., 1990: Ondelletes et Opérateurs. Actualiés mathematiques. Hermann, Paris.
- Miake-Lye, R.C., M. Martinez-Sanchez, R.C. Brown und C.E. Kolb, 1993: Plume and wake dynamics, mixing and chemistry behind a High Speed Civil Transport Aircraft. *J. Aircraft*, **30**, 467-479.
- Miles, J.W., 1961: On the stability of heterogeneous shear flows. J. Fluid Mech., 10, 496-508.
- Minnis, P., J. K. Ayers, R. Palikonda und D. Phan: 2004: Contrails, cirrus trends, and climate. J. Clim., 17, 1671-1685.
- Monin, A.S., und A.M. Yaglom, 1971: *Statistical fluid mechanics: Mechanics of turbulence*. Volume 1, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- Morf, M., A. Vieira, D.T.L. Lee und T. Kailath, 1978: Recursive multichannel maximum entropy spectral estimation. *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, GE 16, 85-94.
- Murphy J.M., D.M.H. Sexton D.M.H., D.N. Barnett, G.S. Jones, M.J. Webb, M. Collins und D.A. Stainforth, 2004: Quantification of modelling uncertainties in a large ensemble of climate change simulations. *Nature*, **430**, 768-772.
- Muschinski, A., und D.H. Lenschow, 2001: Future directions for research on meter- and submeterscale atmospheric turbulence. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **82**, 2831-2843.
- Muschinski, A., R.G. Frehlich und B.B. Balsley, 2004: Small-scale and large-scale intermittency in the nocturnal boundary layer and the residual layer. *J. Fluid Mech.*, **515**, 319-351.
- Nastrom, G.D., und K.S. Gage, 1985: A climatology of atmospheric wavenumber spectra observed by commercial aircraft. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 950-960.
- Nastrom, G.D., und D.C. Fritts, 1992: Sources of mesoscale variability of gravity waves, part I, Topographic excitation. J. Atmos. Sci., 49, 101-110.
- Nelkin, M., 1992: In what sense is turbulence an unsolved problem? Science, 255, 566-570.
- Nelkin, M., 1994: Universality and scaling in fully developed turbulence. Adv. Phys., 43, 143-181.
- Nelkin, M., 2000: Turbulence in Fluids. Am. J. Phys., 68, 310-318.
- Nicholls, S, 1983: An observational study of the mid-latitude, marine atmospheric boundary layer. Dissertation, University of Southampton, England, 307pp.
- Nicholls, S., W. Shaw und T. Hauf, 1983: An intercomparison of aircraft turbulence measurements made during JASIN. *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **22**, 1637-1648.
- Nicholls, S., und J.R. Leighton, 1986: An observational study of the structure of stratiform cloud sheets. Part I: Mean structure. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 431–460.
- Nieuwstadt, F.T.M., 1984: The structure of the stable, nocturnal boundary layer. J. Atmos. Sci., 41, 2202-2216.
- Oddie, B.C.V., 1959: Some cirrus observations made by the Westminster Shiant Isles Expedition. *Weather*, **4**, 204-208.

- Oertel, H. (Hrsg.), 2002: *Prandtl Führer durch die Strömungslehre*. 11. Auflage, Vieweg Verlag, 718pp.
- Oertel, H. Jr., und J. Delfs , 1996: *Strömungsmechanische Instabilitäten*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 213pp.
- Olberg, M., und F. Rákóczi, 1984: Informationstheorie in der Geophysik. Akademie Verlag, Berlin, 181 pp.
- Otnes, R.K., und L. Enochson, 1972: Digital time series analysis. J. Wiley, New York, 467pp.
- Ozmidov, R.V., 1965: On turbulent exchange in a stably stratified ocean. Bull. Acad. Sci. U.S.S.R. Atmos. Ocean Phys., 1, 493-497.
- Palmer, A.J., und B.E. Martner, 1995: Radar measurements of turbulent dynamics in an ice cloud. 27<sup>th</sup> Conference on Radar Meteorology, Vail, Colorado, American Meteorological Society, 586-588.
- Pao, Y.-H., und A. Goldberg, 1969: Clear air turbulence and its detection. Plenum Press, New York.
- Paoli, R., F. Laporte, B. Cuenot und T. Poinsot, 2003: Dynamics and mixing in a simple configuration of jet/vortex interaction. *Phys. Fluids*, **15**, 1843-1853.
- Paoli, R., J. Hélie und T. Poinsot, 2004: Contrail formation in aircraft wakes. J. Fluid Mech., **502**, 361-373.
- Parameswaran, K., S.V. SunilKumar, B.V. Krishna Murthy, K. Satheesan, Y. Bhavani Kumar, M. Krishnaiah und P.R. Nair, 2003: Lidar observations of cirrus cloud near the tropical tropopause: temporal variations and association with tropospheric turbulence. *Atmos. Res.*, 69, 29-49.
- Pavelin, E., und J. Whiteway, 2002: Gravity wave interactions around the jet stream. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 20-1:20-4.
- Pearson, H.J., J.S. Puttock und J.C.R. Hunt, 1983: A statistical model of fluid-element motions and vertical diffusion in a homogeneous stratified turbulent flow. J. Fluid Mech., **129**, 219-249.
- Pelon J., J. Testud, V. Noël, C. Tinel, A. Guyot, K. Caillaud, A. Protat, Chepfer, V. Trouillet, F. Baudin, P. H. Flamant, M. Quante, D. Nagel, H. Lemke, O. Danne, F. Albers, E. Raschke, G. Kallos, E. Mavromatidis, K. Lagouvardos und V. Kotroni, 2001: Investigation of Cloud by Ground-based and Airborne Radar and Lidar (CARL). Final Report to European Commission DGXII (PL970567), 64pp.
- Peltier, W.R., und C.P. Caulfield, 2003: Mixing efficiency in stratified shear flows. Annu. Rev. Fluid Mech., 35, 135-167.
- Penner, J.E., D.H. Lister, D.J. Griggs, D.J. Dokken und M. McFarland (Hrsg), 1999: Aviation and the Global Atmosphere, A Special Report of Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 373pp.
- Percival, D. P., 1995: On estimation of the wavelet variance. *Biometrika*, 82, 619–631.
- Perrier, V., T. Philipovitch, und C. Basdevant, 1995: Wavelet spectra compared to Fourier spectra. J. *Math. Phys.*, **36**, 1506-1519.
- Peter, T., B.P. Luo, M. Wirth, C. Kiemle, H. Flentje, V.A. Yushkov, V. Khattatov, V. Rudakov, A. Thomas, S. Borrmann, G. Toci, P. Mazzinghi, J. Beuermann, C. Schiller, F. Cairo, G. Di Donfrancesco, A. Adriani, C.M. Volk, J. Ström, K. Noone, V. Mitev, R.A. MacKenzie, K.S. Carslaw, T. Trautmann, V. Santacesari und L. Stefanutti, 2003: Ultrathin Tropical Tropopause Clouds (UTTCs): I. Cloud morphology and occurrence. *Atmos. Chem. Phys.*, **3**, 1083-1091.
- Phrabhakara, C., R.S. Fraser, G. Dalu, Man-Li C. Wu, R.J. Curran, und T. Styles, 1988: Thin cirrus clouds: Seasonal Distribution over oceans deduced from Nimbus-4 IRIS. J. Appl. Meteor., 27, 379-399.
- Pinus, N.Z., und V.D. Litvinova, 1980: Certain results from observational studies of small-scale turbulence in stratiform clouds. *Atmos. Ocean. Phys.*, **16**, 569-573.
- Plank, V.G., D. Atlas und W.H. Paulsen, 1955: The nature and detectability of clouds and precipitation as determined by 1.25 centimeter radar. *J. Meteor.*, **12**, 358-378.
- Platt, C.M.R., 2002: Structural and optical properties of cirrus drom LIRAD-type observations. In D. Lynch, K. Sassen, D.O'C. Starr und G.L. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, 11-40.
- Pomroy, H.R., und A.J. Illingworth, 2000: Ice cloud inhomogeneity: Quantifying bias in emissivity from radar observations. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 2101-2104.
- Pope, S.B., 1994: Lagrangian PDF methods for turbulent flows. Annu. Rev. Fluid Mech., 26, 23-63.
- Pope, S.B., 2000: Turbulent flows. Cambridge University Press, Cambridge, 771pp.

- Press, W.H., S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling und B.P. Flannery, 2002: *Numerical recipies in C++*. 2. Auflage, Cambridge University Press, Cambridge, 1002pp.
- Pruppacher, H.R., und J.D. Klett, 1997: *Microphysics of clouds and precipitation*. 2. Auflage, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 954pp.
- Pullin, D.I., und P.G. Saffman, 1998: Vortex dynamics in turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **30**, 31-51.
- Quante, M., 1989: Flugzeugmessungen der Turbulenzstruktur in Cirruswolken. Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln, Nr. 65, 121pp.
- Quante, M., 1998: Millimeterwellen-Radargeräte zur Wolkenfernerkundung. Annalen der Meteorologie, 32, 197-210.
- Quante, M., 2004: The role of clouds in the climate system. J. Phys. IV, 121, 61-86.
- Quante, M., P. Scheidgen, M. Laube und E. Raschke, 1990: The structure of turbulence in cirrus clouds. Proceedings Conference on Cloud Physics, San Francisco, Calif., American Meteorological Society, Boston, 211-218.
- Quante, M., und M. Yamada, 1992: Wavelet analysis of turbulence in cirrus clouds. In B. Guillemet (Hrsg.) Fifth ICE/EUCREX Workshop, Clermont-Ferrand, France, 47-57.
- Quante, M., und P.R.A. Brown, 1992: Turbulence in different types of cirrus clouds. Proceedings 11th ICCP, 17.-22. August 1992, Montreal, Canada, Volume I, 510-513.
- Quante, M., P.R.A. Brown, R. Baumann, B. Guillemet und P. Hignett, 1996: Three aircraft intercomparison of dynamical and thermodynamical measurements during the Pre-EUCREX campaign. *Contr. Atmos. Phys.*, **69**, 129-146.
- Quante, M., G. Teschke, M. Zhariy, P. Maaß und K. Sassen, 2002: Extraction and analysis of structural features in cloud radar and lidar data using wavelet based methods. *Proceedings of ERAD*, 95-103.
- Quante, M., und D.O. C. Starr, 2002: Dynamical processes in cirrus clouds. In D.K. Lynch, K. Sassen, D.O. C. Starr und G. Stephens, (Hrsg.), *Cirrus*. Oxford University Press, New York, 346-374.
- Randall, D.A., B. Albrecht, S. Cox, D. Johnson, P. Minnis, W. Rossow und D. O'C. Starr, 1996: On FIRE at ten. *Adv. in Geophys.*, **38**, 37-177.
- Randall D.A., M. Khairoutdinov, A. Arakawa und W. Grabowski, 2003a: Breaking the cloud parameterization deadlock. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, **84**, 1547-1564.
- Randall, D. A., S. Krueger, C. Bretherton, J. Curry, P. Duynkerke, M. Moncrieff, B. Ryan, D. Starr, M. Miller, W. Rossow, G. Tselioudis und B. Wielicki, 2003b: Confronting models with data. The GEWEX Cloud Systems Study. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 84,455-469.
- Raschke, E., 1988: The international satellite cloud climatology project, ISCCP, and its European regional experiment ICE (International Cirrus Experiment). *Atmos. Res.*, **21**, 191-201.
- Raschke, E., J. Schmetz, J. Heintzenberg, R. Kandel und R. Saunders, 1990: The International Cirrus Experiment (ICE) A Joint European Effort. *ESA Journal*, **14**, 193-199.
- Raschke, E., P. Flamant, Y. Fouquart, P. Hignett, H. Isaka, P.R. Jonas, H. Sundquist und P. Wendling, 1998: Cloud-radiation studies during the European cloud and radiation experiment (EUCREX). *Surveys in Geophysics*, **19**, 89-138.
- Raschke, E., A. Ohmura, W.B. Rossow, B.E. Carlson, Y.-C. Zhang, C. Stubenrauch, M. Kottek und M. Wild, 2005: Cloud effects on the radiation budget based on ISCCP data (1991-1995). *Int. J. Climatol.*, 25, 1103-1125.
- Reichardt, J. A. Ansmann, M. Serwazi, C. Weitkamp und W. Michaelis, 1996: Unexpectedly low ozone concentrations in midlatitude tropospheric ice clouds: A case study. *Geophys. Res. Lett.*, 23, 1929-1932.
- Reiter, E.R., 1969: The nature of clear air turbulence: A review. In Y.-H. Pao und A. Goldburg (Hrsg.) *Clear Air Turbulence and its Detection*. Plenum Press, New York, 7-33.
- Reuss, J.H., 1964: *The geometry of cirrus bands as related to meteorological conditions*. Report Part II, Inst. f. Phys. der Atmos., DVL, 107pp.
- Reuss, J.H., 1967: Großräumige Cirrus-Bänder als Merkmale von Luftmassengrenzen der hohen Troposphäre und ihrer Eigenschaften. *Beitr. Phys. Atmos.*, **36**, 7-15.
- Rioul, O., und P. Duhamel, 1992: Fast algorithms for discrete and continuous wavelet transform. *IEEE Trans. Inform Theory*, **38**, 569-586.

- Rodi, W., 1980: *Turbulence models and their applications in hydraulics: A state of the art review.* Book publication of IAHR, Delft, The Netherlands.
- Rosenfield, J.E., D.B. Considine, M.R. Schoeberl und E.V. Browell, 1998: The impact of subvisible cirrus clouds near the tropical tropopause on stratospheric water vapor. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1883-1886.
- Rossow, W.B., und R.A. Schiffer, 1999: Advances in understanding clouds from ISCCP. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **80**, 2261-2287.
- Rotta, J.C., 1972: Turbulente Strömungen. B.G. Teubner, Stuttgart, 267pp.
- Saddoughi, S.G., und S.V. Veeravalli, 1994: Local isotropy in turbulent boundary layers at high Reynolds numbers. J. Fluid Mech., 268, 333-372.
- Salmond, J.A., 2005: Wavelet analysis of intermittent turbulence in a very stable nocturnal boundary layer: Implications for the vertical mixing of ozone. *Bound. Layer Meteorol.*, **114**, 463-488.
- Sassen, K., 1997. Contrail-cirrus and their potential for regional climate change. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 1885-1903.
- Sassen, K., 2002: Cirrus: A modern perspective. In D. Lynch, K. Sassen, D.O'C. Starr und G.L. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, New York, 11-40.
- Sassen, K., und G.C. Dodd, 1989: Haze particle nucleation simulations in cirrus clouds, and applications for numerical modeling and lidar studies. J. Atmos. Sci., 46, 3005-3014.
- Sassen, K., D.O'C. Starr und T. Uttal, 1989: Mesoscale and microscale structure of cirrus clouds: Three case studies. J. Atmos. Sci., 46, 371-396.
- Sassen, K., G.G. Mace, J. Hallett und M.R. Poellot, 1998: Corona-producing ice clouds: A case study of a cold cirrus layer. *Appl. Opt.*, **37**, 1477-1585.
- Sassen, K., und J.R. Campbell, 2001: A midlatitude cirrus cloud climatology from the Facility for Atmospheric Remote Sensing: I. Macrophysical and synoptic properties. J. Atmos. Sci., 58, 481-496.
- Sassen, K., W.P. Arnott, D.O'C. Starr, G.G. Mace, Z. Wang und M.R. Poellot, 2003: Midlatitude Cirrus Clouds Derived from Hurricane Nora: A Case Study with Implications for Ice Crystal Nucleation and Shape. J. Atmos. Sci., 60, 873–891.
- Sassen, K., L. Wang, D.O'C. Starr, M. Quante und J. Compstock, 2005: A midlatitude cirrus cloud climatology from the Facility for Atmospheric Remote Sensing: V. Cloud structural properties. *Eingereicht an J. Atmos. Sci.*
- Sato, K., und M. Yamada, 1994: Vertical structure of atmospheric gravity waves revealed by the wavelet analysis. J. Geophys. Res., 99, 20623-20631.
- Schanot, A., 1987: An evaluation of the uses and limitations of a lyman-alpha hygrometer as an operational airborne humidity sensor. Extended Abstracts, Sixth Symp. Meteorological Observations and Instrumentation, New Orleans, La., AMS, Boston, Mass., 257-260.
- Schiffer, R.A., und W.R: Rossow, 1983: The international satellite cloud climatology project (ISCCP): The first project of the world climate research programme. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **64**, 779-784.
- Schilling, V., 1993: Effektive Diffusion von Luftbeimengungen in der Stratosphäre verursacht durch Kelvin-Helmholtz Instabilitäten und brechende Schwerewellen. Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover, Band 44, 146pp.
- Schilling, V., und D. Etling, 1996: Vertical mixing of passive scalars owing to breaking gravity waves. *Dynamic Atmospheric Oceans*, **23**, 371-378.
- Schilling, V., S. Siano und D. Etling, 1996: Dispersion of aircraft emissions due to wake vortices in stratified shear flows: A two-dimensional numerical study. J. Geophys. Res., 101, 20965-20974.
- Schultz, D.M., K.M. Kanak, J.M., Straka, R.J. Trapp, B.A. Gordon, D.S. Zrnic, G.H. Bryan, A.J. Durant, T.J. Garrett, P.M. Klein und D.K. Lilly, 2005: The mysteries of mammatus clouds: Observations and formation mechanisms. *J. Atmos. Sci., eingereicht.*
- Schumann, U., 1996: On conditions for contrail formation from aircraft exhausts. *Meteor. Z.*, N.F. 5, 4-23.
- Schumann, U., 2002: Contrail cirrus. In D. Lynch, K. Sassen, D.O'C. Starr und G.L. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, New York, 231-256.
- Schumann, U., 2005: Formation, properties and climatic effects of contrails. C. R. Physique, 6, 549-565.

- Schumann, U., und T. Gerz, 1995: Turbulent mixing in stratified shear flows. J. Appl. Meteor., **34**, 33-48.
- Schumann, U., P. Konopka, R. Baumann, R. Busen, T. Gerz, H. Schlager, P. Schulte und H. Volkert; 1995: Estimate of diffusion parameters of aircraft exhaust plumes near the tropopause from nitric oxide and turbulence measurements. J. Geophys. Res., 100, 14147-14162.
- Schumann U., A. Dörnbrack, T. Dürbeck und T. Gerz, 1997: Large-eddy simulation of turbulence in the free atmosphere and behind aircraft. *Fluid Dyamics Research*, **20**, 1-10.
- Schumann, U., 1991: Subgrid length-scales for large-eddy simulation of stratified turbulence. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, **2**, 279-290.
- Schumann, U., H. Schlager, F. Arnold, R. Baumann, P. Haschberger und O. Klemm, 1998: Dilution of aircraft exhaust plumes at cruise altitudes. *Atmospheric Environment*, **32**, 3097-3103.
- Scinocca, J.F., 1995: The mixing of mass and momentum by Kelvin-Helmholtz billows. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2509-2530.
- Scorer, R.S., 1958: Dynamics of mamma. Sci. Prog., 46, 75-82.
- Scorer, R.S., 1997: Dynamics of Meteorology and Climate. John Wiley and Sons, 686pp.
- Senior, C.A., und J.F.B. Mitchell, 1993: Carbon dioxide and climate: The impact of cloud parameterisation. J. Climate, 6, 393-418.
- Shariman, B.I., und E.D. Siggia, 2000: Scalar turbulence. Nature, 405, 639-646.
- Shaw, R. A., 2003: Particle-turbulence interactions in atmospheric clouds. *Annu.l Rev. of Fluid Mech.*, **35**, 183-227.
- She, Z.-S., E. Jackson und S.A. Orzag, 1990: Intermittent vortex structures in homogeneous isotropic turbulence. *Nature*, **344**, 226-228.
- She, Z.-S., und S.A. Orzag, 1991: Physical model of intermittency in turbulence: Inertial-range non-Gaussian statistics. *Phys. Rev Let.*, **66**, 1701-1704.
- Sidi, C., J. Lefere, F. Daulaudier, and J. Barat, 1988: An improved atmospheric buoyancy wave spectrum model. J. Geophys. Res., 93, 774-790.
- Smith, K.S., G. Boccaletti, C.C. Henning, I. Marinov, C.Y. Tam, I.M. Held und G.K. Vallis, 2002: Turbulent diffusion in the geostrophic inverse cascade. *J. Fluid Mech.*, **469**, 13-48.
- Smith, S.A., und P.R.Jonas, 1996: Observations of turbulence in cirrus clouds. Atmos. Res., 43, 1-29.
- Smith, S.A., und P.R.Jonas, 1997: Wavelet analysis of turbulence in cirrus clouds. *Ann. Geophysicae*, **15**, 1447-1456.
- Smith, S.A., und A.D. DelGenio, 2001: Analysis of aircraft, radiosonde, and radar observations in cirrus clouds observed during FIRE II: the interactions between environmental structure, turbulence, and cloud microphysical properties. J. Atmos. Sci., 58, 451-461.
- Smyth, W.D., und J.N. Moum, 2000: Length scales of turbulence in stably stratified mixing layers. *Phys. Fluids*, **12**, *1327–134*.
- Solomon, S., S. Borrmann, R.R. Garcia, R. Portman, L. Thomason, L.R. Poole, D. Winkler und M.P. McCormick, 1997: Heterogeneous chlorine chemistry in the tropopause region. J. Geophys. Res., 102, 21,411-21,429.
- Spichtinger, P., K. Gierens und W. Read, 2003: The global distribution of ice-supersaturated regions as seen by the microwave limb sounder. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 3391-3410.
- Sreenivasan, K.R., 1991: On local isotropy of passive scalars in turbulent shear flows. *Proc. R. Soc. Lond. A*, **434**, 165-182.
- Sreenivasan, K.R., 1995: On the universality of the Kolmogorov constant. Phys. Fluids, 7, 2778-2784.

Sreenivasan, K.R., 1999: Fluid turbulence. Rev. Mod. Phys., 71, S383-S395.

- Sreenivasan, K.R., und G. Stolovitzky, 1995: Turbulent cascades. J. Stat. Phys., 78, 311-333.
- Sreenivasan; K.R., und R.A. Antonia, 1997: The phenomenology of small-scale turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **29**, 435-472.
- Staquet, C., und J. Sommeria, 2002: Internal waves: From instabilities to turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **34**, 559-593.
- Starr, D.O'C., 1987a: Effects of radiative processes in thin cirrus. J. Geophys. Res., 92, 3973-397.
- Starr, D.O'C: 1987b: A cirrus-cloud experiment: Intensive field observations planned for FIRE. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **68**, 119-124.
- Starr, D.O'C., und S.K. Cox, 1985a: Cirrus clouds, Part I: A cirrus cloud model. J. Atmos. Sci., 42, 2663-2681.

- Starr, D.O'C., und S.K. Cox, 1985b: Cirrus clouds, Part II: Numerical experiments on the formation and maintenance of cirrus. J. Atmos. Sci., 42, 2682-2694.
- Starr, D.O'C., und D.P. Wylie, 1990: The 27-28 October 1986 FIRE cirrus case study: Meteorology and clouds. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 2259-2287.
- Starr, D. O'C., und M. Quante, 2002: Dynamical processes in cirrus clouds: Concepts and models. In D. Lynch, K. Sassen, D.O'C. Starr und G. Stephens (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, New York, 375-396.
- Stearns, S.D., 1984: Digitale Verarbeitung analoger Signale. R. Oldenburg Verlag, 437pp.
- Stephens, G.L., 2002: Cirrus, climate, and global change. In D.K. Lynch, K. Sassen, D.O'C. Starr, and G.L. Stephens, (Hrsg.): *Cirrus*. Oxford University Press, New York, 433-448.
- Stephens, G.L., S. Tsay, P. W. Stackhouse, Jr., und P. J. Flatau, 1990: The relevance of microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climate feedback. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1742-1753.
- Stephens, G.L., und T.J. Greenwald, 1991: The earth's radiation budget and its relation to atmospheric hydrology. 2. observation of cloud effects. J. Geophys. Res., 96, 15311-15324.
- Stephens G. L., D.G. Vane, R.J. Boain, G.G. Mace, K. Sassen, Z. Wang, A.J. Illingworth, E.J. O'Connor, W.B. Rossow, S.L. Durden, S.D. Miller, R.T. Austin, A. Benedetti, C. Mitrescu und CloudSat Science Team, 2002: The CloudSat mission and the A-train: A new dimension of space-based observations of clouds and precipitation. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 83, 1771-1790.
- Stewart, R.W., 1969: Turbulence and waves in a stratified atmosphere. *Radio Sci.*, 4, 1269-1278.
- Stokes, G.M., und S.E. Schwartz, 1994: The Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Program: Programmatic Background and Design of the Cloud and Radiation Testbed. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **7**5, 1201-1221.
- Stone, R.G. 1957: A Compendium on Cirrus and Cirrus Forecasting, AWS TR 105-130, Air Weather Service, Scott AFB, 156 pp.
- Strang, G., 1993: Wavelet transforms versus Fourier transforms. Bull. Ameri. Math. Soc., 28, 288-305.
- Ström, J., R. Busen, M. Quante, B. Guillemet, P.R.A. Brown und J. Heintzenberg, 1994a: Pre-EUCREX Intercomparison of airborne humidity measuring instruments. J. Atmos. Ocean. Tech., 11, 1392-1399.
- Ström, J., J. Heintzenberg, K.J. Noone, K.B. Noone, J.A. Ogren, F. Albers und M. Quante, 1994b: Small crystals in cirrus clouds: their residue size distribution, cloud water content and related cloud properties. *Atmos. Res.*, **32**, 125-141.
- Ström, J., B. Strauss, T. Anderson, F. Schröder, J. Heintzenberg und P. Wendling, 1997: In situ observations of the microphysical properties of young cirrus clouds. J. Atmos. Sci., 54, 2542-2553.
- Strunin, M.A., und T. Hiyama, 2004: Applying wavelet transforms to analyse aircraft-measured turbulence and turbulent fluxes in the atmospheric boundary layer over eastern Siberia. *Hydrological Processes*, **18**, 3081-3098.
- Stull, R.B., 1988: An Introduction to Boundary Layer Meteorology. Kluwer Academic Publishing, 666pp.
- Sun, J., D.H. Lenschow, S.P. Burns, R. Banta, R. Newsom, R. Coulter, S. Frasier, T. Ince, C. Nappo, B. Balsley, M. Jensen, L. Mahrt, D.N. Miller und B.T. Skelly, 2003: Atmospheric disturbances that generate intermittent turbulence in nocturnal boundary layers. *Bound. Layer Meteorol.*, **110**, 255-279.
- Sundqvist, H.,1978: A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **104**, 677-690.
- Tennekes, H., und J.L. Lumley, 1972: A First Course in Turbulence. MIT Press, Cambridge, 300pp.
- Thorpe, S.A., 1969: Experiments on the stability of stratified shear flows. Radio Sci., 4, 1330.
- Thorpe, S.A., 1987: Transitional phenomena and the development of turbulence in stratified fluids: A review. *J. Geophys. Res.*, **92**, 5231-5248.
- Tie, X., S. Madronich, S. Walters, R. Zhang, P. Rasch und W. Collins, 2003: Effect of clouds on photolysis and oxidants in the troposphere. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4642, doi:10.1029 /2003JD003659.
- Tjernström, M., 1993: Turbulence length scales in stably stratified free shear flow analyzed from slant aircraft profiles. *J. Appl. Meteor.*, **32**, 948-963.

- Torrence, C., und G.P. Compo, 1998: A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 61-78.
- Townssend, A.A., 1976: The structure of turbulent shear flow. Cambridge University Press, Cambridge, 429pp.
- Travis, D. J., A. M. Carleton und R. G. Lauritsen, 2002: Contrails reduce daily temperature range, brief communications. *Nature*, **418**, 601.
- Troeger, H., 1922: Die Häufigkeit der Mammatus-Formen. Meteor. Z., 39, 122–123.
- Tsay, S., P.M. Gabriel, M.D. King und G.L. Stephens, 1996: Spectral reflectance and atmospheric energetics in cirrus-like clouds. Part 2: Applications of a Fourier-Riccati approach to radiative transfer. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 451-461.
- Tsinober, A., 2001: An informal introduction to turbulence. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 324pp.
- U.S. Department of Commerce, 1966: Report of the National Commitee for Clear Air Turbulence.
- Uccellini, L.W., und S.E. Koch, 1987: The synoptic setting and possible energy sources for mesoscale wave disturbances. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 721-729.
- Vaillancourt, P.A., und M.K. Yau, 2000: Review of particle-turbulence interactions and consequences for cloud physics. *Bull. Amer. Meteoro. Soc.*, **81**, 285-298.
- Vali G., 1995: Principles of ice nucleation. In R.E. Lee, Jr., G.J. Warren und L.V. Gusta (Hrsg.): *Biological Ice Nucleation and its Applications*. APS Press, St. Paul, 1-28.
- Vali G., 1999: Ice nucleation Theory. Dokument, NCAR/ASP Summer Colloquium, Boulder, 22pp.
- Van den Bos, A., 1971: Alternative interpretation of maximum entropy analysis. *IEEE Trans. Inform. Theory*, IT-17, 493-494.
- Van Zandt, T.E., 1982: A universal spectrum of buoyancy waves in the atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 575-578.
- Vanneste, J., und P.H. Haynes, 2000: Intermittent mixing in strongly stratified fluids as a random walk. J. Fluid Mech., 411, 165-185.
- Vassilicos, J.C., (Hrsg.), 2001: Intermittency in turbulent flows. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 181-192.
- Vetterli, M., und J. Kovacevic, 1995: Wavelets and subband coding. Prentice Hall, New Jersey, 488pp.
- Villien, C., 1991: The EERM meteorological research aircraft Merlin IV. Proc. Seventh Symposium on Meteorological Observations and Instrumentation, New Orleans, La, American Meteorological Society, Boston, Mass.
- Vinnichenko, N.K., 1970: The kinetic energy spectrum in the free atmosphere 1 second to 5 years. *Tellus*, **XXII**, 158-166.
- Vinnichenko, N.K., N.Z. Pinus, S.M. Shmeter und G.N. Shur, 1980: *Turbulence in the free atmosphere*. Consultants Bureau, New York, 310pp.
- Vogelman, A., und Ackerman, 1995: Relating cirrus cloud properties to observed fluxes: A critical assessment. J. Atmos. Sci., 52, 4285-4301.
- Vörsmann, P., 1984: Ein Beitrag zur bordautonomen Windmessung. Dissertation, Fakultät für Maschinenbau und Elektrotechnik, Universität zu Braunschweig, 117pp.
- Wada, E., H. Hashiguchi, M.K. Yamamoto, M. Teshiba und S. Fukao, 2005: Simultaneous observations of cirrus clouds with a millimeter-wave radar and the MU radar. J. Appl. Meteor., 44, 313-323.
- Wang, L., 2004: Midlatitude cirrus cloud structural properties analyzed from the extended facility for atmospheric remote sensing data set. Dissertation, University of Alaska, Fairbanks, 241pp.
- Wang, L., und K. Sassen, 2005: Cirrus mammatus properties derived from an extended remote sensing dataset. J. Atmos. Sci., (im Druck).
- Wang, P.-H., M.P. McCormick, L.R. Poole, W.P. Chu, G.K. Yue, G.S. Kent und K.M. Skeens, 1994: Tropical high cloud characteristics derived from Sage II extinction measurements. *Atmos. Res.*, 34, 53-83.
- Wang, P.-H., P. Minnis, M.P. McCormick, G.S. Kent und K.M. Skeens, 1996: A 6-year climatology of cloud occurence frequency from Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II observations (1985-1990). J. Geophys. Res., 101, 29407-20429.
- Warhaft, Z., 2000: Passive scalars in turbulent flows. Annu. Rev. Fluid Mech., 32, 203-240.

Warner, C., 1973: Meaurements of mamma. Weather, 28, 394-397.

- Warren, S.G., C.J. Hahn, J. London, R.M. Chervin, R.L. Jenne, 1986: *Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over land*. Technical Note NCAR/TN-273+STR.
- Warren, S.G., C.J. Hahn, J. London, R.M. Chervin, und R.L. Jenne, 1989: *Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over the ocean*. Technical Note NCAR/TN-317+STR.
- Warren, S.G., und C.J. Hahn, 2002: Clouds/Climatology. In J. Holton, J. Pyle und J. Curry (Hrsg.): *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, Academic Press, San Diego, 476-483.
- Weickmann, H., 1947: Die Eisphase in der Atmosphäre., Royal Aircraft Establishment, 96 pp.
- Weinstock, J., 1987: The turbulence field generated by a linear gravity wave. J. Atmos. Sci., 44, 410-420.
- Weinstock, J., 1992: Vertical diffusivity and overturning length in stably stratified turbulence. J. *Geophys. Res.*, 97, C8, 12653-12658.
- Weinstock, J.D., 1978: On the theory of turbulence in the buoyancy subrange of stably stratified flows. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 634-649.
- Weinstock, J.D., 1980: A theory of gaps in the turbulence spectra of stably stratified shear flow. J. Atmos. Sci., 37, 1542-1549.
- Welch, P.D., 1967: The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Trans. Audio and Electroacoustics, AU-15, 70-73.*
- Weldon, R., 1979: Cloud patterns and the upper tropospheric wind field. AWS/TR-79/003, Air Weather Service, Scott AFB, IL, 62225, 80pp.
- Werne, J., und D.C. Fritts, 1999: Stratified shear turbulence: Evolution and statistics. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 439-442.
- Wilks, D.S., 1995: Statistical methods in Atmospheric Sciences. Academic Press, San Diego, 467pp.
- Williamson C.H.K., T. Leweke und G.D. Miller, 2000: Instabilities in temporally-developing vortex pairs and in spatially-developing wing vortices. In Hunt undVassilicos (Hrsg.) *Turbulence structure and vortex dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 83-103.
- Wilson, D.R., und S.P. Ballard, 1999: A microphysically based precipitation scheme for the UK Meteorological Office Unified Model. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **125**, 1607-1636.
- Winker, D.M., und C.R. Trepte, 1998: Laminar cirrus observed near the tropical tropopause by LITE. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 3351-3354.
- Winstread, N. S., J. Verlinde, S. T. Arthur, F. Jaskiewicz, M. Jensen, N. Miles und D.Nicosia, 2001: High-resolution airborne radar observations of mammatus. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 159-166.
- Winters, K.B., und E.A. D'Asaro, 1994: Three-dimensional wave breaking near a critical level. J. Fluid Mech., 272, 255-284.
- World Meteorological Organization (WMO), 1975: *International Cloud Atlas*. Volume I--Manual on the observation of clouds and other meteors (neuer Druck 1995).
- World Meteorological Organization (WMO), 1987: *International Cloud Atlas*. Volume II (plates), WMO No. 407, Geneva, 212 pp.
- Wylie, D.P., W.P. Menzel, H.M. Woolf und K.I. Strabala, 1994: Four years of global cirrus cloud statistics using HIRS. J. Climate., 7, 1972-1986.
- Wylie, D. P., und P. Wang, 1997: Comparison of Cloud Frequency Data from HIRS and SAGE II. J. *Geophy. Res.*, **102**, 29893-29900.
- Wylie, D.P., und D. Santek, 1998: Cloud-top heights from GOES-8 and GOES-9 stereoscopic imagery. J. Appl. Meteor., 37, 405-413.
- Wylie, D.P., und W.P. Menzel, 1999: Eight years of high cloud statistics using HIRS. J. Climate, 12, 170-184.
- Wyngaard, J.C., 1975: Modeling the planetary boundary layer Extension to the stable case. *Bound. Layer Meteor.*, **17**, 333-351.
- Yagi, T., T. Harimaya, und C. Magono, 1968: On the shape and movement of cirrus uncinus clouds by the trigonometric method using stereophotographs -studies of cirrus clouds: part II-. J. Meteor. Soc. Japan, 46, 266-271.
- Yagi, T., 1969: On the relation between the shape of cirrus clouds and the static stability of cloud level -studies of cirrus clouds: part IV-. J. Meteor. Soc. Japan, 47, 59-64.

- Yamada, M., und K. Ohkitani, 1991a: An identification of energy cascade in turbulence by orthonormal wavelet analysis. *Prog. Theor. Phys.*, **86**, 799-815.
- Yamada, M., und K. Ohkitani, 1991b: Orthonormal wavelet analysis of turbulence. *Fluid Dyn. Res.*, **8**, 101-115.
- Zhang, M.-H., W. Y. Lin, S. A. Klein, J. T. Bacmeister, S. Bony, R. T. Cederwall, A. D. Del Genio, J. J. Hack, N. G. Loeb, U. Lohmann, P. Minnis, I. Musat, R. Pincus, P. Stier, M. J. Suarez, M. J. Webb, J. B. Wu, S. C. Xie, M.-S. Yao und J. H. Zhang, 2005: Comparing clouds and their seasonal variations in 10 atmospheric general circulation models with satellite measurements. J. Geophys. Res., 110, D15S02, doi:10.1029/2004JD005021.
- Zondlo, M.A., P.K. Hudson, A.J. Prenni und M.A. Tolbert, 2000: Chemistry and microphysics of polar stratospheric clouds and cirrus clouds. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **51**, 473–499.
- Zubair, L.M., 1993: Studies in turbulence using wavelet transforms for data compression and scale separation. Dissertation, Yale University, New Haven, Connecticut, 221pp.

# Anhang A

## Wavelet-Funktionen

In diesem Anhang werden die in der *Wavelet*-Analyse verwendeten *Wavelet*-Funktionen in Ergänzung zu und in der Nomenklatur von Abschnitt 5.1.4.1 dargestellt. Verschiedene Funktionen können als *Wavelets*  $\psi(x)$  genutzt werden, sie gehören generell dem *Schwartz*-Raum der schnell abfallenden Funktionen an. Eine Funktion f(x) heißt genau dann Wavelet, wenn die sogenannte Zulässigkeitsbedingung erfüllt ist, die im *Fourier*-Raum folgendermaßen aussieht (Grossmann *et al.*, 1989):

$$0 < C_{\psi} = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} |\hat{\psi}(\omega)|^2 |\omega|^{-1} d\omega < \infty$$
(A.1)

 $C_{\psi}$  ist die Zulässigkeitskonstante,  $\omega$  ist die Frequenz und ^ bezeichtnet die Fourier-Transformierte. Die Zulässigkeitsbedingung ist für eine konkrete Funktion schwer nachzuweisen. In der Praxis wird  $\hat{\psi}(\omega)$  immer genügend schnell abklingen, und die Zulässigkeitsbedingung reduziert sich auf  $\hat{\psi}(0) = 0$  (Vetterli und Kovacevic, 1995). Das Verschwinden der *Fourier*-Transformierten bei der Frequenz Null impliziert insbesondere, falls  $\psi(x)$  integrierbar ist, dass der Mittelwert des Wavelets gleich Null ist. Eine zulässige Funktion ist faktisch ein Bandpassfilter. Für nichtverschwindende Funktionen im Raum der reellen, quadratisch integrierbaren Funktionen sind dieAussagen "der Mittelwert der Funktion ist Null" und "die Funktion ist ein Wavelet" gleichwertig (Louis et al., 1998).

Eine wichtige Besonderheit der Transformation mit zulässigen *Wavelets* besteht in ihrer Invertierbarkeit, das zugrundeliegende Signal kann vollständig aus den *Wavelet*-Koeffizienten zurückgewonnen werden:

$$f(x) = \frac{1}{C_{\psi}} \int_{0}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T(b, a) \psi_{ab}(x) \frac{dadb}{a^{2}}$$
(A.2)

Durch die Normierung mit  $a^{-2}$  wird auch die im Signal enthaltene Energie (L<sup>2</sup>-Norm) bei der Transformation konserviert und kann somit aus den *Wavelet*-Koeffizienten bestimmt werden, eine Tatsache, die bei der Berechnung von lokalen Leistungsspektren eine Rolle spielt. Die Signalenergie ergibt sich wie folgt:

$$\left\|f\right\|^{2} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) f^{*}(x) dx = \frac{1}{C_{\psi}} \int_{0}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T(b,a) T(b,a)^{*} \frac{dadb}{a^{2}}$$
(A.3)

Der \* bezeichnet die konjugiert komplexe Funktion. Insbesondere kann der Energiegehalt auf ausgewählter Skala a ermittelt werden (spektrale Zerlegung):

$$E(a) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(b,a) T(b,a)^* db$$
(A.4)

Im Falle der diskreten, orthonormalen Dekomposition lauten die entsprechenden Ausdrücke:

$$f(x) = \sum_{j} \sum_{k} T_{jk} \psi_{jk}$$
(A.5)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) f^{*}(x) dx = \sum_{j} \sum_{k} T^{2}_{jk}$$
(A.6)

Ein *Wavelet*  $\psi(x)$  hat also einen Mittelwert, der Null ist, einige, wenige Oszillationen und kann eine reellwertige oder komplexwertige Funktion sein. Es ist eine Art lokalisierte, kurze Welle. Die in Gleichung A.1 formulierte Zulässigkeitsbedingung lässt viele Analyse-funktionen zu, eine Verschärfung des Kriteriums tritt ein, wenn verschwindende höhere Momente bis zur Ordnung p gefordert werden:

$$\int x^{n} \psi(x) dx = 0 \text{ für } n = 0, 1, ..., p - 1, \text{ und } \int x^{p} \psi(x) dx \neq 0$$
 (A.7)

Bei der Auswahl des zu verwendenden *Wavelets* besteht eine große Freiheit. In vielen Anwendungen wird man bei der Wahl des *Wavelets* darauf bedacht sein, eine Basis der Zerlegung zu generieren, die zu möglichst wenigen quasi nicht-verschwindendenen *Wavelet*-Koeffizienten führt. Diese Anforderung betrifft insbesondere die Datenkompression, die Rauschunterdrückung, die Signalanalyse sowie schnelle Algorithmen und hängt insbesondere von der Regularität, der Anzahl der verschwinden Momente und der Breite des Trägers des *Wavelets* ab (Mallat, 1998). In der Praxis sollten die verwendeten *Wavelets* gute Lokalisierungseigenschaften sowohl im Zeit-/Ortsraum wie auch im Frequenzraum aufweisen. Es kamen folgende *Wavelets* für Untersuchungen zur Datenqualität und die Spektralanalyse zur Anwendung:

#### Marr-Wavelet (Mexican Hat)

Ein sehr populäres *Wavelet* ist das *Marr-Wavelet*, es ist wegen seines Aussehens insbesondere in der dreidimensionalen Darstellung auch unter dem Namen "Mexikanischer Hut" oder in seiner stückweise konstanten Approximation als "Französischer Hut" bekannt. Diese Analysefunktion wurde von Marr (1982) schon vor der geschlossen Formulierung der *Wavelet*-Transformation in der wissenschaftlichen Erforschung des Sehens verwendet, hier insbesondere um Kanteneffekte in der Bildverarbeitung zu studieren. Beim *Marr-Wavelet* handelt es sich um die 2. Ableitung der Gauß'schen Glockenkurve:

$$\psi_{Marr}(x) = (1 - x^2)e^{-x^2/2}$$
 (A.8)

Die Fourier-Transformierte von  $\psi_{Marr}(x)$  ist durch:

$$\widehat{\psi}_{Marr}(\omega) = \omega^2 \, e^{-\omega^2/2} / \sqrt{2\pi} \tag{A.9}$$

gegeben (Louis et al., 1998). Die Zulässigkeitskonstante beträgt  $C_{\psi} = 1$ , und ein globales Maximum liegt bei  $\omega_{0,Maar} = \sqrt{2}$ . Abbildung A.1 zeigt das Wavelet sowie den Betrag seiner



Abbildung A.1: Marr-Wavelet (a) und der Modulus der Fourier-Transformierten (b).

Fourier-Transformierten. Das *Marr-Wavelet* ist eine unendlich mal kontinuierlich differenzierbare Funktion, hat zwei verschwindende Momente und zeigt daher einen raschen Abfall im Frequenzraum, was zu einer guten Lokalisierung im Zeit/Ortsraum auch eine relativ gute Skalenzuweisung erlaubt.

Hier präsentierte Ergebnisse mit dem *Marr-Wavelet* wurden für die quantitative Analyse basierend auf Programmsegmenten von Torrence und Compo (1998) erstellt.

#### Haar-Wavelet

Das *Haar-Wavelet* wurde von Alfred Haar eingeführt (Haar, 1910), es ist durch eine stückweise konstante Funktion gegeben. Dieses *Wavelet* diente Haar als orthonormale Basis zur Approximation beliebiger Funktionen.

$$\psi_{Haar}(x) = \begin{cases} 1 & wenn \ 0 \le x < 1/2 \\ -1 & wenn \ 1/2 \le x < 1 \\ 0 & ansonsten \end{cases}$$
(A.10)

 $\psi_{Haar, j,k}(x) = 2^{-j/2} \psi_{Haar}(2^j x - k))$  bildet eine orthonormale Basis des  $L^2(\Re)$  (Daubechies, 1992). Die *Fourier*-Transformierte von  $\psi_{Haar}(x)$  ist durch:

$$\widehat{\psi}_{Haar}(\omega) = ie^{-i\omega/2} \sin(\omega/4) \sin c(\omega/4) / \sqrt{2\pi} \qquad mit \quad \sin c(t) = \sin(t) / t \tag{A.11}$$

gegeben (Louis et al., 1998). Die Zulässigkeitskonstante beträgt  $C_{\psi} = 2 \ln 2$ , und die Maxima liegen bei  $\omega_{0,Haar} = \pm 4,6622$ . Abbildung A.2 zeigt das *Wavelet* sowie den Betrag seiner *Fourier*-Transformierten. Es ist gut geeignet, um Singularitäten im Orts-/Zeitraum zu lokalisieren aber sein  $\sin(t)/t$ -Verhalten im *Fourier*-Raum verdeutlicht eine oft unbefriedigende Skalenzuordnung. Die *Haar*-Basis ist im Frequenzraum nicht kompakt.

Das *Haar*-Wavelet ist nicht besonders gut zur Approximation relativ glatter Funktionen geeignet, da es nur ein verschwindendes Moment besitzt. Es benötigt den kürzesten Träger unter allen orthogonalen *Wavelets* und lässt sich effizient implementieren. Es ist daher für die Voranalyse großer Datenmengen gut geeignet.



Abbildung A.2: Haar-Wavelet (a) und der Modulus der Fourier-Transformierten (b).

#### Meyer-Wavelet

Bei dem *Meyer-Wavelet* (Meyer, 1990) handelt es sich um eine auf ein Frequenzband limitierte Funktion, deren *Fourier*-Transformierte glatt verläuft und mit  $\omega^{-4}$  abklingt. Das *Wavelet* weist zugleich einen schnellen asymptotischen Abfall (exponentiell) im Zeit-/Ortsraum auf. Auch *Meyer-Wavelets* bilden eine orthonormale Basis des  $L^2(\Re)$ . Sie besitzen einen kompakten Träger im Frequenzraum, allerdings einen unendlich-Träger im Zeit-/Ortsraum, der effektive numerische Abfall ist allerdings für fast alle praktischen Belange ausreichend (quasi-kompakt). Bei der Generierung des *Meyer-Wavelets* wird die *Fourier*-Transformierte vorgegeben, daher wird die Transformation im allgemeinen im *Fourier*-Raum implementiert. Verfahren zur Konstruktion der Wavelets werden in Daubechies (1992), Yamada und Ohkitani (1991), Sato und Yamada (1994) und Mallat (1998) angegeben.

Das *Wavelet* besitzt keine analytische Darstellung, es ist durch die inverse *Fourier*-Transformation gegeben:

$$\psi_{Meyer}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\omega t] \,\widehat{\psi}(\omega) \, d\omega \tag{A.12}$$

mit der Fourier-Transformierten und der Bedingung

$$\widehat{\psi}_{Meyer}(\omega) = \begin{cases} 0, & wenn |\omega| \leq \frac{2\pi}{3} \\ (2\pi)^{-1/2} e^{i\omega/2} \sin\left[\frac{\pi}{2} v\left(\frac{3}{2\pi} |\omega| - 1\right)\right], & wenn \frac{2\pi}{3} < |\omega| \leq \frac{4\pi}{3} \\ (2\pi)^{-1/2} e^{i\omega/2} \cos\left[\frac{\pi}{2} v\left(\frac{3}{4\pi} |\omega| - 1\right)\right], & wenn \frac{4\pi}{3} < |\omega| \leq \frac{8\pi}{3} \\ 0, & wenn |\omega| > \frac{8\pi}{3} \end{cases}$$
(A.13)



Abbildung A.3: Meyer-Wavelet (a) und der Modulus der Fourier-Transformierten (b).

$$\nu(x) + \nu(1-x) = 1 \qquad \nu(x) = \begin{cases} 0, & wenn \ x \le 0\\ 1, & wenn \ x \ge 1 \end{cases}$$
(A.14)

Für diese Arbeit wurde die *Wavelet*-Transformation mit dem *Meyer-Wavelet* in Pascal implementiert, sie basiert auf einem Algorithmus der von Dr. Yamada zur Verfügung gestellt wurde und wird im *Fourier*-Raum durchgeführt. Das *Meyer-Wavelet* wurde in der geophysikalischen Anwendung von Yamada und Okhitani (1991) und Quante und Yamada (1992) zur Turbulenzanalyse und von Mak (1995) zur Untersuchung von Meeresoberflächentemperaturen benutzt.

### Spektraler Verlauf in Wavelet-Spektren

Zur Sicherung der Qualität der Spektralanalyse mit Wavelets (wie auch mit der Maximum-Entropie-Methode) und zur Überprüfung der eigenen Programmsegmente wurden umfangreiche Tests mit realen und synthetischen Daten durchgeführt. Hier soll nur ein Aspekt dieser Tests angesprochen werden. Um der Frage nachzugehen, ob mit *Wavelets* der Abfall von Spektren genügend gut zu quantifizieren ist, wurden Zeitreihen mit den vorgegebenen, spektralen Koeffizienten -1, -5/3 und -3 synthetisch erzeugt, die für atmosphärische Turbulenz typisch erscheinen. Die Datenreihen von jeweils 16384 Punkten entstanden aus 4 Realisationen, die jeweils aus den Koeffizienten einer komplexen *Fourier*-Transformation von Sinus- (Realteil) und Kosinuswerten (Imaginärteil) mit zufallsverteilter Phase im Intervall  $[0,2\pi]$  und einer mit gaußverteilten Zufallszahlen gewichteten Potenzfunktion mit bekanntem Exponenten als Amplitude bestehen.

Perrier et al. (1995) haben gezeigt, dass das globale *Wavelet*-Spektrum den Exponenten eines *Fourier*-Energiespektrums, das einem Potenzgesetz gehorcht, korrekt wiedergibt, sofern das verwendete *Wavelet* genügend viele verschwindende Momente, n, besitzt, d.h. mindestens n > (b-1)/2, b ist der Betrag des spektralen Index. Dieses Kriterium zeigte sich in den eigenen Tests als für das *Marr*-Wavelet (2 verschwindende Momente) nicht ausreichend. Abbildung

A.4 gibt die Ergebnisse für die hier relevanten Analysefunktionen wieder. Der steile spektrale Abfall von –3 wird lediglich von der Analyse mit dem *Meyer-Wavelet* zufriedenstellend erfasst. Aus diesem Grund wurde das *Meyer-Wavelet* zur Bestimmung des spektralen Index auf Teilsegmenten in Abschnitt 5.2.3 verwendet. Das *Haar-Wavelet* wurde lediglich zur Lokalisierung von starken Gradienten, Sprüngen und Stufen in der Rohdatenaufbereitung der Flugzeugmessungen eingesetzt.



Abbildung A.4: Verlauf von Wavelet-Spektren für synthetisch erzeugte Datenreihen mit vorgegebenem spektralen Abfall von –1, –5/3 bzw. –3 unter der Verwendung unterschiedlicher Analysefunktionen: a) Haar-Wavelet (CWT-Algorithmus, Technomathematik Universität Bremen), b) Marr-Wavelet (CWT-Algorithmus, Technomathematik Universität Bremen), c) Marr-Wavelet (Algorithmus von Torrence und Compo, 1998) und d) Meyer-Wavelet (Algorithmus von M. Yamada, Universität Tokio). Die gestrichelten Linien kennzeichnen jeweils den zugehörigen theoretischen Verlauf.

## **B.1** Tabellen zu mittleren Vertikalprofilen

Hier sind Mittelwerte der Windgeschwindigkeit, Windrichtung und der Temperatur sowie ergänzende Angaben für die Missionen zusammengestellt, für die in Abschnitt 5.1.2 Vertikalprofile von Turbulenzparametern besprochen werden.

Flugast	Höhe	TAS	Windgeschw.	Windricht.	Temperatur	Flugzeug
	[km]	[ms <sup>-1</sup> ]	[ms <sup>-1</sup> ]	[°]	[°C]	
L1	9.50	187	48.7	323	-47.3	Falcon
L2	8.90	187	41.9	321	-42.8	Falcon
L3	8.54	140	37.5	319	-40.4	Hercules
L4	8.24	137	28.9	317	-38.9	Hercules
L5	7.75	131	24.1	314	-36.1	Merlin
L6	5.60	122	22.6	311	-16.9	Merlin

Tabelle B.1.1: Höhe des Flugastes, wahre Luftgeschwindigkeit (TAS), Windgeschwindigkeit und -richtung, Temperatur und eingesetztes Flugzeug für die Mission ICE 207 vom 28.09.89. Es handelt sich um Mittelwerte im jeweiligen Höhenniveau.

Flugast	Höhe	TAS	Windgeschw.	Windricht.	Temperatur	Flugzeug
	[km]	[ms <sup>-1</sup> ]	[ms <sup>-1</sup> ]	[°]	[°C]	
L1	10.1	181	39.6	304	-51.7	Falcon
L2	9.47	177	36.4	308	-48.3	Falcon
L3	8.86	172	31.5	310	-43.7	Falcon
L4	8.27	162	30.9	310	-38.2	Falcon
L5	7.67	162	28.3	309	-33.4	Falcon
L6	7.06	163	28.4	309	-28.5	Falcon

Tabelle B.1.2: Höhe des Flugastes, wahre Luftgeschwindigkeit (TAS), Windgeschwindigkeit und -richtung, Temperatur und eingesetztes Flugzeug für die Mission ICE 212 vom 15.10.89. Es handelt sich um Mittelwerte im jeweiligen Höhenniveau.

Flugast	Höhe	TAS	Windgeschw.	Windricht.	Temperatur	Flugzeug
	[km]	[ms <sup>-1</sup> ]	[ms <sup>-1</sup> ]	[°]	[°C]	
L1	11.30	189	14.5	202	-60.2	Falcon
L2	11.00	185	10.1	192	-58.5	Falcon
L3	10.38	180	9.6	205	-55.0	Falcon
L4	9.77	177	10.4	202	-50.1	Falcon
L5	9.46	171	10.4	213	-47.4	Falcon

Tabelle B.1.3: Höhe des Flugastes, wahre Luftgeschwindigkeit (TAS), Windgeschwindigkeit und -richtung, Temperatur und eingesetztes Flugzeug für die Mission ICE 216 vom 18.10.89. Es handelt sich um Mittelwerte im jeweiligen Höhenniveau.

Flugast	Höhe	TAS	Windgeschw.	Windricht.	Temperatur	Flugzeug
	[km]	[ms <sup>-1</sup> ]	[ms <sup>-1</sup> ]	[°]	[°C]	
L1	8.82	155	58.6	275	-41.0	Hercules
L2	7.90	150	54.1	264	-35.0	Hercules
L3	7.00	143	49.6	259	-29.0	Hercules
L4	5.46	124	36.0	248	-20.0	Hercules
L5	4.26	115	28.2	243	-14.4	Hercules

Tabelle B.1.4: Höhe des Flugastes, wahre Luftgeschwindigkeit (TAS), Windgeschwindigkeit und -richtung, Temperatur und eingesetztes Flugzeug für die Mission ICE 217 vom 19.10.89. Es handelt sich um Mittelwerte im jeweiligen Höhenniveau.

Flugast	Höhe	TAS	Windgeschw.	Windricht.	Temperatur	Flugzeug
	[km]	[ms <sup>-1</sup> ]	[ms <sup>-1</sup> ]	[°]	[°C]	
L1	10.28	178	2.4	330	-54.2	Falcon
L2	9.74	175	8.2	292	-52.5	Falcon
L3	9.04	166	8.5	274	-47.3	Falcon
L4	8.48	161	8.9	271	-42.3	Falcon
L5	7.90	140	5.1	329	-37.9	Hercules
L6	7.60	139	5.5	298	-35.3	Hercules
L7	7.29	138	4.6	279	-35.4	Hercules
L8	4.54	117	4.9	195	-14.3	Hercules

Tabelle B.1.5: Höhe des Flugastes, wahre Luftgeschwindigkeit (TAS), Windgeschwindigkeit und -richtung, Temperatur und eingesetztes Flugzeug für die Mission EUCREX 108 vom 24.09.93. Es handelt sich um Mittelwerte im jeweiligen Höhenniveau.

Flugast	Höhe	TAS	Windgeschw.	Windricht.	Temperatur	Flugzeug
	[km]	[ms <sup>-1</sup> ]	[ms <sup>-1</sup> ]	[°]	[°C]	
L1	12.24	136	20.3	287	-60.1	Citation
L2	12.54	144	21.8	289	-63.2	Citation
L3	12.83	140	27.5	285	-65.3	Citation
L4	13.13	132	25.5	281	-67.1	Citation
L5	13.43	133	26.9	284	-70.1	Citation

Tabelle B.1.6: Höhe des Flugastes, wahre Luftgeschwindigkeit (TAS), Windgeschwindigkeit und -richtung, Temperatur und eingesetztes Flugzeug für die Mission ARM CART 94 vom 19.04.94. Es handelt sich um Mittelwerte im jeweiligen Höhenniveau.

L2 ab

L3 ab

L4 ab

L5 ab

L6 ab

5

5

5

5

5

2.27E-1

9.77E-2

8.27E-2

2.08E-1

3.25E-1

1.58E-1

5.50E-2

4.39E-2

1.35E-1

6.01E-3

#### Zahlenwerte für die in Abschnitt 5.1.2 vorgestellten Vertikalprofile von ausgewählten Turbulenzparametern. $\sigma_u^2$ $\sigma_v^2$ $\sigma_w^2$ $\sigma^2_{ heta}$ $\sigma_{W/}$ Flugast s(w) $\sigma_{W_{\ell}}$ $\lambda_{cut}$ $\sigma_u$ $\sigma_v$ $[m^2 s^{-2}]$ $K^2$ [km] $[m^2 s^{-2}]$ $[m^2 s^{-2}]$ 2 L1 ab 0.21E-2 0.19E-2 0.01E-2 0.95E-3 0.02 0.68 0.72 2 9.55E-3 L2 ab 1.33E-1 9.80E-2 5.54E-2 -0.10 0.65 0.75 L3 ab 2 0.44 0.55 7.66E-2 4.07E-2 1.25E-2 5.41E-3 0.40 2 L4 ab 4.91E-2 2.65E-2 1.00E-2 3.49E-3 0.21 0.45 0.61 2 L5 ab 1.50E-1 1.07E-1 6.85E-2 3.09E-3 -0.17 0.80 0.68 L6 ab 2 8.07E-2 2.81E-3 1.01E-2 2.07E-3 0.22 0.35 1.90 L1 ab 5 1.39E-3 -0.33 0.87 0.97 1.49E-2 1.19E-2 1.12E-2

## **B2** Tabellen zur Turbulenzstatistik

Tabelle B.2.1: Varianzen der Windgeschwindigkeitskomponeten, u, v, w, der Schiefe für die Vertikalwindkomponenete, w, sowie die Verhältnisse der Standardabweichungen aus der Vertikalwindkomponenete, w, und den Horizontalwindkomponenten, u, v, für die Mission ICE 207. Es handelt sich um mittelere Werte für die jeweiligen Höhenniveaus, die aus hochpassgefilterten Daten für Abschneidewellenlängen von 2 km und 5 km berechnet wurden.

6.52E-2

1.64E-2

2.42E-2

7.69E-2

1.27E-2

2.75E-2

7.80E-2

4.54E-3

6.46E-3

2.15E-3

-0.18

0.0

-0.78

-0.23

0.07

0.53

0.41

0.54

0.61

0.62

0.64

0.55

0.74

0.75

1.45

Flugast	$\lambda_{cut}$	$\sigma_u^2$	$\sigma_v^2$	$\sigma_{_W}^2$	$\sigma^2_{ heta}$	s(w)	$\sigma_w / \sigma$	$\sigma_w / \sigma$
	$\left[ km \right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[K^2\right]$		/ <sup>0</sup> u	/ <sup>0</sup> v
L1	2	2.43E-3	3.21E-3	0.63E-3	1.64E-3	-0.05	0.51	0.44
L2 a	2	3.98E-3	4.67E-3	1.72E-3	2.08E-3	-0.21	0.66	0.61
L2 b	2	2.15E-3	2.42E-3	0.65E-3	1.72E-3	0.14	0.54	0.52
L3 a	2	2.69E-3	5.06E-3	1.37E-3	1.74E-3	0.06	0.71	0.52
L3 b	2	5.80E-3	5.70E-3	2.23E-3	1.78E-3	-0.11	0.62	0.63
L4 a	2	1.04E-2	1.34E-2	4.29E-3	1.78E-3	0.04	0.64	0.57
L4 b	2	1.73E-2	1.92E-2	7.09E-3	1.84E-3	-0.32	0.64	0.61
L5 a	2	5.86E-3	7.48E-3	0.98E-3	1.78E-3	0.05	0.41	0.36
L5 b	2	5.07E-3	3.93E-3	2.20E-3	1.65E-3	0.03	0.65	0.75
L6 a	2	1.92E-3	2.68E-3	0.66E-3	1.56E-3	-0.06	0.58	0.50
L6 b	2	2.76E-3	2.87E-3	1.07E-3	1.47E-3	-0.08	0.62	0.61

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Flugast	$\lambda_{cut}$	$\sigma_u^2$	$\sigma_v^2$	$\sigma_{_W}^2$	$\sigma^2_{ heta}$	s(w)	$\sigma_w/\sigma$	$\sigma_w/\sigma$
	$\left[ km \right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[K^2\right]$		/ <sup>0</sup> u	/ <sup>0</sup> v
L1	5	4.78E-3	4.51E-3	1.04E-3	1.65E-3	0.18	0.47	0.48
L2 a	5	1.12E-2	2.64E-2	7.01E-3	3.08E-3	-0.38	0.79	0.52
L2 b	5	5.50E-3	1.05E-2	2.27E-3	2.05E-3	0.04	0.64	0.46
L3 a	5	4.47E-3	1.20E-2	1.81E-3	1.77E-3	-0.55	0.63	0.42
L3 b	5	1.17E-2	1.66E-2	2.71E-3	1.91E-3	-0.09	0.48	0.40
L4 a	5	7.02E-2	3.98E-2	6.33E-3	1.82E-3	0.04	0.30	0.40
L4 b	5	3.22E-2	3.09E-2	8.17E-3	1.91E-3	-0.07	0.50	0.51
L5 a	5	4.13E-2	3.00E-2	2.29E-3	2.42E-3	-0.17	0.24	0.28
L5 b	5	9.81E-3	9.12E-3	3.14E-3	1.86E-3	0.01	0.57	0.59
L6 a	5	3.61E-3	8.97E-3	1.32E-3	1.60E-3	-0.11	0.60	0.38
L6 b	5	8.80E-2	8.75E-3	1.99E-3	1.59E-3	-0.44	0.48	0.48

Tabelle B.2.2: Varianzen der Windgeschwindigkeitskomponeten, u, v, w, der Schiefe für die Vertikalwindkomponenete, w, sowie die Verhältnisse der Standardabweichungen aus der Vertikalwindkomponenete, w, und den Horizontalwindkomponenten, u, v, für die Mission ICE 212. Es handelt sich um mittelere Werte für die jeweiligen Höhenniveaus, die aus hochpassgefilterten Daten für Abschneidewellenlängen von 2 km und 5 km berechnet wurden.

Level	$\lambda_{cut}$	$\sigma_{\mu}^{2}$	$\sigma_v^2$	$\sigma_w^2$	$\sigma_{_{ heta}}^2$	s(w)	$\sigma_w/$	$\sigma_w/$
	[km]	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\begin{bmatrix} K^2 \end{bmatrix}$		$\sigma_u$	$\sigma_v$
L1 ab	2	3.47E-3	3.56E-3	2.19E-3	1.94E-3	0.25	0.79	0.78
L2 ab	2	2.45E-3	2.30E-3	0.73E-3	1.75E-3	-0.01	0.56	0.56
L2 cd	2	4.02E-3	4.32E-3	0.96E-3	1.74E-3	-0.01	0.49	0.47
L3 ab	2	5.80E-3	6.62E-3	3.13E-3	1.84E-3	0.42	0.73	0.69
L3 cd	2	4.93E-2	3.85E-3	1.79E-3	1.76E-3	-0.09	0.19	0.68
L4 cd	2	3.93E-3	2.19E-3	1.02E-3	1.55E-3	0.00	0.51	0.68
L5 gh	2	1.32E-3	1.53E-3	0.38E-3	1.55E-3	-0.03	0.54	0.50
L1 ab	5	8.17E-3	9.40E-3	3.75E-3	3.20E-3	0.34	0.68	0.63
L2 ab	5	5.72E-3	5.94E-3	1.85E-3	2.23E-2	-0.22	0.57	0.56
L2 cd	5	9.72E-3	1.32E-2	1.96E-3	2.34E-3	0.09	0.45	0.39
L3 ab	5	9.26E-3	9.96E-3	4.12E-3	2.23E-3	0.35	0.67	0.64
L3 cd	5	1.35E-2	7.57E-3	2.45E-3	2.42E-3	-0.04	0.43	0.57
L4 cd	5	8.34E-3	4.27E-3	2.35E-3	1.83E-3	0.24	0.53	0.74
L5 gh	5	3.96E-3	5.35E-3	1.53E-3	1.65E-3	-0.14	0.62	0.53

Tabelle B.2.3: Varianzen der Windgeschwindigkeitskomponeten, u, v, w, der Schiefe für die Vertikalwindkomponenete, w, sowie die Verhältnisse der Standardabweichungen aus der Vertikalwindkomponenete, w, und den Horizontalwindkomponenten, u, v, für die Mission ICE 216. Es handelt sich um mittelere Werte für die jeweiligen Höhenniveaus, die aus hochpassgefilterten Daten für Abschneidewellenlängen von 2 km und 5 km berechnet wurden.

Flugast	$\lambda_{cut}$	$\sigma_u^2$	$\sigma_v^2$	$\sigma_{_W}^2$	$\sigma_{\scriptscriptstyle T}^{\scriptscriptstyle 2}$	s(w)	$\sigma_w/\sigma$	$\sigma_w/\sigma$
	[ <i>km</i> ]	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[K^2\right]$		/ <sup>0</sup> u	/ <sup>0</sup> v
L1 a	2	5.75E-2	7.85E-2	3.20E-2	4.29E-3	-0.30	0.74	0.64
L2 a	2	8.01E-2	1.67E-2	2.78E-2	1.56E-3	-0.25	0.59	1.29
L3 a	2	3.54E-2	3.45E-2	1.73E-2	2.03E-3	-0.31	0.70	0.71
L3 b	2	1.34E-2	1.41E-2	2.56E-3	5.16E-4	-0.35	0.44	0.43
L4 a	2	1.29E-2	8.76E-3	2.03E-3	2.03E-3	0.01	0.40	0.48
L4 b	2	2.00E-2	1.78E-2	7.27E-3	6.17E-4	0.31	0.60	0.64
L5 a	2	6.86E-2	5.92E-2	2.19E-2	3.25E-3	-0.40	0.57	0.61
L5 b	2	5.82E-2	4.79E-2	1.56E-2	1.68E-3	0.09	0.52	0.57
L1 a	5	1.28E-1	1.37E-1	5.31E-2	8.63E-2	-0.41	0.64	0.62
L2 a	5	1.16E-1	3.61E-2	3.68E-2	2.01E-3	-0.01	0.56	1.01
L3 a	5	5.46E-2	4.25E-2	2.14E-2	2.35E-3	-0.20	0.63	0.71
L3 b	5	2.27E-2	2.25E-2	4.35E-3	7.53E-4	0.07	0.44	0.44
L4 a	5	2.03E-2	1.57E-2	3.31E-3	4.45E-4	0.12	0.53	0.46
L4 b	5	3.15E-2	2.59E-2	1.07E-2	9.46E-4	0.24	0.58	0.64
L5 a	5	7.71E-2	8.00E-2	2.61E-2	3.86E-3	-0.19	0.58	0.57
L5 b	5	6.71E-2	5.47E-2	1.87E-2	2.11E-3	0.07	053	0.58

Tabelle B.2.4: Varianzen der Windgeschwindigkeitskomponeten, u, v, w, der Schiefe für die Vertikalwindkomponenete, w, sowie die Verhältnisse der Standardabweichungen aus der Vertikalwindkomponenete, w, und den Horizontalwindkomponenten, u, v, für die Mission ICE 217. Es handelt sich um mittelere Werte für die jeweiligen Höhenniveaus, die aus hochpassgefilterten Daten für Abschneidewellenlängen von 2 km und 5 km berechnet wurden.

Flugast	$\lambda_{cut}$	$\sigma_u^2$	$\sigma_v^2$	$\sigma_{_W}^2$	$\sigma^2_{ heta}$	s(w)	$\sigma_w/\sigma$	$\sigma_w/\sigma$
	[ <i>km</i> ]	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[K^2\right]$		/ <sup>0</sup> u	/ <sup>0</sup> v
L1	2	2.68E-2	8.91E-3	6.58E-3	1.06E-2	-0.04	0.50	0.86
L2	2	3.01E-2	2.82E-2	1.95E-2	3.18E-3	-0.05	0.80	0.83
L3	2	4.03E-2	4.01E-2	2.86E-2	1.01E-3	-0.05	0.84	0.84
L4	2	1.84E-2	1.67E-2	1.11E-2	1.03E-3	0.58	0.78	0.82
L5	2	2.96E-2	2.67E-2	1.41E-2	6.83E-2	-0.03	0.69	0.73
L6	2	3.85E-2	4.44E-2	1.96E-2	6.94E-3	-0.06	0.71	0.66
L7	2	3.52E-2	3.37E-2	1.56E-2	7.01E-3	0.46	0.67	0.68
L8	2	8.91E-2	8.23E-2	5.03E-2	1.53E-2	0.09	0.75	0.78

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Flugast	$\lambda_{cut}$	$\sigma_u^2$	$\sigma_v^2$	$\sigma_{_W}^2$	$\sigma^2_{ heta}$	s(w)	$\sigma_w/\sigma$	$\sigma_w/\sigma$
	$\left[ km \right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[K^2\right]$		/ <sup>0</sup> u	/ <sup>0</sup> v
L1	5	5.06E-2	2.31E-2	8.95E-3	3.55E-2	0.17	0.42	0.62
L2	5	5.83E-2	4.53E-2	2.90E-2	2.23E-2	0.14	0.71	0.80
L3	5	6.76E-2	5.55E-2	3.83E-2	1.82E-2	-0.11	0.75	0.83
L4	5	3.82E-2	2.82E-2	1.73E-2	1.80E-2	0.16	0.67	0.78
L5	5	6.36E-2	4.48E-2	2.53E-2	5.44E-2	-0.48	0.63	0.75
L6	5	6.58E-2	5.80E-2	2.74E-2	5.71E-3	-0.09	0.65	0.69
L7	5	5.87E-2	4.61E-2	2.05E-2	5.57E-3	0.40	0.59	0.67
L8	5	1.34E-1	1.16E-1	6.22E-2	1.90E-2	-0.13	0.68	0.73

Tabelle B.2.5: Varianzen der Windgeschwindigkeitskomponeten, u, v, w, der Schiefe für die Vertikalwindkomponenete, w, sowie die Verhältnisse der Standardabweichungen aus der Vertikalwindkomponenete, w, und den Horizontalwindkomponenten, u, v, für die Mission EUCREX 108. Es handelt sich um mittelere Werte für die jeweiligen Höhenniveaus, die aus hochpassgefilterten Daten für Abschneidewellenlängen von 2 km und 5 km berechnet wurden.

Flugast	$\lambda_{cut}$	$\sigma_u^2$	$\sigma_v^2$	$\sigma_{_W}^2$	$\sigma^2_{ heta}$	s(w)	$\sigma_w / \sigma$	$\sigma_w/\sigma$
	[km]	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[m^2s^{-2}\right]$	$\left[K^2\right]$		/ <sup>0</sup> u	/ <sup>0</sup> v
L1	2	3.39E-2	2.32E-2	2.41E-2	1.42E-2	-0.06	0.84	1.02
L2	2	9.62E-2	1.82E-1	5.93E-2	1.85E-2	-0.12	0.79	0.57
L3	2	9.86E-2	2.01E-1	9.07E-2	2.10E-2	0.05	0.96	0.67
L4	2	4.52E-2	7.98E-2	5.16E-2	1.88E-2	-0.09	1.07	0.80
L5	2	3.13E-2	8.90E-2	5.20E-2	2.08E-2	-0.05	1.29	0.76
L1	5	1.34E-1	3.18E-2	3.99E-2	1.45E-2	-0.20	0.56	1.12
L2	5	1.27E-1	2.49E-1	7.46E-2	1.99E-2	-0.06	0.77	0.55
L3	5	1.58E-1	2.70E-1	1.27E-1	2.47E-2	0.17	0.90	0.69
L4	5	6.50E-2	1.07E-1	7.18E-2	1.96E-2	-0.08	1.05	0.82
L5	5	6.17E-2	1.29E-1	7.08E-2	2.16E-2	0.06	1.07	0.74

Tabelle B.2.6: Varianzen der Windgeschwindigkeitskomponeten, u, v, w, der Schiefe für die Vertikalwindkomponenete, w, sowie die Verhältnisse der Standardabweichungen aus der Vertikalwindkomponenete, w, und den Horizontalwindkomponenten, u, v, für die Mission ARM CART 94. Es handelt sich um mittelere Werte für die jeweiligen Höhenniveaus, die aus hochpassgefilterten Daten für Abschneidewellenlängen von 2 km und 5 km berechnet wurden.

# Dank

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Hartmut Graßl und Herrn Prof. Dr. Ehrhard Raschke von der Universität Hamburg für die Übernahme der Betreuung und das große Interesse an dieser Arbeit herzlich danken. Ihre konstruktiven Ratschläge und zahlreichen Hinweise waren sehr wertvoll.

Wolkenexperimente und insbesondere Wind- und Turbulenzmessungen mit dem Flugzeug erfordern einen hohen Aufwand in der Kalibrierungs- und Messphase sowie bei der nachfolgenden Datenaufbereitung. Mein Dank gilt den Kollegen, die an der Planung und Durchführung der Flugmessungen beteiligt waren und deren Einsatz ein hohes Maß an Datenqualität gewährleistete. Insbesondere seien hier die Herren Robert Baumann (DLR Oberpfaffenhofen), Phil R.A. Brown (UK Met Office), Dr. James Dean-Day (NASA-Ames), Dr. Bernard Guillemet (Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand), Prof. Gerald "Jay" Mace (University of Utah), Prof. Greg Nastrom (St. Cloud State University), Prof. Michael Poellot (University of North Dakota) und Prof. Dr. Ken Sassen (University of Alaska) genannt, die mir zum Teil vorprozessierte Flugmessdaten zur Verfügung gestellt haben. Prof. Dr. Ulrich Schumann (DLR Oberpfaffenhofen) möchte ich für die Überlassung von Daten des Contrail-Experiments danken.

Prof. Dr. Harumi Isaka (Université Blaise Pascal) danke ich für die Gastfreundschaft während verschiedener Aufenthalte in Clermont Ferrand und die Ermöglichung der Gesprächsrunden mit Prof. Dr. Michio Yamada (University of Tokyo) zur Waveletmethode in der Turbulenzanalyse. Prof. Yamada hat mir freundlicherweise Computercode überlassen, der mir als Basis zur orthogonalen Waveletanalyse mit komplexen Mutterfunktionen diente. Es ist hier auch der rege und freundschaftliche Austausch mit Prof. Dr. Peter Maaß (Technomathematik, Universität Bremen) zu den zahllosen Facetten von Wavelets zu erwähnen.

Die unterliegenden, experimentellen Arbeiten in Europa wurden im Rahmen mehrerer Programme vom Bundesministerium für Bildung und Forschung und der Europäischen Gemeinschaft gefördert. Die Messungen in den Vereinigten Staaten wurden vom U.S. Department of Energy (DOE) über das Atmospheric Radiation Measurement Program (ARM) finanziert.

Meinem Freund Phil Brown (UK Met Office) und meinen US-Kollegen Prof. Dr. Ken Sassen (University of Alaska) und Dr. David O. C. Starr (NASA Goddard Space Flight Center) gilt mein besonderer Dank für den regen Austausch und viele intensive Diskussionsrunden um die Struktur und Dynamik von Cirruswolken. Meinen GKSS Kollegen Dr. Volker Matthias und Dr. Jens Meywerk ist nicht erspart geblieben, das Manuskript meiner Dissertation in einem frühen Stadium erleben zu dürfen, ihnen danke ich besonders für die vielen Verbesserungsvorschläge und Anmerkungen aber auch für die Aufmunterungen in den Kaffeepausen.

Abschließend aber keineswegs zuletzt danke ich meiner Frau Ute und meinen Kindern Linn, Janna und Torben für die Liebe, Unterstützung und Geduld in Zeiten intermittierender Cirrus-Turbulenzen, die sich mitunter auch schon mal im Familienleben bemerkbar machen konnten.