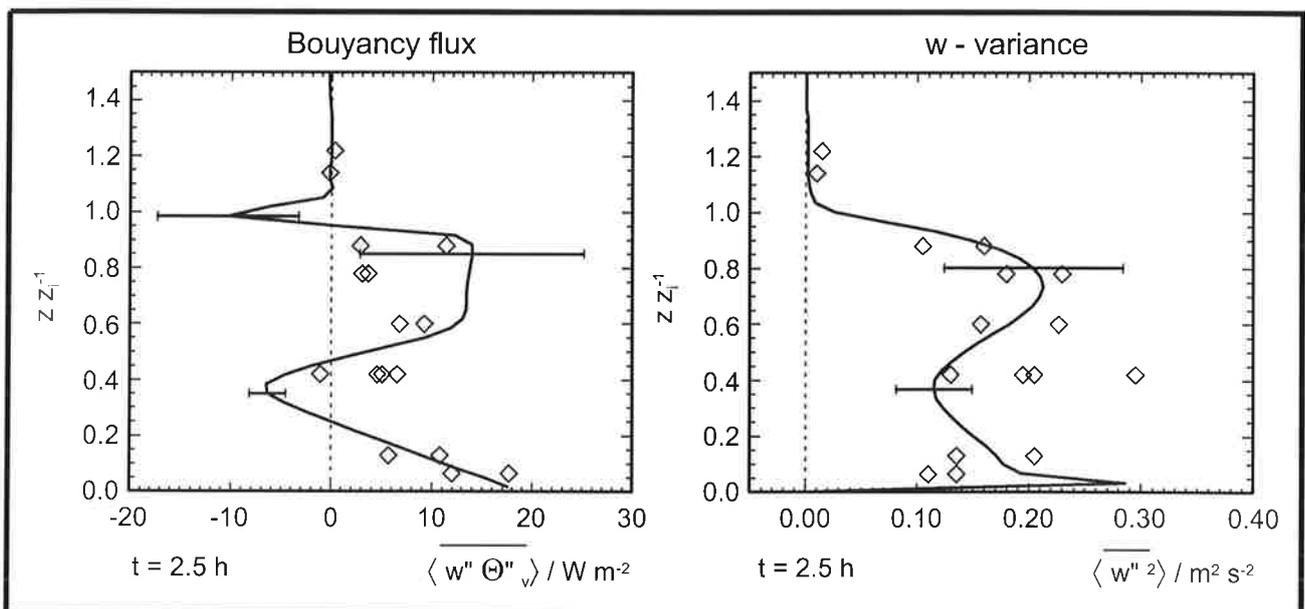




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 66



GROBSTRUKTURSIMULATION - EINE METHODE ZUR BERECHNUNG TURBULENTER ATMOSPHÄRISCHER STRÖMUNGEN

von
Andreas Chlond

HAMBURG, Juli 1999

Vorgelegt im Rahmen des Habilitationsverfahrens

Autor:

Andreas Chlond

Max-Planck-Institut
für Meteorologie

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

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

ISSN 0938-5177

**Grobstruktursimulation - eine Methode zur
Berechnung turbulenter atmosphärischer
Strömungen**

Andreas Chlond

Max-Planck-Institut für Meteorologie

Bundesstr. 55

D-20146 Hamburg

Germany

Juli 1999

ISSN 0938-5177

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
Zusammenfassung	iii
Abstract	iv
Verzeichnis der wichtigsten Symbole	v
1. Einleitung	1
1.1 Methoden zur Untersuchung turbulenter Strukturen	1
1.2 Grobstruktursimulationen in der Meteorologie	4
1.3 Ziele und Vorgehensweise	10
2. Das Grobstruktursimulationsmodell	13
2.1 Das hydro- und thermodynamische Grundmodell	13
2.1.1 Grundgleichungen	13
2.1.2 Boussinesq-Approximation	15
2.1.3 Filterung	18
2.2 Das Subskalen-Modell	23
2.3 Das Strahlungsmodell	30
2.4 Das wolkenphysikalische Modell	31
2.4.1 Grundlagen	31
2.4.2 Schema ohne explizite Mikrophysik	34
2.4.3 Das Kessler-Schema	36
2.4.4 Das Lüpkes-Schema	41
2.4.5 Schema mit detaillierter Mikrophysik	45
2.5 Prinzipielles Lösungsverfahren	48
2.5.1 Diskretisierung und Lösungsalgorithmen	48
2.5.2 Lösungsgebiet, Rand- und Anfangsbedingungen	54
3. Grobstruktursimulation von Wolkenstraßen während eines Kaltluftausbruches	59

3.1 Einführung	59
3.2 Spezifikation der Modellrechnungen	62
3.3 Ergebnisse der Modellläufe	66
3.3.1 Ergebnisse des Referenzlaufes	66
3.3.1.1 Struktur der Sekundärzirkulation	66
3.3.1.2 Mittlere Profile	68
3.3.2 Ergebnisse der Parameterstudie	78
4. Grobstruktursimulation von Stratocumuluswolken	84
4.1 Einführung	84
4.2 Spezifikation der Modellrechnungen	90
4.2.1 Herkunft der Anfangsdaten	90
4.2.1.1 Das ASTEX-Experiment	90
4.2.1.2 Das Lagrange-Experiment	91
4.2.2 Initialisierung der Modellläufe	93
4.3 Ergebnisse der Modellläufe	96
4.3.1 Statistische Signifikanz der Modellresultate	96
4.3.2 Empfindlichkeit der Modellresultate in bezug auf die Darstel- lung subskaliger und wolkenphysikalischer Prozesse	103
4.3.3 Empfindlichkeit der LES-Resultate hinsichtlich der Eingabe- größen des Modells	112
5. Grobstruktursimulation von Kondensstreifen	122
5.1 Einführung	122
5.2 Spezifikation der Modellrechnungen	125
5.3 Ergebnisse der Modellrechnungen	128
5.3.1 Ergebnisse des Kontrolllaufes	128
5.3.2 Ergebnisse der Empfindlichkeitsstudie	141
6. Schlußbetrachtung	150
•Danksagung	156
•Literaturverzeichnis:	157

Zusammenfassung

Bei der Grobstruktursimulation handelt es sich um eine Methode zur Berechnung turbulenter Strömungen, bei der nur die großen, energiereichen Wirbel erfaßt werden und der Einfluß der nicht aufgelösten, subskaligen Dynamik durch eine einfache Parameterisierung berücksichtigt wird. Diese Methode wird in zunehmendem Maße eingesetzt, um die Eigenschaften bestimmter turbulenter Strömungen zu untersuchen. Die mit Grobstruktursimulationsmodellen produzierten Datensätze können darüber hinaus als Grundlage zum Test, zur Weiterentwicklung und zum Entwurf von komplexen Schließungsansätzen für gröberskalige Modelle verwendet werden. In der vorliegenden Arbeit werden der Stand der Forschung auf diesem Gebiet dargelegt, die theoretischen Grundlagen dieser Methode beschrieben und die dieser Technik zugrunde liegenden Annahmen kritisch gewürdigt. Weiterhin werden das zur Berechnung zweiphasiger, turbulenter atmosphärischer Strömungen entwickelte und hier eingesetzte Grobstruktursimulationsmodell vorgestellt und einige numerische Aspekte der verwendeten Lösungsalgorithmen behandelt. Die Möglichkeiten und Grenzen der Grobstruktursimulationsmethode zur Untersuchung atmosphärischer Strömungen werden durch Anwendung dieses Berechnungsverfahrens auf drei Strömungsregime aufgezeigt. Die Anwendungsfälle umfassen die Simulation der konvektiven Grenzschicht während eines Kaltluftausbruches, die stratocumulusbedeckte Grenzschicht und die Wirbelstruktur in Kondensstreifen. Die Hauptresultate lauten:

1. Die sich unter Bedingungen eines Kaltluftausbruches vollziehende Grenzschicht- und Wolkenentwicklung kann mit dem Modell realitätsnah nachvollzogen werden.
2. Mit Ausnahme des Niederschlagsflusses weisen die modellierten dynamischen, thermodynamischen und mikrophysikalischen Eigenschaften der stratocumulusbedeckten Grenzschicht eine gute Übereinstimmung mit den während des ASTEX-Experiments gewonnenen Beobachtungsdaten auf.
3. Die relative Feuchte, die Temperatur und die Dichteschichtung der umgebenden Atmosphäre stellen die entscheidenden Einflußgrößen dar, die die Entwicklung eines Kondensstreifens im Dispersionsregime beeinflussen.

Die erzielten Resultate lassen den Schluß zu, daß man mit Grobstruktursimulationsmodellen ein effektives numerisches Werkzeug an der Hand hat, um Grundlagenfragen zur Turbulenz zu bearbeiten und die Erkenntnisse über turbulente Strömungen zu vertiefen.

Abstract

Large-eddy-simulation (LES) is a method of simulating a turbulent flow by capturing only the largest, most energetic structures in the flow and parameterizing the effect of the small subgrid-scale eddies. This technique is being increasingly used as a means of both predicting the properties of specific turbulent flows and providing flow details which can be used like data to test, to refine and to develop complex turbulence-closures for larger-scale models. In this paper, we provide a scientific overview of the topic and we review the theoretical background and the underlying assumptions of this technique. Moreover, the current implementation of the LES-model that has been developed to study two-phase turbulent atmospheric flows is introduced and some issues of the numerical schemes are described. Limitations and credibility of the LES-method in investigating the characteristics of turbulent flows are assessed by applying this technique to three different flow regimes. In particular, the convective boundary layer during cold air outbreaks, the stratocumulus-topped boundary layer and the turbulent eddy structure within contrails are simulated. The main results are:

1. Boundary layer and cloud development which occur under conditions during a cold air outbreak are realistically reproduced by the model.
2. With the exception of the precipitation flux the model predictions of dynamic, thermodynamic and microphysical properties in a stratocumulus topped boundary layer are generally in a reasonable agreement with measurements obtained during the ASTEX-experiment.
3. During the dispersion phase contrail evolution is controlled primarily by temperature, humidity and static stability of the ambient air.

The results obtained lead us to conclude that LES-models establish an excellent research tool for studying turbulent phenomena and for advancing our understanding about turbulent flows.

Verzeichnis der wichtigsten Symbole

Abkürzungen

ASTEX	A tlantic S tratocumulus T ransition E xperiment
CTEI	C loud- T op E ntrainment I nstability
DNS	D irect N umerical S imulation (Direkte Numerische Simulation)
EUCREM	E uropean C loud R esolving M odelling
EZMW	E uropäisches Z entrum für M ittelfristige W ettervorhersagen
FFT	F ast F ourier T ransform
FIRE	F irst I SCCP R egional E xperiment
GEWEX	G lobal E nergy and W ater C ycle E xperiment
GCSS	G EWEX C loud S ystem S tudy
ICE	I nternational C irrus E xperiment
ISCCP	I nternational S atellite C loud C limatology P roject
LES	L arge- E ddy S imulation
LWP	L iquid W ater P ath
SGS	S ubgrid- S cale
TKE	T urbulente k inetische E nergie

Lateinische Buchstaben

α_0^+, α_0^-	Massenabsorptionskoeffizienten für Wasser bzw. Eis
b	subskaliger Bedeckungsgrad
$B(T)$	Planck-Funktion
c_M, c_H, c_ϵ	stabilitätsabhängige Koeffizienten des Subskalenmodells
c_p	spezifische Wärme trockener Luft
D_h, D_v	horizontaler und vertikaler Diffusionskoeffizient der Kondensstreifenausbreitung
\bar{e}	subskalige turbulente kinetische Energie
e_s	Partialdruck von Wasserdampf bei Sättigung
$\langle E \rangle, \langle E_T \rangle$	mittlere aufgelöste turbulente kinetische Energie bzw. Rollenenergie
$f(r, \hat{x}, t)$	Verteilungsfunktion

F^+, F	auf- und abwärtsgerichtete langwellige Strahlungsflüsse
F_{NET}	langwelliger Nettostrahlungsfluß
F_{NET}^{CT}	langwelliger Nettostrahlungsfluß an der Wolkenoberkante
g	Schwerebeschleunigung
g/θ_{v00}	Auftriebsparameter
$G(\tilde{\lambda} - \tilde{\lambda}')$	Filterfunktion
H_j	subskaliger Fluß der potentiellen Flüssigwassertemperatur
IC	totaler Eisgehalt pro Meter Flugstrecke
k	Autokonversionszeitkonstante (Kessler-Schema)
k^*	Autokonversionszeitkonstante (Lüpkes-Schema)
K_M, K_H	turbulente Diffusionskoeffizienten für Impuls und skalare Größen
L_M	Monin-Obukhov Länge
L_s	Sublimationswärme
L_v	Verdampfungswärme
L_x, L_y, L_z	Modellgebietsgröße in x-, y- und z-Richtung
n_r	spezifische Regentropfenanzahldichte
n_x, n_y, n_z	Gitterpunktszahl in x-, y- und z-Richtung
$N(\tilde{\lambda}, t)$	Eisteilchenkonzentration
N_{BV}	Brunt-Vaisälä-Frequenz
P	Gesamtdruck
p_G	synoptischer Druckanteil
p_0	Bezugsdruck ($p_0 = 1000$ hPa)
p_{00}	hydrostatischer Referenzdruck
p^*	mesoskalige Druckstörung
q	Gesamtwassergehalt
q_c	Wolkenwassergehalt
$q_{c, krit}$	Schwellwert des Wolkenwassergehalts
q_i	Eisgehalt
q_l	Flüssigwassergehalt
q_r	Regenwassergehalt
q_s	spezifische Sättigungsfeuchte
q_v	spezifische Feuchte
q^*	Skalierungsfeuchte für die Prandtschicht
Q_k	Quell-/Senkenrate in einer Bilanzgleichung für Ψ_k
R_d	Gaskonstante trockener Luft
R_v	Gaskonstante für Wasserdampf
r	Radius eines Wassertropfens bzw. einer Eiskugel
dr/dt	Radienwachstumsgeschwindigkeit

r_{eff}	effektiver Radius
r_j	relative Feuchte bezüglich Eis
r_s	Trennradius zwischen Wolken- und Regentropfen
r_w	relative Feuchte bezüglich Wasser
S_r	Sättigungsverhältnis
t	Zeitkoordinate
T	Temperatur
T_l	Flüssigwassertemperatur
u, v, w, u_i	Vektorkomponenten der Geschwindigkeit, $i=1, 2, 3$
$u_{i,G}$	geostrophischer Windvektor $i=1, 2$
u^*	Schubspannungsgeschwindigkeit
V_{Tnr}	Anzahlgewichtete Sedimentationsgeschwindigkeit
V_{Tqr}	Massengewichtete Sedimentationsgeschwindigkeit
w_e	Entrainmentgeschwindigkeit
w_{LS}	großräumige Absinkgeschwindigkeit
$w_T(r)$	radienabhängige Sedimentationsgeschwindigkeit von Eispartikeln
w^*	konvektive Skalierungsgeschwindigkeit
$W_j, W_{qr,j}, W_{nr,j}$	subskalige Flüsse von Gesamtwasser, Regenwasser und Regentropfen
$\langle \overline{w'q'} \rangle_0$	horizontal gemittelter Bodenfeuchtefluß
$\langle \overline{w'\theta'} \rangle_0$	horizontal gemittelter Bodenwärmefluß
x, y, z, x_i	kartesische Koordinaten, $i=1, 2, 3$
Z_{BOT}, Z_{TOP}	Höhe des Modellunter- bzw. Modelloberrandes
z_i	Inversionshöhe
$Z_{0,m}, Z_{0,s}$	Rauhigkeitslängen für Impuls und skalare Größen

Griechische Buchstaben

α	Ableitung der spezifischen Sättigungsfuchte nach der Temperatur, d. h. $\alpha = \left(\frac{\partial q_s}{\partial T} \right)$
γ_k	kinematischer molekularer Diffusionskoeffizient für ψ_k
δ_{ij}	Einheitstensor
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Maschenweiten in x-, y- und z-Richtung
Δ	charakteristische Maschenweite $\Delta = 1/3 \cdot (\Delta x + \Delta y + \Delta z)$
Δ_f	charakteristische Längenskala des Filters
$\Delta \bar{q}$	Inversionsprung des Gesamtwassergehalts
Δt	Zeitschritt

$\Delta\bar{\theta}_l$	Inversionssprung der potentiellen Flüssigwassertemperatur
ε	Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie
$\varepsilon^+(z_1, z_2), \varepsilon^-(z_1, z_2)$	effektive Emissivitäten von Flüssigwasser (bzw. Eis) zwischen den Höhenniveaus z_1 und z_2
ε_{ijk}	alternierender Einheitsvektor
θ	potentielle Temperatur
θ_i	potentielle Eistemperatur
θ_l	potentielle Flüssigwassertemperatur
θ_v	potentielle Virtuellttemperatur
θ_{v00}	potentielle Referenzvirtuelltemperatur
θ_{00}	potentielle Referenztemperatur
θ_*	Skalierungstemperatur für die Prandtlschicht
κ	Adiabatenkoeffizient trockener Luft
κ_K	von-Karman-Konstante
Λ	charakteristische turbulente Längenskala
ν	kinematische molekulare Scherviskosität
ν_d	kinematische molekulare Volumenviskosität
π	modifizierte Druckstörung $\pi = p^* + 1/3 \cdot \tau_{kk}$
ρ	Gesamtdichte
ρ_i	Dichte von Eis
ρ_w	Dichte von Wasser
ρ^*	mesoskalige Dichtestörung
ρ_{00}	Referenzdichte
σ_{ij}	anisotroper Anteil des subskaligen Reynolds'schen Spannungstensors
σ_x	horizontale Halbwertsbreite des Kondensstreifens
σ_z	vertikale Halbwertsbreite des Kondensstreifens
τ_{ij}	subskaliger Reynolds'scher Schubspannungstensor
Φ_M, Φ_H	universelle Stabilitätsfunktionen für Impuls und skalare Größen
Ψ, Ψ_k	beliebige skalare Größen
Ψ_M, Ψ_H	stabilitätsabhängige Profilfunktionen für Impuls und skalare Größen
Ω_j	Vektor der Erdrotation

Sonderzeichen und Operatoren

$\langle \rangle$	horizontales Mittel über das gesamte Modellgebiet
$\overline{\quad}$	Filteroperator
\prime	subskalige Fluktuation, z. B. $\psi' = \psi - \overline{\psi}$

- " Abweichung vom horizontalen Mittelwert, d. h. aufgelöste Fluktuation, z. B. $\bar{\psi}'' = \bar{\psi} - \langle \bar{\psi} \rangle$
- 00 Index zur Charakterisierung eines Referenzwertes, z. B. ρ_{00}
- * oberer Index zur Charakterisierung einer Abweichung einer Größe vom Referenzwert, z. B. $\rho^* = \rho - \rho_{00}$

1. Einleitung

1.1 Methoden zur Untersuchung turbulenter Strukturen

Die meisten in der Natur und bei technischen Anwendungen auftretenden Strömungen sind turbulent. Insbesondere sind eine Reihe von atmosphärischen Vorgängen mit dem Phänomen der Turbulenz verknüpft. Als turbulente Strömungen werden in der Atmosphäre diejenigen aperiodischen, dreidimensionalen und stochastischen Bewegungen bezeichnet, die die Luft und die mit ihr verbundenen Eigenschaften im Übergang zwischen gröberskaliger Advektion und molekularer Diffusion vermischen. Von besonderer Bedeutung in diesem Zusammenhang sind die Prozesse des Austauschs von Impuls, Wärme, Wasser und anderer Stoffbeimengungen zwischen Atmosphäre und ihrer unteren Unterlage. Diese werden von der Turbulenz kontrolliert. Die Kenntnis der turbulenten Transportvorgänge in der atmosphärischen Grenzschicht ist daher von großer Bedeutung für das Verständnis des Energie- und Stoffhaushalts der gesamten Atmosphäre.

Fortschritte beim Verständnis und bei der Vorhersage turbulenter atmosphärischer Strömungen können nur im Verbund von experimenteller, analytischer und numerischer Strömungsmechanik erzielt werden. Hierbei fällt der numerischen Simulation turbulenter Strömungen eine immer größere Bedeutung zu, besonders bei der Berechnung realitätsnaher Probleme, bei denen komplexe Wechselwirkungen zwischen Strömungsfeld, Wolken- und Strahlungsprozessen auftreten. Der größte Vorteil der numerischen Simulation von Strömungen besteht darin, daß unter kontrollierbaren Bedingungen relativ schnell und preiswert Ergebnisse erhalten werden können. Im Gegensatz zu analytischen Untersuchungen sind darüber hinaus keine Beschränkungen auf lineare oder andere stark vereinfachte Probleme notwendig. Die Möglichkeiten der numerischen Strömungssimulation hingen in der Vergangenheit sehr stark von der Entwicklung der elektronischen Rechenanlagen ab. Einen historischen Überblick über die Entwicklung der numerischen Strömungsmechanik geben z. B. Roache (1972) und Anderson et al. (1984). Die exponentielle Leistungssteigerung der Supercomputer zusammen mit der steigenden Verfügbarkeit der Computerkapazität und schnelleren Lösungsalgorithmen haben dazu geführt, daß heutzutage auch komplexe strömungsmechanische Probleme, wie z. B. turbulente Mehrphasenströmungen, numerisch bewältigt werden können.

Prinzipiell gibt es im wesentlichen zwei Methoden die Strukturen und mikroskaligen Prozesse turbulenter hydrodynamischer Vorgänge durch eine numerische Lösung der grundlegenden strömungsmechanischen Grundgleichungen zu untersuchen: die **Direkte Numerische Simulation (DNS)** und die Grobstruktursimulation (engl: "**Large Eddy Simulation**", *LES*).

Den genauesten Zugang zur Turbulenzsimulation stellt die sogenannte Direkte Numerische Simulation (*DNS*) dar, bei der die ungemittelten Navier-Stokes Gleichungen mit Ausnahme der unvermeidlichen numerischen Diskretisierung ohne zusätzliche Annahmen mit einer vorgegebenen zeitlichen und räumlichen Auflösung der Turbulenzelemente direkt gelöst werden. Bei dieser Simulationsmethode werden alle Bewegungsvorgänge erfaßt, indem alle Skalen der Strömung bis hin zur Dissipationslänge η (Kolmogorov, 1941a, b) aufgelöst werden (McComb, 1990; Reynolds, 1990). Bei einer *DNS* sind zur vollständigen Berechnung einer Strömung sowohl die Mindestgröße des Modellgebiets L_D als auch die Maschenweite Δ des numerischen Gitters festgelegt. Die größten turbulenten Strukturen des simulierten Phänomens müssen kleiner als L_D und die kleinsten Wirbel, gegeben durch die Kolmogorov-Länge η , größer als Δ sein. Die Zahl der notwendigen Gitterpunkte pro Raumrichtung beträgt also L_D/Δ . Dieses Größenverhältnis kann auch in Beziehung zur Reynolds-Zahl (*Re*-Zahl) gesetzt werden, die das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften ausdrückt. Schumann et al. (1980) geben dafür einen Zusammenhang in der Form $L_D/\Delta \sim Re^n$ an, wobei der Exponent n je nach Strömungsart und Turbulenzintensität Werte im Intervall $3/4 \leq n \leq 1$ annimmt. Für eine direkte dreidimensionale Simulation ist die erforderliche Gitterpunktzahl also proportional zur Reynoldszahl hoch $3n$, so daß eine Verdoppelung dieses Parameters mindestens die fünffache Anzahl an Gitterpunkten erfordert. Hieraus wird deutlich, daß selbst mit den leistungsfähigsten Computern mit massiv-parallelen Rechnerarchitekturen voll turbulente Strömungen hoher *Re*-Zahl nicht direkt berechnet werden können. Als obere Grenze für die Zahl der Gitterpunkte wird heute der Wert 512^3 ($\sim 1.35 \cdot 10^8$) angesehen (Ferziger und Peric, 1997).

Atmosphärische Strömungen weisen sehr hohe *Re*-Zahlen auf, was bei einer *DNS* eine große Anzahl von Gitterpunkten zur Auflösung des Modellgebiets erfordert. In der konvektiven Grenzschicht beispielsweise sind die größten turbulenten Wirbel durch die Mächtigkeit der Grenzschicht beschränkt und weisen daher Abmessungen in der Größenordnung von 10^3 Metern auf. Die kleinsten Wirbel hingegen im Dissipationsbereich des Spektrums haben eine Ausdehnung von etwa 10^{-3} Metern. Das Spektrum

der turbulenten Wirbel in der konvektiven Grenzschicht umfaßt demnach einen Bereich von einem Millimeter bis zu einigen Kilometern. Eine numerische Integration der Navier-Stokes Gleichungen mit adäquater Auflösung würde daher 10^{18} Gitterpunkte umfassen. Dies ist heute (und in absehbarer Zukunft) nicht durchführbar. Selbst ein Teraflop-Computer (10^{12} Gleitkommaoperationen pro Sekunde) hätte - heutige Lösungsalgorithmen vorausgesetzt - für eine Stunde Simulationszeit einige tausend Jahre zu rechnen. Glücklicherweise weist die Turbulenz in der Grenzschicht folgende Eigenschaft auf: Unter einem energetischen Aspekt betrachtet sind nicht alle Skalen des Turbulenzspektrums gleich wichtig. Vielmehr steckt die meiste kinetische Energie in den größten Skalen der Bewegung, und in der Regel nimmt die Energie als Funktion der Wellenzahl nach einem Potenzgesetz hin zu größeren Wellenzahlen ab. Darüber hinaus sind für die Impuls-, Wärme- und Stofftransporte weitgehend die großen Strukturen verantwortlich, während die kleineren Wirbel einen eher dissipativen Charakter aufweisen, indem sie einen Energietransfer von niedrigen zu hohen Wellenzahlen bewirken. Diese Tatsachen bilden die Basis des Konzepts der Grobstruktursimulation (engl.: "Large-Eddy Simulation", *LES*), dessen Ursprünge auf Arbeiten von Lilly (1967), Deardorff (1970) und Schumann (1975) zurückgehen. Einen Überblick über die historische Entwicklung und über den Stand der Forschung geben Galperin und Orszag (1993). Eine kritische Würdigung dieser Simulationsmethode ist in dem Übersichtsartikel von Mason (1994) zu finden.

Die Grobstruktursimulationstechnik erfaßt bzw. simuliert nur die großen, energiereichen Wirbel und berücksichtigt die Effekte nicht aufgelöster, subskaliger Dynamik durch eine einfache Parameterisierung. Demnach wird bei der *LES*-Technik statt der ursprünglichen Navier-Stokes Gleichungen ein Gleichungssystem gelöst, welches über den hochfrequenten Teil der turbulenten Schwankungen gemittelt ist. Man versucht also gar nicht erst die Bewegung der kleinsten Wirbel zu berechnen. Vielmehr simuliert man explizit nur die großen Turbulenzballen und versucht, den Einfluß der kleinen Wirbel angemessen zu berücksichtigen. Die gemittelten Felder der Geschwindigkeit und der anderen Zustandsgrößen variieren viel langsamer als die ursprünglichen, weshalb bei der *LES*-Technik ein weitaus gröberes Rechengitter als bei der *DNS*-Technik zur Simulation von Strömungen hoher Turbulenzgrade erforderlich ist. Um die sogenannte Grobstruktur, die die vom Gitter aufgelösten Bewegungsvorgänge enthält, von der Feinstruktur, den sogenannten subskaligen Beiträgen (engl.: "subgrid-scale" (*SGS*) - Anteil) zu unterscheiden, müssen die in Raum und Zeit kontinuierlichen Navier-Stokes Gleichungen räumlich gefiltert werden. Die

Bezeichnung *LES* ist üblicherweise den Anwendungen vorbehalten, bei denen die Skala der Filteroperation (Filterbreite) innerhalb oder zumindest sehr nahe am Trägheitsunterbereich der dreidimensionalen Turbulenz liegt. In diesem Fall erwartet man, daß die aufgelöste Grobstruktur mit den energiereichen Bewegungen und mit den Transporten von Impuls, Wärme und Beimengungen verbunden ist. Die kleinen Wirbel, die durch den Prozeß der Energiekaskade, d. h. durch den Transfer von Energie von kleinen zu großen Wellenzahlen infolge nichtlinearer Wechselwirkung zwischen den Turbulenzelementen entstanden sind, sollten insensitiv gegenüber äußeren Kräften sowie Anfangs- und Randbedingungen sein und einen eher isotropen, universellen Charakter aufweisen. Aus diesem Grunde kann für den überwiegenden Teil der Grenzschicht der dissipative Effekt der kleinen Wirbel mit einfachen Turbulenzmodellen erfaßt werden, die auf der Annahme der Gesetzmäßigkeiten des Trägheitsunterbereichs im Turbulenzspektrum basieren. Nur in unmittelbarer Wandnähe und innerhalb der Entrainmentzone am Oberrand der Grenzschicht, wo die energieintensiven Wirbel kleinere Abmessungen als die Filterskala annehmen, wird die Annahme einer auf dem Trägheitsunterbereich basierten Theorie fragwürdig. Da in diesem Höhenbereich nahezu das gesamte Bewegungsspektrum subskalig ist, sind zur Parameterisierung dieser Effekte aufwendigere Feinstrukturmodelle erforderlich (Mason und Thomson, 1992). Trotz dieser konzeptionellen Schwäche stellen *LES*-Modelle die geeignetsten Instrumente dar, um Grundlagenfragen zur Turbulenz zu beantworten, und sie können darüber hinaus dazu verwendet werden, komplexere Schließungsansätze für gröberskalige Modelle weiterzuentwickeln, zu testen und zu entwerfen.

1.2 Grobstruktursimulationen in der Meteorologie

Seit Deardorffs ersten Rechnungen (Deardorff, 1970, 1972) hat die Grobstruktursimulationstechnik eine Reihe von wissenschaftlichen Durchbrüchen errungen, die unsere Sichtweise der Grenzschichtturbulenz nachhaltig verändert und zu einem tieferen Verständnis der Vorgänge in der atmosphärischen Grenzschicht geführt hat (Moeng, 1998). Grobstruktursimulationen haben es erstmalig erlaubt, die räumlich dreidimensionale sowie die zeitliche Entwicklung der kohärenten Strukturen in der Grenzschicht detailliert zu verfolgen und die Beiträge der großen Wirbel zu den turbulenten Transporten zu quantifizieren. Darüber hinaus können mit *LES*-Modellen kontrollierte "numerische Experimente" durchgeführt werden, um die Wirkung verschiedener, in der Grenzschicht ablaufender

Prozesse zu isolieren und zu verstehen.

Vor allem für den Fall der konvektiven Grenzschicht kann auf eine Vielzahl von Arbeiten, wie zum Beispiel Deardorff (1973, 1974), Schemm und Lipps (1976), Moeng und Wyngaard (1986), Schumann et al. (1987) sowie Mason (1989) verwiesen werden. Zu diesem Problemkreis liegt auch eine bahnbrechende Untersuchung von Schmidt und Schumann (1989) vor, die mit einer beachtlichen Auflösung von $160 \cdot 160 \cdot 48$ Gitterpunkten die Wirbelstruktur in der konvektiven Grenzschicht beleuchteten. Schmidt und Schumann konnten zeigen, daß die Aufwindgebiete intensiver sind und demnach eine kleinere Fläche in Anspruch nehmen als die Abwindgebiete. Darüber hinaus konnte demonstriert werden, daß die Aufwinde in die die Grenzschicht begrenzende Inversion einzudringen vermögen und diese auslenken können. An den Rändern der hebungsbedingten Ausbuchtungen waren Warmluftzungen anzutreffen, die zum Teil in die turbulente Schicht eingemischt wurden, was ein Anwachsen der Grenzschicht zur Folge hatte. Die simulierte horizontale Strömungsstruktur wies eine polygonale Struktur auf, ähnlich derjenigen, die im Labor bei der Rayleigh-Bénard Konvektion anzutreffen ist.

Für die durch Scherkräfte angetriebene Grenzschicht sagt die Grobstruktursimulation ein vollständig anderes Strömungsmuster voraus. In diesem Fall werden in der Prandtlischiicht ausgedehnte, in mittlere Windrichtung ausgerichtete Geschwindigkeitsanomalien angetroffen (Moeng und Sullivan, 1994; Lin et al., 1996; Khanna und Brasseur, 1998), die denen ähneln, die im Windtunnel oder bei Feldmessungen (z. B. Wilczak und Tillman, 1980) beobachtet werden.

Erkenntnisse aus Resultaten von *LES*-Rechnungen haben auch die Art und Vorgehensweise beeinflußt, wie turbulente Zustandsgrößen universell dargestellt und dimensionslos gemacht werden können. Vor Deardorffs Rechnungen im Jahre 1972 wurde zur Skalierung der Profile der statistischen Kenngrößen in der Grenzschicht die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und als Längenskala die Größe u_*/f verwendet, wobei f den Coriolisparameter darstellt. Auf der Grundlage seiner Rechnungen konnte Deardorff (1972) zeigen, daß in einer von unten beheizten, konvektiven Grenzschicht die Parameter Grenzschichthöhe z_i und konvektive Geschwindigkeitsskala $w_* = (g/T_0 z_i (\overline{w'\theta'})_s)^{1/3}$ (wobei g/T_0 den Auftriebsparameter und $(\overline{w'\theta'})_s$ den turbulenten Wärmefluß an der unteren Unterlage darstellt) sich besser als Skalierungsgrößen eignen als die Parameter u_* und u_*/f . Dieses Ergebnis wurde vielfach bestätigt; z. B. zeigten Lenschow

et al. (1980) anhand von Flugzeugmessungen, daß sich mit z_j und w_* die Profile der Vertikalgeschwindigkeitsvarianz, des vertikales Flusses turbulenter kinetischer Energie und der Dissipationsrate unabhängig von der Stärke des Bodenwärmeflusses universell darstellen lassen.

Während der letzten Jahre wurde die Grobstruktursimulationstechnik nicht nur zum Studium der wolkenlosen atmosphärischen Grenzschicht benutzt, sondern auch zur Erforschung ozeanischer Grenzschichten, der Turbulenzstruktur über bewachsenem Terrain, der Struktur des Strömungsfeldes in Kondensstreifen, der wolkenbedeckten Grenzschicht und vieler anderer Phänomene. Zum Beispiel analysierten Wang et al. (1996) die Austauschvorgänge in der ozeanischen Mischungsschicht; mit einer Modellversion, die die Effekte der Stokes-Drift miteinbezieht, untersuchten McWilliams et al. (1997) und Skyllingstad und Denbo (1995) die Struktur der Langmuir-Zirkulation und ihren Einfluß auf die Turbulenzstruktur in der ozeanischen Deckschicht. *LES*-Modelle wurden ebenfalls angewendet, um den Einfluß des Bewuchses auf die Turbulenzstruktur zu ermitteln (z. B. Shaw und Schumann, 1992; Kanda und Hino, 1994). Diese Untersuchungen haben erbracht, daß nicht nur die simulierten Vertikalprofile verschiedener statistischer Kenngrößen, sondern auch die berechneten Zirkulationsstrukturen eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen aufweisen. Die dynamischen, wolkenphysikalischen und strahlungsbedingten Vorgänge in der Dispersionsphase eines Kondensstreifens wurden mittels Grobstruktursimulation von Chlond (1998) untersucht. Die mit dem Modell durchgeführte Parameterstudie hat gezeigt, daß neben der relativen Feuchte und der Temperatur der umgebenden Atmosphäre die Dichteschichtung des Mediums die entscheidende Einflußgröße darstellt, die das Ausbreitungsverhalten des Kondensstreifens maßgeblich beeinflusst. Darüber hinaus wurden *LES*-Modelle zum Studium der Turbulenzstruktur in der Prandtl-schicht (Khanna und Brasseur, 1997; Wynaard et al., 1998), der Grenzschicht über arktischen *Leads* (Glendening und Burk, 1992), der Grenzschicht- und Wolkenentwicklung während arktischer Kaltluftausbrüche (Chlond, 1992; Müller und Chlond, 1996), flacher Cumuluskonvektion in der Passatwindregion (Sommeria, 1976; Cuijpers und Duynkerke, 1993), der Konvektion über welligem Gelände (Krettenauer und Schumann, 1992), stabiler Grenzschichten (Mason und Derbyshire, 1990; Brown et al., 1994; Kaltenbach et al., 1994; Andr en, 1995) und barokliner Grenzschichten (Brown, 1996), angewendet.

Die Ergebnisse von *LES*-Rechnungen haben ebenfalls neue Erkenntnisse in bezug auf das Ausbreitungsverhalten passiver Beimengungen geliefert.

Lamb (1978) fand, daß in einer konvektiven Grenzschicht die Position der Maximalkonzentration eines innerhalb der Grenzschicht freigesetzten Tracers zunächst absinkt und in endlicher Entfernung vom Quellort am Boden anzutreffen ist. Weil et al. (1997) verallgemeinerten Lambs Arbeit, indem sie die Ausbreitungseigenschaften anderer Grenzschichtregime untersuchten; Schumanns (1989) LES-Studie bezog chemisch reaktive Beimengungen mit ein; Henn und Sykes (1992) untersuchten die Konzentrationsfluktuationen stromab einer angehobenen Quelle. Schließlich gelang Wyngaard und Brost (1984) sowie Moeng und Wyngaard (1984) mit Hilfe von Grobstruktursimulationsrechnungen der Nachweis, daß die konvektive Grenzschicht asymmetrische Eigenschaften bezüglich der Dispersion skalarer Beimengungen aufweist. So zeigt eine vom Boden freigesetzte Beimengung ein anderes Ausbreitungsverhalten als eine vom Oberrand der Grenzschicht emittierte ("Top-Down" und "Bottom-Up"- Diffusion).

Eine große Anzahl von Arbeiten befaßte sich mit der Simulation der marinen stratocumulusbedeckten Grenzschicht, da diese Art der Grenzschichtbewölkung einen erheblichen Einfluß auf den Strahlungshaushalt der Erde ausübt. Deardorff (1980a) und Moeng (1986) zeigten, daß die Auftriebsproduktion turbulenter kinetischer Energie im Zusammenhang mit der Strahlungsabkühlung am Oberrand einer Wolke die hauptsächliche Antriebsquelle für turbulente Bewegungen innerhalb der stratocumulusbedeckten Grenzschicht darstellt. Dabei hängen die simulierte Turbulenzintensität und die turbulenten Flüsse, wie z. B. die Varianzen des Geschwindigkeitsfeldes und der Auftriebsfluß, sehr empfindlich von den Details der Bestimmung der Strahlungsabkühlung ab. Deardorff und Moeng konnten jedoch zeigen, daß sich bei einer geeigneten Skalierung mit der Grenzschichthöhe z_i und der Geschwindigkeitsskala $w_{*sc} = (g/T_0 z_i B)^{1/3}$ ($B = 1/z_i \int_0^{z_i} w' \theta'_v dz$ stellt den über die Höhe der Grenzschicht gemittelten Auftriebsfluß dar) die turbulenten Kenngrößen und ihre Profile unabhängig von der Intensität der Strahlungsabkühlung universell darstellen lassen. Die LES-Methode wurde darüber hinaus dazu angewendet, um die sogenannte "Cloud-Top-Entrainment-Instabilität" zu untersuchen (Deardorff (1980b); Moeng et al., 1995), um die Wirkung von Strahlungsprozessen, Entrainment und Bodenwärmeflüssen auf die Entwicklung der Grenzschicht zu isolieren und zu studieren (Moeng et al., 1992; Shao et al., 1997), und um detailliert mikrophysikalische Prozesse wie z. B. die Entwicklung des Tropfenspektrums (Kogan et al., 1995; Stevens et al., 1996) und den Einfluß der Niederschlagsbildung auf die Turbulenzstruktur zu untersuchen (Stevens et al., 1997).¹ Chlond und Wolkau (1998) unterzogen die mittels Grobstruktursimulation für eine marine stratocumulusbedeckte Grenzschicht ermittelten Resultate einer umfangreichen Fehler-

1. Ähnliche Untersuchungen wurden im Rahmen von Diplomarbeiten auch von Wilmer (1993), Bennartz (1993), Wolkau (1996) und Skrotzki (1997) durchgeführt.

betrachtung. Diese Analyse lieferte neben den Mittelwerten der zu prognostizierenden Größen auch eine Angabe über die Genauigkeit mit der die Zielvariablen im Modell bestimmt werden können. Schließlich haben sich in der letzten Zeit eine Reihe von Arbeiten mit dem Problem des Entrainments in einer strahlungsgetriebenen Grenzschicht befaßt (Moeng et al., 1997; Bretherton et al., 1997; Lock et al., 1997; van Zanten et al., 1997; Lewellen und Lewellen, 1998).

Weitere Anwendungen des *LES*-Verfahrens hatten die Neuentwicklung bzw. die Verbesserung bereits existierender Grenzschichtparameterisierungen zum Ziel. Im Prinzip gibt es zwei Möglichkeiten die von *LES*-Modellen produzierten Datensätze als Grundlage für die Entwicklung, Verbesserung und Kalibrierung von Parameterisierungsschemata für Wetter- und Klimamodelle zu verwenden. Die eine Möglichkeit besteht darin, die Lösungen des *LES*-Modells als Vergleichsreferenz zu verwenden, um das Leistungsvermögen von Grenzschichtparameterisierungen in Hinblick auf die Genauigkeit ihrer Vorhersage der Impuls- Wärme- und Stoffflüsse zu ermitteln. Eine derartige Studie wurde von Ayotte et al. (1996) durchgeführt, die mittels Grobstruktursimulationen eine Reihe von Grenzschichtregimen untersuchten. Die simulierten Grenzschichten waren durch eine schwache Inversion begrenzt und unterschieden sich durch den Grad ihrer Schichtungsstabilität, die im Bereich von neutral bis stark konvektiv variiert wurde. Die Ergebnisse der *LES*-Resultate wurden mit den Vorhersagen von sechs Grenzschichtparameterisierungen (die zur Zeit in verschiedenen Modellen der allgemeinen Zirkulation verwendet werden) verglichen. Das wesentliche Resultat dieser Untersuchung bestand darin, daß alle Parameterisierungsansätze offenbar nicht in der Lage sind, die Entrainmentrate am Oberrand der Grenzschicht richtig wiederzugeben. Darüber hinaus untersuchten Ayotte et al. (1996) die Empfindlichkeit der Ergebnisse der unterschiedlichen Parameterisierungsansätze in Abhängigkeit von der vertikalen Auflösung und zeigten, daß die meisten Parameterisierungen unzureichende Ergebnisse liefern, sofern sie mit der groben Auflösung betrieben werden, die üblicherweise in Wetter- und Klimamodellen verwendet wird.

Eine andere Möglichkeit die Resultate von Grobstruktursimulationen zur Entwicklung bzw. Verbesserung von Grenzschicht-Parameterisierungen zu verwenden besteht darin, die Angemessenheit und Berechtigung bestimmter Annahmen zu prüfen, die zur Schließung eines Parameterisierungsschemas erforderlich sind. Zu diesem Zweck sind in den letzten Jahren eine Reihe von Arbeiten durchgeführt worden. Moeng und Wyn-

gaard (1986, 1989) sowie Andr en und Moeng (1993) analysierten auf diese Weise die Schließungsansätze f ur den Drucktransportterm, den turbulenten Energietransport sowie den Dissipationsterm von sogenannten Schlieungsmodellen zweiter Ordnung. Schumann und Moeng (1991a,b), Wyngaard und Moeng (1992) sowie Moeng et al. (1992) quantifizierten den Massenfluß und die Eigenschaften der Auf- und Abwindgebiete in einer stratocumulusbedeckten Grenzschicht, um sogenannte Massenfluß-Parameterisierungen zu vervollständigen. Siebesma und Holtslag (1996) f uhrten eine ähnliche Studie durch, um die Massenfluß-Parameterisierung f ur eine Grenzschicht mit cumuliformen Wolken zu verbessern. Schließlich leisten die Arbeiten von Holtslag und Moeng (1991), Large et al. (1994) und Cuijpers und Holtslag (1998) einen Beitrag, um die Darstellung der turbulenten Diffusionskoeffizienten und der sogenannten "*counter-gradient*" oder *CG*-Flüsse in sogenannten K-Profilmodellen zu verbessern.

Da sich die Grobstruktursimulationstechnik in der Vergangenheit als ein wirkungsvolles Instrument zur Untersuchung von Eigenschaften turbulenter atmosphärischer Strömungen bewährt und etabliert hat, hat auch die Anzahl der weltweit verwendeten *LES*-Modelle und ihrer Nutzer in den letzten zehn Jahren stark zugenommen. Da alle *LES*-Modelle auf den gleichen physikalischen Grundlagen basieren (den Navier-Stokes Gleichungen), sollten die von ihnen erzeugten Resultate - bei einer hinreichend hohen Gitterauflösung - nicht sehr empfindlich von den Einzelheiten des verwendeten *SGS*-Modells und den numerischen Details der Lösungsalgorithmen abhängen. Diese Vermutung konnte durch eine Reihe von Vergleichsstudien bestätigt werden. Nieuwstadt et al. (1993) verglichen die Resultate von vier verschiedenen *LES*-Modellen f ur eine von unten beheizte konvektive Grenzschicht und konnten zeigen, daß selbst bei einer relativ groben Auflösung (d. h. 40^3 Gitterpunkte) die  bereinstimmung zwischen den verschiedenen Modellcodes f ur die statistischen Momente bis zur dritten Ordnung sehr gut ist und die Resultate nur wenig von der Art des verwendeten *SGS*-Schlieungsansatzes beeinflot werden. Andr en et al. (1994) verglichen die Ergebnisse derselben Modelle f ur eine neutrale, scherungsgetriebene Grenzschicht. Obwohl die Ergebnisse in diesem Fall (insbesondere im unteren Drittel der Grenzschicht) eine größere Empfindlichkeit gegen uber der Darstellung subskaliger Prozesse aufwiesen als im Falle der konvektiven Grenzschicht, lagen auch hier die Unterschiede zwischen den *LES*-Modellen f ur die simulierten statistischen Kenngrößen im Rahmen der Streuung der zur Verfügung stehenden Beobachtungen. Die Arbeitsgruppe I (Modellierung von Grenzschichtwolken)

der GCSS (**G**lobal Energy and Water Cycle Experiment **C**loud **S**ystem **S**tudy) hat jüngst eine Reihe weiterer Vergleichsstudien organisiert. Das besondere Augenmerk galt der Modellierung der wolkenbedeckten Grenzschicht. Auch die in diesem Rahmen durchgeführten Vergleichsrechnungen führten zu ermutigenden Ergebnissen: die an der Studie beteiligten *LES*-Modelle brachten trotz der unterschiedlichen Behandlung subskaliger und physikalischer Prozesse und unterschiedlicher Numerik ähnliche Resultate in bezug auf eine Reihe statistischer Momente hervor (Moeng et al., 1996; Bretherton et al., 1997; Duynkerke et al., 1998).

1.3 Ziele und Vorgehensweise

In der vorliegenden Arbeit wird ein Grobstruktursimulationsmodell vorgestellt, mit dem sich turbulente atmosphärische Strömungen beschreiben lassen. Das verwendete Modell zeichnet sich dadurch aus, daß Phasenübergänge des Wassers bei der Wolkenbildung und -dissipation, die langwellige Strahlungsabkühlung in Wolken und der Einfluß einer großräumigen Vertikalbewegung berücksichtigt werden können. Darüber hinaus wird bei der numerischen Behandlung der Modellgleichungen besonders auf eine konsistente Formulierung der Advektionsterme geachtet. Zur Ermittlung der Transportflüsse wird eine modifizierte Version des Bott'schen Advektionsschemas (Chlond, 1994) verwendet, das eine geringe numerische Dissipation aufweist, numerische Artefakte wie dispersive Oszillationen verhindert und außerdem einen geringen numerischen Aufwand erfordert. Das Ziel der Arbeit ist es, die Eignung der Grobstruktursimulationsmethode zur realitätsnahen Beschreibung der turbulenten Strukturen in der Atmosphäre anhand von drei Beispielen zu demonstrieren.

Das erste Beispiel befaßt sich mit der Simulation der konvektiven Grenzschicht während eines Kaltluftausbruches (Chlond, 1992). In Anlehnung an einen während der Meßkampagne *ARKTIS* 1988 (Brümmer et al., 1992) beobachteten Fall soll die sich unter Bedingungen eines Kaltluftausbruches vollziehende Entwicklung der Grenzschicht mit einer Modellversion untersucht werden, die die Phasenübergänge des Wassers bei der Wolkenbildung und -dissipation, die Strahlungsabkühlung in Wolken und den Einfluß einer großräumigen Vertikalbewegung berücksichtigt. Diese Studie soll darüber Aufschluß geben, ob das Modell in der Lage ist, die Wolkenstrahlenentwicklung und die wichtigsten Merkmale einer konvektiven Grenzschicht darzustellen. Weiterhin wird im Rahmen einer Parameterstudie

untersucht, in welcher Weise die Grenzschichtentwicklung durch die Berücksichtigung bzw. Vernachlässigung physikalischer Prozesse, wie der latenten Wärmefreisetzung und der langwelligen Strahlungsabkühlung, sowie durch die Vorgabe der großräumigen Anfangs- und Randbedingungen, wie der großräumigen Divergenz des Strömungsfeldes, der räumlichen Struktur der Meeresoberflächentemperatur und des synoptischen Feuchtefeldes, beeinflusst wird.

Als weiteres Beispiel wird die marine stratocumulusbedeckte Grenzschicht betrachtet (Chlond und Wolkau, 1998). Das Ziel der Untersuchung besteht zum einen darin, die statistische Signifikanz der vom *LES*-Modell erzeugten Datensätze zu ermitteln. Aus diesem Grunde werden Ensembleläufe des Modells mit Anfangs- und Randbedingungen eines während des *ASTEX*-Experiments (**A**tlantic **S**tratocumulus **T**ransition **E**xperiment) 1992 beobachteten Falles (Fall RF06 während des sogenannten "*First Lagrangian Experiment*" (siehe Roode und Duynkerke, 1997)) durchgeführt. Diese Modellläufe illustrieren den stochastischen Charakter der turbulenten Prozesse in der wolkenbedeckten marinen Grenzschicht. Darüber hinaus wird die Empfindlichkeit der *LES*-Resultate in Hinblick auf eine Reihe von Umgebungsbedingungen, deren Spezifikation zur Festlegung der Anfangs- und Randbedingungen in den Modellrechnungen erforderlich ist, untersucht. Mit Hilfe einfacher Fehlerfortpflanzungsprozeduren werden die Ergebnisse dieser Parameterstudie dazu verwendet, die Konfidenzintervalle für die berechneten statistischen Kenngrößen als Funktion der relevanten externen Einflußgrößen zu ermitteln. Schließlich wird auch die Empfindlichkeit der *LES*-Resultate in Hinblick auf die Darstellung subskaliger und wolkenphysikalischer Prozesse evaluiert. Zu diesem Zweck werden unterschiedliche Parameterisierungen für diese Prozesse ins Grobstruktursimulationsmodell implementiert, auf ihre Verwendbarkeit hin geprüft, und der Einfluß dieser Prozesse auf die Turbulenzstruktur der stratocumulusbedeckten Grenzschicht herausgearbeitet.

Im dritten Beispiel schließlich werden die dynamischen, wolkenphysikalischen und strahlungsbedingten Vorgänge im Dispersionsbereich eines Kondensstreifens untersucht (Chlond, 1998; Chlond und Schulz, 1997). Hierzu wird die dreidimensionale Struktur des Strömungsfeldes in Kondensstreifen mit einer Modellversion berechnet, die zur Beschreibung wolkenphysikalischer Prozesse eine detaillierte Behandlung der Mikrophysik verwendet. Ziel der Untersuchungen ist es zum einen, ein tieferes Verständnis für diejenigen Prozesse zu erlangen, die die Ausbreitung und das Wachstum der Kondensstreifenbewölkung bestimmen. Zum anderen soll

eine mit dem Grobstruktursimulationsmodell durchgeführte Parameterstudie darüber Aufschluß geben, welchen Einfluß externe meteorologische Parameter, wie Temperatur, Feuchte, statische Stabilität und Baroklinität der Atmosphäre, auf die Entwicklung tropopausennaher Kondensstreifen in der Dispersionsphase ausüben. Abschließend wird untersucht, wie die anfängliche Eispartikelkonzentration sowie Strahlungsprozesse die Modellresultate beeinflussen.

Die Arbeit gliedert sich in sechs Kapitel. In Kapitel 2 werden die physikalischen und numerischen Grundlagen des Modells entwickelt. Hierzu gehören die verwendeten diagnostischen und prognostischen Gleichungen einschließlich Filterung und Turbulenzschließung, die Parameterisierung von Strahlungs- und wolkenphysikalischen Prozessen sowie die verwendeten numerischen Verfahren. Besonderes Gewicht wird dabei auf die Darstellung wolkenphysikalischer Prozesse gelegt. In den Kapiteln 3, 4, und 5 werden der prinzipielle Aufbau der numerischen Experimente sowie die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für die konvektive Grenzschicht unter Bedingungen eines Kaltluftausbruches, für die stratocumulusbedeckte Grenzschicht und zur Entwicklung von Kondensstreifen im Dispersionsregime vorgestellt und diskutiert. Kapitel 6 faßt die wesentlichen Erkenntnisse dieser Arbeit zusammen und gibt schließlich noch einen Ausblick auf zukünftige Untersuchungen, die mit Grobstruktursimulationsmodellen durchgeführt werden können.

2. Das Grobstruktursimulationsmodell

In diesem Kapitel wird das in dieser Arbeit verwendete Grobstruktursimulationsmodell beschrieben, das zur Berechnung turbulenter Strukturen in der Atmosphäre verwendet wird. Das Grobstruktursimulationsmodell setzt sich aus vier Teilsystemen zusammen: (1) dem hydro- und thermodynamischen Grundmodell, (2) dem sogenannten Feinstrukturmodell ("subgrid-scale- (SGS-) model"), (3) dem Strahlungsmodell und (4) dem wolkenphysikalischen Modell. Diese Komponenten des *LES*-Modells und einige numerische Aspekte werden in den folgenden Abschnitten behandelt.

2.1 Das hydro- und thermodynamische Grundmodell

2.1.1 Grundgleichungen

Die hydro- und thermodynamischen Gleichungen der Strömungsmechanik beschreiben die Bewegung eines reibungsbehafteten, kompressiblen Fluides unter dem Einfluß des Schwerfeldes und sind Ausdruck der Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie. Sie werden in ihrer Gesamtheit als Navier-Stokes Gleichungen bezeichnet und bilden die Grundlage für die numerische Simulation strömungsmechanischer Vorgänge. Die Navier-Stokes Gleichungen lassen sich durch Momentenbildung aus der gaskinetischen Boltzmann-Gleichung, die das strömende Medium als eine Ansammlung wechselwirkender Partikel auffaßt, ableiten (siehe z. B. Sommerfeld, 1977). Mit diesen Gleichungen wird also eine Beschreibung der Dynamik flüssiger und gasförmiger Medien für den Grenzfall gegeben, daß die atomistische Struktur der Materie keine Rolle mehr spielt und demnach kontinuumsmechanische Prinzipien angewendet werden können. Die Navier-Stokes Gleichungen werden im weiteren für ein rotierendes kartesisches Koordinatensystem in Tensornotation angegeben, wobei hier, wie überall in dieser Arbeit, die Einstein'sche Summationskonvention verwendet wird. Diese besagt, daß über alle in einem Term doppelt vorkommenden kleinen lateinischen Indizes die Summe über alle drei Raumrichtungen gebildet werden muß, ohne daß das durch ein Summationszeichen ausgedrückt wird. Für die Kontinuitätsgleichung ergibt sich:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0, \quad (1)$$

wobei x_i ($i=1,2,3$) oder (x, y, z) die kartesischen Koordinaten darstellen und u_i oder (u, v, w) die kartesischen Komponenten des Geschwindigkeitsvektor \mathfrak{v} sind. Die Impulsbilanzgleichung und die Bilanzgleichung für Skalare lassen sich wie folgt darstellen:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} - g\rho\delta_{i3} - 2\varepsilon_{ijk}\Omega_j\rho u_k + \quad (2)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho v \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \rho (v_d - 2/3 \cdot v) \left(\delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\psi_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j\psi_k) = \rho Q_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \gamma_k \frac{\partial \psi_k}{\partial x_j} \right), \quad (3)$$

wobei das Kronecker-Symbol δ_{ij} den Einheitstensor bezeichnet und ε_{ijk} den alternierenden Einheitsvektor darstellt. Die Strömung wird demnach vollständig durch den Geschwindigkeitsvektor \mathfrak{v} , die thermodynamischen Felder des Druckes P und der Dichte ρ sowie durch die Skalare ψ_k ($k=1,K$) beschrieben. Dabei bleibt zunächst offen, welcher Art die ψ_k 's sind. Möglich sind aktive Skalare (d. h. solche, die sich über die Dichte auf die Dynamik der Strömung auswirken) wie potentielle oder aktuelle Temperatur, Wasserdampfkonzentration, Flüssigwasserkonzentration etc., aber auch passive (von der Strömung nur mitbewegte) Skalare wie chemische Luftbeimengungen. Alle Feldgrößen sind Funktionen von vier Variablen, den Ortskoordinaten x, y, z und der Zeit t . Ferner bezeichnet Ω_j den Winkelgeschwindigkeitsvektor der Erdrotation. Als einzige Körperkraft tritt die Schwerkraft g auf. Die kinematische Scherviskosität ν , die kinematische Volumenviskosität ν_d und die molekularen (kinematischen) Diffusionskoeffizienten γ_k sind Stoffgrößen, die die physikalischen Eigenschaften des Fluides kennzeichnen. Auf der rechten Seite von Gleichung (3) bezeichnet Q_k die Quell- bzw. Senkenraten von ψ_k pro Masseneinheit. Damit die Grundgleichungen für die Variablen u, v, w, P, ρ und ψ_k ein vollständiges Gleichungssystem bilden, muß noch eine Zustandsgleichung herangezogen werden. Die Dichte ρ ist im allgemeinen eine Funktion des Druckes P und der aktiven Skalare ψ_k (als Teilmenge aller ψ_k). Die Zustandsgleichung kann demnach formal gemäß

$$\rho = \rho(P, \psi_k) \quad (4)$$

ausgedrückt werden. Dieses partielle Differentialgleichungssystem (1)-(4) bildet die Grundlage für weitergehende Vereinfachungen (Boussinesq-

Approximation) und Modifikationen (Filterung) und stellt die Basis der Modellgleichungen dar, die in der vorliegenden Arbeit zur Simulation dreidimensionaler, instationärer atmosphärischer Mehrphasenströmungen verwendet werden.

2.1.2 Boussinesq-Approximation

Das Gleichungssystem (1) - (4) enthält noch eine so große Lösungsvielfalt, daß seine Anwendung auf atmosphärische Strömungen im allgemeinen nicht üblich ist. Bei der Betrachtung atmosphärischer Bewegungsvorgänge kann daher in vielen Fällen ein Satz approximierter Gleichungen verwendet werden. Eine Ableitung konsistenter Sätze approximierter Gleichungen geben Dutton und Fichtl (1969) sowohl für den Fall flacher als auch hochreichender Konvektion. Diese Vereinfachungen werden im allgemeinen als Boussinesq-Approximation bezeichnet, die in der Hauptsache eine Linearisierung bezüglich der thermodynamischen Variablen und eine Schallwellenfilterung beinhaltet.

In der vorliegenden Arbeit werden die vereinfachten Gleichungen für flache Konvektion verwendet. Um diese Gleichungen zu erhalten, werden alle thermodynamischen Variablen des Gleichungssystem (1) - (4) in einen Referenzwert, der mit dem Index "00" gekennzeichnet wird, und in eine kleine Abweichung von diesem, der mit dem Symbol "*" bezeichnet wird, aufgespalten. Die Referenzatmosphäre wird als ruhend, horizontal homogen und stationär angenommen. Ferner soll der Referenzzustand hydrostatisch und adiabatisch geschichtet sein. Wird zusätzlich unterstellt, daß die vertikale Erstreckung der betrachteten Bewegung klein gegenüber der Skalenhöhe der Atmosphäre ist, kann die Referenzdichte als höhenkonstant angenommen werden. Zudem wird noch gefordert, daß die Kontinuitätsgleichung die Bedingung der sogenannten Lärmfreiheit erfüllen soll. Die vereinfachte Kontinuitätsgleichung und Impulsgleichung lauten dann:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} u_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = -\frac{1}{\rho_{00}} \frac{\partial}{\partial x_i} p^* - \frac{g}{\rho_{00}} \rho^* \delta_{i3} - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_j (u_k - u_{k,G}) + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (6)$$

Der Druck p^* in Gleichung (6) ist nun als mesoskalige Druckstörung zu interpretieren, da vom Gesamtdruck P sowohl der hydrostatische Druck-

anteil p_{00} als auch der synoptische Druckanteil p_G mit Hilfe der geostrophischen Windbeziehung

$$0 = -\frac{\partial p_G}{\partial x_i} - 2\varepsilon_{ijk}\Omega_j u_{k,G} \quad (7)$$

abgespalten und in Form des geostrophischen Windes $u_{k,G}$ im Coriolis-Term berücksichtigt wird. Als Boussinesq-approximierte Zustandsgleichung ergibt sich:

$$g\frac{\rho^*}{\rho_{00}} = -\frac{g}{\Theta_{v00}}(\Theta_v - \Theta_{v00}). \quad (8)$$

In Gleichung (8) bezeichnet g/θ_{v00} den Auftriebsparameter, θ_v ist die potentielle Virtuelltemperatur, die nach Sommeria und Deardorff (1977) über die Beziehung

$$\Theta_v = \Theta(1 + 0.61q_v - q_l) \quad (9)$$

definiert ist, wobei θ die potentielle Temperatur, q_v die spezifische Feuchte und q_l den Flüssigwassergehalt darstellen.¹ Demnach kann durch die Boussinesq-Approximation die Strömung als inkompressibel betrachtet werden. Trotzdem besitzt sie eine von der Temperatur und der Zusammensetzung des Fluides abhängige Dichte, deren Variation aber nur in der dritten Bewegungsgleichung im Auftriebsterm von Bedeutung ist. Eine exakte Herleitung der Boussinesq-Linearisierung mit Hilfe der Störungsrechnung wurde von Malkus (1964) vorgestellt. Eine mehr anschauliche Interpretation der Boussinesq-Näherung ist in Lumley und Panofsky (1964) sowie in Busch (1973) zu finden.

Zur Beschreibung der thermodynamischen und wolkenphysikalischen Eigenschaften werden in dieser Arbeit die potentielle Flüssigwassertemperatur θ_l und der Gesamtwassergehalt $q = q_v + q_l$ sowie, in Abhängigkeit von der Komplexität des verwendeten mikrophysikalischen Modells, (vgl. Abschnitt 2.4) noch weitere aktive Skalare Ψ_k prognostiziert.² Die potentielle Flüssigwassertemperatur θ_l ist als diejenige potentielle Temperatur

1. Bei der Modellierung von Kondensstreifen wird in Gleichung (9) statt q_l der Eisgehalt q_i verwendet.

2. Bei der Modellierung von Kondensstreifen werden als thermodynamische Zustandsgrößen die potentielle Eistemperatur θ_i (siehe Tripoli und Cotton, 1981) und der Gesamtwassergehalt $q = q_v + q_i$ verwendet.

definiert, die ein Luftpaket nach Verdunstung des gesamten in ihm enthaltenen Flüssigwassers infolge eines reversiblen feuchtadiabatischen Abstiegs annähme (Betts, 1973). Im Rahmen dieser Arbeit wird eine linearisierte Version der potentiellen Flüssigwassertemperatur verwendet. Diese ist wie folgt definiert:

$$\theta_l = \theta - \left(\frac{\theta}{T}\right) \frac{L_v}{c_p} q_l, \quad (10)$$

wobei L_v die Verdampfungswärme und c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck bezeichnen.¹ Der Faktor (θ/T) wird im Einklang mit der Boussinesq-Näherung mit Hilfe der hydrostatischen Druckanteile bestimmt, d. h.

$$\left(\frac{\theta}{T}\right) = \left(\frac{p_0}{p_{00}(z)}\right)^\kappa, \quad (11)$$

wobei $\kappa=0.286$ den Adiabatenkoeffizienten für trockene Luft, $p_0 = 1000$ hPa den Bezugsdruck und $p_{00}(z)$ den höhenabhängigen Referenzdruck bezeichnen. Bei feuchtadiabatischen Prozessen, d. h. in Abwesenheit von Niederschlags-, Strahlungs- und Gefrierprozessen, stellen θ_l und q Erhaltungsgrößen dar. Die Verwendung des konservativen Variablenpaars θ_l und q als thermodynamische Zustandsgrößen anstatt der häufiger verwendeten Variablen θ , q_v und q_l bringt den Vorteil, daß sich die prognostischen Bilanzgleichungen für θ_l und q erheblich vereinfachen lassen, da Kondensations- und Verdunstungsvorgänge nicht explizit in den Gleichungen erfaßt werden müssen. Darüber hinaus werden bei der Verwendung von θ_l und q als prognostische Größen auch einige Komplikationen bei der numerischen Behandlung der Bilanzgleichungen sowie bei der Formulierung der subskaligen Transportprozesse vermieden (Deardorff, 1976a). Die prognostischen Gleichungen für θ_l und q lauten:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\theta_l) + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j \theta_l) = Q_{\theta_l} + \gamma_{\theta_l} \frac{\partial^2}{\partial x_j^2}(\theta_l) \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(q) + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j q) = Q_q + \gamma_q \frac{\partial^2}{\partial x_j^2}(q), \quad (13)$$

wobei Q_{θ_l} und Q_q Quell-/Senkenterme bezeichnen, die sich wie folgt auf-

1. Die linearisierte potentielle Eistemperatur wird analog mittels der Sublimationswärme L_s und dem Eisgehalt q_i definiert.

spalten lassen:

$$Q_{\theta_l} = \left(\frac{\partial \theta_l}{\partial t} \right)_{RAD} + \left(\frac{\partial \theta_l}{\partial t} \right)_{PREC} \quad (14)$$

$$Q_q = \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{PREC} \quad (15)$$

Dabei bezeichnen die mit dem Index (PREC) gekennzeichneten Terme in den Gleichungen (14) - (15) die Änderung der potentiellen Flüssigwassertemperatur bzw. des totalen Wassergehalts infolge von Niederschlagsprozessen (siehe Abschnitte 2.4.3 und 2.4.4). Der Term $(\partial \theta_l / \partial t)_{RAD}$ in Gleichung (14) beschreibt die durch Strahlungsprozesse induzierte zeitliche Tendenz der potentiellen Flüssigwassertemperatur (siehe Abschnitt 2.3).

Die Bestimmung der potentiellen Temperatur θ und des Flüssigwassergehalts q_l bei Kenntnis von θ_l und q wird in Abschnitt 2.4.2 erläutert.

2.1.3 Filterung

Die zeitliche Entwicklung eines Strömungsfeldes könnte im Prinzip durch Integration der Gleichungen (5) - (6) und (12) - (13) bestimmt werden. Diese Strategie wird bei der Direkten Numerischen Simulation (*DNS*) verfolgt, bei der alle Skalen bis zur Dissipationslänge aufgelöst werden. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß diese ohne Modellannahmen auskommt. Allerdings schränken die Leistungsfähigkeit heutiger Supercomputer ihre Anwendbarkeit ein, so daß sich nur Strömungen mit niedrigen bis moderaten Reynoldszahlen simulieren lassen. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, wechselt man von der Methode der *DNS* zur Grobstruktursimulation (*LES*), um bei gegebener numerischer Auflösung höhere Turbulenzgrade in einer Strömung zu simulieren. Die *LES* erfaßt die großen, energietragenden Wirbel explizit und berücksichtigt die nicht aufgelöste, subskalige Dynamik kleiner Strömungselemente durch eine einfache Parameterisierung.

Um die sogenannte Grobstruktur, die die "skaligen", d. h. vom Gitter aufgelösten Bewegungsvorgänge enthält, von der Feinstruktur, den sogenannten subskaligen Beiträgen ("subgrid-scale"-Anteile, abgekürzt mit *SGS*) zu unterscheiden bzw. zu trennen, müssen die Boussinesq-approxi-

mierten Gleichungen (5) - (6) und (12) - (13) räumlich gemittelt oder gefiltert werden. Bei dem von Deardorff (1970) und Schumann (1975) vorgeschlagenen Konzept wird das Problem der Mittelung und der Lösung des Gleichungssystems mittels eines numerischen Verfahrens simultan betrachtet. Bei dieser sogenannten Kontrollvolumenmethode werden die Grundgleichungen durch Integration über ortsfeste, nicht überlappende Gittervolumina gemittelt. Alle Terme in den Grundgleichungen, die eine räumliche Ableitung enthalten, werden durch Integration und Anwendung des Gauß'schen Satzes in Differenzen von Mittelwerten über die Randflächen der Gittermaschen transformiert. Charakteristisch für den damit verbundenen Mittelungsvorgang ist der Umstand, daß der so definierte Mittelungsoperator die Reynolds'schen Axiome erfüllt. Dies impliziert, daß sich der Wert einer gemittelten Größe auch bei wiederholter Mittelung nicht verändert, was der Charakteristik eines Ensemblemittels entspricht (Speziale, 1985). Dies hat zur Folge, daß die resultierenden Grobstrukturgleichungen formal mit den Gleichungen identisch sind, die statistischen Turbulenzmodellen zugrunde liegen. In der vorliegenden Arbeit kommt ein von Leonard (1974) vorgeschlagenes Konzept zur Anwendung, bei dem der Vorgang der Filterung von dem der Lösung der Gleichungen mittels eines numerischen Verfahrens grundsätzlich getrennt wird. Dabei wird eine gefilterte, aufgelöste Variable $\bar{\psi}$ über die Beziehung

$$\bar{\psi}(\vec{x}) = \int_D G(\vec{x} - \vec{x}') \psi(\vec{x}') d\vec{x}' \quad (16)$$

definiert, wobei die Integration sich über das gesamte Strömungsgebiet D zu erstrecken hat. Die Filterfunktion $G(\vec{x} - \vec{x}')$ stellt hierbei eine normierte Gewichtsfunktion dar, für die im Zusammenhang mit der Konstruktion von Grobstruktursimulationsmodellen häufig ein Gaußfilter, ein Boxfilter (d. h. ein einfaches lokales Mittel) oder ein sogenannter Abschneidefilter, der alle Wellenzahlkomponenten oberhalb einer Grenzwellenzahl eliminiert, verwendet wird. Der obere Querstrich kennzeichnet eine aufgelöste, skalige Feldgröße. Die Wirkung der Filteroperation besteht demnach darin, die hochfrequenten Fluktuationen (gekennzeichnet durch einen Strich, d. h. ψ') vom gesamten Feld zu entfernen. Da jeder Filter mit einer charakteristischen Längenskala Δ_f verknüpft ist, werden Strukturen mit Abmessungen größer als Δ_f als Grobstruktur ("resolved scale" oder "large-eddies") bezeichnet, während die Wirbel, die kleiner als Δ_f sind, die Feinstruktur ("subgrid scale eddies") bilden, deren Wirkung auf die Grobstruktur modelliert werden muß.

Anwendung der Filteroperation auf die Boussinesq-approximierten Kontinuitäts- und Impulsgleichungen (Gleichungen (5) - (6)) liefert im Grenzfall großer Reynoldszahlen, bei dem die Wirkung viskoser Kräfte auf die aufgelösten Variablen vernachlässigt werden kann, bei Beachtung der Aufspaltung bzw. mit Hilfe der Substitution

$$\psi(\hat{x}, t) = \bar{\psi}(\hat{x}, t) + \psi'(\hat{x}, t) \quad (17)$$

das folgende gemittelte Gleichungssystem:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \bar{u}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{u}_i) = & -\frac{1}{\rho_{00}} \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{\pi} + \frac{g}{\Theta_{v00}} (\bar{\Theta}_v - \Theta_{v00}) \delta_{i3} - \\ & - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_j (\bar{u}_k - u_{k,G}) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}). \end{aligned} \quad (19)$$

In Gleichung (19) stellt σ_{ij} den anisotropen Anteil eines Tensors dar, der im Zusammenhang mit der Grobstruktursimulation als subskaliger Reynolds'scher Spannungstensor τ_{ij} bezeichnet wird, d. h.

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} - \tau_{kk} \delta_{ij} / 3. \quad (20)$$

Der subskalige Reynolds'sche Spannungstensor τ_{ij} ist definiert als

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (21)$$

und kann mit Hilfe der Gleichung (17) wie folgt entwickelt werden:

$$\tau_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{u'_i u'_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j. \quad (22)$$

Der isotrope Anteil des subskaligen Reynolds'schen Spannungstensors $1/3 \cdot \tau_{kk}$ wird zum Druck \bar{p}^* hinzugefügt, so daß sich für den modifizierten Druck $\bar{\pi}$ ergibt:

$$\bar{\pi} = \bar{p}^* + \frac{1}{3} \tau_{kk}. \quad (23)$$

Man beachte, daß der subskalige Reynolds'sche Spannungstensor τ_{ij} nur dann identisch mit dem gewöhnlichen Reynolds'schen Spannungstensor $\overline{u'_i u'_j}$ ist, sofern der verwendete Filter die Eigenschaften eines Ensemblemittels aufweist, d. h. wenn gilt $\overline{\overline{u}_i} = \overline{u}_i$. Im allgemeinen enthält τ_{ij} jedoch noch zusätzliche Terme, die als sogenannte Leonard- und Kreuzspannungsterme ("Leonard-stresses" und "cross-stresses") bezeichnet werden. Allerdings sei in diesem Zusammenhang darauf hingewiesen, daß zumindest bei der Verwendung eines beweglichen Boxfilters die Zusatzterme im allgemeinen klein sind, so daß in der Praxis die Frage nach der angemessenen Filtermethode nicht von vorrangiger Bedeutung ist (Clark et al., 1979).

Nach der Filterung enthalten die Boussinesq-approximierte Kontinuitäts- und Impulsgleichung keine direkte Information mehr über die turbulenten Geschwindigkeitsanteile u'_i , sondern liefern nur Information über die Mittelwerte der Geschwindigkeit \overline{u}_i . Die Gleichungen (18) - (19) sind nicht geschlossen, da auf Grund der Nichtlinearität der Ausgangsgleichungen in der gefilterten Impulsgleichung turbulente Korrelationsterme in Gestalt von $\partial \sigma_{ij} / \partial x_j$ als neue Unbekannte auftreten, die die Wirkung der nicht aufgelösten Feinstruktur auf die Grobstruktur beschreiben. Der subskalige Reynolds'sche Spannungstensor muß daher durch zusätzliche, nicht in den mittleren Gleichungen enthaltene Information (Schließungsannahmen), bestimmt werden (siehe Abschnitt 2.2). An dieser Stelle sei noch bemerkt, daß die Verwendung der Bezeichnung "subskalig" ein wenig irreführend sein kann. In der Tat steht die charakteristische Längenskala Δ_f des Filters im Prinzip in keiner Beziehung zur Maschenweite $\Delta = 1/3 \cdot (\Delta x + \Delta y + \Delta z)$ des verwendeten numerischen Gitters, außer daß der offensichtlichen Bedingung $\Delta \leq \Delta_f/2$ Rechnung getragen werden muß. Viele Autoren, insbesondere die Pioniere der LES-Modellierung, unterstellten aus rechenökonomischen Gründen mit $\Delta = \Delta_f/2$ eine derartige Relation, so daß in diesem Falle die Bezeichnung "subskalig" zur Kennzeichnung von Strukturen mit Abmessungen kleiner als Δ_f korrekt ist. Die damals eingeführte Nomenklatur hat sich bis heute erhalten und Modelle, die zur Bestimmung der Reynoldsspannungen im Grobstruktursimulationsmodell verwendet werden, werden demzufolge als Subskalen-Modell (SGS-Modell) bezeichnet, obwohl die Bezeichnung Subfilter-Modell angebrachter wäre (Mason, 1994; Muschinsky, 1996). Im Rahmen dieser Arbeit wird ebenfalls unterstellt, daß $\Delta = \Delta_f/2$ gilt, so daß die Bezeichnungen "subskalig" und "subfiltrig" synonym verwendet werden dürfen.

Durch Anwendung des Filteroperators (16) auf die Gleichungen (12) - (13) erhält man die gefilterten Bilanzgleichungen für die potentielle Flüssigwassertemperatur und den totalen Wassergehalt:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\theta}_l) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_j \bar{\theta}_l) = -\frac{\partial H_j}{\partial x_j} + \left(\frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial t}\right)_{RAD} + \left(\frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial t}\right)_{PREC} \quad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{q}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_j \bar{q}) = -\frac{\partial W_j}{\partial x_j} + \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}\right)_{PREC}, \quad (25)$$

wobei H_j und W_j die subskaligen Flüsse der potentiellen Flüssigwassertemperatur und der totalen Feuchte darstellen, die wie folgt geschrieben werden können:

$$H_j = \overline{u_j \theta_l} - \bar{u}_j \bar{\theta}_l \quad (26)$$

$$W_j = \overline{u_j q} - \bar{u}_j \bar{q}. \quad (27)$$

Zum Abschluß dieses Unterkapitels sei noch darauf hingewiesen, daß zwei unterschiedliche Interpretationen zur Natur der räumlichen Filterung, die zur Ableitung der *LES*-Gleichungen erforderlich ist, existieren. Beim klassischen, traditionellen Zugang (Lilly, 1967; Leonard, 1974) geht man davon aus, daß die Filterfunktion a priori bekannt ist und ihre Eigenschaften explizit vorgegeben werden können. Als Ergebnis der Filterung resultieren die gemittelten Navier-Stokes Gleichungen, in denen die subskaligen Reynolds'schen Schubspannungen die vollständige Information bezüglich des angewendeten räumlichen Filters enthalten. Demzufolge sollte sich das vom Grobstruktursimulationsmodell berechnete Energiespektrum im inertialen Trägheitsunterbereich eindeutig vorhersagen lassen, da die Filtereigenschaften und somit auch die Übertragungsfunktion vollständig bekannt sind. Moeng und Wyngaard (1988) verglichen "empirische" Spektren, d. h. mit ihrem *LES*-Modell generierte Spektren der turbulenten kinetischen Energie, mit "theoretischen" Spektren (durch die Übertragungsfunktion des verwendeten *LES*-Filters modifizierte Kolmogorov'sche Energiespektren für den Trägheitsunterbereich) und stellten dabei erhebliche Unterschiede zwischen beiden Spektren fest. Sie folgerten, daß die Diskrepanz darauf zurückgeführt werden kann, daß die theoretischen Spektren das Resultat einer expliziten Filterung sind, während im Gegensatz dazu die empirischen *LES*-Spektren zusätzlich zu einem gewissen Grade durch eine impliziten Filterung beeinflusst werden. Diese Erkenntnis gab den Anstoß für eine alternative Interpretation (Mason und Callen, 1986; Mason und Brown, 1994; Mason, 1994, Muschinsky, 1996) des Filterungspro-

zesses, die heute allgemein akzeptiert wird. Bei der alternativen Deutung geht man davon aus, daß sich die Details der Filterung, insbesondere die Form des Filteroperators, nicht a priori festlegen lassen. Es ist zu bedenken, daß bei einem Grobstruktursimulationsmodell die subskaligen Schubspannungen und Flüsse in Beziehung zu gefilterten Variablen gesetzt werden müssen. Da eine derartige Parameterisierung auf keiner vollständig theoretischen Grundlage erfolgt und daher die Relationen zwischen subskaligen Flüssen einerseits und den gefilterten Variablen andererseits nicht genau bekannt sind, basieren die verwendeten SGS-Modelle zwar auf vernünftigen, nichts desto trotz aber auf sogenannten ad-hoc Annahmen. Aus diesem Grunde können Annahmen über die spezielle Form des Filters nicht bei der Konstruktion des SGS-Modells berücksichtigt werden, so daß die effektiven Filtereigenschaften erst a posteriori, d. h. erst nach der numerischen Lösung der *LES*-Gleichungen, ermittelt werden können.

2.2 Das Subskalen-Modell

In diesem Unterkapitel geht es darum, Beziehungen für die subskaligen Reynolds'schen Schubspannungen τ_{ij} und die subskaligen Flüsse H_j und W_j abzuleiten, die zur Schließung des Gleichungssystems (18) - (19) und (24) - (25) benötigt werden. Diese Beziehungen liefert das sogenannte Subskalen-Modell, dessen Hauptaufgabe - zumindest für konvektiv geprägte Strömungen - darin besteht, für eine ausreichend gute Wiedergabe der Energiedissipation zu sorgen. Maßgeblich für die Dissipation der Energie auf den kleinsten noch aufgelösten Skalen sind dabei die nicht mehr aufgelösten Skalen, die subskaligen Wirbel. Bei den meisten SGS-Modellen werden die subskaligen Flüsse als Funktion der aufgelösten Feldgrößen berechnet, wobei häufig deterministische Ansätze verwendet werden, bei denen der subskalige Reynolds'sche Schubspannungstensor (bzw. die skalaren Flüsse) proportional zur Deformation des gefilterten Geschwindigkeitsfeldes (zum gefilterten Gradienten der zu transportierenden Größe) gesetzt wird. Die Proportionalitätskonstante in dieser Beziehung wird als sogenannte Wirbelviskosität bezeichnet, die als das Produkt einer Längenskala, die in enger Relation zum Gitterabstand (bzw. zur Filterbreite) steht, und einer charakteristischen Geschwindigkeitsskala der subskaligen Bewegung angesetzt werden kann. Dabei wird die charakteristische Geschwindigkeitsskala häufig mittels der Längenskala und des Betrages der Geschwindigkeitsdeformation bestimmt (Smagorinsky, 1963), oder durch die Wurzel der subskaligen turbulenten kinetischen Energie, für die eine separate Bilanzgleichung zu lösen ist, approximiert (Lilly, 1967; Schumann,

1975; Deardorff, 1980a). Da die Skala der kleinsten vom Modellgitter aufgelösten Wirbel sich voraussetzungsgemäß im Trägheitsunterbereich des turbulenten Energiespektrums befindet, lassen sich mit Annahmen über den Charakter der subskaligen Turbulenz - die sich im universellen Gleichgewicht befinden soll und annähernd lokal isotrop sein soll - der mittlere Wirbelviskositätskoeffizient bzw. die verschiedenen Modellkonstanten des SGS-Modells ermitteln (Lilly, 1967; Schmidt und Schumann, 1989). Aufgrund der unterstellten vollständigen Korrelation der Flüsse mit den lokalen Geschwindigkeitsdeformationen, weisen diese Ansätze einen absolut dissipativen Charakter auf. Allerdings deuten Resultate von Clark et al. (1979) darauf hin, daß die SGS-Flüsse nur schwach mit den modellierten Flüssen korreliert sind. Darüber hinaus ist aus neueren Arbeiten zur Untersuchung des nichtlinearen Transfers zwischen großen und kleinen Skalen bekannt, daß Energie einerseits von den großen zu den kleinen Skalen fließt (sogenanntes "forward-scattering"), daß aber andererseits auch Energie umgekehrt von kleinen zu großen Skalen transportiert werden kann (sogenanntes "back-scattering"; Piomelli et al., 1991; Domaradzki et al. (1993,1994); Piomelli et al., 1996). Mason (1994) macht darauf aufmerksam, daß Schließungsansätze im wandnahen Bereich oder in stark stabil geschichteten Regionen der Grenzschicht aufgrund der hier stark reduzierten Längenskala turbulenter Strukturen nicht nur die Energiedissipation, sondern auch die Energieproduktion korrekt wiedergeben müssen. Mason und Thomson (1992) wiesen im Zusammenhang mit der Rückstreuung von Energie ("backscatter") auf die Bedeutung von stochastischen Fluktuationen hin, d. h. auf lokale, zufallsbedingte Fluktuationen subskaliger Schubspannungen, die den Transport von Energie entgegen der gewöhnlichen Transferrichtung von kleineren, nicht aufgelösten zu größeren, auflösbaren Skalen bewirken können. Dieser Effekt wird insbesondere in Wandnähe und bei stark stabiler Schichtung für bedeutsam gehalten. Mason und Thomson modellierten diesen Effekt durch zufallsgesteuert fluktuierende Zusatzkräfte (und Wärmequellen) in den Bewegungsgleichungen, ohne die zeitliche Korrelation der turbulenten SGS-Bewegungen zu berücksichtigen. Ein verbessertes "stochastic-backscatter"-Schließungsmodell wurde von Schumann (1995) formuliert, das im Gegensatz zum stochastischen SGS-Modell von Mason und Thomson eine zeitliche Korrelation der zufälligen SGS-Bewegungsanteile miteinbezieht. Numerische Tests mit diesem Modell zeigen, daß die Rückstreuung von Energie auch bei isotroper Turbulenz bedeutsam sein kann und die Varianz der aufgelösten Skalen erhöht (Schumann, 1995). Neben den stochastischen SGS-Modellen existieren noch eine Reihe weiterer, verfeinerter Schließungsansätze. Stichwortartig seien hier die sogenannten "dynamisi-

schen“ SGS-Modelle (Bardina et al., 1980; Germano, 1992; Germano et al., 1991), ein von Sullivan et al. (1994) eingeführtes, auf Ideen von Schumann (1975) basierendes, “two-part eddy-viscosity” SGS-Modell sowie ein von Kosovic (1997) vorgeschlagener nichtlinearer Schließungsansatz genannt. Mit diesen SGS-Modellen konnte eine ähnliche Verbesserung der Resultate erreicht werden wie bei der Verwendung des “stochastic-backscatter” -Ansatzes.

Trotz der im obigen Absatz angesprochenen Defizite klassischer Schließungsansätze werden diese mit großem Erfolg bei der Grobstruktursimulation verschiedener turbulenter Strömungsregime verwendet. Der Grund ist, daß in vielen Fällen die Details des SGS-Modells von untergeordneter Bedeutung sind, sofern die Maschenweite des numerischen Gitters klein ist im Verhältnis zur Abmessung der großen, energieenthaltenden Wirbel. Vergleichsexperimente mit unterschiedlichen LES-Modellen, die verschiedene SGS-Modelle verwenden, bestätigen, daß die Resultate für isotrope Turbulenz (siehe z. B. Métails und Lesieur, 1992) und für konvektive Grenzschichten (Nieuwstadt et al., 1993) nur wenig von der Art der verwendeten Schließung beeinflußt werden. In diesen Situationen üben die Unzulänglichkeiten des Schließungsansatzes lediglich einen vernachlässigbaren Einfluß auf die simulierte Turbulenz- und Grenzschichtentwicklung aus.

Für die Modellentwicklung im Rahmen dieser Arbeit werden auf Dear-dorff (1980a) und Schumann (1991) zurückgehende Ansätze zur Parameterisierung der subskaligen Flüsse benutzt. Diese Ansätze erfordern die Lösung einer Transportgleichung für die subskalige turbulente kinetische Energie \bar{e}

$$\bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u_k u_k} - \bar{u}_k \bar{u}_k). \quad (28)$$

Die Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{e}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_j \bar{e}) = -\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_{v00}} H_{v,3} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_j \left(e' + \frac{\pi'}{\rho_{00}} \right)} \right) - \varepsilon, \quad (29)$$

wobei ε die Dissipationsrate darstellt, die genau wie der Transportterm (dritter Term auf der rechten Seite) parameterisiert werden muß. $H_{v,3}$ stellt den subskaligen vertikalen Fluß der potentiellen Virtuelltemperatur (Auftriebsfluß) dar, der aus der Kenntnis der subskaligen Flüsse der potentiellen Flüssigwassertemperatur H_3 und der totalen Feuchte W_3 berechnet werden kann:

$$H_{v,3} = K_1 \cdot H_3 + K_2 \cdot W_3. \quad (30)$$

Die Koeffizienten K_1 und K_2 sind gegeben durch:

$$K_1 = 1 - \frac{b \cdot \alpha \left(L_v / c_p - 1.61 \cdot \theta_{00} \cdot \left(\frac{T}{\theta} \right) \right)}{1 + \alpha \cdot L / c_p}, \quad (31)$$

$$K_2 = 0.61 \cdot \theta_{00} - \frac{b \cdot \left(L_v / c_p \cdot \left(\frac{\theta}{T} \right) - 1.61 \cdot \theta_{00} \right)}{1 + \alpha \cdot L / c_p}, \quad (32)$$

mit

$$\alpha \equiv \left(\frac{\partial q_s}{\partial T} \right)_{T = \bar{T}_l} = 0.622 \cdot L_v \cdot q_s(\bar{T}_l) / (R \cdot \bar{T}_l^2). \quad (33)$$

R_d steht für die Gaskonstante trockener Luft, θ_{00} für die potentielle Referenztemperatur, α_s für die spezifische Feuchte bei Sättigung, die aus dem Partialdruck von Wasserdampf bei Sättigung e_s bestimmbar ist:

$$q_s = \frac{0.622 \cdot e_s}{p_0(z) - 0.378 \cdot e_s}, \quad (34)$$

wobei e_s mit einer von Bougeault (1981) angegebenen Näherungsformel

$$e_s(T) = 610.78 \cdot \exp \left(17.27 \cdot \left(\frac{T - 273.16}{T - 35.86} \right) \right) \quad (35)$$

berechnet wird¹, und b bezeichnet den subskaligen Bedeckungsgrad, dessen Berechnung in Abschnitt 2.4.2 erläutert wird. \bar{T}_l ist die Flüssigwassertemperatur, für die gilt:

$$\bar{T}_l = \left(\frac{T}{\theta} \right) \cdot \bar{\theta}_l, \quad (36)$$

Die in den Gleichungen (31) - (33) dargestellten Ausdrücke stellen vereinfachte Versionen der von Sommeria und Deardorff (1977) angegebenen Relationen dar; dabei wurde q_s als klein im Verhältnis zur Eins angenommen und in den entsprechenden Ausdrücken vernachlässigt sowie die potentielle Referenztemperatur θ_{00} anstelle von $\bar{\theta}_l$ verwendet.

1. Zur Berechnung des Partialdrucks von Wasserdampf bei Sättigung bezogen auf ebene Flächen reinen Eises $e_{s,i}$ wird eine von Laube und Höller (1988) vorgeschlagene Näherungsformel verwendet.

Zur Parameterisierung des subskaligen Reynolds'schen Schubspannungstensors und der subskaligen Flüsse wird eine sogenannte Schließung erster Ordnung verwendet, bei der die turbulenten Flüsse proportional zum Gradienten der zu transportierenden, gefilterten Größe gesetzt werden. Es gelten die folgenden Beziehungen:

$$\sigma_{ij} = -K_M \cdot \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (37)$$

$$H_i = -K_H \cdot \frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial x_i}, \quad (38)$$

$$W_i = -K_H \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{q}, \quad (39)$$

wobei K_M den turbulenten Diffusionskoeffizienten für Impuls und K_H den entsprechenden Koeffizienten für skalare Größen darstellt. Diese Wirbelviskositäten werden proportional zum Produkt einer charakteristischen Längenskala Λ und der Geschwindigkeitsskala $(\bar{e})^{1/2}$ angesetzt:

$$K_M = c_M \cdot \Lambda \cdot \bar{e}^{1/2}, \quad (40)$$

$$K_H = c_H \cdot \Lambda \cdot \bar{e}^{1/2}, \quad (41)$$

wobei c_M und c_H stabilitätsabhängige Koeffizienten darstellen, deren Werte am Ende des Abschnitts sowohl für die Deardorff'sche- als auch für die Schumann'sche Schließung angegeben werden. Bei der Betrachtung des Gleichungssatzes (37) - (39) fällt auf, daß die Ansätze zur Parameterisierung der subskaligen turbulenten Flüsse eine große Ähnlichkeit zu denjenigen aufweisen, die zur Parameterisierung molekularer Transporte verwendet werden. Letztlich stellen beide Formen Fluß-Gradient Beziehungen dar, die über einen skalaren Austauschkoeffizienten gekoppelt sind. Allerdings weisen die turbulenten Diffusionskoeffizienten Werte auf, die diejenigen der molekularen Austauschkoeffizienten um einige Größenordnungen übertreffen. Darüber hinaus stellen die turbulenten Diffusionskoeffizienten keine Materialkonstanten dar, sondern sind vom Strömungszustand selbst abhängig und sind wegen der Mitführung einer zusätzlichen Gleichung für die turbulente kinetische Energie orts- und zeitabhängige Funktionen.

Die Schließungsannahmen, die außerdem zur Lösung der Bilanzgleichung für die turbulente kinetische Energie noch getroffen werden müs-

sen, beinhalten eine Diffusionsparameterisierung für den Transportterm

$$\overline{u'_j \cdot \left(e' + \frac{\pi'}{\rho_{00}} \right)} = -K_H \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{e}, \quad (42)$$

sowie die Kolmogorov Hypothese zur Parameterisierung des Dissipations-terms:

$$\varepsilon = c_\varepsilon \cdot \frac{\bar{e}^{1/2}}{\Lambda}, \quad (43)$$

wobei c_ε ebenfalls einen empirisch bestimmten Koeffizienten darstellt. Der hier vorgestellte Gleichungssatz für ein SGS-Modell unterliegt einer Reihe von Annahmen, die sich in der vorliegenden Fassung durch die drei wesentlichen, stabilitätsabhängigen Koeffizienten (c_M , c_H , c_ε) und durch die Spezifikation der charakteristischen Längenskala Λ äußern. Bei der Deardorff'schen Schließung werden für diese Größen folgende Beziehungen angesetzt:

$$\Lambda = \begin{cases} \Lambda_1 = \min\{0.7 \cdot z, \Delta\} & N_{BV}^2 \leq 0 \\ \Lambda_2 = \min\{0.7 \cdot z, \Delta, \Lambda_S\} & N_{BV}^2 > 0 \end{cases} \quad (44)$$

Dabei stellt $\Delta = 1/3 \cdot (\Delta x + \Delta y + \Delta z)$ die mittlere Maschenweite des Modellgitters dar und Λ_S bezeichnet die von Deardorff bei stabilen Schichtungsverhältnissen eingeführte Auftriebslängenskala. Λ_S entspricht der vertikalen Wegstrecke, die ein Fluidpartikel innerhalb einer stabilen Schicht durch die vollständige Umwandlung seiner kinetischen Energie in potentielle Energie zurückzulegen vermag

$$\Lambda_S = \frac{0.76 \cdot \bar{e}^{1/2}}{N_{BV}} \quad (45)$$

N_{BV} stellt die lokale Brunt-Vaisälä-Frequenz dar

$$N_{BV}^2 = \frac{g}{\theta_{v00}} \cdot \left(K_1 \cdot \frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial z} + K_2 \cdot \frac{\partial}{\partial z} \bar{q} \right) \quad (46)$$

und der Koeffizient 0.76 ist ein empirischer Proportionalitätsfaktor, dessen Wert nicht formal abgeleitet werden kann. Die charakteristische Längenskala Λ , die ein repräsentatives Längenmaß für die subskaligen turbulenten Wirbel darstellt, ist somit in Bodennähe proportional zum Wandabstand z (erster Grenzwert), kann jedoch die mittlere Maschenweite Δ des

Modellgitters nicht übersteigen (zweiter Grenzwert). Der dritte Grenzwert wird nur in stabil geschichteten Regionen ($N_{BV}^2 > 0$) realisiert, wo die Mischungsweglänge erheblich reduziert werden kann. Die Koeffizienten (c_M, c_H, c_ε) werden bei Deardorff wie folgt spezifiziert:

$$c_M = 0.1, \quad (47)$$

$$c_H = \begin{cases} 3 \cdot c_M & N_{BV}^2 < 0 \\ (1 + (2 \cdot \Lambda) / \Lambda_1) \cdot c_M & N_{BV}^2 > 0 \end{cases}, \quad (48)$$

$$c_\varepsilon = \begin{cases} 0.7 & N_{BV}^2 < 0 \\ (0.19 + (0.51 \cdot \Lambda) / \Lambda_1) & N_{BV}^2 > 0 \end{cases}. \quad (49)$$

Beim Schumann'schen SGS-Modell werden die charakteristische Längenskala und die Koeffizienten wie folgt spezifiziert:

$$\Lambda = \min\{0.845 \cdot z, \Delta\}, \quad (50)$$

$$c_M = 0.0856, \quad (51)$$

$$c_H^v = \begin{cases} 0.204 & N_{BV}^2 < 0 \\ \frac{0.204}{1 + 0.3 \cdot \Lambda^2 \cdot N_{BV}^2 / \bar{\varepsilon}} & N_{BV}^2 > 0 \end{cases}; \quad c_H^h = 0.204, \quad (52)$$

$$c_\varepsilon = 0.845. \quad (53)$$

Der Hauptunterschied zwischen dem Schumann'schen und dem Deardorff'schen SGS-Modell besteht demnach darin, daß beim Schumann'schen Modell bei stabiler Schichtung die Reduktion der charakteristischen Längenskala nur bei der Berechnung des vertikalen Diffusionskoeffizienten für skalare Größen vorgenommen wird. Bei der Bestimmung des Diffusionskoeffizienten für Impuls, der Dissipationsrate und dem horizontalen Diffusionskoeffizienten für skalare Größen wird der Stabilitätsbegrenzende Effekt nicht miteinbezogen.

2.3 Das Strahlungsmodell

Strahlungsprozesse werden im Rahmen dieser Arbeit nur in stark vereinfachter Form betrachtet. Das hier verwendete Strahlungsschema berücksichtigt lediglich Absorption und Emission von langwelliger Strahlung an Wolkentröpfchen (oder Eispartikeln). Solare Strahlungsprozesse sowie die Strahlungsprozesse im Zusammenhang mit gasförmigen Absorbern werden vernachlässigt.

Das Schema zur Berechnung der langwelligigen Strahlung basiert auf der Parameterisierung der sogenannten effektiven Wolkenemissivität (Cox, 1976). Die Kenntnis dieser Größe erlaubt - unter gewissen Voraussetzungen - die Berechnung des breitbandigen, langwelligigen Strahlungsflusses und der langwelligigen Abkühlungsrate innerhalb einer Wolke. Wird bei der Berechnung des Strahlungsflusses in einem beliebigen Vertikalniveau z ober- und unterhalb dieses Niveaus eine isotherme Atmosphäre unterstellt und werden zusätzlich horizontale Strahlungseffekte vernachlässigt, so lassen sich die nach oben und unten gerichteten, über den gesamten langwelligigen Spektralbereich integrierten Strahlungsflüsse F^+ und F^- wie folgt approximieren:

$$F^+(z) = F^+(z_{BOT}) + \varepsilon^+(z, z_{BOT}) \cdot (B(T(z)) - F^+(z_{BOT})), \quad (54)$$

$$F^-(z) = F^-(z_{TOP}) + \varepsilon^-(z, z_{TOP}) \cdot (B(T(z)) - F^-(z_{TOP})), \quad (55)$$

wobei $B(T(z))$ die Schwarzkörperemission bei der im Niveau z vorherrschenden Temperatur $T(z)$ darstellt. $F^-(z_{TOP})$ und $F^+(z_{BOT})$ bezeichnen die am Ober- und Unterrand des Modellgebiets einfallenden langwelligigen Strahlungsflüsse, die als Randbedingungen vorgegeben werden müssen. $\varepsilon^+(z, z_{BOT})$ und $\varepsilon^-(z, z_{TOP})$ stellen die effektiven Emissivitäten des Flüssigwassers (oder des Eises) zwischen dem Modellunterrand ($z = z_{BOT}$) und dem Höhenniveau z bzw. zwischen Höhenniveau z und dem Oberrand ($z = z_{TOP}$) des Modellgebiets dar. Diese sind gegeben durch:

$$\varepsilon^+(z, z_{BOT}) = 1 - \exp(-a_0^+ \cdot LWP(z_{BOT}, z)), \quad (56)$$

$$\varepsilon^-(z, z_{TOP}) = 1 - \exp(-a_0^- \cdot LWP(z, z_{TOP})), \quad (57)$$

wobei $LWP(z_{BOT}, z)$ und $LWP(z, z_{TOP})$ den Flüssigwassergehalt (oder Eisgehalt) bezeichnen, der in den Säulen unterhalb bzw. oberhalb des Höhen-niveaus z enthalten ist, d. h.

$$LWP(z_{BOT}, z) = \int_{z_{BOT}}^z \rho_{00} \cdot q_l \cdot dz \quad LWP(z, z_{TOP}) = \int_z^{z_{TOP}} \rho_{00} \cdot q_l \cdot dz. \quad (58)$$

In den Gleichungen (56) - (57) bezeichnen a_0^+ und a_0^- Massenabsorptionskoeffizienten¹, für die Stephens (1978) im Falle von Wasserwolken folgende, empirisch ermittelte Werte angibt:

$$a_0^+ = 130 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} \quad a_0^- = 158 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}. \quad (59)$$

Die Berechnung der Strahlungsflüsse erfolgt zu jedem Zeitschritt für jede Luftsäule. Der strahlungsbedingte Quellterm in Gleichung (24) kann dann wie folgt formuliert werden:

$$\left(\frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial t}\right)_{RAD} = -\left(\frac{\theta}{T}\right) \cdot \frac{1}{\rho_{00} c_p \Delta z} \cdot (F_{NET}(z^+) - F_{NET}(z^-)), \quad (60)$$

wobei F_{NET} die Differenz zwischen den aufwärts und abwärts gerichteten Strahlungsflüssen am oberen (z^+) und unteren Rand (z^-) eines Gittervolumens, in dem $\bar{\theta}_l$ definiert ist, beschreibt.

2.4 Das wolkenphysikalische Modell

2.4.1 Grundlagen

In der Atmosphäre erfolgen Phasenübergänge des Wassers an polydispers verteilten Wassertropfen und Eisteilchen. In der Anfangsphase sind dabei Aerosolteilchen als Kondensationskerne zur Nukleation der flüssigen und festen Phase wirksam. Dabei wird die Anzahl der bei der Nukleation gebildeten Wolkentropfen sowie deren Größenverteilung nicht nur durch die Art der Aerosolpartikel (z. B. Größenordnung, chemische Zusammensetzung) bestimmt, sondern auch durch die konvektiv produzierten Wasserdampfübersättigungen. Aus diesem anfangs gebildeten Wolken-

1. Bei der Modellierung des Strahlungstransports in Eiswolken werden die von Starr und Cox (1985) angegebenen Werte für die Massenabsorptionskoeffizienten $a_0^+ = 70 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ und $a_0^- = 50 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ verwendet.

Tropfenspektrum erfolgt die weitere Wolken- und Niederschlagsentwicklung durch das Zusammenwirken verschiedener mikro- und fluiddynamischer Prozesse.

Will man mikrophysikalische Prozesse in Grobstruktursimulationsmodellen berücksichtigen, gibt es drei verschiedene Ansatzmöglichkeiten:

- Wolkenphysikalische Modelle ohne explizite Mikrophysik;
- Wolkenphysikalische Modelle mit detaillierter Mikrophysik;
- Wolkenphysikalische Modelle mit parameterisierter Mikrophysik.

Modelle ohne explizite Mikrophysik gehen bei der Berechnung der Kondensationsrate davon aus, daß Flüssigwasser und Wasserdampf stets im chemischen Gleichgewicht stehen. Diese Annahme ist meteorologisch gesehen nicht unrealistisch, da die in den Wolken vorkommenden Übersättigungen meist nur im Zehntelprozentbereich liegen. Der Massenanteil des durch Kondensation entstehenden Flüssigwassers wird hierbei mit Hilfe eines diagnostischen Verfahrens berechnet, wobei das Kondensat reversibel (d. h. ohne Sedimentation) mitgeführt wird. Die bei der Phasenumwandlung freigesetzten bzw. absorbierten Wärmemengen und die damit verbundenen Rückwirkungen auf die Dynamik können mit Hilfe dieser Modelle zwar simuliert werden, nicht jedoch die Niederschlagsbildung. Zur Simulation dieser Prozesse müssen deshalb Modelle mit detaillierter oder parameterisierter Mikrophysik verwendet werden.

In den Wolkenmodellen mit detaillierter Mikrophysik wird die Feinstruktur der Wolke durch Betrachtung des Tropfenspektrums beschrieben, weshalb solche Modelle auch als Spektralmodelle bezeichnet werden. Dabei kann die Mikrostruktur der Wolke durch die Tropfengrößenverteilungsfunktion charakterisiert werden, wobei $f(\vec{r}, t, x) \cdot d^3\vec{r} \cdot dx$ die Anzahl von Tropfen im Volumenelement $[\vec{r}, \vec{r} + d^3\vec{r}]$ und im Massenelement $(x, x+dx)$ zur Zeit t angibt. Der Ortsvektor \vec{r} in der Tropfengrößenverteilungsfunktion wird als äußere Koordinate des dreidimensionalen Ortsraumes bezeichnet, während die Masse x von Wolkenpartikeln als innere Koordinate benannt wird. Anstelle der Masse x können jedoch auch andere unabhängige Variablen ζ verwendet werden. Voraussetzung hierfür ist, daß die Variable ζ ein eindeutiges Unterscheidungsmerkmal für die Partikel darstellt und eine eindeutig differenzierbare Funktion von x ist. Als innere Koordinaten werden in der Regel außer der Masse noch der Radius oder der Durchmesser von Wolkentropfen verwendet. Die Tropfengrößenverteilungsfunk-

tion $f(\vec{r}, t, x)$ wird sowohl durch fluiddynamische Prozesse (wie skalige Transporte und Turbulenz) als auch durch wolkenmikrodynamische Prozesse (wie Diffusion, Nukleation, Kondensation, Verdunstung, Koagulation und Zerfall von Tropfen) beeinflusst. In den Modellen mit detaillierter Mikrophysik wird demnach eine vollständige Beschreibung der mikrophysikalischen Prozesse einschließlich ihrer Auswirkungen auf die räumliche und zeitliche Entwicklung der Teilchenspektren gegeben. Bei der numerischen Umsetzung wird für jeden Gitterpunkt die spektrale Verteilung der Wolkenpartikel berechnet, wobei der Größenbereich, den die Wolkenteilchen umfassen, in diskrete Größenklassen unterteilt werden muß und für jede Größenklasse die Teilchenzahlbilanz numerisch gelöst werden muß. Dies bedeutet, daß für jede Größenklasse eine zusätzliche prognostische Gleichung simultan mit den Gleichungen für die Konvektionsdynamik gelöst werden muß. Da die räumlichen Abmessungen der Wolkenpartikel einen weiten Größenbereich vom μm -Bereich bis in den mm -Bereich umspannen, erfordern Wolkenmodelle mit detaillierter Mikrophysik einen extrem hohen numerischen Aufwand, so daß auf ihre Anwendung in dreidimensionalen Grobstruktursimulationsmodellen meistens verzichtet wird.

Deshalb bedient man sich zur Simulation von Niederschlagsprozessen in Grobstruktursimulationsmodellen üblicherweise der Wolkenmodelle mit parameterisierter Mikrophysik. In ihnen werden Momente des Tropfenspektrums (z. B. Wassergehalt, Tropfenanzahldichte) prognostiziert. In allen bekannten Parameterisierungsverfahren wird nach einer Idee von Kessler (1969) das in der Wolke enthaltene Flüssigwasser in zwei Anteile unterteilt, nämlich in einen Wolkenwasser- und einen Regenwasserbereich. Das Wolkenwasser setzt sich dabei aus kleinen Tropfen zusammen, während das Regenwasser die größeren Tropfen umfaßt. Einen festen Wert für den Tropfenradius, der Wolkenwasser und Regenwasser unterteilt, gibt es nicht. Üblicherweise nimmt man zur Trennung der beiden Tropfentypen jedoch einen festgelegten Tropfenradius von $r_s = 40 \mu\text{m}$ an. Eine Begründung hierfür lieferten Modellrechnungen mit Hilfe der expliziten Mikrophysik. Unter Vorgabe verschiedener unimodaler Wolkentropfenverteilungen zeigte sich in diesen numerischen Simulationen, daß sich im Laufe der Simulationszeit jeweils ein bimodales Tropfenspektrum entwickelte. Dieses bimodale Tropfenspektrum wies dabei stets ein charakteristisches stationäres Minimum bei $r_s = 40 \mu\text{m}$ auf (Lüpkes, 1991). Zwar konnte die Ursache für das Auftreten dieses Minimums noch nicht vollständig erklärt werden, doch nimmt man an, daß hierfür hauptsächlich die Werte der Kollisionseffizienzen eine bedeutende Rolle spielen (Beheng und Doms, 1990). Im übrigen zeigen auch Betrachtungen in warmen Wolken, daß eine Nieder-

schlagstätigkeit nur dann einsetzt, wenn Tropfen mit etwa dieser Mindestgröße vorhanden sind.

In den folgenden Unterabschnitten werden die wolkenphysikalischen Submodelle genauer besprochen, die zur Behandlung wolkenphysikalischer Prozesse im Grobstruktursimulationsmodell benutzt werden können. Dabei ist zu beachten, daß das Schema ohne explizite Mikrophysik (Abschnitt 2.4.2) und die Parameterisierungen der Mikrophysik warmer Wolken von Kessler (Abschnitt 2.4.3) und Lüpkes (Abschnitt 2.4.4) nur in der Grenzschichtversion des Grobstruktursimulationsmodells verwendet werden können. Das Schema mit detaillierter Mikrophysik (Abschnitt 2.4.5) wird zur Darstellung wolkenphysikalischer Prozesse bei der Grobstruktursimulation von Kondensstreifen eingesetzt.

2.4.2 Schema ohne explizite Mikrophysik

Dieses Schema erlaubt die implizite Berechnung der Kondensations- und Verdunstungsraten innerhalb einer Wolke, wobei zur Bestimmung dieser Größen reversible Zustandsänderungen im thermodynamischen Gleichgewicht unterstellt werden. Die Bestimmung des Flüssigwassergehalts erfolgt im Rahmen dieser Arbeit nach einer Formulierung von Sommeria und Deardorff (1977). Bei dieser Methode werden im Gegensatz zu früheren Ansätzen, bei denen nur vollständig gesättigte oder vollständig ungesättigte Gittervolumina zugelassen waren ("all-or-nothing-" Schemata), auch subskalige Kondensationsvorgänge miteinbezogen. Beim Sommeria-Deardorff-Schema wird berücksichtigt, daß innerhalb eines Gittervolumens $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ durch das Auftreten subskaliger turbulenter Temperatur- und Feuchtefluktuationen lokal auch dann Kondensation einsetzen kann, wenn die für dieses Volumenelement repräsentative mittlere spezifische Feuchte unterhalb des Sättigungspunktes liegt.

Um den subskaligen Bedeckungsgrad, d. h. den mittleren Wolkenanteil und den mittleren Flüssigwassergehalt innerhalb eines Gittervolumenelements mit der Temperatur- und Feuchtestatistik in Beziehung zu setzen, wird angenommen, daß die Verteilungsfunktion des Sättigungsdefizits $\Delta q = q - q_s(T_l)$ durch eine Gauß'sche Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion mit dem für das Volumenelement repräsentativen Mittelwert $\Delta \bar{q}$ und der Standardabweichung σ

$$\overline{\Delta q} = \bar{q} - q_s(\bar{T}_l) \quad \sigma = \left(\overline{q'^2} - 2 \cdot \left(\frac{\theta}{T} \right) \cdot \alpha \cdot \overline{q'\theta'_l} + \left(\frac{\theta}{T} \right)^2 \cdot \alpha^2 \cdot \overline{\theta_l'^2} \right)^{1/2} \quad (61)$$

genähert werden kann, wobei α bereits in Gleichung (33) definiert wurde. $\overline{q'^2}$, $\overline{\theta_l'^2}$ und $\overline{q'\theta'_l}$ sind die Varianzen bzw. Kovarianzen von q und θ_l , die diagnostisch anhand der subskaligen Flüsse von q (W_j) und θ_l (H_j) abgeschätzt werden können:

$$\overline{q'^2} = \left(\frac{2}{3} \bar{e} \right)^{-1} \cdot \sum_{i=1}^3 W_j^2, \quad (62)$$

$$\overline{\theta_l'^2} = \left(\frac{2}{3} \bar{e} \right)^{-1} \cdot \sum_{i=1}^3 H_j^2, \quad (63)$$

$$\overline{q'\theta'_l} = \left(\frac{2}{3} \bar{e} \right)^{-1} \cdot \sum_{i=1}^3 W_j \cdot H_j. \quad (64)$$

Der mittlere Flüssigwassergehalt \bar{q}_l und der subskalige Wolkenbedeckungsgrad b ergeben sich mit Hilfe der Gauß'schen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion durch Integration über den Anteil aller möglichen Sättigungsdefizitfluktuationen, die einen Beitrag zum Flüssigwassergehalt liefern. Nach Sommeria und Deardorff (1977) resultiert dann näherungsweise:

$$\frac{\bar{q}_l}{\gamma \cdot \sigma} = \begin{cases} 0 & Q \leq -1.6 \\ (Q + 1.6)^2 / 6.4 & |Q| < 1.6 \\ Q & Q > 1.6 \end{cases}, \quad (65)$$

$$b = 0.5 \cdot (1 + Q/1.6) \quad 0 \leq b \leq 1 \quad (66)$$

wobei $\gamma = (1 + L_v/c_p \cdot \alpha)^{-1}$ und Q die normierte Abweichung vom mittleren Sättigungswert

$$Q = \frac{(\bar{q} - q_s(\bar{T}_l))}{\sigma} \quad (67)$$

darstellt.

2.4.3 Das Kessler-Schema

Der mikrophysikalische Zustand einer Wolke wird vollständig durch spektrale Bilanzgleichungen für jede Sorte von Partikeln beschrieben. Um den Aufwand zu vermeiden, der mit einer numerischen Lösung dieser Gleichungen verbunden ist, prognostiziert man in den Parameterisierungen Momente des Spektrums. Das grundlegende Konzept für diese Beschreibungsweise stammt von Kessler (1969), dessen Parameterisierungsschema zunächst nur für warme Wolken, später aber von anderen Autoren auch auf Misch- und Eiswolken ausgedehnt wurde. Da es relativ einfach zu handhaben ist, wird es in Grobstruktursimulations- und Mesoskalamodellen noch immer häufig angewendet.

Grundlegende Voraussetzungen für die Kessler-Parameterisierung warmer Wolken sind folgende Annahmen (siehe z. B. Doms und Herbert, 1985):

- Das in einer Wolke enthaltene Kondensat q_l kann in zwei Anteile unterteilt werden, nämlich in einen Wolkenwasser- und einen Regenwasserbereich. D. h. $q_l = q_c + q_r$, wobei q_c den spezifischen Wolkenwasser und q_r den spezifischen Regenwassergehalt bezeichnet.
- Wasserdampfkondensation führt ausschließlich zur Masseänderung der Wolkentropfen. Das Kondensationswachstum von Regentropfen wird vernachlässigt.
- Kondensation und Verdunstung von Wolkenwasser können unter der Annahme eines chemischen Gleichgewichts berechnet werden. In der Wolke existieren keine Übersättigungen.
- Sowohl Wolken- als auch Regentropfen unterliegen einem Verdunstungsprozeß, sofern die Luft untersättigt ist. Zur Beschreibung der Verdunstung von Regenwasser muß kein chemisches Gleichgewicht vorausgesetzt werden.
- Die Sedimentationsgeschwindigkeit der Wolkentropfen wird vernachlässigt. Regenwasser fällt beschleunigungsfrei relativ zur Luft und kann die Wolke als Niederschlag verlassen.

- Das Spektrum der Regentropfen mit dem Durchmesser D_r läßt sich durch die Marshall-Palmer-Exponentialverteilung beschreiben:

$$f(D_r) = N_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot D_r) .$$

Hierbei gilt: $N_0 = \text{const} = 10^7 \text{ m}^{-4}$ und $\lambda = \left(\frac{\pi \cdot \rho_w \cdot N_0}{q_r} \right)$, wobei ρ_w die Dichte von Wasser darstellt.

- Die Umwandlung von Wolkenwasser in Regenwasser erfolgt durch den Koagulationsprozeß, der bei Kessler in zwei Teilprozesse aufgeteilt wird:
 1. Die sogenannte Autokonversion beschreibt die primäre Bildung von Regenwasser durch Koagulation von Wolkentropfen untereinander.
 2. Die sogenannte Akkreszenz beschreibt den weiteren Zuwachs an Regenwasser durch Koagulation von Regentropfen mit Wolkentropfen.

Außerdem werden beim Kessler-Modell folgende Prozesse berücksichtigt:

- Kondensation (Verdunstung) von Wasserdampf (Wolkenwasser) zu Wolkenwasser (Wasserdampf)
- Sedimentation von Regenwasser
- Verdunstung von fallendem Regenwasser zu Wasserdampf im untersättigten Bereich außerhalb der Wolken.

Zur Beschreibung des Niederschlagsprozesses müssen bei der Kessler Parameterisierung zusätzlich zu der prognostischen Gleichung für den Gesamtwassergehalt \bar{q} noch eine Bilanzgleichung für den spezifischen Regenwassergehalt \bar{q}_r gelöst werden:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{q}_r) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_j \bar{q}_r) = -\frac{\partial W_{qr,j}}{\partial x_j} + \left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t} \right)_{AUTO} + \left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t} \right)_{AKK} + \left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t} \right)_{EVA} + \left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t} \right)_{SED} , \quad (68)$$

wobei $W_{qr,j}$ den subskaligen turbulenten Regenwasserfluß darstellt, der analog zu den turbulenten Flüssen anderer skalarer Größen mit einem Gradientansatz parameterisiert wird. Der spezifische Regenwassergehalt kann weiterhin durch Autokonversion (Term 2), Akkreszenz (Term 3), Verdunstung (Term 4) und Sedimentation (Term 5) von Regenwasser verändert werden. Dabei wirkt die Verdunstung von Regenwasser im untersättigten Bereich unterhalb der Wolke als Senke für den spezifischen

Regenwassergehalt, während die Autokonversion und die Akkreszenz von Wolkenwasser zu Regenwasser einen positiven Beitrag zum spezifischen Regenwassergehalt liefern.

Zur Beschreibung der Umwandlungsraten in Gleichung (68) verwendet Kessler zum Teil sehr grobe Parameterisierungen, die er auf der Grundlage von damals noch sehr spärlichen Beobachtungsdaten zur Niederschlagsbildung ableitete. Dadurch nahm er zwar wesentlich erhebliche Vereinfachungen in Kauf, doch konnte er letztendlich ein praktikables Verfahren entwickeln, das zumindest qualitativ die Wechselwirkung von mikrodynamischen und fluiddynamischen Prozessen in Wolkenmodellen beschreibt. Zur Parameterisierung der Autokonversionsrate, also der Entstehung von Regentropfen durch Koagulation von Wolkentropfen untereinander, verwendet Kessler einen einfachen empirischen Ansatz

$$\left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t}\right)_{AUTO} = \begin{cases} k \cdot (\bar{q}_c - q_{c, krit}) & : \bar{q}_c > q_{c, krit} \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases}, \quad (69)$$

bei dem die Autokonversionsrate nur von Null verschieden ist, wenn ein Schwellwert für den Wolkenwassergehalt überschritten wird. In Gleichung (69) sind die Zeitkonstante k und der Schwellwert $q_{c, krit}$ konstante Größen, für die bei der Verwendung des Kesslerschemas im Grobstruktursimulationsmodell die Werte $k=10^{-3} \text{ s}^{-1}$ und $q_{c, krit}=0.5 \cdot 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ verwendet werden.

Die Akkreszenz beschreibt, wie sich der Regenwassergehalt durch Koaleszenz von Regentropfen mit Wolkentropfen verändert. Die Akkreszenzrate läßt sich bei Berücksichtigung einiger Vereinfachungen mit dem sogenannten kontinuierlichen Modell für das Tropfenwachstum durch Koaleszenz analytisch berechnen. Bei diesem Modell stellt man sich vor, daß ein großer Tropfen mit Radius R durch ein Luftvolumen mit dem Flüssigwassergehalt q_l fällt und dabei alle kleineren Tropfen mit Radien $r < R$ aufsammelt, die sich in seinem Fallweg aufhalten. Das mit den kleineren Tröpfchen verbundene Flüssigwasser wird in dem betrachteten Volumen als gleichförmig und kontinuierlich verteilt angesehen. Fallen mehrere Tropfen gleicher Größe durch dieses Volumen, wächst jeder Tropfen mit der gleichen kontinuierlichen Rate. Diese Zuwachsrates ist im allgemeinen eine Funktion der Radien der Wolken- und der Regentropfen, ihrer Fallgeschwindigkeiten $v_T(R)$ bzw. $v_T(r)$ sowie der sogenannten Kollektionseffizienz, der Wahrscheinlichkeit, daß ein fallender Regentropfen ein

Wolkentröpfchen aufammelt. Wenn für das Regentropfenspektrum die Marshall-Palmer-Verteilung benutzt wird und zusätzlich die Annahmen getroffen werden, daß $r \ll R$ ist, daß die Fallgeschwindigkeit der $v_T(r)$ Wolkentröpfchen gegenüber $v_T(R)$ vernachlässigbar ist und daß die Kollektioneffizienz bei diesem speziellen Koagulationsprozeß gleich Eins gesetzt werden darf, kann man die Akkreszenzrate in Abhängigkeit vom Wolken- und Regenwassergehalt schreiben als:

$$\left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t}\right)_{AKK} = c_{AKK} \cdot \bar{q}_c \cdot (\rho_{00} \cdot \bar{q}_r)^{7/8}, \quad (70)$$

wobei c_{AKK} einen konstanten Vorfaktor darstellt, der in mks-Einheiten den numerischen Wert 2.216 hat.

Zur Parameterisierung der Verdunstung von Regentropfen in untersättigten Gebieten unterhalb einer Wolke wird beim Kessler-Schema folgende Beziehung für die Verdunstungsrate (mks-Einheiten) benutzt:

$$\left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t}\right)_{EVA} = 4.85 \cdot 10^{-2} \cdot (\rho_{00} \cdot \bar{q}_r)^{13/20} \cdot (\bar{q} - \bar{q}_s). \quad (71)$$

Zur Ableitung von Gleichung (71) wird wiederum von einer Marshall-Palmer-Verteilung im Regentropfenbereich sowie von einer empirischen Beziehung, die die Massenwachstumsgeschwindigkeit eines individuellen Tropfens realistisch beschreibt, ausgegangen.

Da beim Kessler-Schema angenommen wird, daß Wolkenwasser eine vernachlässigbare Sedimentationsgeschwindigkeit besitzt, besteht Niederschlag ausschließlich aus dem Ausfall von Regenwasser. Die Änderung des spezifischen Regenwassergehalts infolge der Sedimentation von Regentropfen kann daher durch die Divergenz des Regenwassersedimentationsflusses

$$\left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t}\right)_{SED} = - \frac{\partial}{\partial z}(v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r) \quad (72)$$

ausgedrückt werden. Für ein Tropfenspektrum, das der Marshall-Palmer-Verteilung folgt, läßt sich die massengewichtete Sedimentationsgeschwindigkeit v_{Tqr} im Kessler-Schema in mks-Einheiten wie folgt angeben:

$$v_{Tqr} = 215.84 \cdot (\rho_w \cdot N_0)^{-1/8} \cdot \bar{q}_r^{1/8}. \quad (73)$$

Die Kondensation von Wasserdampf zu Wolkenwasser bzw. die Verdunstung von Wolkenwasser wird im Kessler-Schema ähnlich wie beim Schema ohne explizite Mikrophysik implizit bei der diagnostischen Berechnung des Wolkenwassergehalts berücksichtigt. Dabei wird angenommen, daß in der Wolke stets Sättigungsgleichgewicht zwischen Wolkentropfen und Umgebung besteht. Über- bzw. unterschreitet der Wasserdampfgehalt aufgrund adiabatischer und/oder diabatischer Abkühlung bzw. Erwärmung die aktuelle Sättigungsfeuchte, so werden Wasserdampfgehalt und die Temperatur so geändert, daß wieder Sättigung herrscht ("saturation adjustment"). Die Bestimmung des Wolkenwassergehalts \bar{q}_c bei Kenntnis von \bar{q} , $\bar{\theta}_l$ und \bar{q}_r erfolgt im Rahmen dieser Arbeit nach einem von Sommeria und Deardorff (1977) entwickelten diagnostischen Verfahren. Demnach kann der Wolkenwassergehalt \bar{q}_c über die Beziehung

$$\bar{q}_c = \begin{cases} \frac{\bar{q} - q_s(\bar{T}_l) - \bar{q}_r}{(1 + (L_v/c_p) \cdot \alpha)} & : \bar{q} - q_s(\bar{T}_l) - \bar{q}_r \geq 0 \\ 0 & : \bar{q} - q_s(\bar{T}_l) - \bar{q}_r < 0 \end{cases} \quad (74)$$

ermittelt werden. Gleichung (74) gilt unter der Annahme, daß keine subskalige Kondensation auftritt. Weiterhin muß beachtet werden, daß das diagnostische Verfahren implizit auch die Nukleation von Tropfen enthält. Dabei wird angenommen, daß in der Atmosphäre immer genügend Kondensationskerne für die Aktivierung zur Verfügung stehen, so daß keine Übersättigungen in der Wolke auftreten.

Schließlich müssen noch in den prognostischen Gleichungen für potentielle Flüssigwassertemperatur $\bar{\theta}_l$ (Gleichung (24)) und für den Gesamtwassergehalt \bar{q} (Gleichung (25)) die Quellterme spezifiziert werden, da die Sedimentation von Regenwasser einen Beitrag zur zeitlichen Tendenz dieser Größen leistet. Diese Terme können wie folgt formuliert werden:

$$\left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}\right)_{PREC} = \left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t}\right)_{SED} = - \frac{\partial}{\partial z}(v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r) \quad (75)$$

$$\left(\frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial t}\right)_{PREC} = - \frac{L_v}{c_p} \cdot \left(\frac{\Theta}{T}\right) \cdot \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}\right)_{PREC} \quad (76)$$

2.4.4 Das Lüpkes-Schema

Das Parameterisierungsmodell von Lüpkes et al. (1989) bzw. Lüpkes (1991) ist ein Beispiel für ein verfeinertes Schema. Dieses Modell hat gegenüber der Kessler-Parameterisierung den Vorteil, daß die Modellgleichungen von der stochastischen Koagulationsgleichung ausgehend abgeleitet worden sind. Dadurch kann der Entwicklungsprozeß des Regentropfenspektrums und des Regenwassergehalts qualitativ besser erfaßt und der stochastische Charakter der Koagulationsprozesse besser beschrieben werden. Darüber hinaus werden beim Lüpkes-Schema neben dem Gesamtwassergehalt \bar{q} und dem spezifischen Regenwassergehalt \bar{q}_r noch die spezifische Anzahldichte \bar{n}_r der Regentropfen als prognostische Variable verwendet. Da drei Momente des Tropfenspektrums berechnet werden, der Wolkenwasser- und der Regenwassergehalt sowie die Anzahldichte der Regentropfen, wird dieses Modell auch als 3-Variablenmodell bezeichnet. Neben dem 3-Variablenmodell wurde von Lüpkes et al. (1989) auch ein 6-Variablenmodell entwickelt, bei dem der Wolkentropfenbereich nochmals in zwei Anteile unterteilt wird, um den für die Autokonversion wichtigen Tropfenbereich zwischen 20 und 40 μm genauer erfassen zu können. Da im 6-Variablenmodell die Tropfenanzahldichte eine prognostische Variable ist, kann allerdings das Verfahren der Sättigungsadjustierung zur Beschreibung des Nukleations- und Kondensationsprozesses nicht verwendet werden. Zur Beschreibung der Nukleation und des Kondensationswachstums von Wolkentropfen müßte daher auf komplexere Parameterisierungen zurückgegriffen werden. Da die Parameterisierung dieser Effekte bisher nur ansatzweise gelungen ist und wegen der Fülle der damit verbundenen Probleme wurde auf eine Implementierung des Lüpkes'schen 6-Variablenmodells im Grobstruktursimulationsmodell verzichtet und nur die vereinfachte Version verwendet.

Die im Lüpkes'schen 3-Variablenmodell verwendeten Parameterisierungsansätze sollen im folgenden kurz beschrieben werden. Wie bereits erwähnt, wird im Lüpkes'schen 3-Variablenmodell neben dem Gesamtwassergehalt \bar{q} (Gleichung (25)) und dem spezifischen Regenwassergehalt \bar{q}_r (Gleichung (68)) noch die spezifische Anzahldichte \bar{n}_r der Regentropfen als prognostische Variable mitgeführt. Die Gleichung für \bar{n}_r lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{n}_r) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_j \bar{n}_r) = -\frac{\partial W_{nr,j}}{\partial x_j} + \left(\frac{\partial \bar{n}_r}{\partial t}\right)_{AUTO} + \left(\frac{\partial \bar{n}_r}{\partial t}\right)_{SELF} + \left(\frac{\partial \bar{n}_r}{\partial t}\right)_{EVA} + \left(\frac{\partial \bar{n}_r}{\partial t}\right)_{SED}, \quad (77)$$

wobei $W_{nr,j}$ den subskaligen turbulenten Fluß der Regentropfenanzahlkonzentration darstellt, der analog zu den turbulenten Flüssen anderer skalarer Größen mit einem Gradientansatz parameterisiert wird. Die Regentropfenanzahlkonzentration kann darüber hinaus durch Autokonversion (Term 2), Selbsteinfang¹ (Term 3), Verdunstung (Term 4) und Sedimentation (Term 5) von Regentropfen verändert werden. Dabei wirken die Verdunstung und der Selbsteinfang von Regentropfen als Senke für die spezifische Regentropfenanzahl, während die Autokonversion eine Quelle für die Regentropfenanzahldichte darstellt.

Beheng und Doms (1986) verglichen die Ergebnisse des Kessler-Modells mit denen, die durch zeitliche Integration der stochastischen Koagulationsgleichung und simultaner Auswertung der Integralraten erzielt wurden. Dabei stellten sie fest, daß gegenüber der detaillierten Methode im Kessler-Modell die Autokonversionsrate überschätzt wird und der Akkreszenzprozeß zu früh einsetzt. Dadurch erfolgt die Regenwasserbildung im Kessler-Schema wesentlich rascher als bei Verwendung der detaillierten Methode. Darüber hinaus konnte gezeigt werden, daß eine Verbesserung der Beschreibung der Massenautokonversionsrate dadurch erzielt werden kann, daß man in der Kessler'schen Formulierung der Autokonversionsrate (Gleichung (69)) den Schwellwert $q_{c,krit}$ vernachlässigt und die Zeitkonstante k um ein bis zwei Größenordnungen reduziert. Für die Massenautokonversionsrate wird im Lüpkes-Schema folgender Ansatz verwendet:

$$\left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t}\right)_{AUTO} = k^* \cdot \bar{q}_c \quad (78)$$

Allerdings ist es nicht möglich, eine für ein beliebiges Anfangswolkentropfenspektrum universell gültige Konstante für k^* vorzugeben. Der Wert von k^* ist nämlich nicht nur vom Radienbereich, über den sich das Wolkentropfenspektrum erstreckt, sondern auch vom mittleren Wolkentropfendurchmesser abhängig. Lüpkes hat für zwei Anfangstropfenspektren, die für marine Wolken charakteristisch sind, berechnet, welche Werte die Zeitkonstante k^* annehmen müßte, damit eine gute Übereinstimmung mit der detaillierten Methode erzielt werden kann. Für ein Tropfenspektrum, in dem die Wolkentropfen sich gamma-verteilt über einen Radienbereich von etwa 3 - 20 μm erstrecken und dessen mittlerer Tropfenradius bei etwa 13 μm liegt, nimmt die Zeitkonstante den Wert $k^* = 4.46 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ an. Für ein

1. Dieser Prozeß beschreibt die Koagulation zweier Regentropfen zu einem größeren Regentropfen. In der englischsprachigen Literatur wird dieser Vorgang als *Self Collection* bezeichnet.

Tropfenspektrum mit gleichem mittleren Tropfenradius, in dem sich die Wolkentropfen aber gamma-verteilt über einen Radienbereich von etwa 0.2 - 30 μm erstrecken, gibt Lüpkes den Wert $k^* = 8.71 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ an.

Zur Parameterisierung der Autokonversionsrate für die Anzahldichten wird ein Ansatz von Berry und Reinhardt (1974) verwendet:

$$\left(\frac{\partial \bar{n}_r}{\partial t}\right)_{AUTO} = \gamma \cdot \left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t}\right)_{AUTO}, \quad (79)$$

wobei $\gamma = 3.5 \cdot 10^9 \text{ kg}^{-1}$ ist. Dieser Ansatz wird dadurch begründet, daß alle durch Autokonversion gebildeten Tropfen näherungsweise dieselbe Masse $1/\gamma$ besitzen.

Bei der Entwicklung des 3-Variablenmodelles konnte Lüpkes aufzeigen, daß sich die von Kessler analytisch entwickelte Formulierung der Akkreszenzrate (Gleichung (70)) verbessern läßt, wenn man zur Parameterisierung der Regentropfenfallgeschwindigkeiten den Ansatz von Rogers und Yau (1989) verwendet. Für die Akkreszenzrate ergibt sich dann:

$$\left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t}\right)_{AKK} = B \cdot \rho_{00} \cdot \bar{q}_c \cdot \bar{q}_r, \quad (80)$$

wobei $B = 6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

Im Lüpkes'schen 3-Variablenmodell wird das Kessler-Schema u.a. dadurch erweitert, daß nicht nur die Autokonversions- und Akkreszenzprozesse modifiziert werden, sondern zusätzlich noch der Selbsteinfangsprozess im Regentropfenbereich zugelassen wird. Dadurch wird der stochastische Charakter der Koagulationsprozesse besser berücksichtigt, denn der Selbsteinfangsprozess beschreibt Koagulationen zwischen Tropfen ähnlicher Größe, die jedoch im kontinuierlichen Wachstumsmodell, welches von Kessler zur Parameterisierung der Akkreszenzrate verwendet wird, nicht erfaßbar sind. Zur Beschreibung dieses Vorgangs wird folgender Ansatz verwendet:

$$\left(\frac{\partial \bar{n}_r}{\partial t}\right)_{SELF} = -\frac{a_9 \cdot \rho_{00} \cdot \bar{n}_r^2}{B_2} \cdot \left(r_s + \frac{3 \cdot r_s}{B_2} + \frac{3}{B_2^2}\right), \quad (81)$$

wobei $r_s = 40 \mu\text{m}$ und $a_9 = 5.03 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. B_2 stellt einen Parameter dar, der als reelle Lösung der kubischen Gleichung

$$\left(\frac{1}{B_2}\right)^3 + r_s \cdot \left(\frac{1}{B_2}\right)^2 + \frac{r_s^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{B_2}\right) = \frac{\bar{q}_r}{8 \cdot \pi \cdot \rho_w \cdot \bar{n}_r} - \frac{r_s^3}{6} \quad (82)$$

bestimmbar ist.

Beim Lüpkes-Schema wird ebenfalls angenommen, daß Wolkentropfen eine vernachlässigbare Sedimentationsgeschwindigkeit besitzen. Die Änderung des spezifischen Regenwassergehalts und der Regentropfenanzahlkonzentration infolge der Sedimentation von Regentropfen können daher durch die Divergenz des Regenwassersedimentationsflusses bzw. des Regentropfensedimentationsflusses bestimmt werden:

$$\left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t}\right)_{SED} = - \frac{\partial}{\partial z}(v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r) \quad \left(\frac{\partial \bar{n}_r}{\partial t}\right)_{SED} = - \frac{\partial}{\partial z}(v_{Tnr} \cdot \bar{n}_r) , \quad (83)$$

wobei für die massengewichtete und die anzahlgewichtete Sedimentationsgeschwindigkeit von Lüpkes folgende Ausdrücke angegeben werden:

$$v_{Tqr} = 8000 \cdot \left(\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \rho_w \cdot r_s^3 \cdot r_s + \frac{1}{B_2}\right) \quad v_{Tnr} = 8000 \cdot \left(r_s + \frac{1}{B_2}\right). \quad (84)$$

Zur Parameterisierung der Verdunstungsraten müssen beim Lüpkes-Schema sowohl die Massenänderung als auch die Änderung der Anzahldicke der Regentropfen berechnet werden. Zur Bestimmung dieser Größen wird von einer aus der spektralen Bilanzgleichung ableitbaren Beziehung ausgegangen, deren Lösung sich wie folgt angeben läßt:

$$\left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t}\right)_{EVA} = 4 \cdot \pi \cdot G \cdot S \cdot \bar{n}_r \cdot \left[C_1 \cdot \left(r_s + \frac{1}{B_2}\right) + 126.49 \cdot C_2 \cdot \kappa \cdot \left(r_s^2 + \frac{2 \cdot r_s}{B_2} + \frac{2}{B_2^2}\right) \right] \quad (85)$$

$$\left(\frac{\partial \bar{n}_r}{\partial t}\right)_{EVA} = \frac{2 \cdot f_v \cdot G \cdot S \cdot B_2 \cdot \bar{n}_r}{\rho_w \cdot r_s} , \quad (86)$$

wobei $S=(\bar{q}_s/\bar{q}_v - 1)$ die Übersättigung und f_v den sogenannten Ventilationsfaktor bezeichnet. Dieser Korrekturfaktor berücksichtigt den mit der Fallbewegung der Tropfen verbundenen turbulenten Wasserdampftransport zur Tropfenoberfläche und hängt u. a. über die Reynoldszahl von der mittleren Regentropfengröße ab. C_1 und C_2 sind empirische Konstanten, deren Werte ebenfalls von der Reynoldszahl abhängen. G und κ sind Funktionen, die von thermodynamischen Zustandskoordinaten und den Materialkonstanten der Luft abhängen. Eine Definition und eine vollständige Ableitung aller dieser Größen ist bei Lüpkes (1991) zu finden.

Wie im Kessler-Schema werden auch im Lüpkes'schen 3-Variablenmo-

dell die Kondensation bzw. Verdunstung von Wolkenwasser implizit bei der diagnostischen Berechnung des Wolkenwassergehalts berücksichtigt (siehe Gleichung (74)). Die in den prognostischen Gleichungen für die potentielle Flüssigwassertemperatur $\bar{\theta}_l$ (Gleichung (24)) und den Gesamtwassergehalt \bar{q} (Gleichung (25)) auftretenden Quellterme werden wie in den Gleichungen (75) - (76) angegeben spezifiziert.

2.4.5 Schema mit detaillierter Mikrophysik

Wie in den vorhergehenden Abschnitten bereits beschrieben, gehen viele wolkenphysikalische Modelle bei der Berechnung der Kondensations- bzw. Verdunstungsrate von Wolkentropfen davon aus, daß Wasser und Wasserdampf stets im chemischen Gleichgewicht stehen. Die Massenänderung der kondensierten Phase durch Kondensation und Verdunstung wird dann mit Hilfe eines diagnostischen Verfahrens berechnet, wobei das Kondensat reversibel mitgeführt wird. Die bei der Phasenänderung freigesetzten bzw. absorbierten Wärmemengen und die damit verbundenen Rückwirkungen auf die Dynamik können mit derartigen Modellen jedoch nur dann realistisch simuliert werden, wenn die Phasenrelaxationszeit, d. h. die Einstellzeit ins thermodynamische Gleichgewicht, klein ist im Verhältnis zu den Zeitskalen, die die Dynamik des untersuchten Prozesses bestimmen. Bei Eiswolken kann wegen der niedrigen Temperaturen und der niedrigen Eisteilchendichten eine derartige Skalentrennung nicht vorgenommen werden, so daß zur Beschreibung wolkenphysikalischer Prozesse ein Modell mit detaillierter Mikrophysik ins Grobstrukturmodell implementiert wurde.

Bei dem hier verwendeten Schema, das zur Beschreibung der wolkenphysikalischen Vorgänge innerhalb von Kondensstreifen konstruiert wurde, werden die Eisteilchen als kugelförmig¹ angenommen und dem polydispersen Charakter der Eispartikel wird durch die Berechnung einer eindimensionalen Verteilungsfunktion $f(r, \mathbf{x}, t)$ Rechnung getragen. Dabei gibt

1. Die Annahme kugelförmiger Teilchen stellt eine grobe Vereinfachung der tatsächlichen Gegebenheiten dar. Messungen belegen, daß nur in jungen Kondensstreifen (Alter bis zu 2 min) kugelförmige Eispartikel dominieren, während in gealterten Kondensstreifen neben hexagonalen Kristallen hauptsächlich irregulär geformte Partikel anzutreffen sind (Gayet et al., 1996; Wendling et al., 1997). Es ist daher zu vermuten, daß durch die Annahme kugelförmiger Eisteilchen insbesondere der berechnete Sedimentationstransport überschätzt wird. Eine quantitative Bestimmung des Einflusses der Eispartikelform auf die Kondensstreifenentwicklung muß daher in zukünftigen Studien noch untersucht werden.

$f(r, \hat{x}, t) \cdot dr$ die Anzahl von Eispartikeln pro Masseneinheit am Ort \hat{x} und zum Zeitpunkt t an, deren Radien ins Intervall $[r, r + dr]$ fallen. Die zeitliche Änderung der massespezifischen Anzahldichteverteilungsfunktion $f(r, \hat{x}, t)$ der extensiven Größe Gesamteispartikelzahl wird durch folgende Bilanzgleichung beschrieben (siehe z. B. Berry, 1967):

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j f) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_H \cdot \frac{\partial f}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (w_T f) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{dr}{dt} \cdot f \right) = Q_f. \quad (87)$$

Die numerische Lösung der spektralen Bilanzgleichung erlaubt demnach an jeder Gittermasche des Modellgebiets die zeitabhängige Berechnung des Eisteilchenspektrums als Ergebnis des Transports durch Advektion (zweiter Term), Diffusion (dritter Term) und Sedimentation (vierter Term) sowie von Depositions- und Sublimationsvorgängen (fünfter Term). Unter der Annahme, daß sich die Eispartikel im Erdschwerefeld beschleunigungsfrei bewegen, wurde die von der Größe der Teilchen abhängige Sedimentationsgeschwindigkeit w_T gemäß eines Vorschlages von Beard (1976) parameterisiert. In Gleichung (87) beziehen sich die ersten drei Divergenzausdrücke der linken Seite (2. - 4. Term) auf den Ortsraum und beschreiben den Transport der Eispartikel mit der mittleren Luftbewegung und durch die Sedimentationsgeschwindigkeit sowie durch turbulente Diffusionsprozesse. Der letzte Term auf der linken Seite beschreibt die Änderung Spektrums durch das Depositionswachstum von Eispartikeln und ist ebenfalls ein Divergenzausdruck, der aber bezüglich der Radienkoordinate r zu bilden ist. Die Geschwindigkeit dr/dt ist die Lagrange'sche Radienänderungsrate eines Eispartikels infolge von Depositions- und Sublimationsvorgängen. Die rechte Seite der Gleichung (87) umfaßt im allgemeinen Erzeugungs- und Verlustterme durch Stoßwechselwirkungen bei Koagulationsprozessen sowie durch (heterogene) Keimbildung. Im Zusammenhang mit der Beschreibung der Mikrophysik von Kondensstreifen wird hier davon ausgegangen, daß die Aggregation von Eispartikeln und Keimbildungsprozesse vernachlässigt werden können (d. h. $Q_f = 0$). Der Grund für die erste Annahme besteht darin, daß der Aggregationsprozeß, d. h. die Bildung von größeren Eispartikeln als Resultat der Kollision und des Anhaftens oder Verhakens von zwei oder mehr Eiskristallen, bei Temperaturen von unterhalb -20°C von untergeordneter Bedeutung ist, da bei diesen niedrigen Temperaturen zwei Eispartikel nach einer Kollision nicht aneinander haften bleiben (Hobbs et al., 1974). Die zweite Annahme läßt sich schwieriger begründen, da es zunächst unwahrscheinlich erscheint, daß keine neuen Eisteilchen in einer übersättigten Atmosphäre gebildet werden dürfen, insbesondere bei der Anwesenheit

von dynamischen Störungen, wie sie Kondensstreifen darstellen. Allerdings muß bedacht werden, daß im Abgasstrahl eines Flugzeugs eine Vielzahl von Partikeln und partikelbildender Gase ausgestoßen werden, die als Kondensationskeime dienen und die die Eisphase während des Jet-Regimes im Kondensstreifen initiieren. Aus diesem Grunde erscheint die Annahme gerechtfertigt, daß während des Dispersionsregimes das Depositionswachstum und die Sedimentation von Eispartikeln die wesentlichen wolkenphysikalischen Prozesse im Kondensstreifen darstellen, während die Nukleation innerhalb dieser Entwicklungsphase des Kondensstreifens von untergeordneter Bedeutung ist.

Das Massenwachstum von Partikeln ist ein Nichtgleichgewichtsprozeß, der sich auf der Basis von diffusiven und gaskinetischen Transportprozessen ableiten läßt (Pruppacher und Klett, 1997). Bei der Berechnung der Depositionsraten, die die Massenänderungen pro Zeiteinheit der kugelförmig angenommenen Kondensatpartikel als Reaktion auf ein bestehendes thermodynamisches Ungleichgewicht zwischen den Teilchen und ihrer gasförmigen Umgebung beschreiben, werden strahlungsbedingte Nichtgleichgewichtsprozesse, die die Wachstumsbedingungen der Eisteilchen beeinflussen können (Roach, 1976; Stephens, 1983; Gierens, 1994), berücksichtigt. Die mathematische Formulierung der Wachstumsgleichung folgt einer Darstellung von Young (1974), wobei Effekte infolge der zeitlichen Änderung der Partikeltemperatur und durch die Koagulation von Wassertropfen und Eispartikeln vernachlässigt werden. Die Gleichung für die Radienänderungsrate lautet dann:

$$r \cdot \frac{dr}{dt} = \frac{1}{C_1} \cdot \left(C_2 \cdot (S_r - 1) - \frac{\Delta F}{4\pi r} \right), \quad (88)$$

mit

$$C_1 = L_s \cdot \rho_i + \frac{R_v \cdot \bar{T} \cdot \rho_i}{D' \cdot e_{s,i}(\bar{T})} \cdot C_2 \quad C_2 = \frac{\lambda' \cdot R_v \cdot \bar{T}^2}{L_s}, \quad (89)$$

wobei R_v die Gaskonstante von Wasserdampf, L_s die Sublimationswärme, ρ_i die Dichte von Eis und $e_{s,i}(T)$ den Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf bezogen auf ebene Flächen reinen Eises darstellt. Die Größe λ' bezeichnet die Wärmeleitfähigkeit feuchter Luft und D' stellt den Diffusionskoeffizienten von Wasserdampf dar, wobei bei der Formulierung beider Koeffizienten gaskinetische Effekte und Ventilationseffekte durch multiplikative Korrekturfaktoren berücksichtigt werden (Hall und Pruppacher, 1976). Die Größe S_r ist das Sättigungsverhältnis und gibt das Verhält-

nis der aktuellen spezifischen Feuchte q_v und der Sättigungsfeuchte $q_{s,i}(\bar{T}, p_{00})$ an, d. h. $S_r = q_v/q_{s,i}(\bar{T}, p_{00})$. Der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung (88) beschreibt den Einfluß des strahlungsbedingten Wärmetransports auf das Partikelwachstum. Dabei stellt ΔF den langwelligen Nettostrahlungsgewinn an der Partikeloberfläche dar, der nach Bott et al. (1990) wie folgt berechnet werden kann:

$$\Delta F = \pi \cdot r^2 \cdot Q_{abs}(r) \cdot (2 \cdot (F^+ + F^-) - 4B(\bar{T})). \quad (90)$$

In Gleichung (90) bezeichnet B die Planck Funktion und F^+ und F^- sind die aufwärts und abwärts gerichteten breitbandigen langwelligen Strahlungsflüsse; $Q_{abs}(r)$ stellt den radienabhängigen Absorptionsfaktor dar, der der Einfachheit halber identisch gleich Eins angenommen wird.

Den spezifischen Eisgehalt \bar{q}_i erhält man durch Integration des Produkts der Anzahldichtefunktion $f(r, \hat{x}, t)$ mit der Masse eines Eispartikels $m_i(r) = 4\pi/3 \cdot \rho_i \cdot r^3$ über das gesamte Partikelspektrum, d. h.

$$\bar{q}_i(\hat{x}, t) = \int_0^{\infty} m_i(r) \cdot f(r, \hat{x}, t) dr. \quad (91)$$

Die in den prognostischen Gleichungen für potentielle Eistemperatur $\bar{\theta}_i$ (Gleichung (24)) und den Gesamtwassergehalt \bar{q} (Gleichung (25)) auftretenden Quellterme, die den Einfluß der Sedimentation von Eispartikeln beschreiben, können wie folgt formuliert werden:

$$\left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}\right)_{PREC} = -\frac{\partial}{\partial z} \cdot \int_0^{\infty} w_T(r) \cdot m_i(r) \cdot f(r, \hat{x}, t) dr \quad (92)$$

$$\left(\frac{\partial \bar{\theta}_i}{\partial t}\right)_{PREC} = -\frac{L_s}{c_p} \cdot \left(\frac{\Theta}{T}\right) \cdot \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}\right)_{PREC}. \quad (93)$$

2.5 Prinzipielles Lösungsverfahren

2.5.1 Diskretisierung und Lösungsalgorithmen

Die in den vorigen Abschnitten zur Berechnung eines Strömungsfeldes dargestellten hydro- und thermodynamischen sowie wolkenphysikali-

schen Grundgleichungen sind partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung, sie enthalten also partielle Differentialoperatoren, in denen die Änderungen der Zustandsgrößen kontinuierlich in den räumlichen Richtungen und in der Zeit ausgedrückt werden. Im Gegensatz dazu beruht die näherungsweise numerische Lösung eines solchen Systems von Differentialgleichungen auf einer diskreten Beschreibung, bei der die Zustandsgrößen nur in einigen diskreten Punkten im Raum zu bestimmten Zeitpunkten definiert sind. Über das Verhalten der Funktionswerte zwischen den diskreten Punkten werden einfache Annahmen getroffen. Die Überführung der kontinuierlichen in die diskrete Beschreibung bezeichnet man als Diskretisierung. Unter den numerischen Methoden zur Lösung partieller Differentialgleichungssysteme sind finite Differenzen-Verfahren immer noch unübertroffen einfach und universell anwendbar, und vor allem bei den nichtlinearen Problemen der Strömungsmechanik hat diese Methode immer noch ihren festen Stellenwert (Roache, 1972; Mesinger und Arakawa, 1976; Ferziger und Peric, 1997). Zur Lösung der Grundgleichungen des Grobstrukturmodells wird im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls die finite Differenzen-Methode verwendet, wobei im wesentlichen auf Standardalgorithmen der numerischen Strömungsmechanik zurückgegriffen wird. Diese werden im folgenden kurz beschrieben.

Bei der Methode der finiten Differenzen werden alle Differentialquotienten eines Problems durch Differenzenquotienten ersetzt und damit die zu lösenden Differentialgleichungen durch Differenzgleichungen angenähert. Die Unbekannten sind dabei die Funktionswerte der Lösung an endlich vielen, diskreten Stellen im Definitionsgebiet der Zustandsgrößen. Die Diskretisierung der Gleichungen (18) - (19), (24) - (25) für die gefilterten hydro- und thermodynamischen Größen sowie (29) für die subskalige turbulente kinetische Energie und der Gleichungen (68), (77) bzw. (87) für die wolkenphysikalischen Zustandsgrößen erfolgt auf einem in alle Raumrichtungen äquidistanten versetzten Rechengitter. Die Maschenweiten in den verschiedenen Raumrichtungen werden mit Δx_i oder auch mit Δx , Δy und Δz benannt. Die skalaren Größen $\bar{\pi}$, \bar{q} , $\bar{\theta}_l$, \bar{e} , \bar{q}_c , \bar{q}_r , \bar{n}_r und f werden an den Maschenmittelpunkten, d. h. in den Zentren der Gittervolumenelemente berechnet. Die vektoriellen Größen \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} sind dazu versetzt angeordnet, und zwar jeweils in Vektorrichtung um eine halbe Maschenweite versetzt. Ihre Position liegt somit im Mittelpunkt der Grenzfläche zwischen zwei Gittermaschen. Die versetzte Anordnung der Zustandsgrößen wurde gewählt, da diese die Genauigkeit der Differenzenapproximationen erheblich erhöht (Mesinger und Arakawa, 1976). Bei der zeitlichen Diskretisierung werden verschiedene Zeiten t^n mit der Zeitschrittweite

$\Delta t = t^{n+1} - t^n$ unterschieden. Sind die Zustandsgrößen zum Zeitpunkt n bekannt, so können diese durch die Spezifikation der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung im Laufe des Integrationsschrittes für $n+1$ berechnet werden. Bei gegebener Gesamtintegrationszeit bestimmt das Zeitinkrement Δt über die Zahl der notwendigen Zeitschritte. Es gilt also, die Rechenzeit durch geeignete Wahl von Δt so klein wie möglich zu halten. Die kritische Obergrenze für das numerisch stabile Zeitinkrement Δt_{krit} ist abhängig von den größten auftretenden Signalgeschwindigkeiten und dem Gitterabstand. Der bezüglich advektiver und diffusiver Transporte kritische Zeitschritt wird für das Leap-frog-Verfahren von Schumann (1975) mit

$$\Delta t_{krit} = \left[\frac{|u_i|^{max}}{\Delta x_i} + 4K_{M,H}^{max} \cdot \left(\frac{1}{\Delta x_i^2} \right) \right]^{-1} \quad (94)$$

angegeben, wobei $|u_i|^{max}$ und $K_{m,h}^{max}$ für den maximalen Betrag der Geschwindigkeitskomponente bzw. das Maximum des subskaligen turbulenten Diffusionskoeffizienten im Integrationsgebiet stehen. Demnach unterliegt Δt_{krit} zusammen mit dem Strömungsfeld während einer Simulation einer Entwicklung, so daß im Prinzip das kritische Inkrement nach jedem Zeitschritt neu berechnet und der aktuelle Zeitschritt dementsprechend angepaßt werden könnte. Auf eine dynamische Festlegung des Zeitschrittes wird hier jedoch verzichtet. Statt dessen wird mit Hilfe plausibler Annahmen über die während einer Simulation auftretenden Maxima von $|u_i|^{max}$ und $K_{M,H}^{max}$ Δt_{krit} gemäß Gleichung (94) abgeschätzt. Der Zeitschritt wird dann zu Beginn einer Rechnung mittels eines Sicherheitsfaktors von "0.5" zu $\Delta t = 0.5 \cdot \Delta t_{krit}$ festgelegt. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationsrechnungen ergeben sich damit Zeitschrittinkremente im Bereich von $1.5 \text{ s} \leq \Delta t \leq 3 \text{ s}$.

Die Hauptschwierigkeit bei der numerischen Lösung der Impulsgleichung in der Form der Gleichung (19) ist die Erfüllung der Kontinuitätsgleichung (18) bei jedem Zeitschritt. Der Lösungsalgorithmus zur Geschwindigkeitsberechnung besteht daher hier aus einem zweistufigen Prediktor-Korrektor-Verfahren. Zunächst werden im Prediktor-Schritt vorläufige Geschwindigkeiten gemäß

$$\tilde{u}_i^{n+1} = u_i^n + \Delta t \cdot \left(1.5 \cdot b_i^n - 0.5 \cdot b_i^{n-1} - \frac{1}{\rho_{00}} \cdot \delta_i \{ \bar{\pi}^n \} \right) \quad (95)$$

berechnet. Die endgültige Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes erfolgt anschließend im Korrektor-Schritt entsprechend

$$u_i^{n+1} = \tilde{u}_i^{n+1} - \Delta t \cdot \frac{1}{\rho_{00}} \cdot \delta_i \{ \Delta \pi \}, \quad (96)$$

wobei die Druckänderung $\Delta \pi$ durch

$$\Delta \pi = \bar{\pi}^{n+1} - \bar{\pi}^n \quad (97)$$

gegeben ist. In den Gleichungen (95) - (96) steht δ_i für die Differenzenapproximation des Gradientenoperators. b_i stellt die Differenzenapproximation der Beschleunigungen aufgrund advektiver und diffusiver Impulsflüsse sowie aufgrund von Coriolis- und Auftriebskräften dar, deren zeitliche Integration mit dem Adams-Bashforth Schema realisiert wird. Die zeitliche Integration der anderen Terme erfolgt mit einem Euler-Schritt.¹ Die Differenzenapproximation der nichtlinearen Advektionsterme erfolgt mit einem von Williams (1969) bzw. Piacsek und Williams (1970) entwickelten Verfahren, das eine Genauigkeit zweiter Ordnung im Raum aufweist und Integrale linearer und quadratischer Größen erhält. Ansonsten werden räumliche Ableitungen durch zentrale Differenzenquotienten approximiert. Sofern räumliche Interpolationen erforderlich sind, wird ein lineares Verfahren benutzt. Das vorläufige Geschwindigkeitsfeld \tilde{u}_i^{n+1} erfüllt nicht die Kontinuitätsgleichung (18). Damit u_i^{n+1} die Bedingung der Divergenzfreiheit erfüllt, muß vor der Lösung der Gleichung (96) die räumliche Verteilung der Druckdifferenz $\Delta \pi$ berechnet werden. Die Bestimmungsgleichung für $\Delta \pi$ erhält man durch Anwendung des finiten Divergenzoperators δ_i auf Gleichung (96). Da $\delta_i \{ u_i^{n+1} \} = 0$ sein soll, ergibt sich eine Poisson-Gleichung für das Druckinkrement:

$$\delta_{i,i}^2 \{ \Delta \pi \} = \frac{\rho_{00}}{\Delta t} \cdot \delta_i \{ \tilde{u}_i^{n+1} \}, \quad (98)$$

wobei $\delta_{i,i}^2$ die Differenzenapproximation des Laplace-Operators darstellt, der mit einem zweiter Ordnung genauen Verfahren genähert wird. Die Lösung der elliptischen Poisson-Gleichung erfolgt nach Vorgabe der Randbedingungen (siehe Abschnitt 2.5.2) mittels eines direkten Verfahrens, wobei für die horizontalen Richtungen ein *FFT*-Algorithmus (**F**ast **F**ourier **T**ransform) benutzt wird (siehe z. B. Wilhelmson und Erickson, 1977) und in der vertikalen Richtung ein analytisches Inversionsverfahren (Kao und Auer, 1990) angewendet wird.

1. Eine Beschreibung der unterschiedlichen Zeitintegrationsschemata und ihrer Eigenschaften ist z. B. in Young (1968) zu finden.

Die Prognose der skalaren Zustandsgrößen erfolgt ebenfalls nicht in einem Schritt, sondern spaltet sich in eine Advektions- und in eine Restgleichung (Diffusions- und Quell-/Senkenterme) auf, die separat gelöst werden. Die Verknüpfung der beiden getrennten Prognosegleichungen erfolgt über ein sogenanntes Operatorsplitting. Die Struktur des Verfahrens sei anhand der Bilanzgleichung

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \mathfrak{S}\{\psi\} \quad (99)$$

für eine beliebige skalare Größe ψ erläutert. Obwohl \mathfrak{S} einen nichtlinearen Differentialoperator darstellt, läßt er sich als lineare Summe von zwei Anteilen ausdrücken, die additiv auf ψ wirken, d. h.

$$\mathfrak{S}\{\psi\} = \mathfrak{S}_{adv}\{\psi\} + \mathfrak{S}_{Rest}\{\psi\}, \quad (100)$$

wobei $\mathfrak{S}_{adv}\{\psi\}$ den Advektionsoperator bezeichnet und in $\mathfrak{S}_{Rest}\{\psi\}$ die Diffusions- und Quell-/Senkenterme zusammengefaßt sind. Weiterhin wird vorausgesetzt, daß für beide Operatoren ein räumliches und zeitliches Diskretisierungsverfahren existiert, welches erlaubt, die Variable ψ zum Zeitpunkt $n+1$ bei Kenntnis dieser Größe zum Zeitpunkt n zu prognostizieren, wenn nur einer der beiden Differentialoperatoren alleine auf der rechten Seite stünde. Diese Prognoseschritte können mit Hilfe der Differenzenoperatoren U_{Adv} und U_{Rest} symbolisch wie folgt

$$\psi^{n+1} = \psi^n + U_{Adv}\{\psi^n\} \quad (101)$$

$$\psi^{n+1} = \psi^n + U_{Rest}\{\psi^n\} \quad (102)$$

dargestellt werden. Eine Form des Operator-Splittings, um die Integration von n nach $n+1$ durchzuführen, besteht darin, folgende Sequenz von Aktualisierungen zu durchlaufen:

$$\psi^{n+1/2} = \psi^n + U_{Adv}\{\psi^n\} \quad (103)$$

$$\psi^{n+1} = \psi^{n+1/2} + U_{Rest}\{\psi^{n+1/2}\}. \quad (104)$$

Es wird also so verfahren, daß zunächst der Skalartransport mit dem mittleren Wind bestimmt wird. Das gewonnene Ergebnis ist ein Zwischenzu-

stand des Skalarfeldes, der dann als Eingangsgröße für die Durchführung der Integration der von der Advektionsgleichung separierten Restgleichung fungiert. Um eine systematische Ansammlung von Abbruchfehlern zu vermeiden, wird im nächsten Zeitschritt die Reihenfolge der Operatoren vertauscht, so daß nach zwei Zeitschritten wieder die gleiche Permutation benutzt wird.

Die raum-zeitliche Diskretisierung des Advektionsoperators erfolgt mit einem konservativen und monotonen Verfahren (modifiziertes Bott-Verfahren). Bei diesem Advektionsalgorithmus handelt es sich um ein Euler'sches finites Differenzenverfahren, welches die numerische Lösung einer in Flußform formulierten Kontinuitätsgleichung für eine zu transportierende Größe ermöglicht. Der Ansatz besteht darin, den flächenerhaltenden Advektionsalgorithmus in Flußform von Bott (1989a, b), der die Transportflüsse mit Hilfe einer Polynomialreihenentwicklung ermittelt, mit einem Schema zu kombinieren, bei dem die Flüsse mittels einer Exponentialreihenentwicklung bestimmt werden. Die Verwendung des Bott- bzw. des Exponential-Schemas an einer beliebigen Stelle des Lösungsgebiets wird mit Hilfe eines Schalters kontrolliert bzw. gesteuert, der - im wesentlichen in Abhängigkeit von der lokalen Krümmung des Feldes der zu transportierenden Größe - automatisch von einem zum anderen Schema umschaltet. Auf diese Weise kommt das Exponential-Schema nur in denjenigen Gebieten zum Einsatz, in denen sehr steile Gradienten auftreten, während das Bott-Schema in Regionen des Lösungsgebiets verwendet wird, in denen die zu transportierende Größe sich relativ glatt verhält. Da die im Exponential-Schema verwendeten Interpolationsfunktionen von ihrer Konstruktion her monoton sind, erfüllt auch das kombinierte Schema das Monotonieprinzip, so daß zur Vermeidung numerisch bedingter Oszillationen in der Lösungsfunktion auf die Anwendung der sonst üblichen Flußbegrenzer verzichtet werden kann. Mit der selbstadjustierenden hybriden Technik steht zur Lösung von Advektionsproblemen somit eine einfache und effiziente Methode zur Verfügung, die sowohl eine geringe numerische Diffusion aufweist als auch ein unphysikalisches Über- bzw. Unterschwingen der Lösungsfunktion verhindert. Eine ausführliche Darstellung dieses Verfahrens und eine Demonstration des Leistungsvermögens dieses Algorithmus' ist in Chlond (1994) zu finden. Die diskrete Darstellung der Diffusions- und Quell-/Senkenterme (d. h. die Realisierung von U_{Rest}) erfolgt mit Differenzenapproximationen, die räumlich von zweiter Ordnung genau sind. Zur räumlichen Interpolation wird ein lineares Verfahren benutzt. Die zeitliche Integration wird mit dem Euler-Verfahren vorgenommen.

Die numerische Lösung der spektralen Bilanzgleichung für die Anzahldichte der Eispartikel (87) erfolgt auf ähnliche Weise wie die für die anderen skalaren Größen. Allerdings muß, wie im folgenden dargelegt wird, ein besonderes Augenmerk auf die Behandlung des Diffusionswachstums der Eispartikel gelegt werden. Wie bereits in Abschnitt 2.4.5 beschrieben, wird dem polydispersen Charakter der Eispartikel durch die Berechnung einer eindimensionalen Verteilungsfunktion $f(r, \lambda, t)$ Rechnung getragen, wobei der Radius der Eispartikel die unabhängige innere Koordinate darstellt. Zur numerischen Behandlung dieser Gleichung wird die Verteilungsfunktion in diskrete Klassen unterteilt. Um den Rechenaufwand in vertretbaren Grenzen zu halten, wird der Größenbereich der Radienkoordinate auf $1 \mu\text{m} - 64 \mu\text{m}$ beschränkt, wobei eine äquidistante logarithmische Einteilung in 12 Klassen gewählt wird. Wie man am letzten Term auf der linken Seite von Gleichung (87) erkennt, wird das Depositionswachstum der Eispartikel durch einen Divergenzausdruck beschrieben, der aber bezüglich der Radienkoordinate r zu bilden ist. Die numerische Behandlung dieses Terms erfolgt daher ebenfalls durch Anwendung einer eindimensionalen Version des modifizierten Bott'schen Advektionsalgorithmus. Allerdings hängt die Lagrange'sche Radienänderungsrate eines Eispartikels (d. h. seine Wachstumsgeschwindigkeit) von der Übersättigung ab und ist daher eine stark zeitabhängige Funktion. Arnason und Brown (1971) konnten zeigen, daß infolge dieser Zeitabhängigkeit die Anwendung eines expliziten Zeitintegrationsschemas zur Lösung von Gleichung (88) extrem kleine Zeitschritte erfordern würde, um die numerische Stabilität des Verfahrens zu garantieren. Um größere Zeitschritte realisieren zu können, wurde die Radienwachstumsgleichung mit einer impliziten Methode integriert, die derjenigen ähnelt, die Hall (1980) und Bott et al. (1990) bei ihren Rechnungen verwendeten. Bei diesem Verfahren wird zum Zeitpunkt n das Depositionswachstum der Partikel zunächst mit einem konstanten Wert für das Sättigungsverhältnis $\bar{S}_r = (S_r^n + {}_0S_r^{n+1})/2$ berechnet, wobei S_r^n der aktuelle Wert der Übersättigung zum Zeitpunkt n ist und ${}_0S_r^{n+1}$ eine erste Schätzung für das Sättigungsverhältnis zum Zeitpunkt $n+1$ darstellt (z. B. ${}_0S_r^{n+1} = 1$). Mit dem Newton Verfahren läßt sich dann der endgültige Wert des Sättigungsverhältnisses ${}_mS_r^{n+1}$ iterativ ermitteln. Dabei wird die Iteration dann abgebrochen, wenn $\left| {}_mS_r^{n+1} - {}_{(m-1)}S_r^{n+1} \right| \leq 10^{-6}$ erreicht ist.

2.5.2 Lösungsgebiet, Rand- und Anfangsbedingungen

Das dreidimensionale Modellgebiet erstreckt sich über ein Volumen der

Größe $L_x \cdot L_y \cdot L_z$, wobei in den verschiedenen Raumrichtungen n_x , n_y bzw. n_z äquidistante Gitterintervalle zur Diskretisierung verwendet werden (d. h. $\Delta x = L_x/n_x$, $\Delta y = L_y/n_y$, $\Delta z = L_z/n_z$). Die Größe des Integrationsgebiets und die Anzahl der Gitterpunkte wird durch die Natur des zu simulierenden Vorgangs bestimmt. Diese Angaben sind in den jeweiligen Ergebniskapiteln (Kapitel 3 - 5) zu finden.

Das System der Grundgleichungen (18) - (19), (24) - (25) und (29), sowie (68) und (77) bzw. (87) stellt mathematisch betrachtet ein kombiniertes Anfangs- und Randwertproblem dar. Bei vorgegebenem Anfangszustand wird die zeitliche Entwicklung der Variablenfelder also in erster Linie von den Randwerten beeinflusst, so daß die korrekte Formulierung der Randbedingungen sehr bedeutsam ist. Weiterhin muß bedacht werden, daß ein Grobstruktursimulationsmodell nur einen Ausschnitt der Atmosphäre darstellt, so daß künstliche Ein- und Ausstromränder eingeführt werden müssen. Das Problem mit den künstlichen Rändern besteht darin, Formulierungen für die Randbedingungen zu finden, die sicherstellen, daß die Strömung im Lösungsgebiet durch die Existenz der künstlichen Ränder möglichst wenig beeinträchtigt bzw. verzerrt wird. Im Folgenden werden die für die verschiedenen Ränder benutzten Randbedingungen kurz besprochen.

Die Seitenränder in x und y -Richtung werden ausschließlich als "periodische Ränder" behandelt. Dies ist die einfachste denkbare durchlässige laterale Randbedingung, die eine regelmäßig wiederkehrende Fortsetzung des Strömungsgebiets in beiden horizontalen Richtungen bewirkt.

Da in der Grenzschichtversion des Grobstruktursimulationsmodells der Unterrand der einzige physikalische Rand ist, sind die Randbedingungen hier im Prinzip relativ einfach zu formulieren.¹ Am Unterrand wird eine strömungsundurchlässige Wand angenommen, an der die Haftbedingung gelten soll. Oberflächentemperatur und Feuchte am Unterrand werden als Funktionen von Ort und Zeit vorgeschrieben. Von diesen Bedingungen

1. Bei der Simulation von Kondensstreifen wird ein ins Flugniveau angehobenes Modellgebiet verwendet. Daher stellt bei diesen Rechnungen der untere Rand (genau wie der obere und die lateralen Ränder) ebenfalls einen künstlichen Ein-/Ausströmrand dar. In der LES-Version zur Berechnung von Eiswolken werden am oberen und unteren Rand für alle Variablen mit Ausnahme von \overline{w} , \overline{q} und $\overline{\theta}_1$ Neumann'sche Randbedingungen (d. h. verschwindende Vertikalableitungen) verwendet. Für die Vertikalgeschwindigkeit gilt $\overline{w} = 0$, die Gradienten von \overline{q} und $\overline{\theta}_1$ werden entsprechend ihren Anfangswerten als konstant an beiden Rändern festgesetzt.

wird (mit Ausnahme von der Bedingung $\bar{w} = 0$) allerdings nur in impliziter Form Gebrauch gemacht. Die Formulierung der Grenzbedingungen am Unterrand erfolgt im Grobstruktursimulationsmodell in Form von Flußgrößen, die mit Hilfe der Ähnlichkeitsbeziehungen für die atmosphärische Prandtschicht berechnet werden. Diese Beziehungen basieren auf der Monin-Obuchov-Theorie (siehe z. B. Businger, 1973), die es erlaubt, die Flüsse von Impuls, Temperatur und Feuchte am Modellunterrand in Relation zu den Differenzen dieser Größen zwischen Untergrund und den um eine halbe Masche nach innen versetzten Gitterpunkten im Niveau bei $z = z_1 = \Delta z/2$ zu setzen. Die Bodenflüsse von Impuls, totaler Feuchte und der potentiellen Flüssigwassertemperatur lassen sich dann unter Verwendung der Skalierungsgrößen u_* , q_* und θ_* und bei Berücksichtigung des Sedimentationsflusses wie folgt darstellen:

$$\sigma_{i3} = - \frac{\bar{u}_i(\Delta z/2)}{(\bar{u}_1^2(\Delta z/2) + \bar{u}_2^2(\Delta z/2))^{1/2}} \cdot u_* \quad i = 1, 2, \quad (105)$$

$$H_3 = - u_* \cdot q_* + (v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r)_{z=0}, \quad (106)$$

$$W_3 = - u_* \cdot \theta_* - \frac{L_v}{c_p} \cdot \left(\frac{\theta}{T} \right) \cdot (v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r)_{z=0}. \quad (107)$$

Die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und die Skalierungsgrößen q_* und θ_* lassen sich mit Hilfe der sogenannten integrierten Fluß-Profil-Beziehungen wie folgt berechnen (Paulson, 1970; Dyer, 1974):

$$u_* = \frac{\kappa_K \cdot (\bar{u}_1^2(\Delta z/2) + \bar{u}_2^2(\Delta z/2))^{1/2}}{\ln\left(\frac{\Delta z/2}{z_{0,m}}\right) - \Psi_M\left(\frac{\Delta z/2}{L_M}\right)}, \quad (108)$$

$$q_* = \frac{\kappa_K \cdot (\bar{q}_v(\Delta z/2) - \bar{q}_v(z_{0,s}))}{\ln\left(\frac{\Delta z/2}{z_{0,s}}\right) - \Psi_H\left(\frac{\Delta z/2}{L_M}\right)}, \quad (109)$$

$$\theta_* = \frac{\kappa_K \cdot (\bar{\theta}(\Delta z/2) - \bar{\theta}(z_{0,s}))}{\ln\left(\frac{\Delta z/2}{z_{0,s}}\right) - \Psi_H\left(\frac{\Delta z/2}{L_M}\right)}. \quad (110)$$

Hierbei bezeichnet $\kappa_K=0.4$ die von-Karman-Konstante, $z_{0,m}$ und $z_{0,s}$ stellen die Rauigkeitslängen für Impuls bzw. skalare Größen dar. Die in den Gleichungen (108) - (110) auftretende Monin-Obuchov'sche Stabilitätslänge L_M ist definiert als:

$$L_M = \frac{u_*^2}{\kappa_K \cdot (g/\theta_{v00}) \cdot (\theta_* + 0.61 \cdot \theta_{v00} \cdot q_*)}. \quad (111)$$

Der dimensionslose Stabilitätsparameter z/L_M kennzeichnet den thermischen Schichtungszustand der Prandtlschicht. $z/L_M > 0$ weist auf eine stabile, $z/L_M < 0$ auf eine labile und $z/L_M = 0$ auf eine neutrale Schichtung hin. Die Ψ -Funktionen in den Gleichungen (108) - (110) sind Funktionen des Stabilitätsparameters z/L_M und sind über die Beziehungen

$$\Psi_M(z/L_M) = \int_{z_{0,m}/L_M}^{z/L_M} (1 - \phi_M(z'/L_M)) d(\ln z'/L_M) \quad (112)$$

$$\Psi_H(z/L_M) = \int_{z_{0,s}/L_M}^{z/L_M} (1 - \phi_H(z'/L_M)) d(\ln z'/L_M) \quad (113)$$

mit den universellen Stabilitätsfunktionen ϕ_M und ϕ_H verknüpft, die bei labiler Schichtung wie folgt formuliert werden können:

$$\phi_M(z/L_M) = (1 - \gamma_1 \cdot z/L_M)^{-1/4}, \quad (114)$$

$$\phi_H(z/L_M) = (1 - \gamma_2 \cdot z/L_M)^{-1/2}. \quad (115)$$

Für die Konstanten $\gamma_1=20.3$ und $\gamma_2=12.2$ werden die von Webb (1982) angegebenen Werte verwendet. Da die mit der Grenzschichtversion des LES-Modells durchgeführten Rechnungen sich ausschließlich auf die Entwicklung einer mariner Grenzschicht beziehen, wird die potentielle Temperatur am Modellunterrand mit der potentiellen Temperatur der Ozeanoberfläche gleichgesetzt. Diese wird im Bereich des Modellgebiets als horizontal homogen angenommen, kann jedoch zeitabhängig vorgegeben werden. Für die spezifische Feuchte wird an der Wasseroberfläche die Sättigungsbedingung angenommen.¹ Für die verbleibenden Variablen $\bar{\pi}$, \bar{e} , \bar{q}_r und \bar{n}_r werden am Modellunterrand Neumann'sche Randbedingungen (verschwindende Vertikalgradienten) spezifiziert.

1. Streng genommen müßten θ und q_v im Niveau $z = z_{0,s}$ und nicht bei $z = 0$ vorgeschrieben werden. Auf eine im Prinzip mögliche Korrektur durch empirische Beziehungen (siehe z. B. Deardorff, 1974), die die Temperatur- und Feuchtwerte in beiden Niveaus in Beziehung setzen, wurde jedoch aufgrund der zu vernachlässigenden Größe der Differenzbeträge verzichtet.

Am Modelloberrand werden für alle Variablen mit Ausnahme von \bar{w} , \bar{q} und $\bar{\theta}_1$ Neumann'sche Randbedingungen verwendet. Für die Vertikalgeschwindigkeit gilt $\bar{w} = 0$, die Gradienten von \bar{q} und $\bar{\theta}_1$ werden entsprechend ihren Anfangswerten als konstant am oberen Rand festgesetzt. Aufgrund dieser Vorgaben ist der Modelloberrand undurchlässig für Schwerewellen, die durch konvektive Bewegungen am Grenzschichtoberrand im Inversionsbereich angeregt werden und sich bei stabiler Schichtung ausbreiten können. Um die Effekte, die durch die Reflektion von Schwerewellen am Modelloberrand hervorgerufen werden können, auszuschalten bzw. zu mindern, wird im oberen Drittel des Modellgebiets in Form eines Rayleigh'schen-Reibungsterms eine Dämpfungsschicht eingeführt.¹ Dieser Reibungsterm bewirkt im Bereich des Modelloberrandes eine horizontale Glättung der prognostischen Variablen. Die Wirksamkeit des Verfahrens wird im wesentlichen durch den Rayleigh'schen Dämpfungskoeffizienten v_{Ray} bestimmt, für den folgende Höhenabhängigkeit vorschrieben wird:

$$v_{Ray} = \begin{cases} 0 & z < 2/3 \cdot L_z \\ v_0 \cdot \sin^2\left(\pi/2 \cdot \frac{(z - 2/3 \cdot L_z)}{(1/3 \cdot L_z)}\right) & z \geq 2/3 \cdot L_z \end{cases}, \quad (116)$$

mit $v_0 = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Für alle prognostischen Variablen sind zu Beginn der Rechnung dreidimensionale Anfangsfelder vorzugeben. Die Spezifikation der Anfangsbedingungen hängt stark von dem zu simulierenden Fall ab, so daß keine allgemein gültigen Bedingungen angegeben werden können. Das Verfahren zur Initialisierung der Modellläufe ist daher jeweils in den entsprechenden Ergebniskapiteln zu finden (Abschnitt "Spezifikation der Modellrechnungen" in den Kapiteln 3 - 5).

1. Bei der Simulation von Kondensstreifen wird im unteren und im oberen Sechstel des Modellgebiets eine Dämpfungsschicht vorgeschrieben.

3. Grobstruktursimulation von Wolkenstraßen während eines Kaltluftausbruches

3.1 Einführung

Das Ausfließen kalter, trockener und meist stabil geschichteter Luftmassen von Land- oder Eisflächen über eine relativ wärmere Wasseroberfläche bezeichnet man allgemein als Kaltluftausbruch. Kaltluftausbrüche treten bevorzugt während der Wintermonate im Bereich der Grönland-, Barents- und Beringsee auf, können aber auch am östlichen Rand des amerikanischen und asiatischen Kontinents, sowie im kleineren Maßstab über den großen Seen Nordamerikas häufig beobachtet werden (Miura, 1986; Agee, 1987; Hein und Brown, 1988; Agee und Hart, 1990; Brümmer et al., 1992; Rao und Agee, 1996).

Während eines Kaltluftausbruches führt die starke Heizung von der Wasseroberfläche her zur Bildung einer konvektiven Grenzschichtströmung, die häufig die Tendenz zeigt, sich zu geordneten Strukturen mit signifikanten Amplituden und Horizontaldimensionen zwischen etwa einem und hundert Kilometer zu organisieren. Dies ist in eindrucksvoller Weise auf Satellitenbildern an Hand der damit verbundenen Wolkenbildung zu erkennen (Scorer, (1986, 1990)). Die Konvektion ist dabei in Mustern organisiert, die üblicherweise als lineare Strukturen (Wolkenstraßen) in Eisrandnähe beginnen und stromabwärts nach mehreren hundert Kilometern in dreidimensionale, zellulare Strukturen übergehen (Atkinson und Zhang, 1996). Diese organisierten Strömungssysteme tragen im hohen Maße zu den Vertikaltransporten von Impuls, Wärme und Wasserdampf in der atmosphärischen Grenzschicht bei und prägen im erheblichen Maße das Bewegungsbild der Grenzschicht, so daß ihre experimentelle und theoretische Untersuchung ein wichtiges Teilproblem bei der Erforschung des Energiehaushalts der Atmosphäre ist. So beträgt z. B. in der Grönland- und Barentssee der mittlere Verlust des Ozeans an fühlbarer Wärme in den Wintermonaten etwa 100 W m^{-2} . Dies ist erheblich mehr als der über alle Ozeanoberflächen gemittelte Wert von 15 W m^{-2} . Vor diesem Hintergrund fanden die drei *ARKTIS*-Feldexperimente, die im Mai 1988, im Februar 1991 und im März 1993 durchgeführt wurden, statt (Brümmer, 1989, 1992, 1994). Ziel der Experimente war die experimentelle Erfassung winterlicher Kaltluftausbrüche über der Grönland- und Barentssee, um zu untersuchen, wie sich konvektive Strömungsmuster und die mit ihnen verbundenen Transporte von Eigenschaften entlang einer vom arktischen Eis auf das offene Wasser erstreckenden Trajektorie als Funktion der Anfangs- und Randbe-

dingungen entwickeln.

In der vorliegenden Arbeit wird die zeitliche Entwicklung von sogenannten Wolkenstraßen, den besonders augenfälligen Kennzeichen eines rollenähnlichen Konvektionsmusters, während der Anfangsphase eines Kaltluftausbruches untersucht. Zur Beschreibung des Phänomens geht man von der Vorstellung aus, daß die mit dem Auftreten der Straßen verbundene Sekundärzirkulation durch ein Paar gegenläufig rotierender Schraubenwirbel erklärt werden kann, die etwa parallel zur mittleren Windrichtung ausgerichtet sind (Brown, 1980; Etling und Brown, 1992). In den aufsteigenden Ästen der Rollenzirkulation können bei entsprechender Lage des Kondensationsniveaus Wolken auftreten, während der Raum über den absteigenden Ästen wolkenfrei ist. Aus Beobachtungen (z. B.: Küttner, (1959, 1971); Le Mone, (1973, 1976); Kelly, 1984; Walter und Overland, 1984; Brümmer et al., (1985, 1992)) folgt, daß die Länge dieser parallel zueinander angeordneten Wolkenbänder zwischen 20 und 500 km liegt und der Abstand zweier Bänder und somit die horizontale Wellenlänge eines Wirbelpaares 2 bis 8 km beträgt. Die vertikale Mächtigkeit der Wirbel variiert zwischen 0.8 und 3 km. Sie sind nach oben hin oft durch eine Inversion begrenzt. Für das Verhältnis von Durchmesser eines Wirbelpaares zu Höhe der Grenzschicht, das sogenannte Aspektverhältnis, werden zu Beginn der Wolkenstraßenentwicklung im allgemeinen Werte zwischen zwei und vier gefunden. Mit zunehmendem Küstenabstand können die Aspektverhältnisse der Grenzschichtrollen bis auf Werte von sechs bis acht anwachsen (Walter, 1980). Unter gewissen Umständen werden in Kaltluftausbrüchen mesoskalige Bänder mit Aspektverhältnissen von bis zu 18 angetroffen (Miura, 1986), deren physikalische Ursachen aber eher mit denjenigen der Bildung offener oder geschlossener Zellen vergleichbar sein dürften (Chlond, 1988; Müller und Chlond, 1996; Chlond und Müller, 1998).

Bereits eine einfache lineare Theorie erklärt einige Aspekte dieses Phänomens (z. B.: Lilly, 1966; Faller und Kaylor, 1966; Etling, 1971; Brown, (1972, 1980); Asai und Nakasui, 1973; Krishnamurti, 1975; Wippermann et al., 1978). Sie zeigt, daß die Bildung von Rollen zum einen durch dynamische Scherungsinstabilitäten der Grenzschichtströmung, zum anderen durch thermische Instabilität, oder durch eine Kombination beider Instabilitätsmechanismen ausgelöst werden kann. Die lineare Theorie liefert in Übereinstimmung mit der Beobachtung ein Aspektverhältnis von etwa drei. Sie vermag allerdings nur den Einsatz der Konvektion, nicht aber die zeitliche Entwicklung der Rollen zu beschreiben und läßt auch keine Aussagen

über die mit ihnen verbundenen Transporte von Eigenschaften und deren Änderung mit der Höhe zu. Die beobachtete quasi Zweidimensionalität der Strömungsmuster war die Grundlage zahlreicher numerischer Studien (z. B.: Mason und Sykes, 1982; Mason, 1985; Etlings und Raasch (1987); Chlond, (1985, 1987); Sykes et al., (1988, 1990); Raasch, 1990). Die Ergebnisse dieser Studien trugen zum einem zu einem besseren Verständnis der beteiligten physikalischen Prozesse bei, indem sie die raumzeitlichen Strukturen der vollentwickelten Konvektion vorhersagten und lieferten außerdem detaillierte Informationen über die Vertikaltransporte von Impuls und Energie. Aufgrund der angenommenen Zweidimensionalität der Rollen sind derartige Rechenmodelle allerdings grundsätzlich nicht in der Lage, das in der Natur zu beobachtende Verhältnis von longitudinaler zu lateraler Varianz richtig wiederzugeben (Chlond, 1987).

In der vorliegenden Arbeit wird daher die Entwicklung von Wolkenstraßen mit dem in Kapitel 2 vorgestellten Grobstruktursimulationsmodell durchgeführt. Zur Anwendung kommt eine Modellversion, die die Phasenübergänge des Wassers bei der Wolkenbildung und -dissipation, die Strahlungsabkühlung in Wolken und den Einfluß einer großräumigen Vertikalbewegung berücksichtigt. Im Gegensatz zu den oben zitierten Arbeiten kann mit diesem Modell die vollständige, dreidimensionale Strömungsstruktur berechnet werden. Das Hauptziel der Simulationsrechnungen besteht darin, die Modifikation der Grenzschichtstruktur in der Anfangsphase eines Kaltluftausbruches unter Bedingungen zu simulieren, bei denen der Bodenwärmefluß, die latente Wärmefreisetzung sowie Strahlungsprozesse einen starken Einfluß ausüben. Das Modell wird zunächst im Rahmen einer Fallstudie auf einen während des *ARKTIS* 1988 Experiments (Brümmer et al., 1992) beobachteten Fall einer Wolkenstraßenentwicklung in der Grönlandsee angewendet. Diese Studie soll darüber Aufschluß geben, ob das Modell in der Lage ist, die wichtigsten Merkmale einer konvektiven Grenzschicht darzustellen. Weiterhin wird im Rahmen einer Parameterstudie untersucht, in welcher Weise die Grenzschichtentwicklung durch die Berücksichtigung bzw. Vernachlässigung physikalischer Prozesse, wie der latenten Wärmefreisetzung und der langwelligen Strahlungsabkühlung, sowie durch die Vorgabe der großräumigen Anfangs- und Randbedingungen, wie der großräumigen Divergenz des Strömungsfeldes, der räumlichen Struktur der Meeresoberflächentemperatur und des synoptischen Feuchtefeldes, beeinflusst wird.

3.2 Spezifikation der Modellrechnungen

Mit dem Grobstruktursimulationsmodell wird eine Reihe von Rechnungen unter Bedingungen eines Kaltluftausbruches durchgeführt. Hierfür wird in Anlehnung an einen Beobachtungsfall zunächst die Entwicklung einer Grenzschicht simuliert, in der es zur Ausbildung von Wolkenstraßen kam. Damit soll gezeigt werden, daß das Modell sich als Werkzeug zur Interpretation experimenteller Daten verwenden läßt, um die physikalischen Prozesse zu verstehen, die in der wolkenbedeckten, konvektiven Grenzschicht während eines Kaltluftausbruches ablaufen. Dieser Modelllauf dient als Referenzfall, der mit den Resultaten von Empfindlichkeitsstudien verglichen wird. Für die Sensitivitätsstudien werden im Vergleich zum sogenannten Kontrolllauf geänderte, den synoptischen Zustand kennzeichnende äußere Parameter oder eine abweichende Behandlung physikalischer Prozesse zugrunde gelegt, um Einsicht in die Bedeutung und die Tragweite der geänderten Einflußgrößen zu erlangen.

Die als Referenzfall dienende Simulation der konvektiven Grenzschichtentwicklung orientiert sich an Meßergebnissen, die während des Feldexperiments *ARKTIS 1988* gewonnen wurden. Im Verlauf dieser vom 5.-27. Mai andauernden Kampagne fanden Messungen bei Wetterlagen mit ab- und aufeisiger Luftströmung in der Framstraße westlich von Spitzbergen statt. Am Flugzeugmeßprogramm waren vier Flugzeuge, eine Falcon 20, eine DORNIER-128 und zwei DORNIER-228, beteiligt, deren Instrumentierung die Erfassung radiometrischer, mittlerer und turbulenter meteorologischer Parameter gestattete. Eine detaillierte Beschreibung der Meßkampagne, der eingesetzten Forschungsflugzeuge und der bodengebundenen Meßstationen ist bei Brümmer (1992) zu finden.

Der Kontrolllauf bezieht sich auf die am 11. Mai 1988 im Meßgebiet vorgefundene Situation. An diesem Tag führten die Forschungsflugzeuge zwischen 16:30 und 19:00 UTC (universal time) westlich von Spitzbergen in verschiedenen Niveaus Flugtraversen parallel und senkrecht zur Windrichtung durch. Im Meßgebiet wurde bedingt durch eine nördliche, abeisige Luftströmung ein Kaltluftausbruch angetroffen, der - der Jahreszeit entsprechend - durch eine relativ geringe Luft-Wasser Temperaturdifferenz von etwa -5 K charakterisiert war. Flugzeugmessungen entlang einer 200 km langen Trajektorie über dem Wasser zeigten ein Anwachsen der Grenzschicht von etwa 350 auf 550 m und eine Abnahme der Flüsse fühlbarer und latenter Wärme von 60 auf 30 W m⁻² bzw. von 80 auf 40 W m⁻².

In Eisrandnähe war die Bewölkung in Wolkenstraßen mit 3/8 Cu-Bedeckung parallel zur mittleren Windrichtung in der Grenzschicht organisiert. In etwa 100 km Entfernung vom Eisrand war sie auf 8/8 Sc-Bedeckung angewachsen und wies eine Mäanderstruktur auf, in der sich die Rollenstruktur in Form von dunkleren Wolken abzeichnete (Brümmer, 1992).

Zur Modellierung dieses Ereignisses sind neben den Anfangs- und Randbedingungen für sämtliche prognostische Variablen eine Reihe von Standortparametern (wie geographische Breite und Rauigkeitslängen) sowie die externen, das großskalige synoptische Feld charakterisierende Parameter zu spezifizieren. Die den Beobachtungen zugrunde liegende Situation wird wie folgt (idealisiert) formuliert: Unterstellt wird eine geradlinige, unendlich ausgedehnte Eisrandkante in 79° N (d. h. $f = 1.428 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$), die die Eisflächen im Norden vom offenen Meer im Süden trennt. Eine nordöstliche geostrophische Windströmung von $|\vec{v}_g| = 25 \text{ m s}^{-1}$ transportiert trockene, stabil geschichtete Luftmassen vom Eis über das offene Wasser, dessen Oberflächentemperatur normal zum Eisrand zunimmt. Die Wasseroberflächentemperatur in Eisrandnähe beträgt $T_w = 272.16 \text{ K}$ und nimmt mit einer Rate von 3.5 K pro 200 km zu. Das Modellgebiet, dessen y-Achse parallel zur Richtung des geostrophischen Windes ausgerichtet ist, befindet sich zum Zeitpunkt $t = 0$ am Eisrand und wird zur besseren Verfolgung der zeitlichen Entwicklung des Phänomens mit dem geostrophischen Wind mitgeführt. Bei einer Windgeschwindigkeit von 25 m s^{-1} und einem Winkel von 45° zwischen der Küstenlinie und der geostrophischen Windrichtung entspricht demnach eine Stunde Simulationszeit einer Verlagerung des Modellgebiets von 64 Kilometern senkrecht zur Eiskante.

Als Anfangszustand zu Beginn der Modellrechnung wird eine wolkenfreie, horizontal homogene Grenzschichtströmung vorgegeben. Mit Ausnahme einer labilen Prandtschicht wird eine stabil geschichtete Atmosphäre mit einem konstanten Temperaturgradienten von $\Gamma_{\theta} = 8.888 \cdot 10^{-3} \text{ K m}^{-1}$ zugrunde gelegt. Für die Temperaturdifferenz zwischen der Wasseroberfläche und der untersten Modellgitterfläche bei $z = z_1 = 25 \text{ m}$ wird ein Wert von $\Delta\theta_1 = -5 \text{ K}$ angenommen. Das Anfangsprofil der spezifischen Feuchte weist zwischen dem Sättigungswert an der Meeresoberfläche von $\bar{q} = 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ und der untersten Modellfläche einen Sprung von $\Delta q = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ auf. Oberhalb der Prandtschicht wird ein höhenkonstantes Profil der spezifischen Feuchte unterstellt (d. h. $\Gamma_q = 0 \text{ m}^{-1}$). Das Anfangswindprofil wird mit Hilfe einer eindimensionalen Version des Modells ermittelt. Dazu wird unter Vorgabe des geostrophischen Windes und der zeitlich fixierten, eben beschriebenen thermodynamischen

Profile die stationäre, vertikale Geschwindigkeitsverteilung des Systems ermittelt. Die eindimensionalen Profile aller Größen werden in horizontal homogener Weise auf das dreidimensionale Modellgebiet übertragen. Um die Entwicklung eines turbulenten Zustands anzuregen, wird dem Temperaturfeld zusätzlich während des ersten Zeitschrittes eine Zufallsstörung mit kleiner Amplitude aufgeprägt. Als untere Randbedingung werden dem Modell die horizontal homogenen, aber sich zeitlich ändernden Werte der Meeresoberflächentemperatur und der spezifischen Sättigungsfeuchte mitgeteilt ($(\partial\bar{\theta}_l/\partial t)_{z=0} = 1.875 \cdot 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$, $(\partial\bar{q}/\partial t)_{z=0} = (\partial\bar{q}/\partial T)^{\text{sat}}(\partial\bar{\theta}_l/\partial t)_{z=0}$). Für die Rauigkeitslängen für Impuls und skalare Größen werden die Werte $z_{0,m} = z_{0,s} = 10^{-3} \text{ m}$ benutzt. Die zur Berechnung der Strahlungsabkühlung benötigte langwellige Gegenstrahlung am Modelloberrand wird zu $F^-(z = z_{\text{top}}) = 200 \text{ W m}^{-2}$ angesetzt. Da keine verlässlichen Angaben über die großräumige horizontale und vertikale Advektion vorliegen, werden die in den Modellgleichungen zu berücksichtigenden Korrekturterme, die diesen Einfluß beschreiben, im Kontrolllauf vernachlässigt. Eine Auflistung aller Eingabegrößen für den Kontrolllauf ist in Tabelle 1 zu finden.

Tabelle 1: Eingabeparameter für den Kontrolllauf

$f = 1.428 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	$z_{0,m} = z_{0,s} = 10^{-3} \text{ m}$
$u_g = 0 \text{ v}_g = 25 \text{ m s}^{-1}$	$F^-(z = z_{\text{top}}) = 200 \text{ W m}^{-2}$
$\bar{q}(x,y,z=z_{0,s}, t=0) = 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$	$\bar{\theta}_l(x,y,z=z_{0,s}, t=0) = 272.16 \text{ K}$
$\Delta q(t=0) = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$	$\Delta\theta_l(t=0) = -5 \text{ K}$
$\Gamma_q = 0 \text{ m}^{-1}$	$\Gamma_{\theta_l} = 1.875 \cdot 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$
$\left(\frac{\partial\bar{\theta}_l}{\partial t}\right)_{z=z_{0,s}} = 1.875 \times 10^{-5} \text{ K s}^{-1}$	$\left(\frac{\partial}{\partial t}\bar{q}\right)_{z=z_{0,s}} = \left(\frac{\partial}{\partial T}\bar{q}\right)^{\text{sat}} \left(\frac{\partial\bar{\theta}_l}{\partial t}\right)_{z=z_{0,s}}$
$\left(\frac{\partial}{\partial t}\bar{u}\right)_{LS} = \left(\frac{\partial}{\partial t}\bar{v}\right)_{LS} = \left(\frac{\partial}{\partial t}\bar{w}\right)_{LS} = 0$	$\left(\frac{\partial}{\partial t}\bar{\theta}_l\right)_{LS} = \left(\frac{\partial}{\partial t}\bar{q}\right)_{LS} = 0$

Neben dem Referenzlauf werden fünf am Kontrolllauf orientierte Modellintegrationen unter Vorgabe geänderter Eingabeparameter bzw. bei abgewandelter Behandlung der Modellphysik durchgeführt. Die Sensitivitätsläufe (1) - (3) unterscheiden sich vom Kontrolllauf dadurch, daß einer der in Tabelle 1 aufgeführten externen Einflußgrößen variiert wird, während die restlichen Parameter fixiert bleiben. Auf diese Weise wird der Einfluß

- a) einer großskaligen Absinkbewegung (Lauf 1);
- b) einer räumlich inhomogenen Meeresoberflächentemperaturverteilung (Lauf 2) und
- c) des großskaligen Feuchteprofils (Lauf 3)

auf die zeitliche Entwicklung der Grenzschichtstruktur untersucht. Im Lauf (1) wird eine höhenunabhängige Divergenz des synoptischen Horizontalwindfeldes von $6.25 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ angenommen; dies entspricht einer linear sich ändernden großräumigen Vertikalbewegung, die am Modellunterrand verschwindet und bei $z = 1600 \text{ m}$ einen Wert von $w_{LS} = -10^{-2} \text{ m s}^{-1}$ annimmt. Lauf (2) wird mit einer homogenen SST-Verteilung durchgeführt (d. h. $(\partial \bar{\theta}_l / \partial t)_{z=0} = (\partial \bar{q} / \partial t)_{z=0} = 0$). Im Modellexperiment (3) weist das anfängliche Feuchteprofil oberhalb der Prandtlschicht einen konstanten Gradienten von $\Gamma_q = -1.074 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ auf. Dieser Verlauf entspricht einer Abnahme der relativen Feuchte von etwa 90% bei $z = 25 \text{ m}$ auf etwa 20% bei $z = 1600 \text{ m}$. In den Modellläufen (4) und (5) werden dieselben Werte der externen Parameter wie im Referenzlauf verwendet. Im Modellexperiment (4) wird jedoch die langwellige Strahlungsabkühlung in den Wolken vernachlässigt, während im Lauf (5) die Wärmeumsetzungen bei Phasenumwandlungen des Wassers künstlich unterbunden werden.

Für alle Simulationen wird ein Modellgebiet verwendet, das in der Horizontalen eine Grundfläche von $6.4 \cdot 6.4 \text{ km}^2$ überdeckt. In der Vertikalen erstreckt sich das Modellgebiet bis zu einer Höhe von 1600 m . Die horizontalen Gitterabstände betragen $\Delta x = \Delta y = 100 \text{ m}$ und in der Vertikalen wird eine Auflösung von $\Delta z = 50 \text{ m}$ benutzt. Die numerischen Integrationen umfassen einen Zeitraum von zwei Stunden wobei ein Zeitschritt von $\Delta t = 3 \text{ s}$ verwendet wird.

3.3 Ergebnisse der Modellläufe

3.3.1 Ergebnisse des Referenzlaufes

3.3.1.1 Struktur der Sekundärzirkulation

Zur Veranschaulichung der berechneten Wirbelstrukturen sind in den Abbildungen 1 - 2 typische Realisationen der Sekundärzirkulation in Horizontal- und Vertikalschnitten zu verschiedenen Zeitpunkten der Entwicklung, nämlich $t = 1800 \text{ s}$ (dieser Entwicklungszeit entspricht einer Distanz von der Eiskante von $y_d = 32 \text{ km}$), $t = 4500 \text{ s}$ ($y_d = 80 \text{ km}$) und $t = 7200 \text{ s}$ ($y_d = 128 \text{ km}$), dargestellt. Gezeigt werden Isolinien der Vertikalgeschwindigkeit (\bar{w}), und des Flüssigwassergehalts (\bar{q}_l), wobei die verschiedenen Feldgrößen mit den in der betreffenden Schnittebene auftretenden Betragsmaxima normiert wurden. Durchgezogene und gestrichelte Linien beziehen sich auf positive bzw. negative Abweichungen vom Mittelwert; das Isolinienintervall beträgt 0.2. Die Vertikalschnitte in der x-z Ebene verlaufen entlang der Linie $y = 3200 \text{ m}$ (linke Abbildungshälfte) und die Horizontalschnitte in der x-y Ebene (rechte Abbildungshälfte) werden in der Mitte der sich entwickelnden Wolkenschicht bei $z = 350 \text{ m}$ ($t = 1800 \text{ s}$), $z = 400 \text{ m}$ ($t = 4500 \text{ s}$) und bei $z = 500 \text{ m}$ ($t = 7200 \text{ s}$) ermittelt.

Wie bereits beschrieben, wird dem Modell mit Ausnahme einer Zufallsstörung als Anfangsbedingung eine horizontal homogene Grenzschichtströmung vorgegeben, die der beobachteten Situation beim Übertritt der Luftmasse vom Eis auf das offene Wasser entspricht. Die Ergebnisse der dreidimensionalen Modellrechnungen belegen, daß sich im Modell als Reaktion auf die kurzzeitige Störung des horizontal homogenen Temperaturfeldes bereits nach ca. 15 min Integrationszeit Grenzschichtrollen und Wolkenstraßen in einer Grenzschicht ausbilden, deren Mächtigkeit mit zunehmendem Küstenabstand rasch anwächst. Der Horizontalschnitt in Abbildung 1 zeigt, daß das \bar{w} -Feld zum Zeitpunkt $t = 1800 \text{ s}$ in Form bandartiger Strukturen organisiert ist. Die Wirbelrollen weisen bezüglich der Richtung des geostrophischen Windes einen Orientierungswinkel von etwa 50° auf. In bezug auf die Windrichtung in Bodennähe (in den Abbildungen durch einen Pfeil gekennzeichnet) ergibt sich ein Wert von etwa 29° . Die laterale Wellenlänge der Bänder beträgt ungefähr 1300 m, so daß sich bei einer Grenzschichtdicke von 500 m ein Aspektverhältnis von etwa 2.6 ergibt. Aus Abbildung 1 wird deutlich, daß das Strömungsfeld neben einem bänderartigen Charakter ebenfalls eine beträchtliche Variabilität entlang der Rollenachse aufweist. Die Mo-

dulation der Vertikalgeschwindigkeit erfolgt dabei auf Skalen, die vergleichbar mit der lateralen Wellenlänge der Bänder sind. Aus diesem Grunde scheint die Annahme zweidimensionaler Modelle, die Homogenität entlang der Wirbelachse voraussetzen, auf der Grundlage unserer dreidimensionalen Ergebnisse ziemlich fragwürdig zu sein. Im x - z Vertikalschnitt zum Zeitpunkt $t = 1800$ s sind Teile einer rollenartigen Zirkulation zu erkennen, bei der alternierend Gebiete mit Auf- und Abwinden auftreten. Die entstandenen Wirbel zeigen Wachstum und Zerfall auf verschiedenen räumlichen Skalen und sind daher weder als stationär anzusehen, noch zeichnen sie sich durch einen hohen Grad von Regularität aus. Dennoch sind Rollen, die sich senkrecht zur Wirbelachse verlagern, das dominante Erscheinungsbild. Die Maximalwerte von \bar{w} treten oberhalb der Inversion in einer Höhe von $z = 500$ m auf. In diesem Höhenbereich ist ebenfalls die größte Windscherung im lateralen Grundstromprofil anzutreffen, was auf eine dynamische Anregung der Rollen hindeutet. Im weiteren Verlauf der Rechnung kommt es nach etwa 1 h Integrationszeit zu einem Aufbrechen der rollenartigen Zirkulationsstruktur, so daß zum Zeitpunkt $t = 4500$ s die \bar{w} -Wirbel eine irreguläre, dreidimensionale Struktur aufweisen. Nach einer Entwicklungszeit von 2 h ist jedoch eine Reorganisation des Strömungsfeldes in Form von Rollen zu beobachten. Die Wirbel sind nun fast parallel zur Richtung des geostrophischen Windes ausgerichtet. Diese Orientierung der Wolkenstraßen wurde auch von Mason und Sykes (1982) bei labiler Schichtung gefunden. Zum Zeitpunkt $t = 2h$ weist das Spektrum der Vertikalwindvarianz ein Maximum bei einer Wellenlänge von 2.1 km auf, so daß sich ein Aspektverhältnis von etwa 4 ergibt. Aus den Beobachtungen von Brümmer et al. (1992) lassen sich in einem Abstand von 170 km von der Eiskante ähnliche Werte für die dimensionslose Wellenlänge ableiten. Die maximale Vertikalgeschwindigkeit der Sekundärzirkulation erreicht in Übereinstimmung mit experimentellen und theoretischen Befunden Werte von $1-2 \text{ m s}^{-1}$ (Hein und Brown, 1988; Raasch, 1990; Sykes et al., (1988, 1990); Brümmer et al., 1992). Neben einem sekundären Maximum, das oberhalb der Inversionsschicht bei $z = 700$ m zu finden ist und mit der Existenz der Scherung der lateralen Grundstromkomponente verknüpft ist, tritt das primäre Maximum der Vertikalgeschwindigkeit innerhalb der Grenzschicht bei $z = 350$ m auf. Diese Verschiebung der maximalen Vertikalwindvarianz zu Gebieten größerer Dichteinstabilität in Bodennähe deutet darauf hin, daß die Rollen mit zunehmendem Abstand von der Eiskante einen konvektiveren Charakter annehmen.

Abbildung 2 zeigt die Isolinien des Flüssigwassergehalts für den Kontrolllauf. Man erkennt, daß bereits nach 30 min Simulationszeit, d. h. in einem

Abstand von etwa 34 km von der Eiskante, Kondensation eingesetzt hat. Die Mächtigkeit der Wolkenschicht und der Bedeckungsgrad nehmen mit zunehmendem Abstand von der Eiskante zu. Nach 2 h Integrationszeit hat sich eine 450 m mächtige geschlossene Wolkendecke ausgebildet, die einen maximalen Flüssigwassergehalt von 0.4 g kg^{-1} aufweist. Das \bar{q}_1 -Feld zeigt keine horizontal homogene Struktur, sondern ist hochgradig mit dem \bar{w} -Feld korreliert, so daß die rollenförmige Strömungsstruktur noch klar erkennbar bleibt. Die modellierte Entwicklung der Wolkenobergrenze und des Bedeckungsgrades weist eine befriedigende Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Brümmer et al. (1992) auf, obwohl eine leichte Überschätzung der Grenzschichthöhen (um 50-100 m) zu konstatieren ist.

3.3.1.2 Mittlere Profile

In diesem Unterabschnitt wird eine Auswahl der 1. und 2. Momente des Strömungsfeldes zu verschiedenen Zeitpunkten der Grenzschichtentwicklung gezeigt. Die räumliche Mittelbildung erstreckt sich über die gesamte Horizontalebene; um einen Kompromiß zwischen statistischer und lokaler Repräsentanz zu erzielen, erfolgt die Zeitmittelung zum Zeitpunkt $t = 1800 \text{ s}$ über 100 Zeitschritte (5 min) und zu den Zeitpunkten $t = 3600 \text{ s}$, $t = 4500 \text{ s}$ und $t = 7200 \text{ s}$ über 300 Zeitschritte (15 min). Zur Notation: Die Reynoldsmittelung über ein Gittervolumen einer beliebigen Größe Ψ wird durch einen Querstrich mit $\bar{\Psi}$ bezeichnet; Größen, die über ein Horizontalniveau gemittelt werden, werden in spitze Klammern eingefaßt, z. B. $\langle \Psi \rangle = \langle \Psi \rangle(z)$. Lokale Abweichungen vom Reynoldsmittel werden durch einen Strich mit Ψ' , lokale Abweichungen vom Horizontalmittel durch einen Doppelstrich mit Ψ'' beschrieben. Somit ergeben sich folgende Beziehungen zwischen den einzelnen mittleren und lokalen Größen:

$$\Psi' = \Psi - \bar{\Psi} ,$$

$$\Psi'' = \Psi - \langle \Psi \rangle ,$$

$$\bar{\Psi}'' = \bar{\Psi} - \langle \bar{\Psi} \rangle .$$

Die totale Varianz einer Größe Ψ läßt sich wie folgt ausdrücken:

$$\overline{\langle \Psi''^2 \rangle} = \langle \bar{\Psi}''^2 \rangle + \overline{\langle \Psi'^2 \rangle} .$$

Der erste Term auf der rechten Seite repräsentiert die vom Modell auf-

CONTROL RUN

VERTICAL VELOCITY

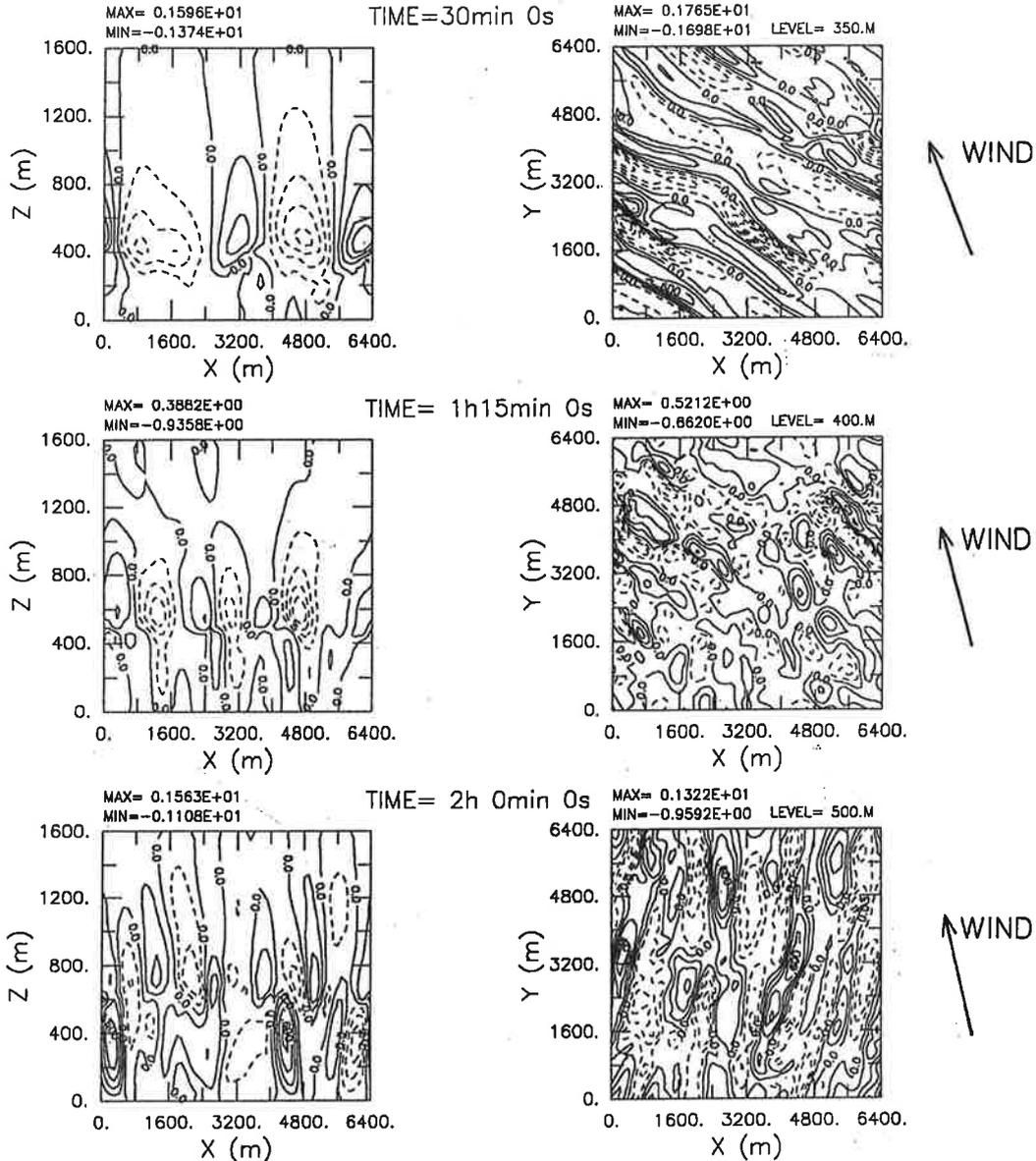


Abbildung 1: Simulation der Grenzschichtentwicklung während eines Kaltluftausbruches (Kontrolllauf). Dargestellt sind die Isolinien der Vertikalgeschwindigkeit in Vertikalschnitten bei $y = 3200 \text{ m}$ (links) und Horizontalschnitten (rechts) durch das Modellgebiet zum Zeitpunkt (a) $t = 1800 \text{ s}$ ($z = 350 \text{ m}$), (b) $t = 4500 \text{ s}$ ($z = 400 \text{ m}$) und (c) $t = 7200 \text{ s}$ ($z = 500 \text{ m}$). Durchgezogene Linien repräsentieren positive, unterbrochene Linien kennzeichnen negative Vertikalgeschwindigkeiten. Die Normierung der Vertikalgeschwindigkeit erfolgte mit dem Maximum des Betrags im jeweiligen Schnitt. Das Kontourintervall beträgt 0.2.

CONTROL RUN

LIQUID WATER

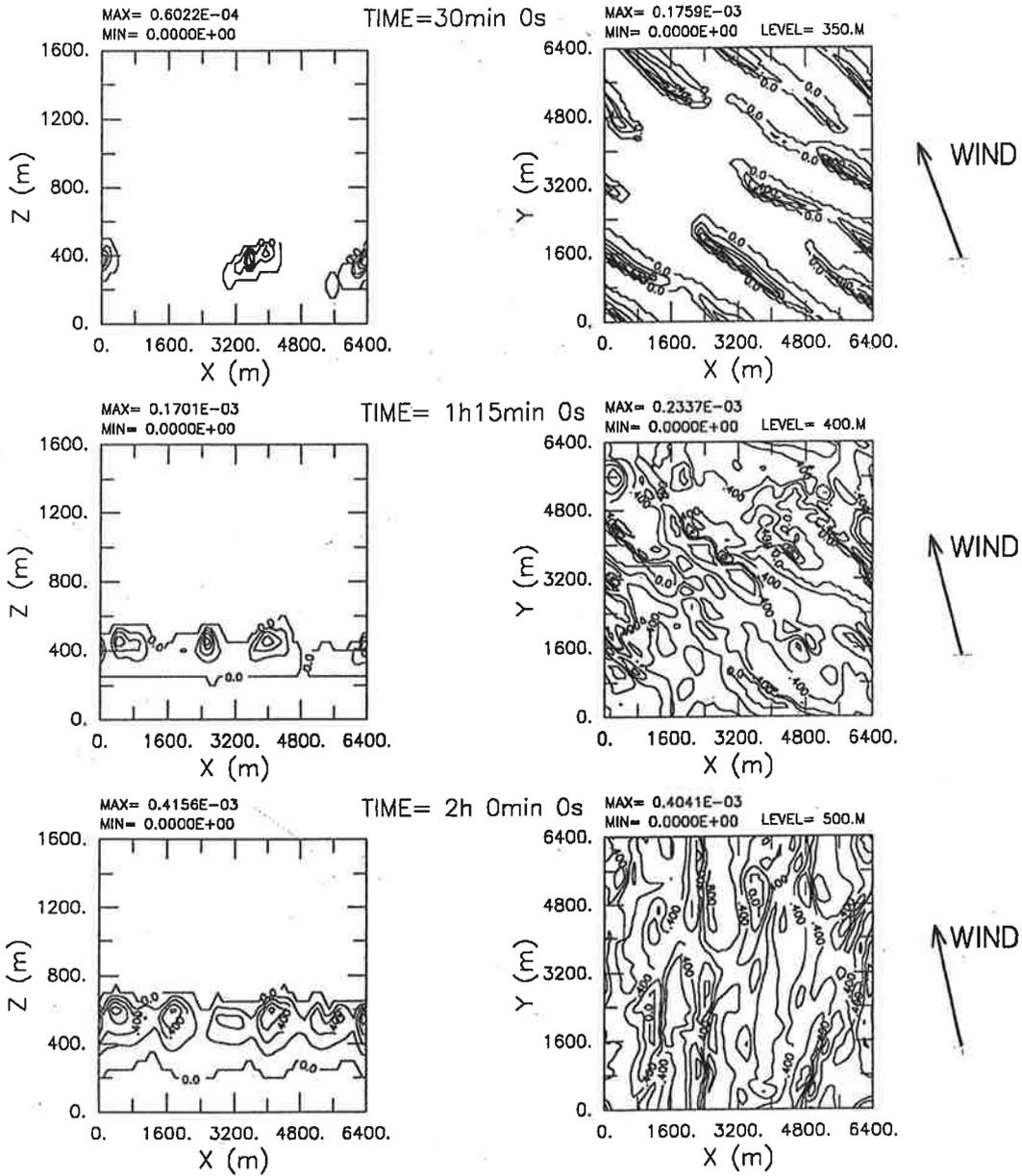


Abbildung 2: Wie Abbildung 1, jedoch für den Flüssigwassergehalt.

gelöste Varianz in einem Horizontalniveau, während der zweite Term das Horizontalmittel über die subskaligen Varianzen aller Gittervolumina eines Horizontalniveaus beschreibt. Analog kann die totale Kovarianz einer Größe Ψ und der Vertikalgeschwindigkeit w aufgespalten werden:

$$\langle \overline{w''\Psi''} \rangle = \langle \overline{w''\Psi''} \rangle + \langle \overline{w'\Psi'} \rangle .$$

Auch hier beschreibt der erste Term auf der rechten Seite die vom Modell aufgelöste Kovarianz und der zweite Term den vom Modellgitter nicht auflösbaren, parameterisierten Flußanteil.

Die Abbildungen 3a-3f zeigen mittlere Vertikalprofile der lateralen und longitudinalen Geschwindigkeitskomponenten $\langle \bar{u} \rangle$ und $\langle \bar{v} \rangle$, der potentiellen Virtuelltemperatur $\langle \bar{\theta}_v \rangle$, der spezifischen Feuchte $\langle \bar{q}_v \rangle$, des Flüssigwassergehalts $\langle \bar{q}_l \rangle$ und der langwelligen Strahlungsabkühlung $(d\bar{\theta}_l / dt)_{RAD}$ zu den Zeitpunkten $t = 0$, $t = 1800$, $t = 4500$ und $t = 7200$ s. Zum Anfangszeitpunkt weist die longitudinale Geschwindigkeitskomponente ein Maximum bei $z = 400$ m auf und die laterale Geschwindigkeitskomponente ist durch einen Wendepunkt im Profil bei $z = 350$ m charakterisiert. Das Anfangsprofil der potentiellen Virtuelltemperatur $\langle \bar{\theta}_v \rangle$ weist einen Temperatursprung zwischen der Ozeanoberfläche und der darüberliegenden bodennahen Luftschicht auf und wird oberhalb durch einen konstanten Temperaturgradienten charakterisiert. Im initialen Feuchteprofil $\langle \bar{q}_v \rangle$ tritt ebenfalls ein Sprung in der Prandtlschicht auf, und darüber weist es einen höhenkonstanten Verlauf auf. Im Verlauf der Modellintegration dokumentieren diese Größen die Entwicklung einer weitgehend gut durchmischten, konvektiven, bewölkten Grenzschicht: Als Folge der Divergenz skaliger und subskaliger longitudinaler Impulstransporte reduziert sich der Gradient des $\langle \bar{v} \rangle$ -Profils innerhalb der Grenzschicht, so daß sich oberhalb der Grenzschicht ein Windsprung zwischen dem Grenzschichtwind und dem oberhalb der Grenzschicht herrschenden geostrophischen Wind ausbildet. In Hinblick auf die laterale $\langle \bar{u} \rangle$ -Geschwindigkeitskomponente ist auffällig, daß innerhalb der Grenzschicht das $\langle \bar{u} \rangle$ -Profil gut durchmischt ist, und daß sich die Höhe des Wendepunktes parallel zur Zunahme der Mächtigkeit der Grenzschicht nach oben hin verlagert. Infolge der starken Heizung von der Meeresoberfläche her wird die ursprünglich bis zum Boden reichende stabile Schicht von unten her labilisiert. Die hierdurch einsetzende Konvektion führt zu einer vertikalen Durchmischung und zur Ausbildung eines Temperaturprofils, das unterhalb des Wolkenniveaus trockenadiabatisch und innerhalb der Wolkenschicht feuchtadiabatisch geschichtet ist. Nach oben hin wird die Grenzschicht durch eine Inversion

begrenzt, deren Höhe mit zunehmender Zeit (bzw. mit zunehmendem Küstenabstand) zunimmt. Weiterhin wird durch den Feuchte- und Wärmeintrag an der unteren Unterlage die Grenzschicht angefeuchtet und erwärmt, so daß sowohl der Feuchte- als auch der Temperatursprung zwischen der Meeresoberfläche und der darüberliegenden bodennahen Luftschicht im Einklang mit den Beobachtungen reduziert werden. Das in Abbildung 3e dargestellte Profil des mittleren Flüssigwassergehalts $\langle \bar{q}_l \rangle$ zeigt zum Zeitpunkt $t = 7200$ s oberhalb der Wolkenbasis, die bei $z = 250$ m angesiedelt ist, einen adiabatischen Verlauf. Der Maximalwert beträgt etwa $1.6 \cdot 10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$ und wird bei $z = 500$ m erreicht. Oberhalb dieses Niveaus weist $\langle \bar{q}_l \rangle$ wegen des Entrainments trockener Luft und der damit verbundenen Verdunstung von Wolkentröpfchen subadiabatische Werte auf. Die maximale langwellige Strahlungsabkühlung (Abbildung 3f) ist im oberen Bereich der Wolkenschicht anzutreffen und hat einen Wert von etwa 2.4 K h^{-1} . Da die Meeresoberfläche infolge ihrer höheren Temperatur mehr langwellige Strahlung als die Wolkenunterkante emittiert, kommt es zu einer strahlungsbedingten Erwärmung im unteren Bereich der Wolke von etwa 0.7 K h^{-1} . Wegen des angenommenen Fehlens gasförmiger Absorber (siehe Abschnitt (2.3)) dürfte die Erwärmungstendenz allerdings leicht überschätzt werden.

Tiefere Einblicke in die Turbulenzstruktur liefern die Momente 2. Ordnung. Abbildung 4a-d stellt für die Zeitpunkte $t = 0$, $t = 1800$, $t = 4500$ und $t = 7200$ s die mittleren Vertikalprofile der vom Modellgitter aufgelösten Varianzen der drei Geschwindigkeitskomponenten u , v , w dar. Zum Zeitpunkt $t = 1800$ s und $t = 4500$ s weisen die Profile der \bar{u}'' - und \bar{w}'' -Varianz Maxima im oberen Teil der Grenzschicht in der Nähe des Wendepunktes der mittleren lateralen Geschwindigkeitskomponente auf. Derartige Profilformen sind typisch für scherungserzeugte Wirbel, die durch die sogenannte Wendepunktsinstabilität hervorgebracht werden (Chlond, 1987). Zum Zeitpunkt $t = 7200$ s tritt das absolute Maximum der \bar{w}'' -Varianz etwa in der Mitte der Grenzschicht auf. Diese Tatsache steht im Einklang mit der Vorstellung, daß die Rollen mit zunehmendem Küstenabstand einen thermisch-konvektiven Charakter annehmen. Ein sekundäres Maximum der \bar{w}'' -Varianz ist weiterhin im oberen Teil der Grenzschicht anzutreffen, was auf eine mechanische Energieproduktion in diesem Niveau hindeutet. Die Varianzprofile der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten weisen zwei Maxima in der Grenzschicht auf. Das erste Maximum tritt im Bereich starker Geschwindigkeitsänderungen in der Nähe der unteren Unterlage auf, das zweite Maximum tritt in der Entrainmentzone auf und ist auf die Wendepunktsinstabilität zurückzuführen. Im Gegensatz zu zwei-

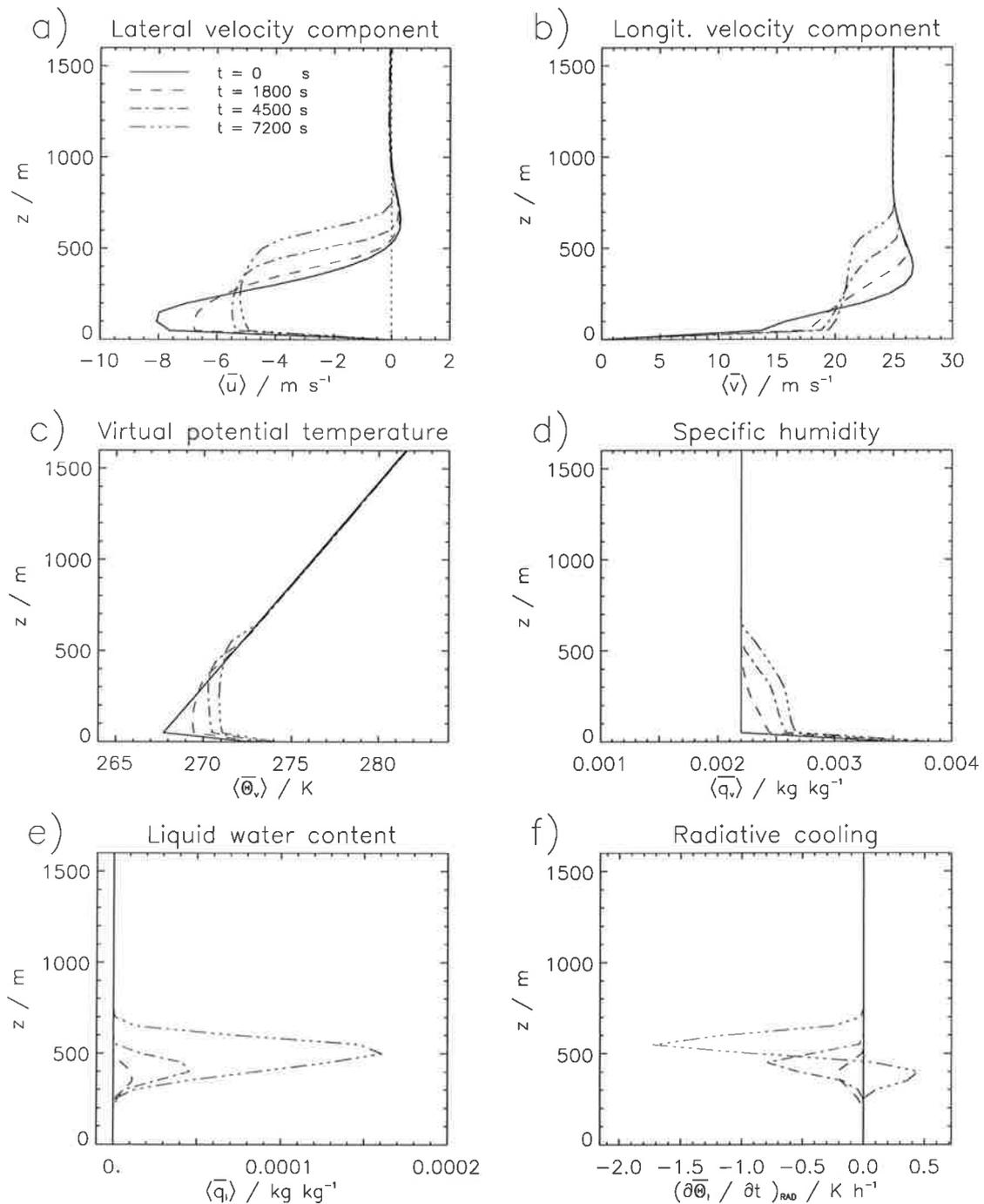


Abbildung 3: Mittlere Vertikalprofile (a) der lateralen Geschwindigkeitskomponente $\langle \bar{u} \rangle$, (b) der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente $\langle \bar{v} \rangle$, (c) der potentiellen Viruelltemperatur $\langle \bar{\theta}_v \rangle$, (d) der spezifischen Feuchte $\langle \bar{q}_v \rangle$, (e) des Flüssigwassergehalts $\langle \bar{q}_l \rangle$ und (f) der langwelligen Erwärmungsrate $\langle (\partial \bar{\theta}_l / \partial t)_{\text{RAD}} \rangle$ im Kontrolllauf zu verschiedenen Zeitpunkten der Entwicklung.

dimensionalen Modellstudien (z. B. Mason und Sykes (1982), Chlond (1987)), aber im Einklang mit den Beobachtungen, wird vom Modell ein Varianzverhältnis $\langle \bar{v}''^2 \rangle / \langle \bar{u}''^2 \rangle$ von der Größenordnung Eins vorhergesagt, während zweidimensionale Modelle für dieses Verhältnis Werte zwischen 4:1 und 10:1 angeben. Dieser Befund stützt die Vermutung, daß dreidimensionale Effekte als Folge der Druck-Verformungsgeschwindigkeitskorrelation $\langle \bar{\pi}'' \partial \bar{v}'' / \partial y \rangle$ das Varianzverhältnis $\langle \bar{v}''^2 \rangle / \langle \bar{u}''^2 \rangle$ reduzieren, so daß sich zwischen dem \bar{v}'' -Impuls und dem \bar{u}'' -, bzw. dem \bar{w}'' -Impuls eine stärkere Kopplung einstellt, als zweidimensionale Modelle prognostizieren. Die Druck-Verformungsgeschwindigkeitskorrelation vermittelt nämlich einen Energieaustausch zwischen den Geschwindigkeitskomponenten in Längs- und Querrichtung, wobei die Richtung des Energieflusses derart ist, daß ein Energieaustausch von den Komponenten stärkerer Schwankungsintensität nach solchen schwächerer Intensität bewirkt wird, um so einen Zustand der Gleichverteilung herbeizuführen (Rotta (1972)).

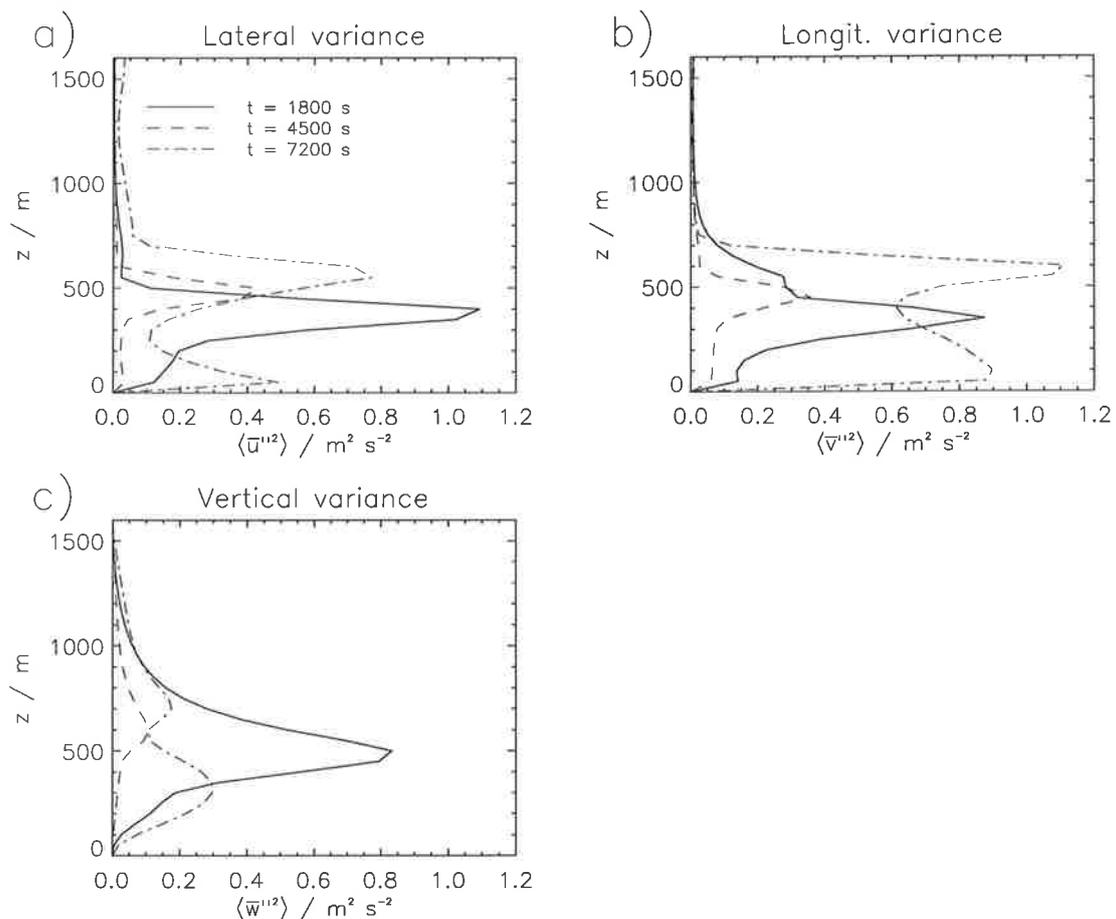


Abbildung 4: Mittlere Vertikalprofile der vom Modellgitter aufgelösten Varianzen der (a) lateralen \bar{u}'' -, (b) der longitudinalen \bar{v}'' - und (c) der vertikalen \bar{w}'' -Geschwindigkeitskomponente im Kontrolllauf zu verschiedenen Zeitpunkten der Entwicklung.

Abbildung 5a-b zeigt die mittleren Vertikalprofile der Flüsse potentieller Virtuelltemperatur und des Wasserdampfes. Neben den totalen Flüssen sind zusätzlich die subskaligen Beiträge angegeben. Während der ersten eineinhalb Stunden der Modellintegration wird der totale Wärmetransport mit Ausnahme eines Bereichs in der Nähe der Inversion fast ausschließlich durch subskalige Transporte bewirkt. Im weiteren Verlauf der Integration wird jedoch ein beträchtlicher Teil des θ_v -Flusses von den vom Modell aufgelösten Wirbeln übernommen. Zum Zeitpunkt $t = 7200$ s weist das Wärmeflußprofil einen für eine bewölkte, konvektive Grenzschicht typischen Verlauf auf: Infolge der Heizung von der unteren Unterlage nimmt er nahezu linear von seinem Maximalwert an der Meeresoberfläche bis zur Wolkenbasis ab. Die Linearität des Profils beinhaltet eine konstante Erwärmungsrate innerhalb der durchmischten Wolkenunterschicht und deutet auf einen stationären Turbulenzzustand innerhalb der durchmischten Schicht hin. Oberhalb der Wolkenbasis nimmt der Wärmefluß zu und erreicht sein Maximalwert von etwa 50 W m^{-2} in der Mitte der Wolken-schicht. Oberhalb dieses Niveaus nimmt der Wärmefluß wieder ab, wechselt das Vorzeichen in einer Höhe von etwa $z = 600 \text{ m}$ und nimmt infolge des Entrainments warmer, trockener Luftmassen leicht negative Werte in der Entrainmentzone von maximal -10 W m^{-2} an. Der subskalige, parameterisierte Wärmestrom nimmt oberhalb der Prandtschicht rasch ab und erreicht leicht negative Werte in der Nähe der Inversion. Der Wasserdampf-fluß wird, wie der θ_v -Fluß, in der ersten Phase der Grenzschichtentwicklung während eines Kaltluftausbruches durch kleinskalige, turbulente Transporte vermittelt. Zu späteren Zeitpunkten wird ein beträchtlicher Anteil von den vom Modell aufgelösten Wirbeln übernommen. Der durch die Verdunstung an der Meeresoberfläche eingebrachte Wasserdampf wird durch subskalige und skalige Transportprozesse in höhere Regionen befördert, so daß ein über die gesamte Grenzschicht positiver (d. h. aufwärtsgerichteter) Wasserdampf-fluß resultiert, der seinen Maximalwert an der unteren Unterlage erreicht. Zum Zeitpunkt $t = 7200$ s leistet der subskalige, parameterisierte Anteil des Wasserdampf-flusses mit Ausnahme der untersten 200 m und an der Obergrenze der Inversion keine nennenswerten Beiträge zum totalen Wasserdampftransport.

Direkte Einblicke in die Instabilitätsmechanismen ermöglicht die Betrachtung der Energetik der Rollen. Anhand dieser Untersuchung kann beurteilt werden, ob als Ursache der Rollenentwicklung Scherungsinstabilitäten der Grenzschichtströmung oder die thermische Konvektion angesehen werden muß. In Abbildung 6a-b sind horizontal gemittelte Profile der Produktionsterme für die vom Modellgitter aufgelöste turbulente kine-

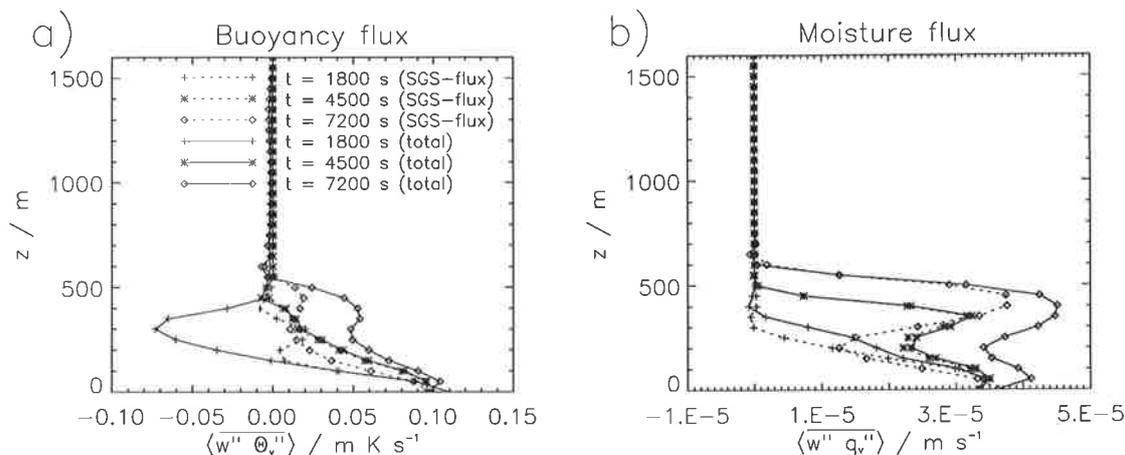


Abbildung 5: Mittlere Vertikalprofile der totalen und subskaligen Flüsse der (a) potentiellen Virtuelltemperatur $\langle w'' \theta_v'' \rangle$ und (b) des Feuchteflusses $\langle w'' q_v'' \rangle$ im Kontrolllauf zu verschiedenen Zeitpunkten der Entwicklung. Die subskaligen, parameterisierten Flußanteile werden durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

tische Energie $\langle \bar{E}_r \rangle = 1/2 \cdot \langle \bar{u}''^2 + \bar{v}''^2 + \bar{w}''^2 \rangle$ zu den Zeitpunkten $t = 1800$, $t = 4500$ s und $t = 7200$ s dargestellt. Teil a der Abbildung zeigt die Profile des Scherproduktionsterms $-\langle \bar{u}'' \bar{w}'' \rangle d\langle \bar{u} \rangle / dz - \langle \bar{v}'' \bar{w}'' \rangle d\langle \bar{v} \rangle / dz$, der den Energiefluß vom Reservoir des Grundstroms in das Reservoir der turbulenten kinetischen Energie der Sekundärzirkulation beschreibt. Im Teil b der Abbildung sind die Profile des Auftriebsproduktionsterms $g/\theta_{00v} \langle \bar{w}'' \bar{\theta}_v'' \rangle$ dargestellt. Dieser Term beschreibt die im Falle positiver Wärmeflüsse stattfindende Umwandlung von potentieller Energie der Dichteschichtung in kinetische Energie der Wirbel. Zum Zeitpunkt $t = 1800$ s weist die Scherproduktion, insbesondere in einem Höhenbereich um $z = 300$ m, sehr große Werte auf. In diesem Höhenbereich ist im Profil der (lateralen) \bar{u} -Komponente der Windgeschwindigkeit ein Wendepunkt und somit auch die größte Scherung anzutreffen. Dies läßt darauf schließen, daß die Rollen während der ersten Phase der Grenzschichtentwicklung durch die sogenannte dynamische Wendepunktsinstabilität hervorgerufen werden, deren Wirkungsweise als dynamische Energiequelle für Grenzschichtrollen von Brown (1970) beschrieben wurde. Wie man in Abbildung 6b erkennt, wird ein beträchtlicher Teil der erzeugten turbulenten kinetischen Energie durch auftriebsbedingte Vernichtung von turbulenter kinetischer Energie in potentielle Energie der Dichteschichtung umgewandelt, d. h. infolge des Entrainments von relativ wärmerer und trockener Luft aus der freien Atmosphäre in die Grenzschicht wird ein Teil der scherungserzeugten Turbulenz zur Hebung der Grenzschicht verwendet. Zum Zeitpunkt $t = 4500$ s

leisten sowohl die Scherproduktion als auch die Auftriebsproduktion keine nennenswerten Beiträge zur zeitlichen Änderung der turbulenten kinetischen Energie, was auf ein Übergangsstadium in der Rollenentwicklung hindeutet. Bei größerem Küstenabstand (d. h. bei $t = 7200$ s) zeigt die Auftriebsproduktion in der gesamten Grenzschicht signifikante, positive Werte, so daß nun der thermische Antrieb als Ursache für die Aufrechterhaltung der Rollenzirkulation angesehen werden kann. Der Scherproduktionsterm nimmt für $t = 7200$ s innerhalb der Grenzschicht nur geringe Werte an, stellt aber weiterhin die dominante Energiequelle für turbulente kinetische Energie in der bodennahen Schicht und in der Inversionsschicht dar. Die Modellergebnisse weisen eine qualitativ gute Übereinstimmung mit aus Messungen abgeleiteten Werten der Energieerzeugungsraten für turbulente kinetische Energie auf (siehe Abbildung 7). Die Produktionsterme wurden aus Profilmessungen mit der FALCON am 16. Mai 1988 gewonnen und stützen ebenfalls die Vermutung, daß während der ersten Phase des Kaltluftausbruches dynamische Instabilitäten für die Rollenentwicklung verantwortlich sind, während im weiteren Verlauf der Entwicklung die thermische Auftriebsproduktion aufgrund der Heizung von der Meeresoberfläche her zunehmend an Bedeutung gewinnt. Allerdings tendiert das Modell dazu, die Größe der Produktionsterme zu überschätzen. Dies kann jedoch zum Teil darauf zurückgeführt werden, daß die gemessenen Flüsse nur Beiträge von Wirbeln mit einer Wellenlänge von bis zu einem Kilometer berücksichtigt, während die Modellergebnisse Beiträge von Bewegungen mit horizontalen Skalen von bis zu 6 km umfassen.

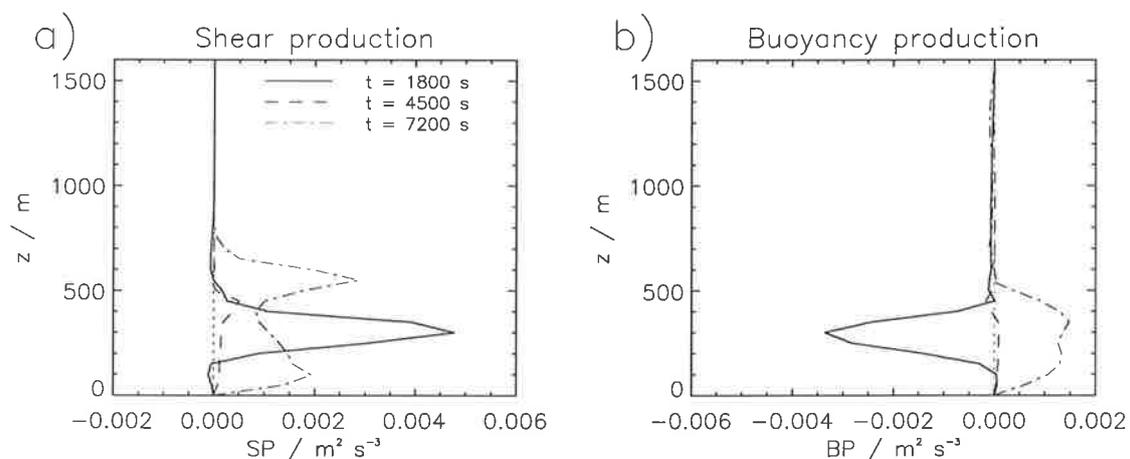


Abbildung 6: Mittlere Profile der Energieproduktion der vom Modellgitter aufgelösten turbulenten kinetischen Energie $\langle \bar{E}_T \rangle = 1/2 \cdot \langle \bar{u}''^2 + \bar{v}''^2 + \bar{w}''^2 \rangle$ durch Scherproduktion $-\langle \bar{u}'' \bar{w}'' \rangle d\langle \bar{u} \rangle / dz - \langle \bar{v}'' \bar{w}'' \rangle d\langle \bar{v} \rangle / dz$ (a) und durch Auftriebsproduktion $g/\theta_{v00} \langle \bar{w}'' \bar{\theta}'' \rangle$ (b) für den Kontrolllauf zu verschiedenen Zeitpunkten der Entwicklung.

16 May 1988

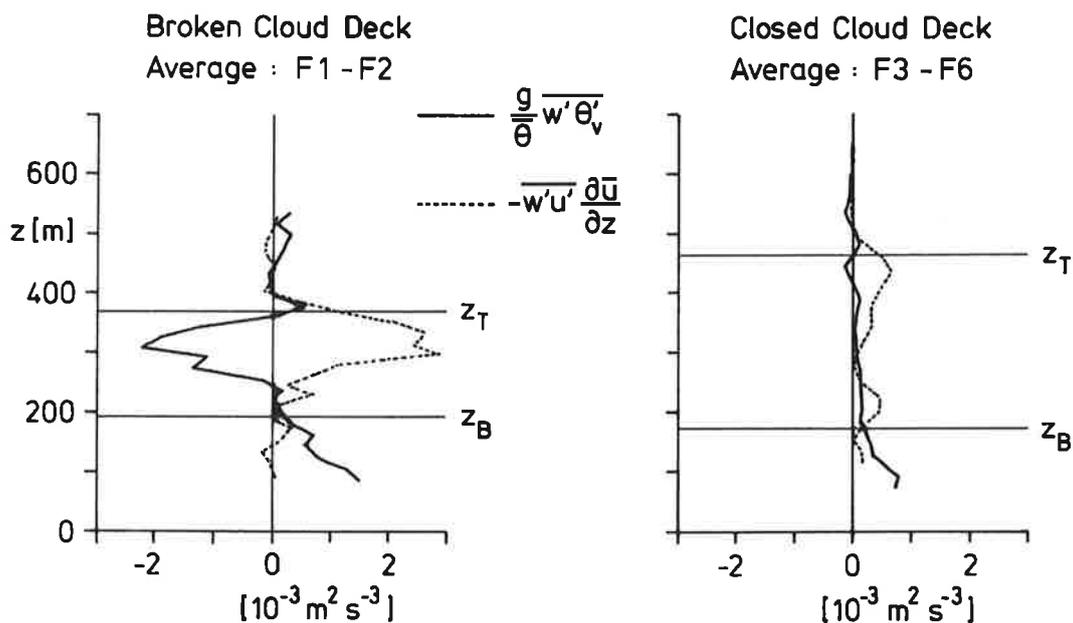


Abbildung 7: Aus Messungen abgeleitete Profile thermischer ($\frac{g}{\theta_{v00}} \langle \bar{w}'' \bar{\theta}''_{v'} \rangle$) und dynamischer ($-\langle \bar{u}'' \bar{w}'' \rangle \frac{d\bar{u}}{dz}$) Erzeugungsraten turbulenter kinetischer Energie am 16. Mai 1988 während des *ARKTIS* Experiments. Die Profile auf der linken Bildhälfte beziehen sich auf Profilmessungen der *FALCON* im Gebiet durchbrochener Bewölkung und diejenigen auf der rechten Bildhälfte wurden im Gebiet mit geschlossener Bewölkung gewonnen (nach Brümmer et al (1992)).

3.3.2 Ergebnisse der Parameterstudie

Im folgenden werden die Ergebnisse einiger, an den Kontrollauf orientierter Modellläufe diskutiert, die Aufschluß darüber geben sollen, in welcher Weise die Grenzschichtentwicklung durch eine Reihe physikalischer Prozesse und durch die Vorgabe geänderter, großräumiger Anfangs- und Randbedingungen beeinflusst wird. Folgende Modellläufe werden durchgeführt:

- a) Experiment 1 untersucht den Einfluß einer großräumigen, horizontal homogenen Absinkbewegung. Die Absinkbewegung weist am Modelloberrand einen Wert von $-10^{-2} \text{ m s}^{-1}$ auf, nimmt von oben

nach unten linear ab und verschwindet am Modellunterrand.

- b) Experiment 2 wird mit einer räumlich homogenen Ozeanoberflächentemperatur durchgeführt, d. h. $(\partial\bar{\theta}_i/\partial t)_{z=z_0} = 0$.
- c) Experiment 3 verwendet als Anfangsbedingung ein modifiziertes, großräumiges Feuchteprofil, das durch eine lineare Abnahme von $\bar{q} = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ bei $z = 25 \text{ m}$ auf $\bar{q} = 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ bei $z = 1600 \text{ m}$ gekennzeichnet ist (d. h. $\Gamma_q = -1.079 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$).
- d) Experiment 4 vernachlässigt den Einfluß der langwelligen Strahlungsabkühlung in Wolken.
- e) Experiment 5 vernachlässigt die Freisetzung latenter Wärme. In diesem Lauf kann zwar Flüssigwasser gebildet werden bzw. vernichtet werden, der Kondensationsprozeß bleibt jedoch ohne thermodynamische Auswirkung, indem die Umsetzung latenter Wärme im Zusammenhang mit Phasenflüssen künstlich unterbunden wird. Die Wechselwirkung der Wolken mit dem Strahlungsfeld wird jedoch zugelassen.

Abbildung 8a-c zeigt für die verschiedenen Modellläufe die Vertikalprofile der vom Modellgitter aufgelösten Vertikalwindvarianz, des Flusses von potentieller Virtuelltemperatur und des mittleren Flüssigwassergehalts während der konvektiven Phase zum Zeitpunkt $t = 7200 \text{ s}$. Aus Abbildung 8a wird deutlich, daß eine großräumige Absinkbewegung, eine anfänglich trockenere Atmosphäre und eine homogene Ozeanoberflächentemperatur sowie die Vernachlässigung der latenten Wärmefreisetzung und der langwelligen Strahlungsabkühlung eine Rollenzirkulation mit geringerer Intensität hervorbringt. Die größten Reduktionen in der Vertikalwindvarianz treten im Lauf 3 und 5 auf, wo $\langle \bar{w}^2 \rangle$ von 0.3 auf 0.12 bzw. 0.13 m s^{-2} abnimmt. Verantwortlich für diesen Effekt sind die verminderte Tendenz zur Wolkenbildung im Lauf 3 bzw. das Fehlen der Energiequelle infolge latenter Wärmefreisetzung im Lauf 5. Im Lauf 3 wird, bedingt durch die anfängliche Abnahme der spezifischen Feuchte mit der Höhe, durch Entrainment relativ (im Vergleich zum Kontrolllauf) trockenere Luft in die Grenzschicht eingemischt. Dieser Prozeß bewirkt eine Austrocknung der Grenzschicht und führt zu kleineren Umwandlungsraten von der Dampf- zur Wasserphase. Demnach stellt der Kondensationsprozeß eine signifikante Energiequelle dar, die zu einer intensiveren Rollenzirkulation führt. Dieser Befund steht im Einklang mit der Vorstellung, daß ein aufsteigendes Luftpaket durch latente Wärmefreisetzung zusätzlichen Auftrieb gewinnt. Aus Abbildung 8a wird weiterhin deutlich, daß auch eine großräumige

Absinkbewegung (Lauf 1) und eine homogene Ozeanoberflächentemperatur (Lauf 2) sowie die Vernachlässigung der langwelligen Strahlungsabkühlung (Lauf 4) zu einer Abnahme der Vertikalwindvarianz führt ($\langle \bar{w}''^2 \rangle_{max} = 0.14 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (Lauf 4), $0.15 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (Lauf 2) und $0.22 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ (Lauf 1) gegenüber $0.30 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ im Kontrolllauf).

Der (de-)stabilisierende Einfluß der verschiedenen untersuchten Prozesse spiegelt sich auch in den Profilen des Auftriebsflusses wider (Abbildung 8b). Die größte Reduktion im Fluß potentieller Virtuelltemperatur tritt im Falle einer horizontal homogenen Ozeanoberflächentemperatur (Lauf 2) auf. Dies erscheint plausibel, da in diesem Modellauf infolge der Erwärmung der Grenzschicht durch die Heizung von der Meeresoberfläche her die abnehmende Instabilität der bodennahen Grenzschicht nicht durch eine Temperaturzunahme der Ozeanoberflächentemperatur ausgeglichen werden kann. Infolgedessen stellt sich nach 2 h Integrationszeit im Lauf 2 ein kleinerer Bodenwärmestrom ein (60 W m^{-2} gegenüber 100 W m^{-2} im Kontrolllauf), was zu einer Abschwächung des konvektiven Charakters der Grenzschicht führt. Kleinere Auftriebsflüsse werden auch in den Läufen 3 und 5, insbesondere im oberen Teil der Grenzschicht ange-troffen. Dies ist, wie bereits erwähnt, auf die verminderte bzw. vernachlässigte Wärmefreisetzung infolge von Phasenflüssen zurückzuführen. Der Einfluß der langwelligen Strahlungsabkühlung wurde in vielen Studien zur Entwicklung konvektiver Grenzschichten vernachlässigt (z. B. Sykes et al. (1988); Raasch (1990)). Diesen Modellierungsansätzen lag die Vorstellung zugrunde, daß die Struktur und die Dynamik der konvektiven Grenzschicht im wesentlichen durch die Bodenwärmeflüsse bestimmt wird. Die Ergebnisse unserer Simulationsrechnungen (Lauf 4) zeigen jedoch überraschenderweise eine recht hohe Empfindlichkeit gegenüber Strahlungsprozessen. Wir finden, daß die Strahlungsabkühlung im oberen Teil der Wolke mit einer signifikanten Zunahme des Flusses von potentieller Virtuelltemperatur verbunden ist. Zum Zeitpunkt $t = 7200 \text{ s}$ weist diese Größe im Kontrolllauf im Vergleich zu Lauf 4 doppelt so große Werte auf, was wegen der damit verbundenen Produktion von turbulenter kinetischer Energie auch große Werte der Vertikalwindvarianz zur Folge hat. Die Ergebnisse unserer Modellrechnungen demonstrieren damit, daß auch in der konvektiven Grenzschicht die Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit den Wolken zu berücksichtigen ist, da die langwellige Strahlungsabkühlung eine Destabilisierung der Wolkenschicht und eine Zunahme der Wolkenaktivität bewirkt.

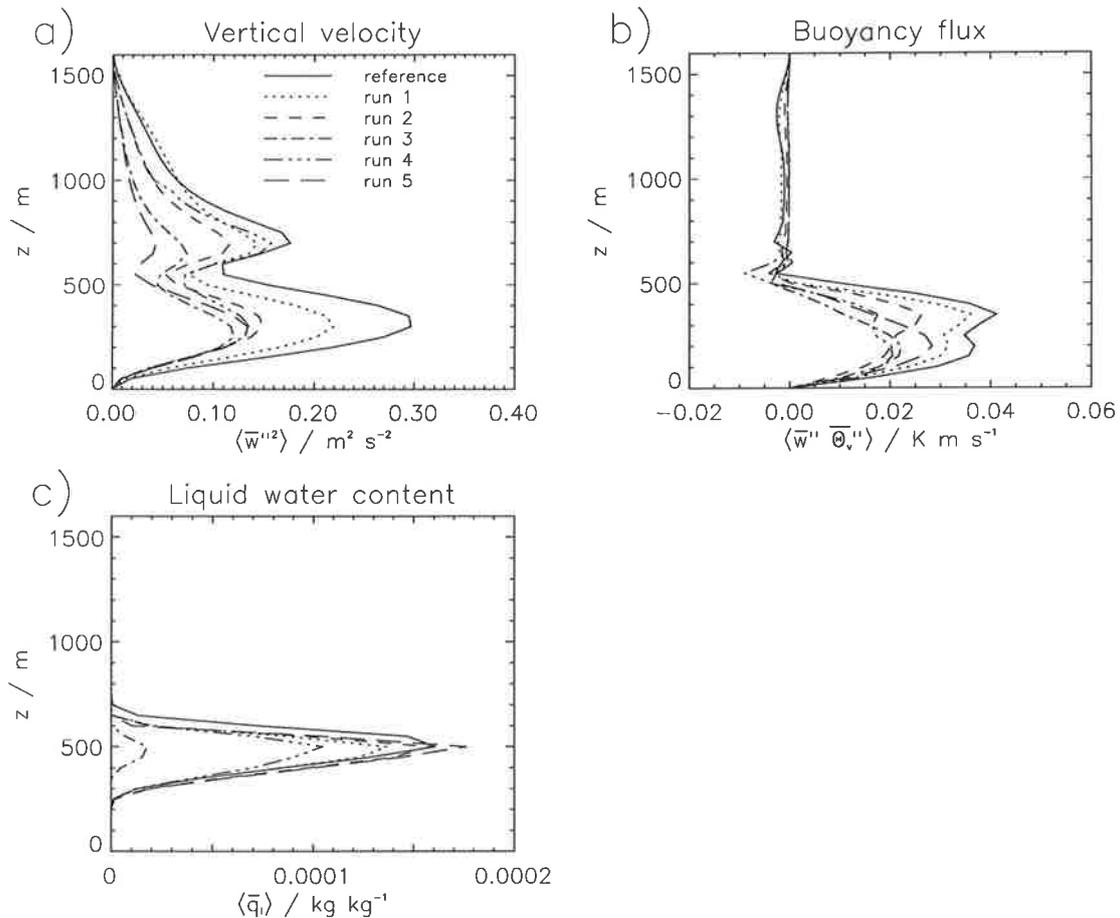


Abbildung 8: Mittlere Profile (a) der vom Modellgitter aufgelösten Vertikalwindvarianz $\langle \overline{w''^2} \rangle$, (b) des aufgelösten Flusses von potentieller Virtuelltemperatur $\langle \overline{w'' \theta_v''} \rangle$ und (c) des mittleren Flüssigwassergehalts $\langle \overline{q_l} \rangle$ zum Zeitpunkt $t = 7200 \text{ s}$ für den Kontrolllauf (durchgezogene Linien) sowie für die Läufe 1-5 (gestrichelte Linien).

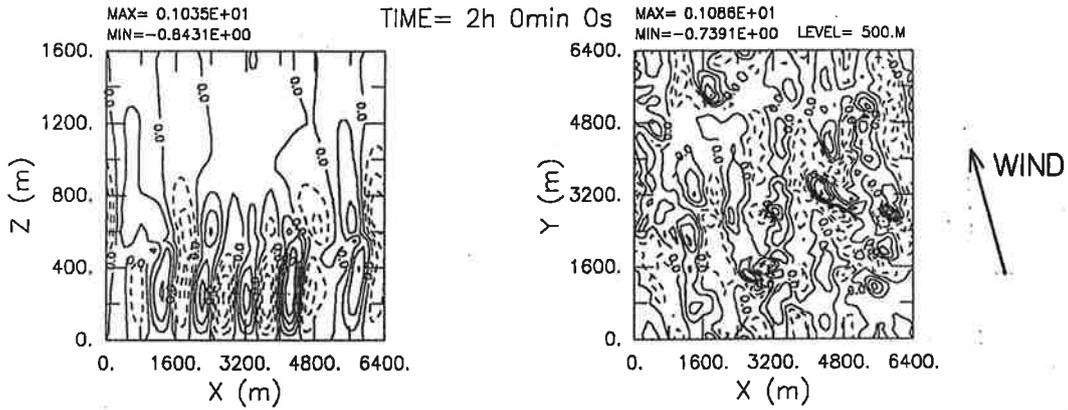
Der Einfluß der Strahlungsabkühlung dokumentiert sich auch in den Profilen des Flüssigwassergehalts (Abbildung 8c). Im Lauf 4 weist das Maximum des mittleren Flüssigwassergehalts einen Wert von 0.10 g kg^{-1} (gegenüber 0.16 g kg^{-1} im Kontrolllauf) auf, der Wolkenbedeckungsgrad hat von 1.0 im Kontrolllauf auf einen Wert von 0.8 abgenommen. Beim Vergleich der Flüssigwassergehalte und Bedeckungsgrade der Modellläufe 1, 2, 5 mit denen des Kontrolllaufs stellen wir fest, daß die großräumige Absinkbewegung, eine räumlich homogene Ozeanoberflächentemperatur und die Vernachlässigung der latenten Wärmefreisetzung nur geringen Einfluß auf die Morphologie und den Wassergehalt der Wolken ausübt. Im Gegensatz dazu verursacht ein großskaliger vertikaler Feuchtegradient (Lauf 3) erhebliche Änderungen im Flüssigwassergehalt sowie der gesamten

Grenzschichtstruktur. Wie bereits erwähnt, bewirkt in diesem Fall das Einmischen trockener Luft aus Regionen oberhalb der Inversion eine Austrocknung der Grenzschicht. Dies hat sowohl eine Hebung der Wolkenunterkante (350 gegenüber 250 m im Kontrolllauf) als auch eine Änderung des Bedeckungsgrades zur Folge. Im Lauf 3 weist der Wolkenbedeckungsgrad einen Wert von 0.32 (gegenüber einem Wert von 1.0 im Kontrolllauf) auf; der maximale mittlere Flüssigwassergehalt beträgt 0.018 g kg^{-1} (gegenüber 0.16 g kg^{-1} im Kontrolllauf).

Abbildung 9 zeigt für den Lauf 3 eine Realisation des Vertikalwindfeldes und des Flüssigwassergehalts im Horizontal- (bei $z = 500 \text{ m}$) und Vertikalchnitt (bei $y = 3200 \text{ m}$) durch das Modellgebiet zum Zeitpunkt $t = 7200 \text{ s}$. Das Strömungsfeld weist im Vergleich zum Kontrolllauf eine etwas regulärrere Struktur auf und kann wiederum durch eine rollenförmige Zirkulation mit einer Wellenlänge von etwa 1070 m charakterisiert werden. Man erkennt, daß sich in einer trockeneren Atmosphäre, die oberhalb der Inversion eine relative Feuchte von etwa 50% aufweist, eine flachere, durchbrochene Wolkenschicht ausbildet, wobei die maximalen Flüssigwassergehalte im oberen Bereich der stärksten Aufwindgebiete anzutreffen sind. Unsere Studie zeigt damit deutlich, daß die Struktur des großräumigen Feuchtefeldes einen erheblichen Einfluß sowohl auf die Intensität der Sekundärzirkulation als auch auf den Bedeckungsgrad innerhalb der konvektiven Grenzschicht ausübt. Die Ursache für die empfindliche Abhängigkeit von dem vertikalen Feuchtegradienten dürfte darin liegen, daß das mit der Rollenzirkulation verbundene Entrainment trockener Luft und die sich daran anschließende Vermischung mit gesättigter Wolkenluft die Verdunstungsrate von Wolkenwasser derart beeinflusst, daß sowohl der wolkenbedeckte Flächenanteil erheblich verändert wird als auch, bedingt durch die beim Phasenübergang umgesetzte Energiemenge, die konvektive Entwicklung beeinflusst wird.

RUN 3

VERTICAL VELOCITY



LIQUID WATER

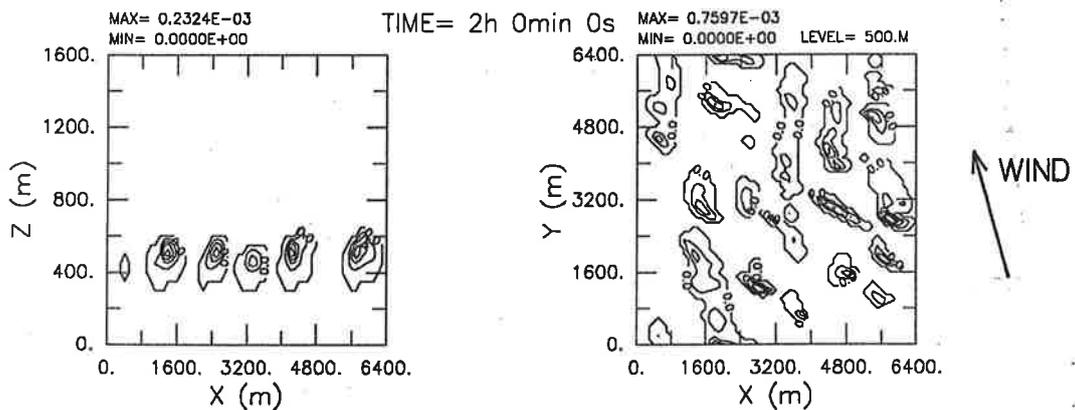


Abbildung 9: Simulation der Grenzschichtentwicklung während eines Kaltluftausbruches bei dem das synoptische Feld im Gegensatz zum Kontrolllauf eine lineare Abnahme der spezifischen Feuchte mit der Höhe aufweist (Lauf 3). Dargestellt sind die Isolinien der Vertikalgeschwindigkeit (oben) und des Flüssigwassergehalts (unten) im Vertikal- (links) und Horizontalschnitt (rechts) durch das Modellgebiet nach zwei Stunden Integrationszeit. Ansonsten wie Abbildung 1.

4. Grobstruktursimulation von Stratocumuluswolken

4.1 Einführung

Die marine Grenzschicht ist oftmals durch großräumige Bedeckung mit Schichtbewölkung gekennzeichnet. Warren et al. (1988) geben einen mittleren globalen Bedeckungsgrad mit Stratocumulus und Stratus über den Meeresoberflächen von 34% an. Nahezu dauerhafte Stratocumulusfelder werden über dem östlichen Pazifik (vor Kalifornien und Mexiko bzw. Peru und Chile) und über dem östlichen Atlantik (vor Marokko bzw. Angola und Südafrika) beobachtet (Schubert et al., 1979a,b). Zeitweise sind Stratocumulusdecken auch an der Südküste Australiens, über dem Nordatlantik, der Nordsee und über größeren Seen zu finden.

Die üblicherweise betrachteten Stratocumuluswolken sind Bestandteil der atmosphärischen Grenzschicht und besitzen Wolkenoberkanten mit Höhen um etwa 1000 m, wobei die Wolkenschicht eine Mächtigkeit von etwa 500 m aufweist. Die Bildung von Stratocumuluswolken erfolgt nach Driedonks und Duynkerke (1989) insbesondere in Gebieten, in denen folgende Voraussetzungen erfüllt sind:

- Es sollte eine ungewöhnlich stabil geschichtete Atmosphäre oberhalb einer flachen, durch eine kräftige Inversion abgeschlossenen Grenzschicht existieren. In diesem Fall bleiben konvektive Prozesse auf die Grenzschicht beschränkt und können nicht über die Inversion hinaus wirksam sein. Diese Voraussetzung ist meist in Zusammenhang mit großräumigen Absinkbewegungen in den subtropischen Hochdruckgebieten und in den Hochdruckrücken hinter den Kaltfronten der mittleren Breiten gegeben.
- Außerdem sollte ein beträchtlicher Bodenfeuchtefluß vorhanden sein, der zusammen mit vertikalen Austauschprozessen eine Befeuchtung der Grenzschicht hervorrufen kann. Eine ausreichende Feuchtezufuhr erfolgt insbesondere über den Meeren und kompensiert Effekte, die zur Austrocknung der Grenzschicht führen können (wie z. B. Entrainment von trockener Luft an der Wolkenoberkante, großräumiges Absinken oder Erwärmung der Grenzschicht durch Strahlungsabsorption oder Wärmeflüsse vom Boden). Dadurch läßt sich erklären, warum gerade über den Ozeanen ausgedehnte und langlebige Stratocumulusfelder zu finden sind.

Die persistenten Stratocumulusfelder über dem östlichen Pazifik und dem östlichen Atlantik haben ihre größte Ausdehnung im Nordsommer, wenn die starke Konvektion in der innertropischen Konvergenzzone und das Absinken in den subtropischen Hochdruckgebieten besonders stark ausgeprägt sind. Neben den persistenten Stratocumulusdecken gibt es auch noch Stratocumulusfelder von kürzerer Lebensdauer. Sie entstehen häufig in mittleren Breiten im Winter durch Kaltluftausbrüche über relativ warmen Meeresgebieten bzw. über Kontinentalregionen durch Zusammenwachsen von flachen Cumuli bei Nacht.

Wegen der Häufigkeit des Auftretens von Stratocumulusbewölkung und ihrer Persistenz, übt sie einen großen Einfluß auf das Klimasystem aus. Insbesondere beeinflusst diese Wolkenart den Strahlungshaushalt der Erde, indem sie das solare und terrestrische Strahlungsfeld modifiziert. Die Albedo von Stratocumulusdecken beträgt etwa 50% (Fouquart et al., 1990), während im Gegensatz dazu die Albedo der Meeresoberfläche, abhängig vom Sonnenstand, bei etwa 10% liegt. Dieser Albedounterschied hat zur Folge, daß in einer stratocumulusbedeckten Grenzschicht ca. 30% der am Oberrand der Atmosphäre einfallenden Solarstrahlung die Meeresoberfläche erreicht, während in wolkenfreien Situationen 70% der einfallenden Solarstrahlung an der unteren Unterlage absorbiert werden können. Durch die Existenz tiefliegender Wolken wird auch der langwellige Strahlungsfluß geändert; jedoch ist die langwellige Ausstrahlung der Atmosphäre, aufgrund der geringen Höhe der Wolkenoberkante und der damit verbundenen geringen Temperaturdifferenz zur Ozeanoberfläche, nur geringfügig kleiner als die einer wolkenfreien Atmosphäre. Ausgedehnte Stratocumulusfelder bewirken demnach eine Nettostrahlungsabkühlung der Atmosphäre (Arking, 1991). Slingo (1990) konnte zeigen, daß bereits eine Vergrößerung um 15-20% des Flächenanteils mit niedriger Grenzschichtbewölkung ausreicht, um die strahlungsbedingte Erwärmungstendenz infolge einer verdoppelten Kohlendioxidkonzentration in der Atmosphäre zu kompensieren.

Das Verständnis der Prozesse, die zur Bildung, Aufrechterhaltung und Auflösung von Stratocumulusbewölkung beitragen, ist daher nicht nur für kurzfristige Vorhersagen, sondern auch für langfristige Klimaprognosen von großer Bedeutung. Speziell die Prognosegenauigkeit von globalen Zirkulationsmodellen ist stark von der Güte der Parameterisierung der niedrigen Schichtbewölkung abhängig.

Die komplexe Physik der stratocumulusbedeckten Grenzschicht war

deshalb in den letzten Jahren Gegenstand zahlreicher experimenteller Untersuchungen (siehe z. B. Brost et al., 1982a,b; Slingo et al., 1982; Nicholls, 1984; Nicholls und Leighton, 1986; Hignett, 1991; Paluch und Lenschow, 1991; Duynkerke et al., 1995; Roode und Duynkerke, 1997). Im Rahmen von *ISCCP* (**I**nternational **S**atellite **C**loud **C**limatology **P**roject) wurden zwei Meßkampagnen durchgeführt, in denen unter anderem die Prozesse in der stratocumulusbedeckten Grenzschicht untersucht werden sollten. *FIRE* (**F**irst *ISCCP* **R**egional **E**xperiment) fand vor der Küste Kaliforniens im Sommer 1987 statt (Albrecht et al., 1988), und *ASTEX* (**A**tlantic **S**tratocumulus **T**ransition **E**xperiment) im Gebiet der Azoren im Juni 1992 (Albrecht et al., 1995).

Die Beobachtungen haben die Erkenntnis erbracht, daß der Zustand der wolkenbedeckten Grenzschicht im allgemeinen durch turbulente Bewegungen, Einmischvorgänge, Strahlungsprozesse und mikrophysikalische Abläufe bestimmt wird (Driedonks und Duynkerke, 1989). Dabei kommt denjenigen Mechanismen entscheidende Bedeutung zu, die für die Erzeugung von Turbulenz verantwortlich sind. Diese Mechanismen können konvektiver Art sein und aus Erwärmungen an der Erdoberfläche oder Strahlungsabkühlungen an der Wolkenoberkante resultieren, sie können aber auch durch Scherungen verursacht sein, die aus Schubspannungen im bodennahen Bereich oder Windscherungen an der Oberkante der Grenzschicht resultieren.

Eine besondere Rolle spielt in diesem Zusammenhang die langwellige Strahlung. Wegen der hohen Emissivität von Flüssigwasser im terrestrischen Spektralbereich findet die stärkste Abkühlung in den obersten Metern der Wolke statt. Im Inneren der Wolke verschwindet die Divergenz des langwelligen Strahlungsflusses nahezu, lediglich nahe der Wolkenunterkante wird die Wolke, je nach Temperaturdifferenz zur Ozeanoberfläche, leicht erwärmt. Typische Werte für die Änderung des langwelligen Nettostrahlungsflusses liegen im Bereich der Wolkenoberkante bei -70 W m^{-2} und an der Wolkenunterkante bei rund 20 W m^{-2} . Je nach Mächtigkeit und Flüssigwassergehalt der Wolke werden dadurch Abkühlungsraten von $5 - 10 \text{ K h}^{-1}$ an der Wolkenoberkante und Erwärmungsraten von $2 - 3 \text{ K h}^{-1}$ an der Wolkenbasis hervorgerufen (Nicholls und Turton, 1986). Die lokale Erwärmung der Wolke an der Unterkante sowie ihre lokale Abkühlung an der Oberkante führen zu einer Destabilisierung der Grenzschicht. Die abgekühlte Luft an der Oberkante sinkt infolge ihrer größeren Dichte ab, wodurch konvektive Umlagerungen hervorgerufen werden, die wiederum turbulente Bewegungen erzeugen. Die langwellige Strahlungsab-

kühlung stellt somit über den dadurch hervorgerufenen aufwärtsgerichteten Auftriebsfluß den wesentlichen Antriebsmechanismus für eine stratocumulusbedeckte Grenzschicht dar, der für die Durchmischung der Grenzschicht verantwortlich ist.

Aufgrund des turbulenten Charakters der Grenzschicht wird trockene, warme Luft aus der freien Atmosphäre durch die Inversionsfläche in die Wolkenschicht eingemischt. Dieser Vorgang findet innerhalb einer sehr schmalen Schicht von einigen Dekametern Dicke statt und wird als *Entrainment* bezeichnet. Je nach Beschaffenheit der Luft oberhalb der Grenzschicht kann Entrainment zu einer Verdickung oder zu einer Verdünnung der Wolke führen. Ist die eingemischte Luft nämlich relativ feucht, kann der Einmischvorgang zu einer Verdickung der Wolke durch Massenzuwachs führen. Wird dagegen trockene und warme Außenluft in die Wolke eingemischt, kommt es zu einer Verdunstung von Wolkentröpfchen und damit zu einer Abkühlung in der Wolke. Diese Verdunstungsabkühlung kann unter bestimmten Bedingungen einen Instabilitätsprozeß in Gang setzen, bei dem durch Abkühlung der Wolkenluft die Luftpakete einen negativen Auftrieb erfahren und durch die Wolke hinabsinken. Hierdurch wird turbulente kinetische Energie erzeugt, die wiederum größere Entrainmentraten bedingt, wodurch räumliche Inhomogenitäten in der Stratocumuluschicht erzeugt werden und letztendlich der Aufbruch der geschlossenen Wolkendecke ausgelöst werden kann. Dieser Instabilitätsvorgang wird "*Cloud-Top Entrainment Instability (CTEI)*" genannt und ist seit fast zwei Jahrzehnten Gegenstand zahlreicher experimenteller und numerischer Untersuchungen (Kuo und Schubert, 1988; Shy und Breidenthal, 1990; Wang und Albrecht, 1994).

Satellitenbeobachtungen deuten darauf hin, daß in Stratocumulusdecken trotz des schichtartigen Charakters dieses Wolkentyps eine beträchtliche Variabilität anzutreffen ist, die sich in großen tageszeitlichen und räumlichen Variationen der Wolkenhöhe, Wolkendicke und der Wolkenbedeckung äußern (Short und Wallace, 1980; Minnis und Harrison, 1984). Neben der *CTEI* (Lilly, 1968; Deardorff, 1980b; Randall, 1980; MacVean und Mason, 1990) können unter anderem folgende Prozesse zur beobachteten Variabilität der Stratocumulusbewölkung beitragen: kurzweilige Strahlung (Nicholls, 1984; Nicholls und Leighton, 1986; Betts, 1990; Betts and Boers, 1990; Hignett, 1991), Niederschlag (Brost et al., 1982a,b, Nicholls, 1984; Albrecht, 1989), horizontale Variabilität der Bodenflüsse (Rogers, 1989; Friehe et al., 1991), Windscherung (Caughey et al., 1982) sowie großräumiges Absinken (Turton und Nicholls, 1987). Zur numerischen

Untersuchung der oben genannten physikalischen Prozesse wurde eine Vielzahl von Modellen mit unterschiedlicher Komplexität eingesetzt. Unter diesen sind einfache "Mixed-Layer" Modelle und schichtgemittelte eindimensionale Modelle (Lilly, 1968; Deardorff, 1976b; Schubert, 1976; Schubert et al., 1979a,b; Stage und Businger, 1981a,b; Fravolo et al., 1981; Schaller und Kraus 1981a,b; Hanson, 1984; Randall, 1984) Schließungsmodelle höherer Ordnung (Oliver et al., 1978, Moeng und Arakawa, 1980; Moeng und Randall, 1984; Bougeault, 1985; Bougeault und André, 1986; Chen und Cotton, 1987; Duynkerke, 1989; Rogers und Koracin, 1992; Wang und Wang, 1994) sowie Grobstruktursimulationsmodelle (Deardorff, 1980a; Moeng, 1986; Moeng et al. 1995; Kogan et al., 1995) vertreten.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen befassen sich mit der nächtlichen, stratocumulusbedeckten Grenzschicht. Das Ziel der Untersuchung besteht zum einen darin, zu evaluieren, ob das Grobstruktursimulationsmodell in der Lage ist, die während eines Tages des ASTEX Experiments beobachtete Turbulenzstruktur einer wolkenbedeckten Grenzschicht richtig wiederzugeben. Zum anderen werden die Ergebnisse der LES-Modellierung einer umfangreichen Fehleranalyse unterzogen.

Wie bei jeder Modellierungstechnik sind auch die Ergebnisse der Grobstruktursimulationstechnik einer Reihe von Unsicherheiten unterworfen, die durch die Modellierung an sich, durch Annahmen bezüglich der Behandlung wichtiger physikalischer Prozesse oder durch die Unkenntnis einiger Modellkonstanten hervorgerufen werden. Im allgemeinen unterscheidet man zwei Haupttypen der Ungewißheit, die das Vertrauen in die Ergebnisse numerischer Modelle einschränken: die parametrische Unsicherheit und die strukturelle Unsicherheit (Tatang et al., 1997). Die parametrische Unsicherheit hat ihren Ursprung in der unvollständigen Kenntnis einiger Modellparameter; dazu zählen empirisch zu bestimmende Konstanten, sowie die Anfangs- und Randbedingungen des Systems. Strukturelle Unsicherheiten der Modellergebnisse ergeben sich aus der approximativen Behandlung der dynamischen und physikalischen Prozesse, durch die raum-zeitliche Diskretisierung der Modellgleichungen, durch fehlerbehaftete numerische Näherungsverfahren und durch die Endlichkeit des numerischen Lösungsgebiets.

Im allgemeinen hängt die gesamte Unsicherheit der Modellresultate in komplizierter und häufig auch in einer nicht vorhersehbaren Art und Weise von den oben genannten Faktoren ab. Im Rahmen dieser Untersuchung konzentrieren wir uns auf einige Aspekte der parametrischen und struktu-

rellen Unsicherheit, wobei folgende Punkte beleuchtet werden:

- Zunächst wird die statistische Signifikanz der vom *LES*-Modell erzeugten Datensätze ermittelt. Aus diesem Grunde werden Ensemble-Läufe des Modells mit Anfangs- und Randbedingungen eines während des *ASTEX*-Experiments 1992 beobachteten Falles (siehe Abschnitt 4.2.1.1) durchgeführt. Diese Modellläufe illustrieren den stochastischen Charakter der turbulenten Prozesse in der wolkenbedeckten marinen Grenzschicht und belegen, daß der Stichprobenfehler der aus Grobstruktursimulationsrechnungen abgeleiteten statistischen Momente des Strömungsfeldes stark von der Größe des verwendeten Modellgebiets abhängig ist.
- Außerdem wird auch die Empfindlichkeit der *LES*-Resultate in Hinblick auf die Darstellung subskaliger und wolkenphysikalischer Prozesse evaluiert. Zu diesem Zweck werden zwei verschiedene subskalige Turbulenzparameterisierungen (Deardorff- und Schumann-Schema, siehe Abschnitt 2.2) ins *LES*-Modell implementiert und auf ihre Verwendbarkeit hin geprüft. Weiterhin wird der Einfluß der Niederschlagsbildung auf die Struktur der stratocumulusbedeckten Grenzschicht herausgearbeitet. Hierzu werden Modellrechnungen unter Verwendung der in den Kapiteln 2.4.3 und 2.4.4 vorgestellten Kessler'schen und Lüpkes'schen Niederschlagsparameterisierungen durchgeführt.
- Schließlich wird die Empfindlichkeit der *LES*-Resultate in Hinblick auf eine Reihe von Umgebungsbedingungen, deren Spezifikation zur Festlegung der Anfangs- und Randbedingungen in den Modellrechnungen erforderlich ist, untersucht. Mit Hilfe einfacher Fehlerfortpflanzungsprozeduren werden die Ergebnisse dieser Parameterstudie dazu verwendet, die Konfidenzintervalle für die berechneten statistischen Kenngrößen als Funktion der relevanten externen Einflußgrößen zu ermitteln.

4.2 Spezifikation der Modellrechnungen

4.2.1 Herkunft der Anfangsdaten

4.2.1.1 Das ASTEX-Experiment

Zur Initialisierung der Modellläufe werden Meßdaten verwendet, die auf dem Atlantic Stratocumulus Transition Experiment (*ASTEX*) 1992 gewonnen wurden. Bei diesem Experiment handelte es sich um ein internationales Forschungsprojekt unter der Federführung US-amerikanischer Wissenschaftler. Zielsetzung des *ASTEX*-Experiments war eine umfangreiche Untersuchung des marinen Stratocumulus. Dadurch sollten die Voraussetzungen geschaffen werden, um eine realistischere Parameterisierung dieses Wolkentyps in Klima- und Vorhersagemodellen zu erreichen. Zum anderen sollten die Unklarheiten, die über die Ursachen für den Übergang einer geschlossenen Stratocumulusdecke in ein Feld kleinräumiger flacher Passatcumuli vorherrschten, beseitigt werden (Albrecht et al., 1995).

Das Meßgebiet und der Zeitraum der Kampagne wurden nach klimatologischen Befunden gewählt: das *ASTEX*-Experiment fand in der Zeit vom 1. Juni 1992 bis zum 28. Juni 1992 im nordöstlichen Atlantik zwischen den Azoren und Madeira statt, weil hier der marine Stratocumulus in den frühen Sommermonaten zum alltäglichen Erscheinungsbild gehört. Für die Felduntersuchungen wurden nicht nur zahlreiche aerologische Meßstationen sowie moderne "Remote Sensing-Technik" auf den Inseln Santa Maria und Porto Santo installiert, sondern auch umfangreiche meteorologische, chemische und ozeanographische Messungen auf vier Forschungsschiffen, mit vier Meßbojen und sieben Flugzeugen durchgeführt. Analysen und Prognosen des Europäischen Zentrums für Mittelfristige Wettervorhersagen (*EZMW*) gaben darüber hinaus Aufschluß über die großräumigen synoptischen Vorgänge, über die mittlere Vertikalwindgeschwindigkeit sowie über Trajektorienverläufe.

Mit diesen Hilfsmitteln wurden verschiedene Teilexperimente durchgeführt. So wurden z. B. die chemischen Eigenschaften der Aerosole innerhalb der Grenzschicht untersucht, da diese das optische und mikrophysikalische Verhalten in der Wolkenschicht beeinflussen. Messungen der tageszeitlichen Veränderungen des Stratocumulus sollten Erkenntnisse über Entkoppelungsvorgänge, die durch Absorption solarer Strahlung innerhalb der Wolke oder Verdunstung von Niederschlägen

unterhalb der Wolke ausgelöst werden, vermitteln. Flugzeugmessungen und Radiosondenprofile sollten beleuchten, welche Rolle die *Cloud Top Entrainment* Instabilität für den Aufbruch der geschlossenen Wolken-decke spielt. Durch ozeanographische Messungen wurden darüber hinaus die Wechselwirkungen zwischen Ozean und atmosphärischer Grenzschicht untersucht. Außerdem wurden zwei Lagrange-Experimente durchgeführt, in denen über einen Zeitraum von mindestens 36 Stunden die Bewegung einer Luftsäule innerhalb einer konvektiven Grenzschicht verfolgt und deren physikalische und chemische Veränderungen aufgezeichnet wurden.

4.2.1.2 Das Lagrange-Experiment

Zur Beschreibung eines Strömungsfelds gibt es zwei verschiedene Ansatzmöglichkeiten. Bei der Euler'schen Methode werden die Bewegungszustände an festen Raumpunkten untersucht, unabhängig davon, welche individuellen Fluidelemente sie verursachen. Wenn für eine große Zahl von Raumpunkten die Geschwindigkeit als Funktion der Zeit angegeben werden kann, gilt die Strömung als bestimmt. Bei der Lagrange'schen Methode werden dagegen die Bewegungszustände einzelner Fluidelemente entlang ihres Weges beobachtet, so daß man den zeitlichen Ablauf der Bewegung einzelner Fluidelemente erhält. Kann man für eine Vielzahl dieser Elemente die Geschwindigkeit und die thermodynamischen Zustandsfunktionen als Funktion der Zeit angeben, so gilt auch hier die Strömung als bestimmt.

Selbstverständlich sind detaillierte Messungen der Eigenschaften einer sich bewegenden Luftsäule mit einem weitaus höheren Aufwand verbunden als Messungen an einem festen Raumpunkt. Da jedoch die Struktur der marinen Grenzschicht weitaus stärker durch vertikale als durch horizontale Durchmischung beeinflusst wird, lag es nahe, für das *ASTEX*-Experiment eine Strategie zu entwickeln, die Aufschluß über das Lagrange'sche Verhalten des Stratocumulus liefert. Beobachtungen der marinen Grenzschicht an einem festen Ort haben nämlich den Nachteil, daß der Einfluß der horizontalen Advektion berücksichtigt werden muß. Diese ist aber gerade über den Ozeanregionen schwer bestimmbar, weil hier meteorologische Meßstationen nur in sehr spärlicher Anzahl vorhanden sind.

Bei der Lagrange'schen Methode wird dagegen eine Luftsäule betrachtet, die sich mit dem mittleren Wind bewegt. Innerhalb der Luftsäule fin-

det eine starke vertikale Durchmischung statt, während Wechselwirkungen mit benachbarten Luftsäulen durch horizontale Mischungsvorgänge nicht oder nur in schwacher Form vorherrschen. Der Einfluß der horizontalen Advektion kann deshalb vernachlässigt werden. Man erhält eine bessere Kenntnis über die thermodynamische und chemische Struktur der Grenzschicht und damit die Möglichkeit, Grenzschichtmodelle und Parametrisierungsansätze zu verbessern. Die einzige Komponente, die für solche Modelle und Parameterisierungskonzepte benötigt wird und nicht direkt aus der Lagrange'schen Methode heraus gemessen werden kann, ist die großskalige Absinkbewegung als Funktion der Höhe. Diese kann aber indirekt durch Verwendung von Analysen des EZMW aus der mittleren Vertikalgeschwindigkeit bestimmt werden.

Das *ASTEX*-Experiment war das erste Grenzschichtexperiment, das die logistischen Schwierigkeiten einer Lagrange'schen Methode in einer abgelegenen Ozeanregion für einen längeren Zeitraum erfolgreich in Angriff nahm. Wie diese logistischen Maßnahmen im einzelnen aussahen, soll in dieser Arbeit nicht näher beschrieben werden. Hierzu wird auf die ausführliche Darstellung bei Bretherton und Pincus (1995) sowie Bretherton et al. (1995) verwiesen.

Wie bereits erwähnt, wurden während des *ASTEX*-Experiments zwei Lagrange-Experimente durchgeführt. Lagrange I fand in der Zeit vom 12. Juni 1992 (16:00 UTC) bis zum 14. Juni 1992 (12:00 UTC) statt, Lagrange II erfolgte vom 18. Juni 1992 (22:00 UTC) bis zum 20. Juni 1992 (14:00 UTC). Während Lagrange I befanden sich in der Meßregion nach Analysen von Luftchemikern sehr saubere Luftmassen. Die Grenzschicht vollzog während der Untersuchungen eine Entwicklung von einer sehr dünnen Stratocumuluschicht, verbunden mit ausfallendem Sprühregen, zu einer Passatcumuluschicht mit darüberliegendem Stratocumulus und starken Konvektionsprozessen. Nach Beendigung der Lagrange I Phase strömten in den darauffolgenden Tagen Luftmassen westwärts vom europäischen Festland herbei und verdrängten die sauberen Luftmassen. Die advehieren Luftmassen zeichneten sich durch eine sehr mächtige Grenzschicht aus, die durch eine kräftige Inversion von 6 - 8 K abgeschlossen wurde und in der Cumuli in die Stratocumuluschicht hineinwuchsen. Während des Lagrange II-Experiments veränderte sich diese Struktur nur unwesentlich. Alle gemessenen Vertikalprofile deuteten auf sogenannte Entkopplungen hin, die für Passatcumulusgrenzschichten charakteristisch sind. Niederschläge wurden bei Lagrange II nicht beobachtet.

4.2.2 Initialisierung der Modellläufe

Die als Referenzfall dienende Simulation der stratocumulusbedeckten Grenzschicht orientiert sich an Meßergebnissen, die im Rahmen des *ASTEX Lagrange I-Experiments* während des dritten Fluges (Meßflug RF06) am 13.6.1992 im Zeitraum von 04:51-10:13 UTC gewonnen wurden. Eine detaillierte Beschreibung der Meßstrategie, des eingesetzten Forschungsflugzeuges, der Meßdatenverarbeitung und der Meßergebnisse ist bei Roode und Duynkerke (1997) zu finden. An diesem Meßfall orientierte sich auch die Modell-Vergleichstudie zur stratocumulusbedeckten Grenzschicht, die im Rahmen des von der Europäischen Gemeinschaft geförderten Projekts *EUCREM*¹ (**E**uropean **C**loud **R**esolving **M**odelling) durchgeführt wurde. Die Modell-Vergleichsstudie wurde mit der Absicht durchgeführt, einen nächtlichen Teilabschnitt des *ASTEX Lagrange I-Experiments* mit Hilfe verschiedener *LES*-Modelle zu simulieren und anschließend die erzielten Resultate miteinander und mit den Meßdaten zu vergleichen. Diese Simulationen sollten darüber Aufschluß geben, ob die Modelle in der Lage sind, die beobachtete Turbulenzstruktur der Grenzschicht und die mikrophysikalischen Eigenschaften von Stratocumuluswolken realitätsnah wiederzugeben.

Damit ein Vergleich der verschiedenen Modellergebnisse möglich ist, wurden die Rand- und Anfangsbedingungen, die Lösungsgebietsgröße und numerische Auflösung, die Methode zur Berechnung der langwelligen Strahlungsabkühlung sowie die Modelllaufzeiten von einer *EUCREM*-Arbeitsgruppe vorgegeben (Duynkerke et al., 1998). Diese Vorgaben, die auch für die nachfolgenden Simulationsrechnungen verwendet werden, sollen deshalb kurz vorgestellt werden.

Initialisiert wird das Modell mit Daten, die den mittleren Zustand der Grenzschicht nach etwa sechszehnstündiger Laufzeit des *Lagrange I-Experiments*, also am 13. Juni 1992 (8:00 UTC), repräsentieren. Zu diesem Zeitpunkt wurde ein Wolkenfeld beobachtet, das sich durch anhaltende Niederschläge mit Raten von einigen Millimetern pro Tag auszeichnete. Aufgrund des niedrigen Sonnenstandes handelte es sich um einen überwiegend nächtlichen Stratocumulustyp, bei dem die Struktur der Grenzschicht während des Beobachtungszeitraumes durch solare Einstrahlung

1. Das Ziel des Projekts *EUCREM* bestand darin, Modelle, die Wolkenprozesse explizit auflösen (engl.: "Cloud Resolving Models" (CRMs)), im Rahmen von Vergleichsstudien anhand von detaillierten Beobachtungsdaten zu fünf unterschiedlichen atmosphärischen Konvektionsregimen zu validieren.

nicht bzw. nur unwesentlich beeinflusst wurde. Zur Modellierung dieses Ereignisses sind neben den Anfangs- und Randbedingungen für sämtliche prognostische Variablen eine Reihe von Standortparametern sowie die externen, das großskalige synoptische Feld charakterisierende Parameter zu spezifizieren. Die den Beobachtungen zugrunde liegende Situation wird wie folgt (idealisiert) formuliert: Unterstellt wird eine etwa 660 m mächtige, gut durchmischte wolkenbedeckte Grenzschicht, die durch eine scharf ausgeprägte Inversion von der freien Atmosphäre abgegrenzt wird. Die freie Atmosphäre ist stabil geschichtet und wird durch konstante Temperatur- und Feuchtegradienten beschrieben. Zur Charakterisierung der großräumigen Druckverhältnisse wird eine nordwestliche geostrophische Windströmung gemäß $(u_g, v_g) = (-3., -10.) m s^{-1}$ vorgeschrieben. Mit dieser Geschwindigkeit wird auch das Modellgebiet zur besseren Verfolgung des Phänomens verlagert. Die Anfangsprofile der Geschwindigkeitskomponenten (\bar{u}, \bar{v}) , die potentielle Flüssigwassertemperatur $\bar{\theta}_l$ und die totale spezifische Feuchte \bar{q} werden horizontal homogen wie folgt höhenabhängig vorgegeben:

$$(\bar{u}, \bar{v})/(m/s) = \begin{cases} (-1.7, -10.) & 0 < z/m \leq 662.5 \\ (-1.7 - 0.026 \cdot (z/m - 662.5), -10.) & 662.5 < z/m \leq 712.5 \\ (-3.0, -10.) & 712.5 < z/m < 1500 \end{cases} \quad (117)$$

$$\bar{\theta}_l/K = \begin{cases} 288.0 & 0 < z/m \leq 662.5 \\ 288.0 + 0.11 \cdot (z/m - 662.5) & 662.5 < z/m \leq 712.5 \\ 293.5 + 6 \times 10^{-3} \cdot (z/m - 712.5) & 712.5 < z/m < 1500 \end{cases} \quad (118)$$

$$\bar{q}/(g/kg) = \begin{cases} 10.7 & 0 < z/m \leq 662.5 \\ 10.7 - 0.032 \cdot (z/m - 662.5) & 662.5 < z/m \leq 712.5 \\ 9.1 - 2.4 \times 10^{-3} \cdot (z/m - 712.5) & 712.5 < z/m < 1500 \end{cases} \quad (119)$$

Aus diesen Vorgaben resultiert eine 450 m dicke Wolkenschicht ($(\bar{q}_l)_{max} = 0.92 g kg^{-1}$ bei $z=662.5 m$), deren Wolkenbasis bei $z = 237.5 m$ angesiedelt ist. Das Kondensat liegt zu Beginn der Modellrechnung in Form von Wolkenwasser vor. Die Profile der thermodynamischen Größen zwischen der Basis ($z = 662.5 m$) und der Obergrenze ($z = 712.5 m$) der Inversion werden als lineare Funktionen durch Interpolation zwischen den Werten der entsprechenden Größen in der durchmischten Schicht und in der freien Atmosphäre festgelegt. Die Veränderungen dieser Größen innerhalb der Inversionsschicht (Inversionssprünge) betragen demnach $\Delta\bar{\theta}_l = 5.5 K$ bzw. $\Delta\bar{q} = -1.6 g kg^{-1}$. Die subskalige turbulente kinetische

Energie wird in allen Höhen mit $z < 687.5 \text{ m}$ zu $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ initialisiert. Der Coriolisparameter wird auf $f = 8.7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (entsprechend einer geographischen Breite von 36.6°N) festgesetzt; der Bodendruck beträgt $p_{00} = 1028.8 \text{ hPa}$. Die großräumige Geschwindigkeitsdivergenz wird zu $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ spezifiziert; damit ergibt sich für die großskalige Absinkbewegung $w_{LS} = -1.5 \cdot 10^{-5} \cdot (z/m) \text{ m s}^{-1}$.

Die eindimensionalen Profile aller Größen werden horizontal homogen auf das dreidimensionale Modellgebiet übertragen. Um die Entwicklung eines turbulenten Zustands anzuregen, wird dem Temperaturfeld in allen Höhen mit $z < 687.5 \text{ m}$ zusätzlich während des ersten Zeitschrittes eine räumlich unkorrelierte Zufallsstörung mit einer Amplitude von 0.1 K aufgebracht.

Zur Berechnung der langwelligen Strahlungsabkühlung wird statt des in Kapitel 2.1.5 beschriebenen Schemas eine noch einfachere Methode verwendet, bei der der Nettostrahlungsfluß gemäß

$$F_{NET}(z) = F_{NET}^{CT} \cdot \exp(-a \cdot LWP(z, z_{TOP})) \quad (120)$$

parameterisiert wird. In Gleichung (120) stellt $F_{NET}^{CT} = 74 \text{ W m}^{-2}$ den Nettostrahlungsfluß an der Wolkenoberkante dar, $a = 130 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ ist eine Konstante und $LWP(z, z_{TOP})$ beschreibt den Flüssigwasserweg zwischen der Höhe z und der Obergrenze des Modellgebiets bei $z = z_{TOP}$.

Als untere Randbedingungen werden die Flüsse von Impuls, Temperatur und Feuchte horizontal homogen und zeitunabhängig vorgeschrieben:

$$(\overline{u'w'}, \overline{v'w'}) = -(\bar{u}(\Delta z/2), \bar{v}(\Delta z/2)) \cdot u_*^2 / (\bar{u}^2(\Delta z/2) + \bar{v}^2(\Delta z/2))^{1/2} \quad (121)$$

$$\overline{w'\theta'} = 1.3 \times 10^{-2} \text{ K m s}^{-1} \quad (122)$$

$$\overline{w'q'_v} = 1.8 \times 10^{-5} \text{ kg m s}^{-1} \text{ kg}^{-1}, \quad (123)$$

wobei die Schubspannungsgeschwindigkeit zu $u_* = 0.3 \text{ m s}^{-1}$ vorgegeben wird.

Für die meisten Simulationen (mit Ausnahme der Sensitivitätsläufe) wird ein Modellgebiet benutzt, das in der Horizontalen eine Grundfläche von $3.2 \cdot 3.2 \text{ km}^2$ überdeckt. In der Vertikalen erstreckt sich das Modellgebiet

bis zu einer Höhe von 1500 m. Die horizontalen Gitterabstände betragen $\Delta x = \Delta y = 50 \text{ m}$ und in der Vertikalen wird eine Auflösung von $\Delta z = 25 \text{ m}$ realisiert. Die numerischen Integrationen umfassen einen Zeitraum von vier Stunden wobei der Zeitschritt $\Delta t = 3 \text{ s}$ beträgt. Der Referenzlauf verwendet das Deardorff-Schema zur Parameterisierung subskaliger Prozesse und das Lüpkes-Schema zur Beschreibung des Niederschlagsprozesses. Zur Bestimmung der statistischen Signifikanz der vom *LES*-Modell erzeugten Datensätze werden zusätzlich 20 Ensembleläufe mit der gleichen Modellphysik durchgeführt, die sich vom Referenzlauf nur dadurch abgrenzen, daß unterschiedliche Sätze von Zufallszahlen zur Initialisierung der Temperaturstörungen verwendet werden.

Neben der Referenzsimulation und den Ensembleläufen werden eine Reihe am Kontrolllauf orientierter Modellintegrationen unter Vorgabe geänderter Eingabeparameter bzw. bei abgewandelter Behandlung der Modellphysik durchgeführt. Der Lauf *SCHUMANN* verwendet statt der Deardorff'schen Subgrid-Parameterisierung die Schumann'sche. Der Lauf *KESSLER* erfolgt unter Verwendung der Kessler'schen Niederschlagsparameterisierung; beim Lauf *NO RAIN* wird während der gesamten Simulationszeit der Einfluß von Niederschlägen außer acht gelassen. Schließlich wird die Empfindlichkeit der *LES*-Resultate in Hinblick auf eine Reihe von Umgebungsbedingungen, deren Spezifikation zur Festlegung der Anfangs- und Randbedingungen in den Modellrechnungen erforderlich ist, ermittelt. Dabei wird der Einfluß der Inversionsstärke, der Bodenflüsse, des großräumigen Absinkens und der langwelligen Strahlungsabkühlung auf die Turbulenzstruktur der wolkenbedeckten Grenzschicht beleuchtet und quantifiziert. Die Sensitivitätsstudie benutzt die Standardmodellversion (d. h. Deardorff- und Lüpkes-Schema), wobei zur Vergrößerung des Signal-zu-Rauschverhältnisses ein größeres Lösungsgebiet mit den Ausmaßen $28.8 \cdot 3.2 \cdot 1.5 \text{ km}^3$ verwendet wird.

4.3 Ergebnisse der Modellläufe

4.3.1 Statistische Signifikanz der Modellresultate

Die zeitliche Entwicklung eines turbulenten Strömungsfeldes wird durch die (gefilterten) Differentialgleichungen der Hydro- und Thermodynamik beschrieben. Sind die Details der Rand- und Anfangsbedingungen bekannt, so läßt sich der zukünftige Zustand des Strömungsfeldes durch numerische Integration der Grundgleichungen eindeutig bestimmen. Die

Lösungen des Differentialgleichungssystems sind damit zwar im mathematischen Sinne determiniert, im physikalischen Sinne hingegen unvorhersagbar, da selbst noch so kleine Unbestimmtheiten der Kenntnis der Rand- und Anfangsbedingungen das spätere Verhalten der Lösung entscheidend beeinflussen. Unkontrollierbare Störungen in den Rand- und Anfangsbedingungen der dynamischen und thermodynamischen Zustandsgrößen im Zusammenhang mit einer Instabilität sind dafür verantwortlich, daß die Strömung bei jeder Realisation anders verläuft. Darüber hinaus zeichnen sich turbulente Strömungen durch ein unregelmäßiges Verhalten aus, in dem komplizierte Variationen der Geschwindigkeit und der thermodynamischen Zustandsgrößen auftreten, so daß eine einzelne Simulation bzw. eine Einzelmessung nur ein Zufallsergebnis liefert. Die deterministische Beschreibungsweise eines Turbulenzfeldes erscheint daher hoffnungslos. In der Tat sind nur statistische Eigenschaften einer turbulenten Bewegung reproduzierbar. Das Phänomen, daß irreguläre Bewegungen aus deterministischen Gleichungen herrühren, wird als "deterministisches Chaos" bezeichnet und hat sich als typische Eigenschaft nichtlinearer deterministischer Systeme erwiesen (Lorenz, 1963; Schuster, 1984).

Da turbulente Strömungen in ihren Einzelheiten scheinbar regellos verlaufen, ist man in der Turbulenztheorie meist nur an statistischen Eigenschaften des Turbulenzfeldes interessiert. Das Strömungsfeld wird als räumlich stochastischer Prozeß aufgefaßt, der durch die Angabe unendlich vieler Verbundwahrscheinlichkeitsverteilungen oder durch zentrale Momente beschrieben wird. In jedem Fall erweist sich die vollständige statistische Beschreibung eines solchen Zufallsfeldes als sehr komplexe Aufgabe. Zur Charakterisierung turbulenter Strömungen begnügt man sich deshalb fast ausschließlich damit, das Turbulenzfeld durch zentrale Momente zu beschreiben; dabei beschränkt man sich in der Regel auf wenige Momente der niedrigsten Ordnung (Rotta, 1972). Zur direkten Bestimmung der statistischen Eigenschaften müßte das für das Strömungsproblem relevante Differentialgleichungssystem für eine Reihe von Störungen der Rand- und Anfangsbedingungen numerisch gelöst werden. Bei der Durchführung von derartigen "numerischen Versuchen" kann man aus einer Anzahl von Simulationen, die man im Sinne der mathematischen Statistik als Stichprobe aus der Gesamtheit aller Realisationen aufzufassen hat, Mittelwerte von Zufallsvariablen und Funktionen von Zufallsvariablen berechnen. Die so bestimmten Mittelwerte sind Schätzwerte für den mathematischen Erwartungswert. Bei hinreichend großem Stichprobenumfang konvergieren die Schätzwerte gegen die Erwartungswerte, so

daß mit einer hinreichenden Anzahl von Realisationen aus der Gesamtheit der in Betracht kommenden Anfangs- und Randbedingungen die statistischen Kenngrößen des Turbulenzfeldes ermittelt werden können.

Obwohl das eben beschriebene Mittelungsverfahren (Ensemblemittel) als grundlegend angesehen wird, ist seine Anwendung bei numerischen Modellstudien - zumindest bei Grobstruktursimulationsrechnungen - aufgrund des damit verbundenen hohen numerischen Aufwands nicht üblich. Daher stellt sich die Frage, unter welchen Bedingungen statistische Eigenschaften eines stochastischen Prozesses aus der zeitlichen und räumlichen Entwicklung einer einzelnen Realisation anstatt definitionsgemäß aus der Verteilung über alle Realisationen des Ensembles, berechnet werden können. Eine wesentliche Grundvoraussetzung stellt unter anderem die Stationarität bzw. die Homogenität des Prozesses dar. Stationarität bedeutet, daß die die Zufallsfelder charakterisierenden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen invariant bezüglich Verschiebungen auf der Zeitachse sind. Die zur Stationarität analoge räumliche Eigenschaft wird Homogenität genannt. Vollkommene Homogenität in den drei Raumachsen ist ein Idealfall, der bei wirklichen Strömungen kaum jemals anzutreffen ist. Dagegen ist die Bedingung teilweiser Homogenität häufiger in einem beschränkten Bereich mit experimenteller Genauigkeit erfüllt. Im Falle der stratocumulusbedeckten Grenzschicht ist es zum Beispiel vernünftig anzunehmen, daß die statistischen Momente der simulierten turbulenten Strömung wegen der angenommenen horizontalen Homogenität des externen Antriebs nicht von den horizontalen x-y Koordinaten abhängen. Ein wichtiges Ergebnis der Ergodentheorie (siehe z. B. Monin und Yaglom, 1971) besagt, daß die zeitliche (bzw. räumliche) Mittelung bei einem stationären bzw. homogenen stochastischen Prozeß für jede Realisation zu dem gleichen Resultat führt, sofern der Prozeß eine endliche integrale Zeit- bzw. Längenskala aufweist. Als Folgerung der Stationarität (bzw. Homogenität) können daher Zeit- bzw. Raummittel eingeführt werden, deren Werte Eigenschaften des Prozesses widerspiegeln, und die zur genauen Schätzung der Ensemblemittelwerte verwendet werden können, wenn sich die Mittelung über hinreichend lange Zeit- bzw. Raumintervalle erstreckt.

Die Mittelungsproblematik war schon immer ein Thema, das bei experimentell arbeitenden Atmosphärenphysikern in der wissenschaftlichen Diskussion einen hohen Stellenwert einnahm (Lumley und Panofsky, 1964). Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß die Aussagekraft von aus Messungen (und Modellrechnungen) abgeleiteten Größen wegen der

großen integralen Zeit- und Längenskalen atmosphärischer Strömungssysteme erheblich eingeschränkt sein kann. Wyngaard (1983) schätzte ab, daß bei einer für atmosphärische Grenzschichtströmungen typischen integralen Längenskala von 500 Metern ein Mittelungsintervall von etwa 1000 Kilometern (entsprechend 2000 integralen Längenskalen) notwendig ist, um ein zweites Moment mit einer Genauigkeit von 10% zu bestimmen. Wird statt eines Linienmittels ein Flächenmittel verwendet, so muß sich die Mittelung über eine Fläche von etwa $25 \cdot 25 \text{ km}^2$ erstrecken, damit die gleiche Genauigkeit bei der Ermittlung der Momente erzielt wird. Diese Fläche ist weitaus größer als das horizontale Lösungsgebiet eines Grobstruktursimulationsmodells (bei der Stratocumulussimulation wird ein Quadrat mit einer Grundfläche von $3.2 \cdot 3.2 \text{ km}^2$ verwendet). Da in der wolkenbedeckten Grenzschicht die integralen Längenskalen relativ groß im Verhältnis zur Modellgebietsgröße sind, ist zu erwarten, daß die zur Bestimmung der Momente verwendeten horizontalen Mittelwerte sich als statistisch niedrig signifikant erweisen werden. Aus diesem Grund muß zusätzlich eine Zeitmittelung (wodurch sich die Anzahl der Realisationen erhöht) vorgenommen werden, um die statistische Signifikanz der durch Grobstruktursimulation erzeugten Datenprodukte zu verbessern.

Zur Veranschaulichung dieses Sachverhalts werden Ensembleläufe des Stratocumulusfalles durchgeführt. Das Ensemble umfaßt 21 Realisationen des Prozesses, wobei die in Abschnitt 4.2.2 dargelegten Vorgaben verwendet werden. Die Realisationen unterscheiden sich nur dadurch, daß verschiedene Sätze von räumlich unkorrelierten Zufallsstörungen mit einer Amplitude von 0.1 K zur Initialisierung des Temperaturanomalielfeldes benutzt werden. Die im folgenden gezeigten Profile stellen Momente zweiter Ordnung dar und werden durch Mittelwertbildung über Horizontalebene gewonnen. Als Vertikalkoordinate wird die mit der Inversionshöhe¹ skalierte Höhe verwendet. Abbildung 10 zeigt mittlere Vertikalprofile der (a) totalen vertikalen Geschwindigkeitsvarianz, (b) des totalen Auftriebsflusses, (c) des totalen Gesamtwasserflusses und (d) des Niederschlagsflusses für die verschiedenen Ensembleläufe zum Zeitpunkt $t = 9000 \text{ s}$. Das Profil des jeweiligen Ensemblemittelwertes ist durch eine dicke Linie markiert. Aus Abbildung 10 wird deutlich, daß die Profile aller Momente eine große Streuung aufweisen. Bei $z/z_i = 0.7$ beträgt der relative Fehler für alle Momente etwa $40\%^2$. Dies deutet darauf hin, daß der instantane horizontale Mittelwert bei der hier verwendeten Modellgebietsgröße nicht geeignet ist, um statistisch hoch signifikante Schätzwerte für die Momente

1. Die Inversionshöhe wird durch die mittlere Höhe der 9.4 g kg^{-1} Isofläche des Gesamtwassergehalts festgelegt und wird mit Hilfe der Resultate der Simulationsrechnungen als Funktion der Zeit bestimmt.

2. Unter relativem Fehler soll hier das Verhältnis von (geschätzter) Standardabweichung der räumlichen Horizontalmittel um das Ensemblemittel und dem (geschätzten) Ensemblemittelwert verstanden werden.

zweiter Ordnung zu liefern. Der Einfluß der zeitlichen Mittelung auf die Güte der abgeleiteten statistischen Kenngrößen wird in Abbildung 11 dargestellt. Dargestellt sind Profile derselben Größen wie in Abbildung 10, jedoch wird - zentriert um $t = 9000 \text{ s}$ - zusätzlich eine einstündige¹ Mittelung vorgenommen. Augenscheinlich wird der statistische Stichprobenfehler bei der Bestimmung der Momente durch die zusätzliche Zeitmittelung erheblich reduziert. Dennoch weisen die individuellen Realisationen des Ensembles immer noch eine beträchtliche Abweichung vom Ensemblemittelwert auf; bei $z/z_i = 0.7$ beträgt der relative Fehler für alle Momente etwa 10%. Zur weiteren Reduktion des Stichprobenfehlers müßte demnach eine längeres zeitliches Mittelungsintervall - sofern dies sinnvoll erscheint - oder aber ein größeres Modellgebiet bei den Simulationsrechnungen verwendet werden.

Die Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses (d. h. die Reduktion des statistischen Stichprobenfehlers) bei Verwendung eines größeren Modellgebiets wird in Abbildung 12 illustriert. Dargestellt sind die über eine Stunde gemittelten Vertikalprofile des totalen Auftriebsflusses zum Zeitpunkt $t = 9000 \text{ s}$ für (a) eine Simulation, die das Standardmodellgebiet der Größe $3.2 \cdot 3.2 \cdot 1.5 \text{ km}^3$ benutzt und für (b) eine Simulation, die mit einem vergrößerten Modellgebiet von $28.8 \cdot 3.2 \cdot 1.5 \text{ km}^3$ durchgeführt wird. In Abbildung 12 markieren die dicken durchgezogenen Linien jeweils die Stundenmittel und die dünnen durchgezogenen Linien die Fünfminutenmittel des Auftriebsflusses innerhalb des einstündigen Mittelungsintervalls. Da die Variabilität der Fünfminutenmittel ein Maß für den Stichprobenfehler des Stundenmittels darstellt, ist evident, daß bei Verwendung eines größeren Modellgebiets die statistische Signifikanz des Stundenmittels des Auftriebsflusses (und aller anderen Momente) aufgrund der größeren Anzahl der erfaßten großen turbulenten Wirbel erheblich gesteigert wird.

1. Die Spezifikation des einstündigen Mittelungsintervalls entspricht den Vorgaben der Modellvergleichsstudie von Duynkerke et al. (1998). Ein längerer Mittelungszeitraum erscheint wegen der (schwachen) Instationarität der stratocumulusbedeckten Grenzschicht auch nicht als sinnvoll. Die Wahl des Mittelungszeitraums von Modellstunde 2 bis 3 h entspricht ebenfalls einem Vorschlag von Duynkerke et al. (1998). Dabei wird von der Vorstellung ausgegangen, daß ein LES-Modell eine etwa zweistündige Einschwingzeit ("spin-up time") benötigt, bis die simulierte Turbulenzstruktur sich im Gleichgewicht mit den vorgegeben, großräumigen Randbedingungen befindet. Die berechnete Strömungsstruktur im Zeitraum zwischen 2 und 3 h wird daher als repräsentative, quasi-stationäre Modellantwort angesehen, die sich als Reaktion auf die externen Vorgaben einstellt.

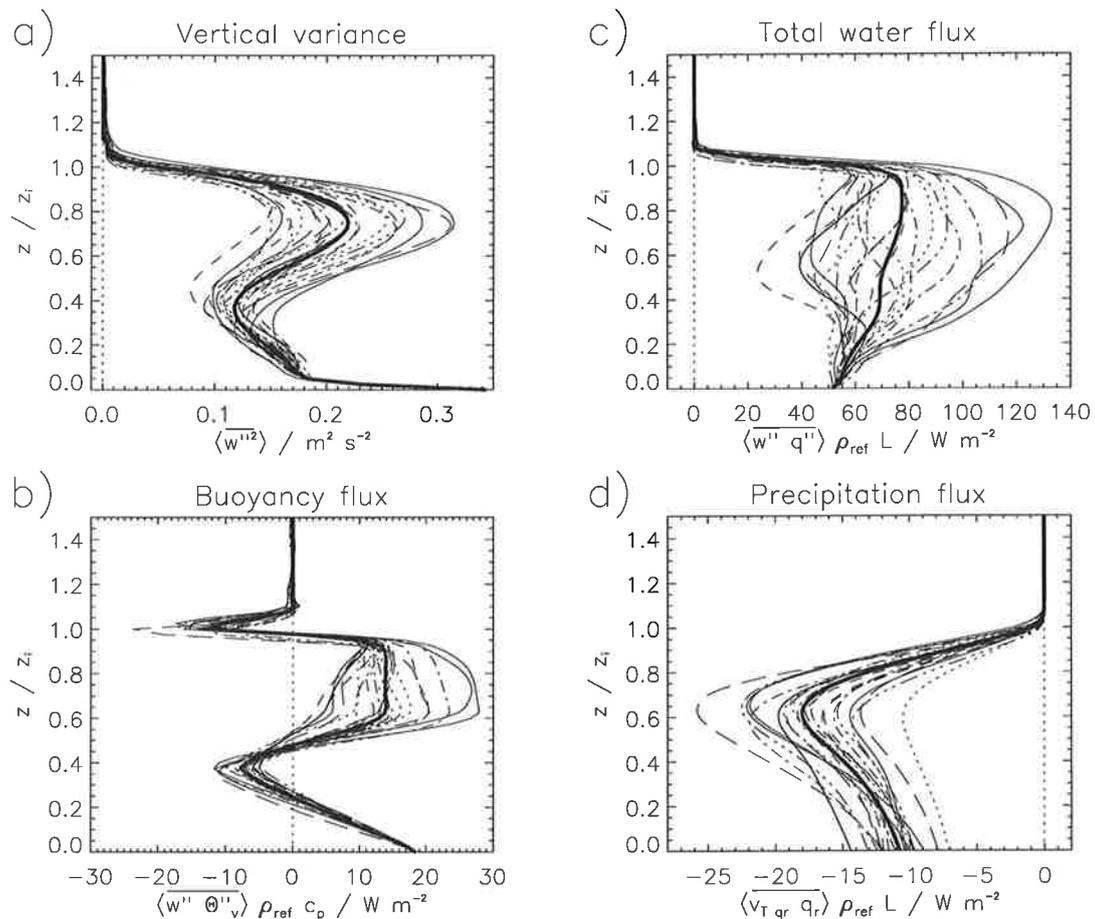


Abbildung 10: Vertikalprofile der (a) totalen vertikalen Geschwindigkeitsvarianz $\overline{\langle w''^2 \rangle}$, (b) des totalen Auftriebsflusses $\langle w'' \theta''_v \rangle$, (c) des totalen Gesamtwasserflusses $\langle w'' q'' \rangle$ und (d) des Niederschlagsflusses $\langle v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r \rangle$ für die verschiedenen Ensembleläufe der stratocumulusbedeckten Grenzschicht zum Zeitpunkt $t = 9000$ s. Das Ensemble umfaßt 21 Realisationen des Prozesses, wobei sich die Realisationen dadurch unterscheiden, daß verschiedene Sätze von räumlich unkorrelierten Zufallsstörungen mit einer Amplitude von 0.1 K zur Initialisierung des Temperaturanomaliefeldes benutzt werden. Die gezeigten Profile stellen Momente zweiter Ordnung dar und werden durch Mittelwertbildung über Horizontalebene gewonnen. Als Vertikalkoordinate wird die mit der Inversionshöhe skalierte Höhe verwendet. Die dicken durchgezogenen Linien stellen die Ensemblemittel der jeweiligen Profile dar.

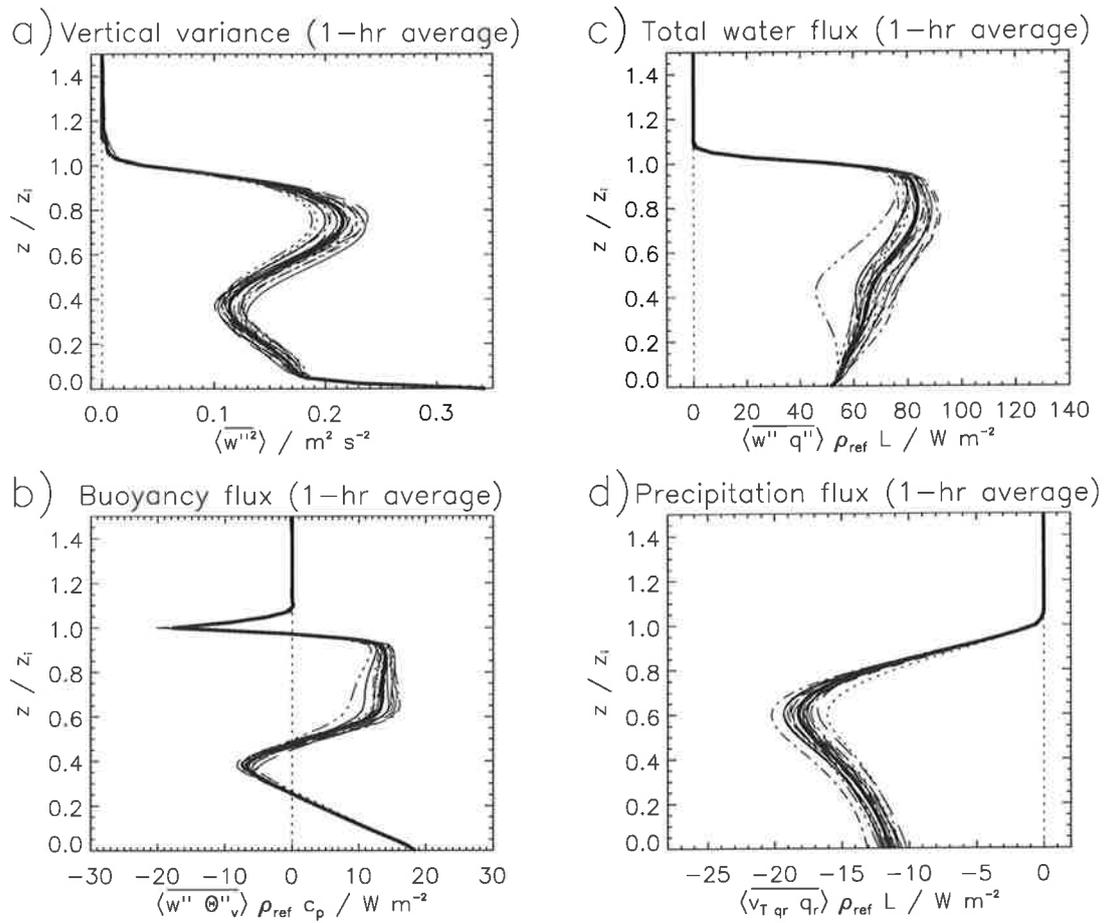


Abbildung 11: Wie Abbildung 10, jedoch wird - zentriert um $t = 9000 \text{ s}$ - zusätzlich eine einstündige Mittelung der Profile vorgenommen.

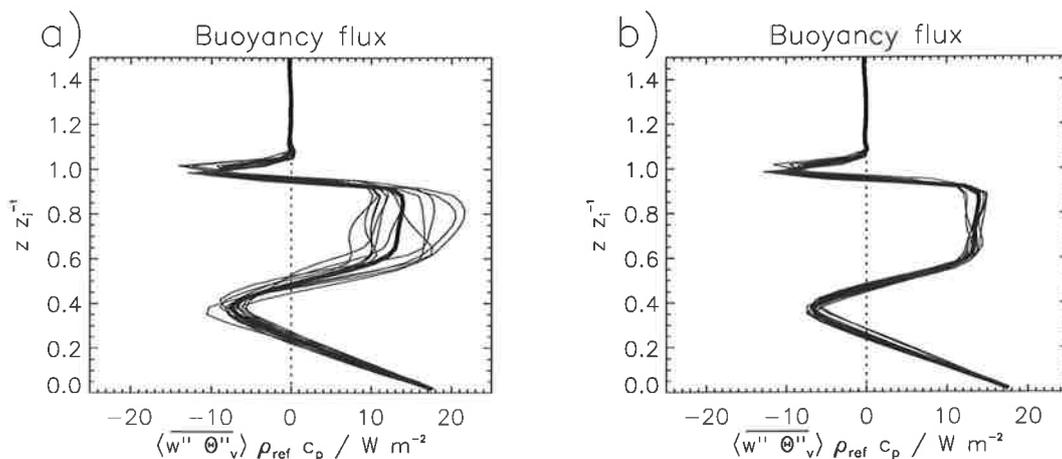


Abbildung 12: Mittlere Vertikalprofile des über eine Stunde gemittelten totalen Auftriebsflusses $\langle w''\theta''_v \rangle$ zum Zeitpunkt $t = 9000$ s für (a) eine Simulation, die das Standardmodellgebiet der Größe $3.2 \cdot 3.2 \cdot 1.5$ km³ benutzt und für (b) eine Simulation, die mit einem vergrößerten Modellgebiet von $28.8 \cdot 3.2 \cdot 1.5$ km³ durchgeführt wird. Die dicken durchgezogenen Linien repräsentieren jeweils die Stundenmittel und die dünnen durchgezogenen Linien markieren die Fünfminutenmittel des Auftriebsflusses innerhalb des ein-stündigen Mittelungsintervalls.

4.3.2 Empfindlichkeit der Modellresultate in bezug auf die Darstellung subskaliger und wolkenphysikalischer Prozesse

Wie im Kapitel 2 bereits dargelegt, besteht die Methode der Grobstruktursimulation darin, die großen, energiereichen Turbulenzballen, die auch den Großteil der Transporte leisten, explizit zu erfassen. Obwohl bei einer hinreichenden Gitterauflösung der Hauptteil der turbulenten Bewegungsvorgänge direkt simuliert wird, sind auch die Ergebnisse dieser Modellierungstechnik mit Unsicherheiten behaftet. Unvermeidliche Fehlerquellen stellen die numerische Behandlung der strömungsmechanischen Grundgleichungen und die Parameterisierung der subskaligen turbulenten Bewegungen mittels eines sogenannten Subskalenmodells dar. In der wolkenbedeckten Grenzschicht kommt hinzu, daß Phasenübergänge und die Niederschlagsbildung ebenfalls zu parameterisierende Prozesse darstellen und infolgedessen ebenfalls zur Unsicherheit der Modellresultate beitragen.

Um die Empfindlichkeit der Resultate in bezug auf die Repräsentation subskaliger und wolkenphysikalischer Prozesse im Grobstruktursimulations-

modell zu ermitteln, werden neben dem Referenzlauf, der das Deardorff-Schema zur Parameterisierung subskaliger Prozesse und das Lüpkes-Schema zur Beschreibung des Niederschlagsprozesses verwendet, drei zusätzliche Simulationen, die die in Abschnitt 4.2.2 angegebenen Vorgaben verwenden, mit der Standardmodellgröße von $3.2 \cdot 3.2 \cdot 1.5 \text{ km}^3$ durchgeführt. Der Lauf *SCHUMANN* verwendet statt der Deardorff'schen Subgrid-Parameterisierung die Schumann'sche. Der Lauf *KESSLER* erfolgt unter Verwendung der Kessler'schen Niederschlagsparameterisierung; beim Lauf *NO RAIN* wird während der gesamten Simulationszeit der Einfluß von Niederschlägen außer acht gelassen.

Abbildung 13 zeigt die zeitliche Entwicklung (a) der mittleren Inversionshöhe, (b) des mittleren Flüssigwasserweges $\langle \text{LWP} \rangle^1$ und (c) der mittleren Niederschlagsrate am Boden für alle Läufe. Man erkennt, daß alle Modellläufe eine Grenzschichthöhe prognostizieren, die von 705 m zu Beginn der Rechnungen auf etwa 775 - 805 m nach vier Stunden Simulationszeit angewachsen ist. Dabei wird die mächtigste Grenzschicht im Lauf *NO RAIN* angetroffen. Man beachte, daß die zeitliche Änderung der Grenzschichthöhe direkt proportional zur Entrainmentrate ist, da die Variation der Grenzschichthöhe pro Zeiteinheit durch die Summe der Entrainmentgeschwindigkeit und der großräumigen Absinkgeschwindigkeit gegeben ist. Alle Modellversionen produzieren eine geschlossene Wolkendecke, wobei der Flüssigwasserweg in allen Simulationen mit der Zeit monoton abnimmt. Zum Ende der Integrationen weist der Flüssigwasserweg Werte im Bereich von 70 und 120 g m^{-2} auf, wobei der größte Wert im Lauf *NO RAIN* und der kleinste Wert bei der Simulation *KESSLER* vorgefunden wird. Die modellierte Niederschlagsrate am Boden nimmt in der letzten Stunden des Integrationszeitraumes Werte im Bereich von 0 und 0.2 mm d^{-1} an. Zusammenfassend läßt sich konstatieren, daß im Modelllauf *NO RAIN* die mächtigste Grenzschicht und der größte Flüssigwasserweg angetroffen wird. Der Einfluß der Niederschlagsbildung besteht zum einen darin, die Entrainmentrate, d. h. den Massentransport durch die Dichtegrenzfläche an der Inversion, zu reduzieren. Darüber hinaus wird in den Modellläufen, die eine Niederschlagsparameterisierung verwenden, als direkte Folge des Entfernens von Wolkenwasser bedingt durch die Regenwasserbildung und die anschließende Sedimentation von Regentropfen, ein kleinerer Wert des Flüssigwasserweges produziert. Allerdings differieren die Resultate des Referenzlaufs und des Modelllaufs *KESSLER*, die unter-

1. Der Flüssigwasserweg beschreibt, wieviel Flüssigwasser in einer Luftsäule enthalten ist, d. h. $LWP = \int_0^{z_{TOP}} \rho_{00} \cdot \bar{q}_l dz$

schiedliche Parameterisierungen zur Darstellung des Niederschlagsprozesses verwenden zwar merklich, zeichnen sich aber dennoch nur durch geringe Unterschiede in den Werten der modellierten Zielvariablen aus. Eine unterschiedliche Behandlung der subskaligen Prozesse (Referenzlauf versus Modelllauf *SCHUMANN*) führt nur zu statistisch nicht signifikanten Änderungen in den Eigenschaften der modellierten stratocumulusbedeckten Grenzschicht.

Abbildung 14 illustriert die mittleren Vertikalprofile (a) des Flüssigwassergehalts, (b) des totalen Auftriebsflusses, (c) des totalen Gesamtwasserflusses, (d) des Niederschlagsflusses, (e) der totalen vertikalen Geschwindigkeitsvarianz und (f) der totalen turbulenten kinetischen Energie. Die Profile stellen Mittelwerte über das Zeitintervall von Modellstunde 2 bis 3 dar. Zur Skalierung der Vertikalkoordinate wird wiederum die Inversionshöhe verwendet. Insgesamt liefern die Modellläufe mit Niederschlagsparameterisierung sehr ähnliche Resultate: Der maximale Flüssigwassergehalt weist im oberen Teil der Stratocumuluswolke Maximalwerte im Bereich von 0.45 und 0.52 g kg^{-1} auf; der Auftriebsfluß ist innerhalb der gesamten Wolkenschicht positiv und erreicht einen Maximalwert von etwa 13 W m^{-2} ; das Profil des totalen Gesamtwasserflusses läßt sich zwischen Ozeanoberfläche und Wolkenobergrenze durch einen linearen Verlauf nähern, wobei an der Wolkenoberkante ein Maximalwert von etwa 75 W m^{-2} auftritt; die Maxima des Niederschlagsflusses treten in einer Höhe bei $z/z_i = 0.6$ auf und variieren im Bereich von -11 und -18 W m^{-2} ; die Profile der totalen vertikalen Geschwindigkeitsvarianz und der totalen turbulenten kinetischen Energie weisen zwei Maxima auf, die Hauptmaxima sind in der bodennahen Luftschicht anzutreffen und die sekundären Maxima befinden sich innerhalb der Wolkenschicht. Beim Vergleich der Resultate des Modelllaufs *NO RAIN* mit denen, die eine Niederschlagsparameterisierung verwenden, fällt auf, daß bei der Simulation des nichtregnenden Stratocumulus größere Auftriebsflüsse in der Wolkenschicht auftreten, was vergrößerte Werte der Vertikalwindvarianz und der turbulenten kinetischen Energie zur Folge hat. Darüber hinaus ist im Einklang mit der Variation des Flüssigwasserweges bei den unterschiedlichen Simulationen der Maximalwert des Flüssigwassergehalts beim Lauf *NO RAIN* etwa um 20% größer als bei den anderen Modellläufen. Schließlich ist noch festzuhalten, daß der Lauf *NO RAIN* den größten Wert des totalen Gesamtwasserflusses in der Nähe der Wolkenobergrenze produziert. Dies ist verständlich, da der Fluß an dieser Stelle in enger Beziehung zur Größe der vorhergesagten Entrainmentgeschwindigkeit steht. Entsprechend einer Modellvorstellung, die sich zur Beschreibung dieses Phänomens als

adäquat herausgestellt hat, und bei der sich eine die Grenzschicht abschließende Inversion durch eine Diskontinuität erster Ordnung beschreiben läßt (sogenannte "first-order jump models", siehe z. B. Stull, 1988), gilt $\langle \overline{w''q''} \rangle_{inv} = -w_e \Delta \bar{q}$. Hierbei stellt $\langle \overline{w''q''} \rangle_{inv}$ den totalen Gesamtwasserfluß unmittelbar unterhalb der Wolkenobergrenze dar, w_e ist die Entrainmentgeschwindigkeit und $\Delta \bar{q}$ beschreibt die Variation der totalen Feuchte innerhalb der Inversion (Inversionssprung). Demnach resultiert - im Einklang mit den hier durchgeführten Modellrechnungen - aus einer größeren Entrainmentrate ein größerer Entrainmentfluß der totalen Feuchte und vice versa, sofern der Inversionssprung der totalen Feuchte unverändert bleibt.

Markante Unterschiede zwischen den Simulationen regnender und nichtregnender Stratocumuluswolken lassen sich durch die Betrachtung des Budgets der turbulenten kinetischen Energie E feststellen. Die Bilanzgleichung für das vom Modellgitter aufgelöste $\bar{E} = 1/2 \cdot (\bar{u}''^2 + \bar{v}''^2 + \bar{w}''^2)$ lautet nach horizontaler Mittelung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \bar{E} \rangle = \frac{g}{\theta_{v00}} \langle \bar{w}'' \bar{\theta}_v'' \rangle - \langle \bar{u}'' \bar{w}'' \rangle \frac{d}{dz} \langle \bar{u} \rangle - \langle \bar{v}'' \bar{w}'' \rangle \frac{d}{dz} \langle \bar{v} \rangle - \frac{d}{dz} \left(\langle \bar{w}'' \bar{E}'' \rangle + \frac{\langle \bar{w}'' \bar{\pi}'' \rangle}{\rho_{00}} \right) - \varepsilon, \quad (124)$$

wobei auf der rechten Seite von Gleichung (124) der erste Term als Auftriebsproduktion, der zweite und dritte Term als Scherproduktion, der vierte und fünfte Term als turbulenter Transport bzw. Drucktransport und der letzte Term als Dissipationsterm (eigentlich Transport von aufgelöster TKE zu subskaliger TKE) bezeichnet werden. Abbildung 15 zeigt die - zentriert um $t = 9000$ s - stündlich gemittelten Vertikalprofile der verschiedenen Produktionsterme, des Transport-, des Dissipations- und des Speicherterms (linke Seite von Gleichung (124)) für (a) die Simulation *NO RAIN* und (b) die Simulation *KESSLER*. Man erkennt, daß sich in beiden Fällen die aufgelöste Turbulenz fast in der gesamten Grenzschicht (mit Ausnahme der Inversionsschicht) im Gleichgewicht befindet, da der Speicherterm vom Betrag her stets eine Größenordnung kleiner ist als die durch die dominanten Terme der Energiebilanzgleichung bewirkten Tendenzen. Betrachtet man die Produktionsterme, so zeigt sich, daß die Scherproduktion lediglich im bodennahen Bereich der Grenzschicht von Bedeutung ist. Im übrigen Teil der Grenzschicht liefert dieser Term keinen wesentlichen Beitrag zur Turbulenzerzeugung. Für die TKE-Erzeugung ist die Auftriebsproduktion verantwortlich, die in beiden

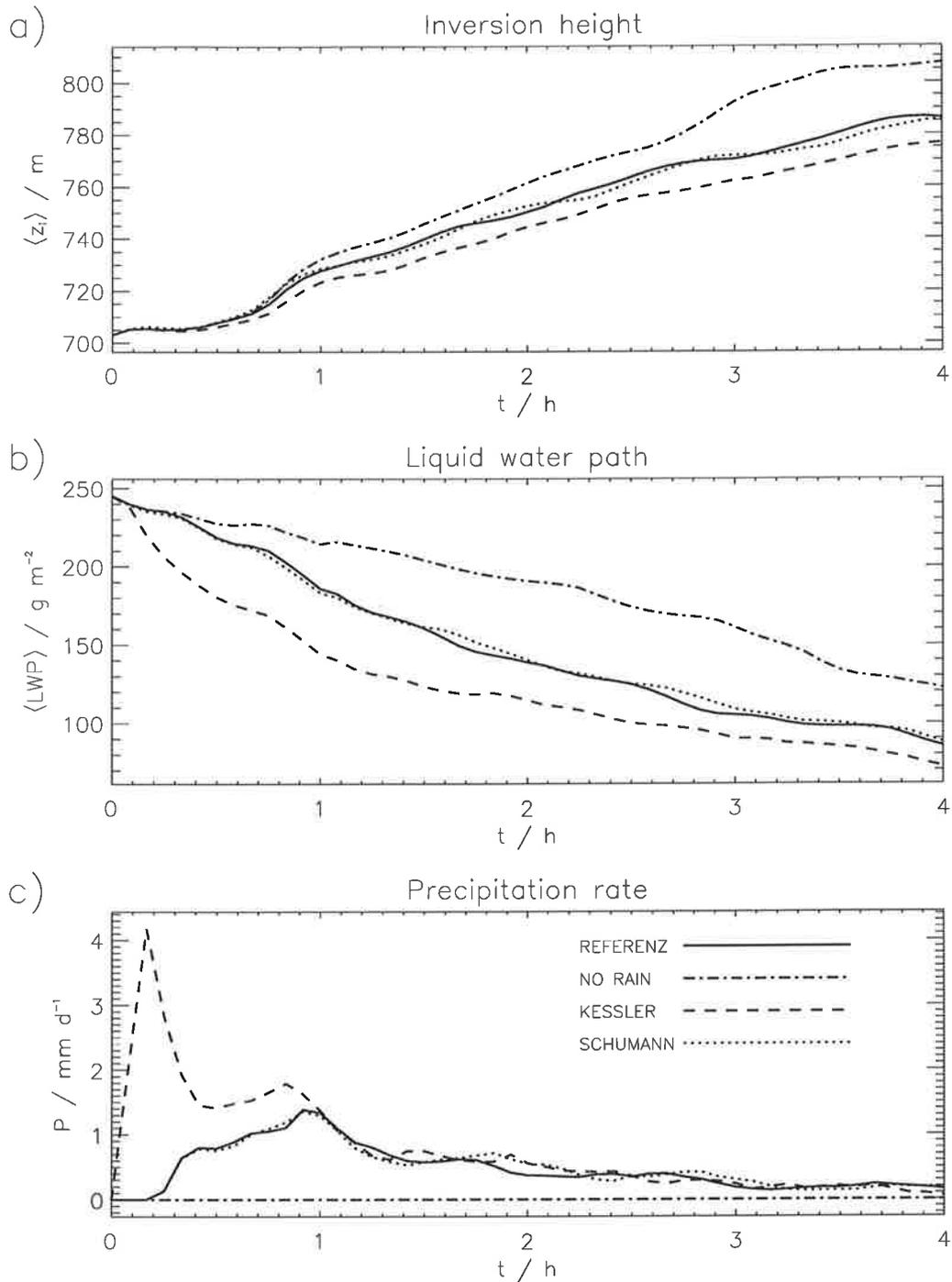


Abbildung 13: Zeitliche Entwicklung (a) der mittleren Inversionshöhe $\langle z_i \rangle$, (b) des mittleren Flüssigwasserweges $\langle \text{LWP} \rangle$ und (c) der mittleren Niederschlagsrate am Boden $\langle v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r \rangle_{z=0}$ für vier Grobstruktursimulationsrechnungen. Der Referenzlauf verwendet das Deardorff-Schema zur Parameterisierung subskaliger Prozesse und das Lüpkes-Schema zur Beschreibung des Niederschlagsprozesses. Der Lauf *SCHUMANN* verwendet statt der Deardorff'schen Subgrid-Parameterisierung die Schumann'sche. Der Lauf *KESSLER* erfolgt unter Verwendung der Kessler'schen Niederschlagsparameterisierung; beim Lauf *NO RAIN* wird keine Niederschlagsbildung zugelassen. Die Definition der verwendeten Linienmuster ist in der Legende dieser Abbildung angegeben.

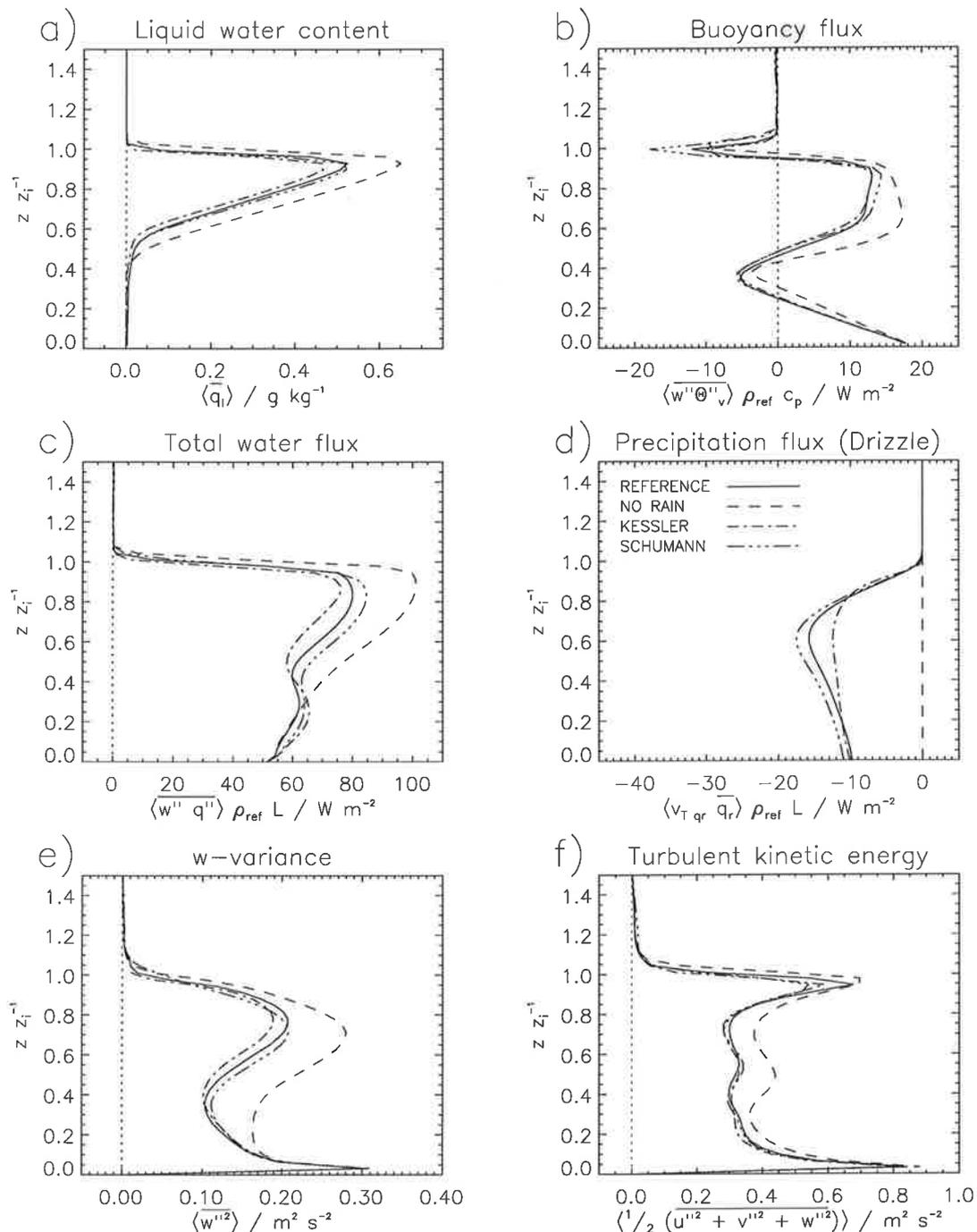


Abbildung 14: Mittlere Vertikalprofile (a) des Flüssigwassergehalts $\langle \bar{q}_l \rangle$, (b) des totalen Auftriebsflusses $\langle w'' \theta''_v \rangle$, (c) des totalen Gesamtwasserflusses $\langle w'' q'' \rangle$, (d) des Niederschlagsflusses $\langle v_{Tqr} \bar{q}_r \rangle$, (e) der totalen vertikalen Geschwindigkeitsvarianz $\langle w''^2 \rangle$ und (f) der totalen turbulenten kinetischen Energie $0.5 \cdot \langle u''^2 + v''^2 + w''^2 \rangle$ für den Referenzlauf und die Läufe SCHUMANN, KESSLER und NO RAIN. Die Profile stellen Mittelwerte über das Zeitintervall von Modellstunde 2 bis 3 dar. Zur Skalierung der Vertikalkoordinate wird die Inversionshöhe verwendet. Die Definition der verwendeten Linienmuster ist in der Legende dieser Abbildung angegeben.

Fällen ein Minimum in der Nähe der Wolkenbasis aufzeigt, jedoch positive Werte in der bodennahen Schicht und vor allem in der Wolkenschicht aufweist. Dies deutet darauf hin, daß der wesentliche Antrieb für die Durchmischung der wolkenbedeckten Grenzschicht die Strahlungsabkühlung am Oberrand der Wolke darstellt. Der wesentliche Unterschied in den Modellläufen *NO RAIN* und *KESSLER* besteht darin, daß bei der nicht-regnenden Stratocumulussimulation innerhalb der Wolkenschicht eine weitaus größere Auftriebsproduktion von TKE auftritt. Dies hat zur Folge, daß beim Lauf *NO RAIN* verglichen mit dem Lauf *KESSLER* infolge des Turbulenz- und Drucktransports ein größerer Betrag von TKE in die Inversionschicht transportiert wird. Die dorthin verlagerte kinetische Energie wird zum einen durch Dissipation dem Reservoir der subskaligen TKE zugeführt und zum anderen wird sie zur Arbeitsleistung gegen die Auftriebskräfte verwendet, um ein verstärktes Einmischen von wärmerer und trockener Luft zu ermöglichen.

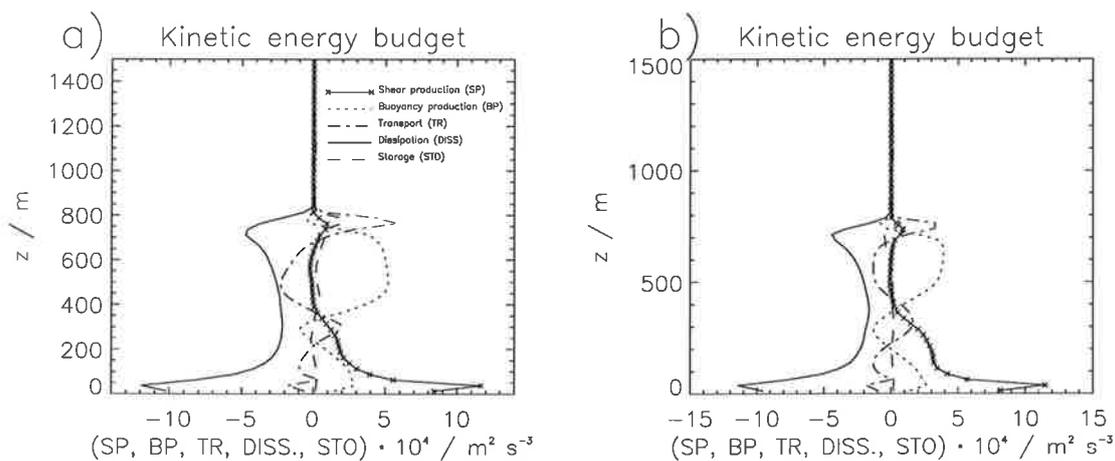


Abbildung 15: Energiebilanz der vom Modellgitter aufgelösten turbulenten kinetischen Energie $0.5 \cdot \langle \bar{u}''^2 + \bar{v}''^2 + \bar{w}''^2 \rangle$. Dargestellt sind die horizontal und über eine Stunde gemittelten Vertikalprofile (zentriert um $t = 9000 \text{ s}$) der verschiedenen Produktionsterme, des Transport-, des Dissipations- und des Speicherterms für (a) die Simulation *NO RAIN* und (b) die Simulation *KESSLER*. Die Definition der verwendeten Linienmuster ist in der Legende dieser Abbildung angegeben.

Wie bereits erwähnt, weisen der Referenzlauf und der Lauf *KESSLER* trotz der verwendeten unterschiedlichen Niederschlagsparameterisierungen nur geringe Unterschiede in den Werten der modellierten Zielvariablen auf. Dennoch sind in beiden Modellläufen signifikante Unterschiede bei der Bildung von Sprühregen festzustellen. Diese lassen sich durch die

Betrachtung der horizontal gemittelten Bilanzgleichung für den Regenwassergehalt \bar{q}_r illustrieren. Die Gleichung für die zeitliche Änderung von $\langle \bar{q}_r \rangle$ läßt sich wie folgt schreiben:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \bar{q}_r \rangle = \left\langle \left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t} \right)_{AUTO} \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t} \right)_{AKK} \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial \bar{q}_r}{\partial t} \right)_{EVA} \right\rangle - \frac{d}{dz} \langle \overline{w'' q''_r} \rangle - \frac{d}{dz} \langle v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r \rangle, \quad (125)$$

wobei die Terme auf der rechten Seite von Gleichung (125) die Autokonversion von Wolkenwasser zu Regenwasser, die Akkreszenz, d. h. die Bildung von Regenwasser durch die Koagulation von Wolken- und Regentropfen, die Verdunstung von Regenwasser, den Transport von Regenwasser durch skalige und subskalige Bewegungen und den Sedimentationstransport bezeichnen. Abbildung (16) zeigt die z -zentriert um $t = 9000$ s - stündlich gemittelten Profile der verschiedenen Quell-, Senken- und Transportterme als Funktion der Höhe für (a) die Referenzsimulation und (b) die Simulation *KESSLER*. Man erkennt, daß bei beiden Modellläufen Regenwasser durch Koagulationsprozesse in der Wolkenschicht gebildet wird. Unter dem Einfluß der Schwerkraft fällt das gebildete Regenwasser aus der Wolke heraus und wird in die Wolkenunterschicht transportiert. Im Bereich unterhalb der Wolke ist die Luft untersättigt, so daß hier Regenwasser verdunstet und im Gleichgewicht den Regenwassergewinn durch die Divergenz des Sedimentationstransports kompensiert. Die Wirkung des skaligen und subskaligen Regenwassertransports besteht im wesentlichen darin, Regenwasser vom unteren Bereich der Wolke in den oberen Bereich zu schaffen. Der wesentliche Unterschied in der Wirkung der Kessler'schen und der Lüpkes'schen Niederschlagsparameterisierung besteht darin, daß beim Lauf *KESSLER* Regenwasser im wesentlichen im oberen Bereich der Wolke durch Autokonversion gebildet wird, während im Referenzlauf Regenwasser über die gesamte Wolkenschicht durch Akkreszenz produziert wird. Dieser Unterschied in der Niederschlagsbildung reflektiert einen Schwachpunkt des Kessler-Modells, der von Beheng und Doms (1986) sowie von Lüpkes et al. (1989) durch einen Vergleich der Ergebnisse der Kessler- und Lüpkes-Parameterisierung mit denen, die durch Lösung der detaillierten Methode erzielt wurden, entdeckt und beschrieben wurde. Die Autoren konnten zeigen, daß gegenüber der detaillierten Methode bei der Kessler-Parameterisierung die Autokonversionsrate überschätzt wird und daher die Regenwasserbildung im Kessler-Schema wesentlich rascher als bei Verwendung der detaillierten Methode und beim Lüpkes-Schema erfolgt. Allerdings zeigen die hier durchgeführten Modellrechnungen, daß z - zumindest nach einer Integrationszeit von zwei Stunden - die in beiden Parameterisierungen

unterschiedlich gehandhabte Behandlung der Regenwasser bildenden Prozesse und die genaue Erfassung des Niederschlagsbeginns keinen wesentlichen Einfluß auf die simulierte Turbulenzstruktur der stratocumulusbedeckten Grenzschicht ausübt. Dies legt nahe, daß auch das Kessler-Schema zur groben Erfassung wolkenphysikalischer Vorgänge im Grobstruktursimulationsmodell geeignet ist.

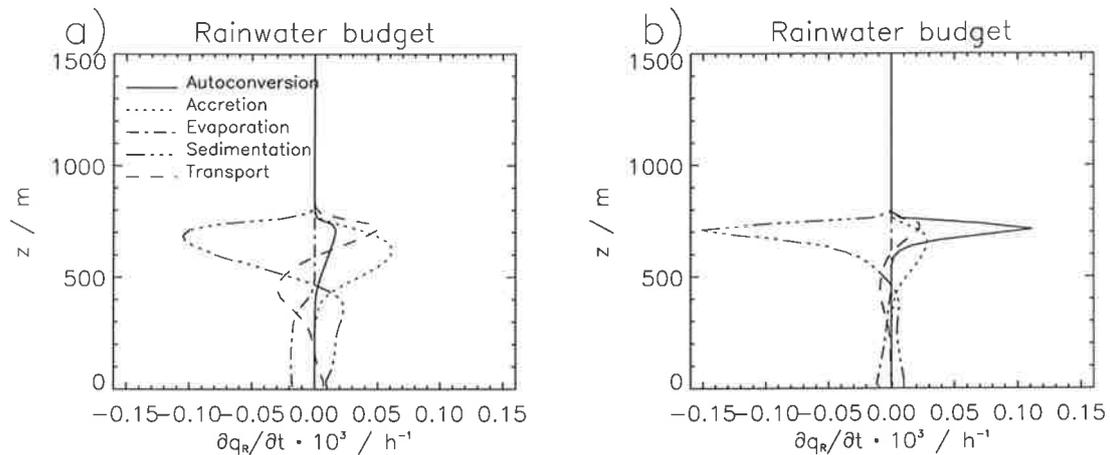


Abbildung 16: Bilanz des horizontal gemittelten spezifischen Regenwassergehalts $\langle \bar{q}_r \rangle$. Dargestellt sind die stündlich gemittelten Profile der verschiedenen Quell-, Senken- und Transportterme als Funktion der Höhe für (a) die Referenzsimulation und (b) die Simulation *KESSLER*. Die Definition der verwendeten Linienmuster ist in der Legende dieser Abbildung angegeben.

Der primäre dynamische Effekt der Sprühregenbildung besteht demnach darin, die Auftriebsproduktion turbulenter kinetischer Energie zu reduzieren, wodurch sich bei verminderter Entrainmentrate eine flachere Grenzschicht ausbildet. Darüber hinaus zieht die Niederschlagsbildung eine Reduktion des Flüssigwasserweges in der stratocumulusbedeckten Grenzschicht nach sich. Die Untersuchung zeigt, daß durch den Ausfall von Niederschlag der maximale Flüssigwassergehalt in der Nähe der Wolktoberkante um etwa 20% erniedrigt wird. Außerdem kann durch die Niederschlagsbildung die Stabilität der Grenzschicht durch eine veränderte räumliche Verteilung der latenten Wärmefreisetzung modifiziert werden. Der Ausfall von Regenwasser aus der Wolkenschicht trägt zum einen zur Nettoerwärmung der Wolkenschicht durch Phasenübergänge bei, da das aus der Wolke entfernte Wasser nicht mehr innerhalb der Wolke in die gasförmige Phase übergeführt werden kann. Zum anderen verdunstet das in den untersättigten Bereich unterhalb der Wolke durch

Sedimentation transportierte Wasser und verursacht dadurch eine Abkühlung der Wolkenunterschicht. Im Grenzbereich zwischen der erwärmten Wolke und der abgekühlten Wolkenunterschicht kann sich eine Schicht stabiler Schichtung bilden, durch die die instabile Wolken-schicht oberhalb und die instabile Grenzschicht unterhalb entkoppelt werden können. Allerdings war bei den hier durchgeführten regnenden Stratocumulussimulationen aufgrund der geringen Niederschlagsintensität die Wolken-erwärmung und die Verdunstungsabkühlung der Wolken-unterschicht nicht stark genug, um einen Entkoppelungsvorgang und damit eine dynamische Trennung von Wolken-schicht und darunterliegen-der Grenzschicht einzuleiten. Als ein wesentliches Resultat bleibt schließlich noch festzuhalten, daß die Ergebnisse der Grobstruktursimulationen sich als insensitiv gegenüber den Details der verwendeten subskaligen Turbulenzschließung erwiesen haben und sich auch als robust gegenüber den spezifischen Annahmen der Niederschlagsparameterisierung gezeigt haben.

4.3.3 Empfindlichkeit der LES-Resultate hinsichtlich der Eingangsgrößen des Modells

Die Güte eines numerischen Modells, welches zur Vorhersage bestimmter Zustandsgrößen eines physikalischen Systems konstruiert wurde, kann anhand des Vergleichs von Modellresultaten und Beobachtungsdaten geprüft und beurteilt werden. Da sowohl die Beobachtungen als auch die Vorhersagen mit Unsicherheiten behaftet sind, gehört zu einer sinnvollen Modellverifikation neben der Spezifikation der Mittelwerte der zu vergleichenden Größen auch eine Angabe über die Genauigkeit mit der die Zielvariablen im Modell und im Experiment bestimmt werden können.

In diesem Abschnitt wird die parametrische Unsicherheit der Grobstruktursimulationsergebnisse, die sich aus der unvollständigen Kenntnis der Eingabe- und Eingangsgrößen des Modells, d. h. der Anfangs-, Rand- und großräumigen Umgebungsbedingungen, ergibt, untersucht und quantifiziert. Im Prinzip könnte die parametrische Unsicherheit durch verfeinerte Meßmethoden und eine genauere Messung der Eingangsgrößen vermindert werden; allerdings sind in der Praxis - insbesondere bei geophysikalischen Systemen - dieser Vorgehensweise enge Grenzen gesetzt. Der Einfluß und die Bedeutung der Eingangsgrößen auf die Modellresultate muß daher mit Hilfe einer Empfindlichkeitsstudie ermittelt und eingeordnet werden. Bei einer derartigen Analyse wird herausgearbeitet, wie die

Modellresultate auf kleine Variationen eines ungenau bekannten Faktors bei ansonsten festgehaltenen Eingangsgrößen reagieren. Auf diese Art und Weise kann mittels der Sensitivitätsstudie der lokale Gradient der Modellantwort in Hinblick auf die Eingangsparameter bestimmt werden. Im Rahmen dieser Untersuchung wird die Sensitivität der Grobstruktursimulationsresultate in Hinblick auf die angenommenen Werte verschiedener externer, großräumiger Umgebungsbedingungen studiert. Diese Bedingungen schließen alle diejenigen externen meteorologischen Parameter ein, die zur Spezifikation der mittleren Anfangs-, Rand- und großräumigen Umgebungsbedingungen erforderlich sind und zur Initialisierung einer Simulationsrechnung benötigt werden (siehe Abschnitt 4.2.2). Die Empfindlichkeit der Modellresultate wird in bezug auf folgende Parameter untersucht und quantifiziert: (a) Inversionsstärke des Gesamtwassergehalts $\Delta\bar{q}$, (b) Inversionsstärke der potentiellen Flüssigwassertemperatur $\Delta\bar{\theta}_l$, (c) großräumige Absinkgeschwindigkeit w_{LS} , (d) Bodenwärmefluß $\langle\overline{w'\theta'}\rangle_0$, (e) Bodenfeuchtefluß $\langle\overline{w'q'}\rangle_0$ und (f) langwelliger Nettostrahlungsfluß an der Wolkenoberkante F_{NET}^{CT} . Die Unsicherheiten bei der Festlegung der externen Eingangsgrößen ergeben sich nicht nur aus instrumentell bedingten Meßfehlern und aufgrund von statistischen Stichprobenfehlern bei der Erhebung der Parameter, sondern sind auch durch Instationaritäten und räumliche Inhomogenitäten der Meßgrößen während ihrer Erfassung bedingt.

Im allgemeinen hängt die totale Unsicherheit der Modellresultate in komplexer und häufig auch in nicht intuitiver Weise von den oben genannten Parametern ab. Aus diesem Grunde ist es von großer Bedeutung, quantitative Schätzwerte für diese Unsicherheiten abzuleiten und den aus Grobstruktursimulationsrechnungen abgeleiteten Datenprodukten Fehlerbalken bzw. Konfidenzintervalle zuweisen zu können. Im folgenden wird eine Methode dargelegt, die es gestattet, in objektiver Weise die Unsicherheit der aus *LES*-Rechnungen abgeleiteten Datenprodukte zu bestimmen. Die Methode basiert auf bekannten Fehlerfortpflanzungsprozeduren und liefert als Ergebnis Ausdrücke für die Varianz einer durch *LES*-abgeleiteten Größe als Funktion der relevanten Parameter.

Für eine beliebige aus Grobstruktursimulationensrechnungen abgeleiteten Funktion Ψ (z. B. $\langle\bar{q}\rangle$, $\langle\overline{w''\theta''}\rangle$, $\langle\overline{w''q''}\rangle$, $\langle w''^2\rangle$, etc.), die von einer Reihe gemessener externer Parameter u, v, \dots (hier: $\Delta\bar{q}$, $\Delta\bar{\theta}_l$, w_{LS} , $\langle\overline{w'\theta'}\rangle_0$, $\langle\overline{w'q'}\rangle_0$, F_{NET}^{CT}) abhängt, läßt sich die totale Varianz σ^2_Ψ der Größe Ψ wie folgt approximieren:

$$\sigma_{\Psi}^2 = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial u}\right)^2 \sigma_u^2 + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial v}\right)^2 \sigma_v^2 + 2C_{uv} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial u}\right) \left(\frac{\partial \Psi}{\partial v}\right) + \dots, \quad (126)$$

wobei σ_u die Standardabweichung des gemessenen Parameters u und C_{uv} die Kovarianz zwischen den Parametern u und v darstellt. Werden unkorrelierte Meßfehler unterstellt, so ergibt sich für σ_{Ψ}

$$\sigma_{\Psi} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_i}\right)^2 \sigma_{x_i}^2}, \quad (127)$$

wobei die x_i ($i=1, 6$) die externen Eingangsgrößen, d. h. $x_1 = \Delta \bar{q}$, $x_2 = \Delta \bar{\theta}$, $x_3 = w_{LS}$, $x_4 = \langle w'\theta' \rangle_0$, $x_5 = \langle w'q' \rangle_0$ und $x_6 = F_{NET}^{CT}$, bezeichnen. Demnach enthält die totale Unsicherheit (d. h. die Standardabweichung) einer Größe Ψ Beiträge infolge (a) der Unsicherheit in der Bestimmung der Inversionssprünge der totalen Feuchte und der potentiellen Flüssigwassertemperatur, (b) von Fehlern bei der Abschätzung der großräumigen Absinkgeschwindigkeit und der Bodenflüsse sowie (c) durch die Unsicherheit bei der Festlegung des Wertes für die langwellige Strahlungsabkühlung. Zur Auswertung von Gleichung (127) müssen die partiellen Ableitungen von Ψ nach den externen Parametern x_i ermittelt werden. Die Bestimmung dieser Größen erfolgt im Rahmen einer Parameterstudie, die 12 Grobstruktursimulationsläufe umfaßt. Diese Modellläufe unterscheiden sich vom Referenzlauf dadurch, daß einer der externen Einflußgrößen x_i positiv bzw. negativ um seinen zentralen Wert variiert wird, während die restlichen Parameter fixiert bleiben. Die Berechnung der partiellen Ableitung erfolgt dann mit Hilfe von zweiter Ordnung genauer zentrierter Differenzen. Die Modellläufe dieser Parameterstudie werden zur Reduktion des statistischen Stichprobenfehlers in einem vergrößerten Modellgebiet von $28.8 \cdot 3.2 \cdot 1.5 \text{ km}^3$ durchgeführt.

Das spezifische Anliegen der hier durchgeführten parametrischen Sensitivitätsstudie besteht darin, Fehlerbalken bzw. Konfidenzintervalle für die aus LES-Rechnungen abgeleiteten Vertikalprofile verschiedener die Turbulenzstruktur der wolkenbedeckten Grenzschicht charakterisierenden Momente (d. h. Flüssigwassergehalt, Auftriebsfluß, Gesamtwasserfluß, Niederschlagsfluß, Vertikalwindvarianz und turbulente kinetische Energie) als Funktion der Standardabweichungen der unsicher bekannten Eingangsgrößen festzulegen. Bezüglich der Inversionsstärken der Gesamtfuchte und der potentiellen Flüssigwassertemperatur wird angenommen, daß diese mit einer Genauigkeit von $\pm 0.5 \text{ g kg}^{-1}$ bzw. $\pm 1 \text{ K}$ bestimmbar sind. In

Hinblick auf die großräumige Absinkgeschwindigkeit, der Bodenflüsse von Wärme und Feuchte sowie des langwelligen Nettostrahlungsflusses an der Wolkenoberkante wird unterstellt, daß diese Größen mit einer Genauigkeit von 25% aus den Messungen abgeleitet werden können. Die zentralen Referenzwerte und die Unsicherheitsfaktoren (Standardabweichungen) der externen Umgebungsparameter x_j sind in Tabelle 2 aufgelistet.

Tabelle 2: Referenzwerte und Unsicherheitsfaktoren (Standardabweichungen) der externen Umgebungsparameter x_j

Parameter	Referenzwert	Standardabweichung
$\Delta\bar{\theta}_l$	5.5 K	1 K
$\Delta\bar{q}$	-1.6 g kg ⁻¹	0.5 g kg ⁻¹
w_{LS}	-0.0225 m s ⁻¹	0.00565 m s ⁻¹
$\langle \overline{w'\theta'} \rangle_0$	14.9 W m ⁻²	3.725 W m ⁻²
$\langle \overline{w'q'} \rangle_0$	51.5 W m ⁻²	12.875 W m ⁻²
F_{NET}^{CT}	74 W m ⁻²	18.5 W m ⁻²

Abbildung 17 zeigt mittlere Vertikalprofile des (a) Flüssigwassergehalts, (b) des totalen Auftriebsflusses, (c) des totalen Gesamtwasserflusses, (d) des Niederschlagsflusses, (e) der totalen Geschwindigkeitsvarianz und (f) der totalen turbulenten kinetischen Energie für den Referenzlauf, der die in Tabelle 2 aufgelisteten Werte zur Spezifikation der externen Eingabeparameter verwendet. Die Profile stellen Mittelwerte über das Zeitintervall von Modellstunde 2 bis 3 dar. Zur Skalierung der Vertikalkoordinate wird die Inversionshöhe verwendet. Zum Vergleich sind mit Rauten markierte Meßwerte dieser Größen in die Abbildung eingetragen. Die Meßdaten beziehen sich auf Flugzeugmessungen der NCAR-ELECTRA, die am 13.6.1992 während des Flugabschnitts ASTEX RF06 gewonnen wurden (nach Roode und Duynkerke, 1997). Zusätzlich sind in Abbildung 17 in ausgewählten Höhen die 90%-Konfidenzintervalle (d. h. $\pm 1.6 \cdot \sigma_{\psi}$ Intervalle), die mit Hilfe der parametrischen Sensitivitätsstudie ermittelt wurden, für die verschiedenen dargestellten Größen eingetragen.

Neben der Bestimmung der Konfidenzintervalle eröffnet die Sensitivi-

tätssanalyse die Möglichkeit, die Bedeutung der unsicher bekannten Eingangsgroßen entsprechend ihres Beitrages zur totalen Varianz einer modellierten Größe zu ermitteln und in eine Rangfolge zu bringen. Die Resultate der parametrischen Sensitivitätsanalyse sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Für ausgewählte Höhenniveaus sind die Mittelwerte und Standardabweichungen verschiedener aus LES-Rechnungen abgeleiteter Größen Ψ (d. h. $\langle \bar{q}_l \rangle$, $\langle \overline{w''\theta''_v} \rangle$, $\langle \overline{w''q''} \rangle$, $\langle v_{Tqr} \cdot \bar{q}_l \rangle$, $\langle \overline{w''^2} \rangle$, $0.5 \cdot \langle \overline{u''^2 + v''^2 + w''^2} \rangle$) angegeben. Die gleichen Angaben sind auch für den mittleren Flüssigwasserweg $\langle LWP \rangle$, die Entrainmentgeschwindigkeit w_e und die konvektive Skalierungsgeschwindigkeit w_* eingetragen. Darüber hinaus sind die prozentualen Beiträge zur Gesamtvarianz σ^2_Ψ der modellierten Größen Ψ aufgelistet, die aus der Variation der externen Größen x_i ($x_1 = \Delta \bar{q}$, $x_2 = \Delta \bar{\theta}_l$, $x_3 = w_{LS}$, $x_4 = \langle \overline{w'\theta'} \rangle_0$, $x_5 = \langle \overline{w'q'} \rangle_0$ und $x_6 = F_{NET}^{CT}$) resultieren.

Generell kann man festhalten, daß mit Ausnahme des Niederschlagsflusses die modellierten thermodynamischen, dynamischen und wolkenphysikalischen Zustandsgrößen der stratocumulusbedeckten Grenzschicht recht gut mit den aus Meßdaten während des Fluges ASTEX RF06 abgeleiteten Werten übereinstimmen. Die Unterschiede zwischen den Modellvorhersagen und den Meßdaten sind (mit Ausnahme des Niederschlagsflusses) stets kleiner als die durch die parametrische Modellunsicherheit bewirkte Streuung der Zielvariablen. Im einzelnen ergibt sich folgendes Bild:

Sowohl der gemessene als auch der berechnete Flüssigwassergehalt zeichnen sich oberhalb der Wolkenbasis zunächst durch eine lineare Zunahme mit der Höhe aus, wobei die Maximalwerte bei etwa $z/z_i = 0.9$ erreicht werden. Oberhalb dieses Niveaus fallen die Werte durch das Einmischen von wärmerer und trockener Luft aus der freien Atmosphäre bis zur Inversionsuntergrenze auf Null ab (siehe Abbildung 17a). Der gemessene Maximalwert des Flüssigwassergehalts beträgt 0.4 g kg^{-1} während das Modell ein Konfidenzintervall (90% Signifikanzniveau) von $0.38 - 0.72 \text{ g kg}^{-1}$ als wahrscheinliches Intervall für die Maximalwerte des Flüssigwassergehalts vorhersagt. Dabei trägt die Inversionsstärke des Gesamtwassergehalts $\Delta \bar{q}$ mit einem Anteil von 68% den weitaus größten Anteil zur modellierten Varianz bei (siehe Tabelle 3), wobei größere Werte von $\Delta \bar{q}$ kleinere Maximalwerte des Flüssigwassergehalts nach sich ziehen und vice versa.

Tabelle 3: Mittelwerte und Standardabweichungen verschiedener aus LES-Rechnungen abgeleiteter Größen Ψ ($\langle \bar{q} \rangle$, $\langle \overline{w''\theta''_v} \rangle$, $\langle \overline{w''q''} \rangle$, $\langle v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r \rangle$, $\langle w''^2 \rangle$, $TKE = 0.5 \cdot \langle u''^2 + v''^2 + w''^2 \rangle$) für ausgewählte Höhengiveaus sowie dieselben Angaben für den mittleren Flüssigwasserweg $\langle LWP \rangle$, die Entrainmentgeschwindigkeit w_e und die konvektive Skalierungsgeschwindigkeit w_* . Zusätzlich sind die prozentualen Beiträge zur Gesamtvarianz σ^2_Ψ einer modellierten Größe Ψ aufgelistet, die aus der Variation der externen Größen x_i ($x_1 = \Delta \bar{q}$, $x_2 = \Delta \bar{\theta}$, $x_3 = w_{LS}$, $x_4 = \langle \overline{w'\theta'} \rangle_0$, $x_5 = \langle \overline{w'q'} \rangle_0$ und $x_6 = F_{NET}^{CT}$) resultieren.

Modellierte Größe	Mittelwert	Standardabweichung	Durch Variation der Parameter x_i erklärte prozentuale Varianz					
			x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6
$\langle \bar{q} \rangle_{z=0.9} / (gkg^{-1})$	0.52	0.11	68.0	8.5	15.0	0	0	8.5
$\langle \overline{w''\theta''_v} \rangle_{z=0.35} / (Wm^{-2})$	-6.0	1.2	50.0	0	0	0	0	50.0
$\langle \overline{w''\theta''_v} \rangle_{z=0.85} / (Wm^{-2})$	14.0	7.1	66.9	6.9	0	0.7	0.7	24.8
$\langle \overline{w''\theta''_v} \rangle_{z=1.0} / (Wm^{-2})$	-10.5	4.4	71.2	10.9	0	0	0	17.9
$\langle \overline{w''q''} \rangle_{z=0.3} / (Wm^{-2})$	64.0	13.1	22.5	0	0	0	62.5	15.5
$\langle \overline{w''q''} \rangle_{z=0.9} / (Wm^{-2})$	79.0	31.0	57.2	25.5	0	0	5.5	11.8
$\langle v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r \rangle_{z=0.2} / (Wm^{-2})$	-13.0	7.3	57.9	0	29.2	0	0	12.9
$\langle v_{Tqr} \cdot \bar{q}_r \rangle_{z=0.6} / (Wm^{-2})$	-20.0	8.9	49.4	0	32.8	0	0	17.8
$\langle \overline{w''^2} \rangle_{z=0.35} / (m^2s^{-2})$	0.12	0.021	0	0	0	50.0	0	50.0
$\langle \overline{w''^2} \rangle_{z=0.80} / (m^2s^{-2})$	0.21	0.05	15.8	0	0	0	4.0	80.2
$TKE(z=0.50) / (m^2s^{-2})$	0.35	0.05	20.0	0	0	0	0	80.0
$TKE(z=0.95) / (m^2s^{-2})$	0.65	0.12	55.5	0	0	0	11.0	33.5
$w_e / (cms^{-1})$	1.7	0.50	12.2	62.5	0	3.8	1.1	20.4
$\langle LWP \rangle / (gm^{-2})$	116.	39.	69.0	0.8	21.0	0	0.1	8.2
$w_* / (cms^{-1})$	0.71	0.055	20.2	0	0	20.2	16.4	43.0

Abbildung 17b präsentiert die mittleren Vertikalprofile des gemessenen und berechneten totalen Auftriebsflusses. Der Auftriebsfluß weist sowohl in den Beobachtungen als auch in der Modellierung ein breites Maximum im oberen Teil der Wolkenschicht auf. Dies deutet, wie bereits erwähnt, darauf hin, daß die Abkühlung, die durch die Verdunstung von Wolkentröpfchen und durch langwellige Strahlungsprozesse hervorgerufen wird,

die hauptsächliche Ursache für die Auftriebsproduktion von turbulenter kinetischer Energie innerhalb der Stratocumuluswolke darstellt. Die Sensitivitätsanalyse ergibt für den Auftriebsfluß in diesem Höhenbereich ein Konfidenzintervall von $3 - 25 \text{ W m}^{-2}$, wobei die Inversionsstärke des Gesamtwassergehalts $\Delta\bar{q}$ und der langwellige Strahlungsfluß F_{NET}^{CT} mit 66.9% bzw. 24.8% die größten Beiträge zur Gesamtvarianz liefern. Der modellierte Auftriebsfluß weist in einem eng begrenzten Höhenbereich in der Umgebung der Inversion - bedingt durch das Hineinmischen von trockener und warmer Luft aus der freien Atmosphäre - negative Werte auf (da bei den Flugzeugmessungen nur eine sehr grobe Höhenauflösung realisierbar ist, ist diese Eigenschaft des Auftriebsflusses in den Beobachtungen nicht erkennbar). Bei $z/z_i = 1$ erreicht der Auftriebsfluß Werte im Bereich von $-17.5 - -3.5 \text{ W m}^{-2}$, wobei wiederum $\Delta\bar{q}$ und F_{NET}^{CT} die größten Anteile zu dieser Variabilität beitragen. Im Wolkenunterbereich nehmen sowohl der modellierte als auch der beobachtete Auftriebsfluß linear von der Ozeanoberfläche bis zur Wolkenbasis ab, wo ein negativer Wert erzielt wird.

Abbildung 17c stellt den berechneten und den gemessenen totalen Gesamtwasserfluß dar, der in den Beobachtungen insbesondere im oberen Teil der Wolkenschicht eine große Streuung aufweist. Der modellierte Gesamtwasserfluß zeigt einen näherungsweise linearen Verlauf im Bereich zwischen der Ozeanoberfläche und dem oberen Teil der Wolkenschicht. Der Maximalwert des Gesamtwasserflusses wird als Folge des Entrainmentprozesses nahe der Wolkenoberkante bei $z/z_i = 0.9$ erreicht. Die vorhergesagte Variabilität des Gesamtwasserflusses ist in diesem Höhenbereich vergleichsweise groß (50 W m^{-2} bei einem Mittelwert von 79 W m^{-2}) und wird im wesentlichen durch die Parameter $\Delta\bar{q}$ und $\Delta\bar{\theta}_i$ hervorgerufen, die gemeinsam etwa 83% der Gesamtvarianz erklären. Insgesamt läßt sich festhalten, daß in Hinblick auf die große parametrische Unsicherheit der LES-Resultate die modellierten Werte des Gesamtwasserflusses nicht inkonsistent mit den Beobachtungen sind.

Die auffälligste Diskrepanz zwischen den Modellresultaten und den Beobachtungen ist an den Profilen des Niederschlagsflusses festzumachen (siehe Abbildung 17d). Die gemessenen Niederschlagsflüsse zeigen an, daß innerhalb der Wolkenschicht der Betrag des Niederschlagsflusses die gleiche Größenordnung wie der Gesamtwasserfluß erreicht. Darüber hinaus ist aus den in der Wolkenunterschicht durchgeführten Flugabschnitten von Flug RF06 ableitbar, daß im Meßgebiet die in der Wolke gebildeten Regentropfen ohne vollständig zu verdunsten in großer Anzahl den Boden erreichen (der bodennahe gemessene Niederschlagsfluß

beträgt etwa -100 W m^{-2}), so daß sehr effektiv Flüssigwasser aus der Grenzschicht entfernt wird. In Gegensatz dazu wird vom Modell der Niederschlagsfluß um etwa eine Größenordnung zu klein vorhergesagt. Demnach kann das Modell die in der Natur ablaufenden wolkenphysikalischen Prozesse, die zur Niederschlagsbildung in Stratocumuluswolken führen, nicht vollständig richtig wiedergeben. Die Ursache für die Diskrepanz zwischen Modell und Beobachtung könnte darin begründet sein, daß der Koagulations- und der damit verbundene Niederschlagsprozeß einen hochgradig in Raum und Zeit variierenden und intermittierenden Vorgang darstellt, der in Ausnahmefällen lokale Niederschlagsraten hervorbringen kann, die den beobachteten Bodenfeuchtefluß um das 4 - 5 fache übertreffen (Austin et al., 1995). Die Simulation eines derartig instationären und inhomogenen Prozesses stellt wegen der damit verbundenen Schwierigkeiten bei der Spezifikation der Anfangs- und Randbedingungen eine schwer zu bewältigende Aufgabe dar. Um die Vorgänge bei der Niederschlagsbildung realitätsnah abbilden zu können, müssten daher verfeinere Methoden der Modellinitialisierung und realistischere Antriebsfelder und Randbedingungen als die hier im Rahmen einer idealisierten Studie verwendeten zur Anwendung kommen. Im Moment kann jedenfalls keine andere plausible Ursache dafür angegeben werden, daß die beobachteten Niederschlagsraten nicht vom Modell reproduziert werden können. Aus dem oben genannten Grund stellt die wirklichkeitsgetreue Repräsentation des Niederschlagsprozesses in einem Grobstruktursimulationsmodell ein schwer zu handhabendes Problem dar, dessen Lösung immer noch eine herausfordernde Forschungsaufgabe bleibt. In Anbetracht der Tatsache, daß - wie bereits in Abschnitt 4.1 ausgeführt - die Bewölkungs- und Grenzschichtstruktur durch regnende Stratocumuluswolken in einer klimatologisch bedeutsamen Weise beeinflusst wird, kann nur empfohlen werden, die prinzipiellen dynamischen und wolkenphysikalischen Wechselwirkungen niederschlagsbildender Stratocumuluswolken in zukünftigen Forschungsprojekten noch genauer herauszuarbeiten.

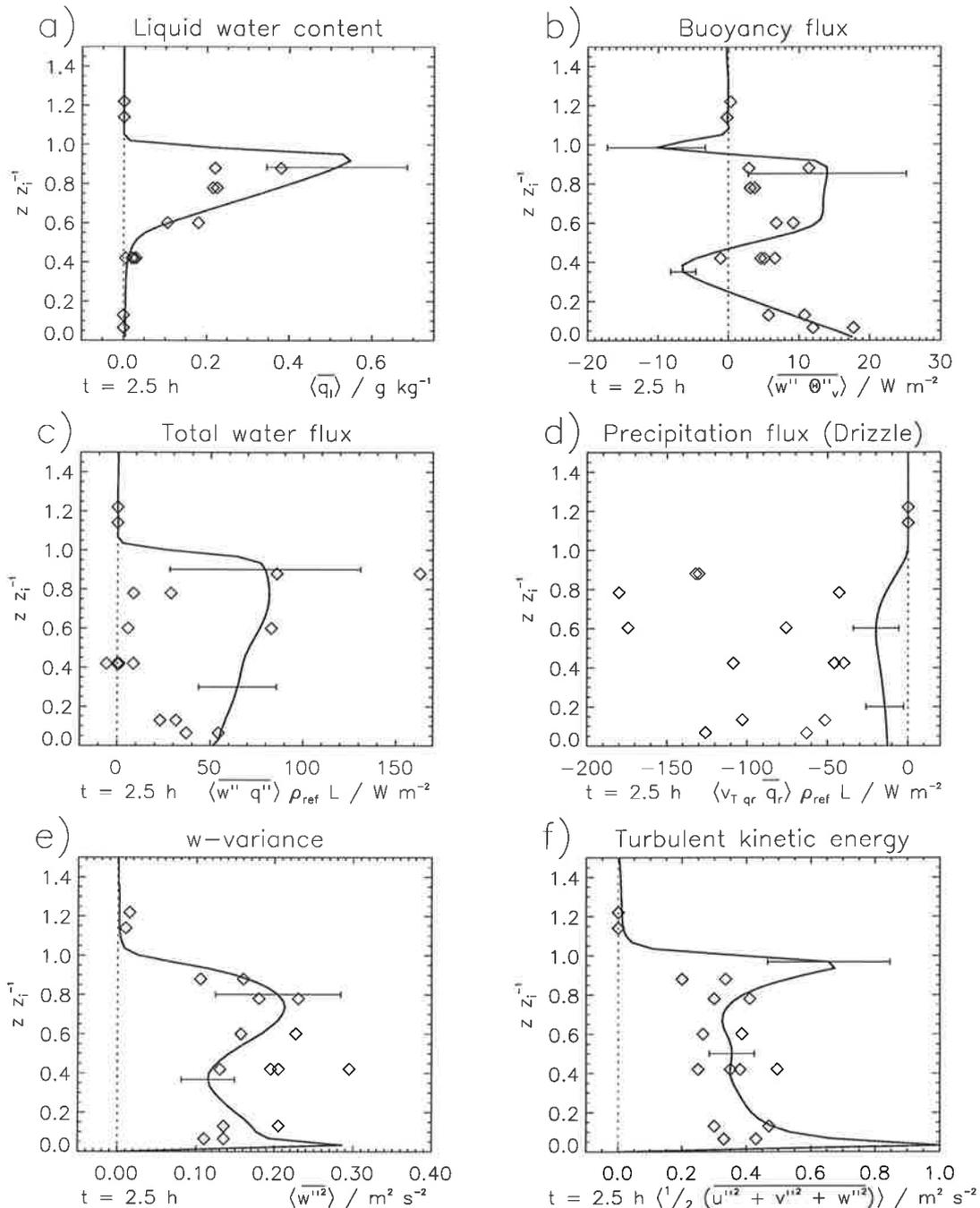


Abbildung 17: Mittlere Vertikalprofile (a) des Flüssigwassergehalts $\langle \bar{q}_l \rangle$, (b) des totalen Auftriebsflusses $\langle w'' \theta'' \rangle$, (c) des totalen Gesamtwasserflusses $\langle w'' q'' \rangle$, (d) des Niederschlagsflusses $\langle v_{Tqr} \bar{q}_r \rangle$, (e) der totalen vertikalen Geschwindigkeitsvarianz $\langle w''^2 \rangle$ und (f) der totalen turbulenten kinetischen Energie $0.5 \cdot \langle u''^2 + v''^2 + w''^2 \rangle$ für den Referenzlauf, bei dem die in Tabelle 2 angegebenen Referenzwerte zur Spezifikation der externen Eingabeparameter verwendet werden. Die Profile stellen Mittelwerte über das Zeitintervall von Modellstunde 2 bis 3 dar. Zur Skalierung der Vertikalkoordinate wird die Inversionshöhe verwendet. Zum Vergleich sind mit Rauten markierte Meßwerte dieser Größen in die Abbildung eingetragen. Die Meßdaten beziehen sich auf Flugzeugmessungen der NCAR-ELECTRA, die am 13.6.1992 während des Flugabschnitts ASTEX RF06 gewonnen wurden (nach Roode und Duynkerke, 1997). Zusätzlich sind in ausgewählten Höhen die 90%-Konfidenzintervalle (d. h. $\pm 1.6 \cdot \sigma_\psi$ Intervalle), die mit Hilfe der parametrischen Sensitivitätsstudie ermittelt wurden, für die verschiedenen dargestellten Größen eingetragen.

Die mittleren Vertikalprofile der totalen Vertikalwindvarianz und der totalen turbulenten kinetischen Energie (*TKE*) werden in Abbildung 17e und 17f gezeigt. Die modellierten Profile der Vertikalwindvarianz und der *TKE* weisen innerhalb der Grenzschicht zwei Maxima auf, das eine innerhalb der bodennahen Grenzschicht und das andere innerhalb der Wolken-schicht. Dies deutet darauf hin, daß die konvektiven Umlagerungen innerhalb der wolkenbedeckten Grenzschicht sowohl durch Heizung von unten als auch durch die Strahlungsabkühlung am Oberrand der Wolke hervorgerufene Auftriebsproduktion verursacht werden. Die Werte der modellierten Vertikalwindvarianz und der *TKE* weisen eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten auf. Zur parametrischen Unsicherheit der modellierten Vertikalwindvarianz und der *TKE* tragen ausschließlich die Parameter $\Delta\bar{q}$, F_{NET}^{CT} und $\langle\overline{w'\theta'}\rangle_0$ bei (siehe Tabelle 3).

Abschließend ist noch festzuhalten, daß auch die aus den Grobstruktur-simulationsrechnungen ermittelten Werte für die Entrainmentgeschwindigkeit w_e und die konvektive Skalierungsgeschwindigkeit w_* gut mit den von Roode und Duynkerke (1997) angegebenen Werten übereinstimmen, da die aus Messungen abgeleiteten Werte in den vorhergesagten Konfidenzintervallen enthalten sind.

5. Grobstruktursimulation von Kondensstreifen

5.1 Einführung

Wasserdampfemissionen aus Flugzeugen wirken mehrfach. Sie begünstigen z. B. über Eispartikelbildung die Zunahme dünner Zirrusbewölkung und beeinflussen damit den Energiehaushalt der Erde. Zwei gegenläufige Effekte spielen hierbei eine Rolle. Im solaren Spektralbereich ist die Wirkung der Wolken wegen der Reflexion von Sonnenstrahlung abkühlend, im langwelligen Spektralbereich hingegen erwärmend, da wegen der niedrigen Temperaturen an der Tropopause die Abstrahlung der Erde in den Weltraum reduziert wird (Graßl, 1990; Liou et al., 1990). Der resultierende Nettoeffekt ist zunächst ungewiß, da bei Eiswolken die Konkurrenz zwischen solarer Albedo und infrarotem Emissionsvermögen von Faktoren wie Höhe, optischer Dicke und mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolke abhängt. Man vermutet jedoch, daß Kondensstreifen wegen ihrer geringen optischen Dicke zum zusätzlichen Treibhauseffekt beitragen (Sassen, 1991; Sassen et al., 1989; Stephens und Webster, 1981; Stephens et al., 1990). Weiterhin verändern die Emissionen möglicherweise die Luftchemie, da an den sich bildenden Eispartikeln heterogene chemische Prozesse ablaufen (Kärcher, 1997).

Zur Bestimmung klimarelevanter Eigenschaften von Kondensstreifen sind mit Hilfe von Satellitendaten, Lidar- und in-situ Messungen einige Studien durchgeführt worden (Knollenberg, 1972; Schumann und Wendling, 1990; Bakan et al., 1994; Strauß, 1994; Freudenthaler et al., 1995; Gayet et al., 1996). Als Ergebnis dieser Untersuchungen zeigt sich, daß Kondensstreifen regional zeitweilig zu ausgeprägten Bedeckungsgraden beitragen. Die Kondensstreifen können Ausdehnungen von einigen Kilometern in der Breite und mehreren hundert Kilometern in der Länge aufweisen. In-situ Messungen des Größenspektrums von Eispartikeln ergaben innerhalb von Kondensstreifen systematisch höhere Teilchenzahldichten als in natürlichen Zirren, aber noch innerhalb deren Variabilität. Die Satellitendaten lassen erkennen, daß der Luftverkehr für eine Zunahme der Bewölkung um 0.4% über Mitteleuropa verantwortlich ist. Der sich modellmäßig aus dieser Zunahme des Bedeckungsgrades dünner Zirrusbewölkung ableitbare Beitrag zum Treibhauseffekt ist mit 0.05 K allerdings so gering, daß er meßtechnisch nicht nachweisbar ist. Eine mit einem globalen Klimamodell durchgeführte Studie zur klimatischen Wirkung von Kondensstreifen deutet darauf hin, daß es einer Zunahme von mindestens 5 Prozentpunkten im Bereich der Hauptflugrouten bedarf, damit sich eine signifikante Kli-

verantwort im Modell abzeichnet (Ponater et al., 1996). Vor dem Hintergrund eines ständigen Wachstums des Weltluftverkehrs ist die Vorhersage des Lebenszyklus und des Ausbreitungsverhaltens von Kondensstreifen daher zur Bewertung seines Gefährdungspotentials von großem Interesse.

In der Regel wird die Strömungsdynamik im Nachlauf von Flugzeugen in drei Phasen eingeteilt (CIAP, 1975): Im "Jet"-Regime werden die sich aufweitenden Abgasfreistrahlen sofort von der sich aufrollenden Wirbelschlepppe beeinflusst und innerhalb von etwa 10 s größtenteils in diese eingebunden. In dieser Phase entsteht auch der Kondensstreifen, wenn sich der bei der Kerosinverbrennung entstehende Wasserdampf durch Vermischung mit der kälteren Umgebungsluft soweit abkühlt, daß kurzzeitig Wassersättigung erreicht wird (Appleman, 1953; Schumann, 1996). Da im Abgasstrahl genügend Kondensationskeime vorhanden sind, kann sich bei bestimmten thermodynamischen Zuständen der Atmosphäre im Abstand von einigen 10 m hinter dem Flugzeug eine Wasserwolke mit einer großen Anzahldichte (deutlich über 1000 cm^{-3}) bilden. Man nimmt an, daß die Nukleation im wesentlichen durch die Benetzung von Rußteilchen mit Wasser erfolgt. Der Ruß muß zuvor jedoch durch Kontakt mit anderen Verbrennungsprodukten, insbesondere Schwefelsäure hydrophil werden (Kärcher et al., 1996). Die Wasserphase ist sehr kurzlebig, da die Temperatur der Atmosphäre in den typischen Flugniveaus niedriger ist als die kritische Temperatur unterhalb der homogenes Gefrieren einsetzt. Demzufolge gefrieren die zunächst entstandenen Wassertropfchen spontan und wachsen anschließend durch Sublimation weiter an. Im anschließenden "Vortex"-Bereich sinkt die Wirbelschlepppe durch eine selbstinduzierte mittlere Geschwindigkeit etwa 100-200 m ab (Lewellen und Lewellen, 1996; Schilling et al., 1996), wobei meist ein geringer Anteil der Abgase und des Kondensstreifens nach oben entweicht und so den sekundären Nachlauf bildet (Gerz und Ehret, 1996). Gegen Ende des "Vortex"-Regimes (nach etwa 100 s) zerfällt die bis dahin zusammenhängende Abgaswolke bzw. der Kondensstreifen auf Höhe der Wirbel in einzelne mammatus-ähnliche Strukturen. Im anschließenden "Dispersions"-Regime löst sich die Wirbelstruktur auf und gibt die Emissionen frei. Nach etwa 5 bis 10 Minuten ist die vom Flugzeug induzierte Turbulenz auf die des Umgebungsniveaus abgeklungen. Die weitere Ausbreitung und Vermischung des Kondensstreifens bzw. der Abgase wird nun einerseits von der atmosphärischen Hintergrundströmung (Dürbeck und Gerz, 1996) und andererseits durch die dynamischen Vorgänge aufgrund der Eigendynamik des Kondensstreifens bestimmt (Chlond, 1998; Chlond und Schulz,

1997). Je nach Umgebungsbedingungen kann die Eiswolke dabei weiter anwachsen, stabil bleiben oder sich auflösen. Obwohl der zwingende experimentelle Nachweis noch aussteht, vermutet man, daß sich Kondensstreifen nur dann zu großflächigen Eiswolken ausdehnen können, wenn die Atmosphäre bezüglich der Wasserphase untersättigt in bezug auf die Eisphase hingegen übersättigt ist (Schumann, 1994). Die im Abgasstrahl des Flugzeugs während der Anfangsphase der Kondensstreifenentwicklung gebildeten gefrorenen Tröpfchen lösen demnach die Eisbildung dadurch aus, daß sie als Gefrierkeime für den Sublimationsprozeß dienen. Auf diese Weise kann die gesamte Eismasse des Kondensstreifens die vom Flugzeug emittierte Wassermasse um einige Größenordnungen übertreffen (Knollenberg, 1972).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die dynamischen, wolkenphysikalischen und strahlungsbedingten Vorgänge im Dispersionsbereich des Kondensstreifens mittels numerischer Grobstruktursimulationen untersucht. Zu diesem Problembereich liegen bisher nur wenige Prozeßstudien vor, die sich zudem auf Ergebnisse quasi zweidimensionaler Simulationsrechnungen stützen (Boin und Levkov, 1994a,b; Gierens, 1996). Im Gegensatz dazu wird hier die dreidimensionale Struktur des Strömungsfeldes in Kondensstreifen mit einer Modellversion berechnet, die zur Beschreibung wolkenphysikalischer Prozesse eine detaillierte Behandlung der Mikrophysik verwendet. Bei dem verwendeten mikrophysikalischen Schema wird das Eisteilchenspektrum durch eine Verteilungsfunktion charakterisiert, deren zeitliche und räumliche Änderung durch eine Bilanzgleichung beschrieben wird. Die numerische Lösung der spektralen Bilanzgleichung erlaubt in jeder Gittermasche die zeitabhängige Berechnung des Eisteilchenspektrums als Ergebnis des Transports durch Advektion, Diffusion und Sedimentation sowie von Sublimations- bzw. Verdunstungsvorgängen (siehe Abschnitt 2.4.5). Die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen setzen in der späten Dispersionsphase ein, d. h. zu einem Zeitpunkt bei dem die flugzeuginduzierte Turbulenz in der Strömung bereits im wesentlichen abgeklungen ist, und demnach die Ausbreitung des Kondensstreifens im wesentlichen durch die Eigendynamik der Eiswolke bestimmt wird. Der Einfluß der atmosphärischen Hintergrundturbulenz auf die Turbulenzstruktur und das Ausbreitungsverhalten des Kondensstreifens wird im Rahmen dieser Arbeit nicht behandelt (zu diesem Problembereich siehe z. B. Dürbeck und Gerz, 1996). Ziel der Untersuchungen ist es zum einen, ein tieferes Verständnis für diejenigen Prozesse zu erlangen, die die Ausbreitung und das Wachstum der Kondensstreifenbewölkung bestimmen. Zum anderen soll eine mit dem Grobstruktursimulationsmodell durchgeführte Parameterstu-

die darüber Aufschluß geben, welchen Einfluß externe, meteorologische Parameter, wie Temperatur, Feuchte, statische Stabilität und Baroklinität der Atmosphäre auf die Entwicklung tropopausennaher Kondensstreifen in der Dispersionsphase ausüben. Schließlich wird noch untersucht, wie die anfängliche Eispartikelkonzentration sowie Strahlungsprozesse die Modellresultate beeinflussen.

5.2 Spezifikation der Modellrechnungen

Die Kenntnis der Lebensdauer von Kondensstreifen als Funktion der großräumigen meteorologischen Feldgrößen ist Grundvoraussetzung für die Abschätzung ihrer Klimawirksamkeit. Aus diesem Grund werden mit dem Grobstruktursimulationsmodell eine Reihe von Rechnungen durchgeführt, um die grundlegenden physikalischen Mechanismen der Kondensstreifenentwicklung zu studieren. Der Modelleinsatz erfolgt in der sogenannten Dispersionsphase im Lebenszyklus eines Kondensstreifens, d. h. in demjenigen Zeitabschnitt, in dem die vom Flugzeug induzierte Turbulenz weitgehend abgeklungen ist und die Emissionen sich mit der Umgebungsluft vermischt und über ein gewisses Volumen verteilt haben. Die Turbulenzstruktur im Kondensstreifen wird in diesem Stadium im wesentlichen durch die Vorgänge aufgrund der Eigendynamik der Eiswolke infolge differentieller Strahlungserwärmung bzw. durch die Freisetzung latenter Wärme beim Sublimationsprozeß bestimmt.

Bei der Festlegung der externen Parameter, die den großräumigen atmosphärischen Grundzustand charakterisieren, sowie bei der Spezifikation der Anfangsbedingungen aller prognostischen Variablen werden Bedingungen gewählt, die typisch für das Auftreten langlebiger, tropopausennaher Kondensstreifen sind (siehe z. B. Schumann, 1994; Gayet et al., 1996). Für den sogenannten Kontrolllauf wird ein bezüglich der Wasserphase untersättigtes Luftvolumen mit einer relativen Feuchte von $r_w = 78\%$ (dies entspricht einer relativen Feuchte von $r_i = 129\%$ bezüglich der Eisphase) in einer Höhe von 10500 m (d. h. $p_{00} = 250 \text{ hPa}$) unterstellt. Für die Referenztemperatur wird ein Wert von $T_{00} = 220 \text{ K}$ angenommen. Das anfängliche Feld der potentiellen Temperatur wird in der Umgebung des Kondensstreifens horizontal homogen und als stabil geschichtet mit einer Temperaturzunahme von $\frac{\partial}{\partial z}(\bar{\theta}) = 2.5 \times 10^{-3} \text{ K m}^{-1}$ vorgegeben. Innerhalb des Kondensstreifens wird der feuchtadiabatische Temperaturgradient angesetzt. Das Feuchtefeld in der Umgebung des Kondensstreifens wird unter Berücksichtigung der Temperaturverteilung entsprechend der angenom-

menen relativen Feuchte über Eis von $r_f^{(Umgb.)} = 129\%$ initialisiert; für das Gebiet innerhalb des Kondensstreifens wird angenommen, daß die Phasenrelaxation bereits abgeschlossen ist, so daß hier zur Bestimmung der spezifischen Feuchte $r_f^{(Kds.)} = 100\%$ angesetzt werden kann. Die Spezifikation der geometrischen Eigenschaften des Kondensstreifens erfolgt in Form zweier parallel zur y -Achse ausgerichteter Wolkenbänder, die in der Mitte des Modellgebiets plziert werden. Der laterale Abstand der Wolkenzentren beträgt 50 Meter und der anfängliche Durchmesser der beiden Wolkenbänder wird mit 30 Metern angesetzt. Der anfängliche Eisgehalt des Kondensstreifens wird einerseits durch die Wassermenge bestimmt, die infolge der Kerosinverbrennung vom Flugzeug freigesetzt wird (etwa 15 g pro Meter Flugstrecke für eine B747, siehe Schumann, 1994), und zum anderen durch die Wasserdampfmenge der Umgebungsluft, die infolge des Einmischens in den Kondensstreifen und nachfolgender Sublimation während der Jet- und Vortex-Phase in Eis umgewandelt wird. Hieraus ergibt sich innerhalb der Querschnittsfläche des Kondensstreifens von 1800 m^2 ein Eisgehalt von $(\bar{q}_i)_{Kds.} = 4.26 \cdot 10^{-5} \text{ kg kg}^{-1}$. Die Eispartikelspektren werden innerhalb des Kondensstreifens als räumlich homogen und als monodisperse Verteilungen vorgegeben, d. h. die gesamte Eismasse wird in jeder Gitterzelle des Kondensstreifens innerhalb einer Größenklasse des Spektrums konzentriert. Dabei wird ein mittlerer effektiver Radius von $r_{eff} = 2.4 \text{ }\mu\text{m}$ unterstellt, so daß sich eine Teilchenkonzentration von $7.57 \cdot 10^8 \text{ kg}^{-1}$ ergibt. Da die Wirbelschleppe des Flugzeuges bereits dissipiert sein soll, wird zu Beginn der Rechnungen ein in Ruhe befindliches Strömungsfeld vorausgesetzt, dem innerhalb des Kondensstreifens zu Beginn der Rechnungen eine zufällige Temperaturstörung mit einer Amplitude von 10^{-3} K überlagert wird. Die geographische Breite wird mit 50° N angesetzt, für die am Oberrand bzw. am Unterrand des Modells einfallenden langwelligen Strahlungsflüsse werden Werte von $F^-(z=z_{TOP}) = 30 \text{ W m}^{-2}$ bzw. $F^+(z=z_{BOT}) = 250 \text{ W m}^{-2}$ angenommen.

Neben dem Referenzlauf werden zwölf am Kontrolllauf orientierte Modellintegrationen unter Vorgabe geänderter Eingabeparameter und Anfangsbedingungen bzw. bei abgewandelter Behandlung der Modellphysik durchgeführt (siehe auch Tabelle 4). Die Sensitivitätsläufe (1)-(2) und (4)-(9) unterscheiden sich vom Kontrolllauf dadurch, daß eine der externen Einflußgrößen variiert wird, während die restlichen Parameter fixiert bleiben. Auf diese Weise wird der Einfluß der Umgebungstemperatur T_{00} (Lauf (2) und (4)), der statischen Stabilität $\frac{\partial}{\partial z} \langle \bar{\theta} \rangle$ (Lauf (1) und (5)), der relativen Feuchte r_w (r_i) (Lauf (8) und (9)) und der mittleren vertikalen Windscherung $\frac{\partial u_g}{\partial z}, \frac{\partial v_g}{\partial z}$ (Lauf (6) und (7)) untersucht. Lauf (10) und (11) ver-

wenden dieselben externen Parameter wie der Kontrolllauf, jedoch eine modifizierte Modellphysik. Im Lauf (10) wird der Strahlungsterm in der Tropfenwachstumsgleichung vernachlässigt, während im Lauf (12) Strahlungsprozesse gänzlich unberücksichtigt bleiben. Schließlich wird noch der Einfluß der anfänglichen Eispartikelkonzentration auf die Modellergebnisse untersucht. Im Lauf (12) und (13) werden zur Charakterisierung des Eisteilchenspektrums zum Zeitpunkt $t = 0$ die effektiven Radien $r_{\text{eff}} = 4.8 \mu\text{m}$ bzw. $r_{\text{eff}} = 1.7 \mu\text{m}$ verwendet.

Tabelle 4: Zusammenstellung der numerischen Kondensstreifensimulationen

Lauf	T_{00}/K	$\frac{\partial \theta}{\partial z}$ ($\text{K}/(\text{km})$)	$\frac{du_g}{\partial z}$ (s^{-1})	$\frac{dv_g}{\partial z}$ (s^{-1})	$r_w(r_i)/$ (%)	Bemerkungen
1	220	0	0	0	78(129)	-
2	210	2.5	0	0	85(153)	-
3	220	2.5	0	0	78(129)	Kontrolllauf
4	230	2.5	0	0	73(111)	-
5	220	5	0	0	78(129)	-
6	220	2.5	0	$5 \cdot 10^{-3}$	78(129)	-
7	220	2.5	$1 \cdot 10^{-3}$	0	78(129)	-
8	220	2.5	0	0	66(109)	-
9	220	2.5	0	0	90(149)	-
10	220	2.5	0	0	78(129)	kein Strahlungsterm in der Tropfenwachstumsgleichung.
11	220	2.5	0	0	78(129)	Keine Strahlungsprozesse
12	220	2.5	0	0	78(129)	$r_{\text{eff}} = 4.8 \mu\text{m}$
13	220	2.5	0	0	78(129)	$r_{\text{eff}} = 1.7 \mu\text{m}$

Für alle Simulationen wird ein Modellgebiet benutzt, das ein Volumen von $640 \cdot 640 \cdot 640 \text{ m}^3$ umfaßt. Die Gitterabstände betragen in jeder Raumrichtung 10 Meter, d. h. $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 10 \text{ m}$. Die numerischen Integrationen umfassen einen Zeitraum von 30 Minuten wobei ein Zeitschritt von $\Delta t = 1.5 \text{ s}$ verwendet wird.

5.3 Ergebnisse der Modellrechnungen

5.3.1 Ergebnisse des Kontrolllaufes

Zur Veranschaulichung der berechneten Wirbelstruktur werden in den Abbildungen 18 und 22 - 25 typische Realisationen des Strömungsfeldes in vertikalen Schnittebenen senkrecht zur Flugrichtung gezeigt. Die Abbildungen zeigen Isolinien verschiedener Feldgrößen im x - z -Schnitt, wobei eine Mittelung in Flugrichtung (d. h. entlang der y -Richtung) vorgenommen wurde. Mit Ausnahme des $\bar{\theta}_v$ -Feldes wurden die horizontalen Mittelwerte nicht abgezogen. In Abbildung 18 ist die zeitliche Entwicklung des Eisgehalts zu den Zeitpunkten (a) $t = 2 \text{ min}$, (b) $t = 4 \text{ min}$, (c) $t = 8 \text{ min}$, (d) $t = 14 \text{ min}$, (e) $t = 22 \text{ min}$ und (f) $t = 30 \text{ min}$ dargestellt. Die Isolinien sind für 1, 10, 20, 25 und 30 mg kg^{-1} eingetragen. Zusätzlich sind die Vektoren des Geschwindigkeitsfeldes eingezeichnet (Maximum angegeben). In den Abbildungen 22 - 25 werden die vertikalen x - z -Schnitte für die Variablen N (Eispartikelkonzentration), r_{eff} (effektiver Radius), \bar{w} und $\bar{\theta}_v$ zu den selben Zeitpunkten wie in Abbildung 18 gezeigt.

Die Modellintegration beginnt mit der bereits beschriebenen Gleichgewichtskonfiguration, der innerhalb des Kondensstreifens eine zufällige Temperaturstörung kleiner Amplitude überlagert wurde. Die Amplitude der Temperaturstörung nimmt instabilitätsbedingt im Laufe der Integration zu, so daß der Kondensstreifen infolgedessen sowohl in der horizontalen als auch in der vertikalen Richtung anwächst. Nach zwei Minuten Simulationszeit sind die beiden Wolkenstreifen bereits zu einem Wolkenband verschmolzen. Das Strömungsfeld besteht zu diesem Zeitpunkt aus zwei gegenläufig rotierenden Wirbeln, deren Zentren sich am Rande des Kondensstreifens befinden. Die Wirbel mischen feuchte, übersättigte Umgebungsluft in den Kondensstreifen ein, deren überschüssiger Wasserdampf nachfolgend infolge von Phasenflüssen an den bereits existierenden Partikeln zu Eis sublimiert wird. Nach 30 Minuten Simulationszeit nimmt der Kondensstreifen einen Großteil des horizontalen Modellgebiets ein. Die Maxima des Eisgehalts sind im Zentrum des Kondensstreifens zu finden, wobei Werte von 20 mg kg^{-1} anzutreffen sind. Während der Entwicklung des Kondensstreifens weist das Strömungsfeld eine zunehmend komplexere Struktur auf, die sich aus mehreren Wirbeln zusammensetzt. Die maximale Amplitude des Vertikalgeschwindigkeitsfeldes beträgt etwa 0.1 m s^{-1} und ist am oberen Rand des Kondensstreifens zu finden.

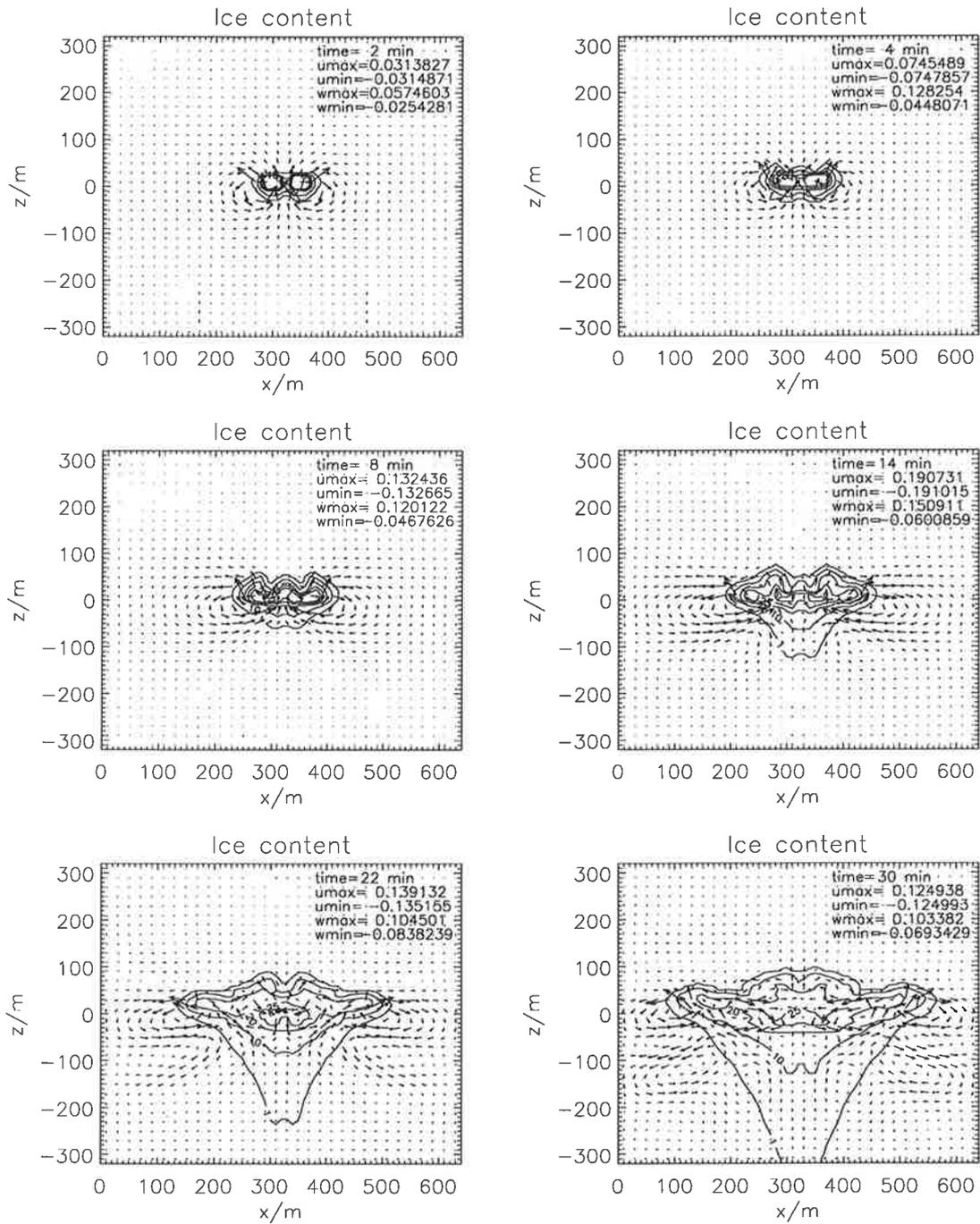


Abbildung 18: Simulation der Kondensstreifenentwicklung im Kontrolllauf. Dargestellt sind Isokonzentrationslinien des über die y-Achse gemittelten Eisgehalts in x-z-Schnitten senkrecht zur Flugrichtung zum Zeitpunkt (a) $t = 2 \text{ min}$, (b) $t = 4 \text{ min}$, (c) $t = 8 \text{ min}$, (d) $t = 14 \text{ min}$, (e) $t = 22 \text{ min}$ und (f) $t = 30 \text{ min}$. Isolines sind für die Werte 1, 10, 20, 25 und 30 mg kg^{-1} eingezeichnet. Außerdem sind in der Abbildung die Vektoren des berechneten Geschwindigkeitsfeldes (Minimal- und Maximalwert angeben) an jedem zweiten Gitterpunkt eingetragen.

Einen Eindruck der dreidimensionalen Struktur des Kondensstreifens gibt Abbildung 19, in der Isoflächen des Eisgehalts (12 mg kg^{-1} Oberfläche) zu den Zeitpunkten (a) $t = 4 \text{ min}$, (b) $t = 14 \text{ min}$, (c) $t = 22 \text{ min}$ und (d) $t = 30 \text{ min}$ dargestellt sind. Zu Beginn der Entwicklung des Kondensstreifens, d. h. für $t = 4 \text{ min}$ und $t = 14 \text{ min}$, weist das Feld des Eisgehalts eine fast homogene Struktur entlang der y -Achse auf; zu späteren Zeitpunkten wird jedoch der dreidimensionale Charakter des Feldes deutlich. Diese Tatsache zeigt sich ebenfalls in Abbildung 20, in der Isolinien des Eisgehalts (linke Bildhälfte) und der Vertikalgeschwindigkeit (rechte Bildhälfte) zu verschiedenen Zeitpunkten der Kondensstreifenentwicklung in Horizontalebene bei $z = 0 \text{ m}$ dargestellt sind. Zum Zeitpunkt $t = 30 \text{ min}$ weist sowohl das Feld des Eisgehalts als auch das der Vertikalgeschwindigkeit erhebliche Variationen entlang der y -Achse mit Wellenlängen von etwa 100 Metern auf. Auf der Grundlage dieser Ergebnisse erscheint daher die Homogenitätsannahme entlang der Flugrichtung zweidimensionaler Modelle zumindest in der späten Dispersionsphase fragwürdig. Die Anwendbarkeit der zweidimensionalen Approximation wird ebenfalls in Abbildung 21 beleuchtet, in der die Zeitserien der aufgelösten Geschwindigkeitsvarianzen für eine zwei- und dreidimensionale Simulation des Kontrollaufs dargestellt sind. Gezeigt werden entlang der Flugrichtung gemittelte integrale Varianzen der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente $\rho_{00} \langle \bar{v}'^2 \rangle$, der lateralen Geschwindigkeitskomponente $\rho_{00} \langle \bar{u}'^2 \rangle$ und der vertikalen Geschwindigkeitskomponente $\rho_{00} \langle \bar{w}'^2 \rangle$. Aus der Abbildung wird deutlich, daß die zweidimensionale Simulation die zeitliche Entwicklung der \bar{u}' -Varianz und der \bar{w}' -Varianz recht gut wiedergibt. Sowohl in der zwei- als auch in der dreidimensionalen Simulation ergibt sich für $t > 1200 \text{ s}$ mit einem Varianzverhältnis $\langle \bar{u}'^2 \rangle / \langle \bar{v}'^2 \rangle$ von etwa zwei ein Wert, wie er für turbulente Strömungen in stabil geschichteten Medien typisch ist. Im Gegensatz hierzu wird die zeitliche Entwicklung der longitudinalen Geschwindigkeitsvarianz $\rho_{00} \langle \bar{v}'^2 \rangle$ in der zweidimensionalen Simulation nicht richtig wiedergegeben, da offensichtlich für Zeiten $t > 1200 \text{ s}$ dreidimensionale Effekte an Bedeutung gewinnen. Zum Zeitpunkt $t = 1800 \text{ s}$ ergibt sich als Ergebnis der dreidimensionalen Simulation ein Verhältnis von \bar{u}' -Varianz und \bar{v}' -Varianz ein Wert von 6:1, aus der zweidimensionalen Simulation läßt sich hingegen ein Varianzverhältnis $\langle \bar{u}'^2 \rangle / \langle \bar{v}'^2 \rangle$ von nahezu unendlich ableiten. Die Ursache für diesen Fehler in der zweidimensionalen Modellstatistik ist auf das Fehlen von effizienten Umverteilungstermen zurückzuführen, die für eine gleichmäßigere Aufteilung der kinetischen Energie auf alle Schwankungskomponenten sorgen würden. In der zweidimensionalen Näherung ist nämlich die longitudinale Geschwindigkeitskomponente von der Dynamik der anderen Geschwindigkeitskomponenten

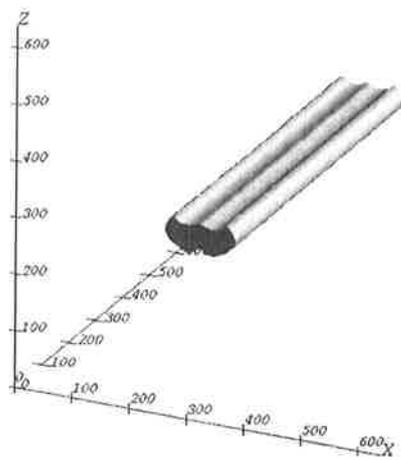
ponenten nahezu entkoppelt (eine schwache Koppelung besteht nur aufgrund der Coriolisterme); hingegen steht in dreidimensionalen Systemen mit der Druck-Verformungsgeschwindigkeitskorrelation $\langle \bar{\pi}'' \frac{\partial \bar{v}''}{\partial y} \rangle$ ein effektiver Mechanismus zur Verfügung, der einen Energieaustausch zwischen den Geschwindigkeitsschwankungen in Längs- und Querrichtung bewirken kann. Die Richtung des Energieflusses ist derart, daß ein Energieaustausch von den Komponenten stärkerer Schwankungsintensität nach solchen schwächerer Intensität bewirkt wird, um einen Zustand der Gleichverteilung herbeizuführen. Als Schlußfolgerung dieser Betrachtung ergibt sich, daß daher selbst scheinbar zweidimensionale Phänomene wie Kondensstreifen mit dreidimensionalen Modellen behandelt werden müssen, um eine realistische Entwicklung der turbulenten kinetischen Energieverteilung zu erzielen.

In den Abbildungen 22 und 23 sind die zeitliche Entwicklung der Felder der Eispartikelkonzentration und des effektiven Radius für den Kontrollauf dargestellt. Diese mikrophysikalischen Parameter werden mit Hilfe der berechneten, eindimensionalen Verteilungsfunktion $f(r, x, y, z, t)$ des Eisteilchenspektrums ermittelt:

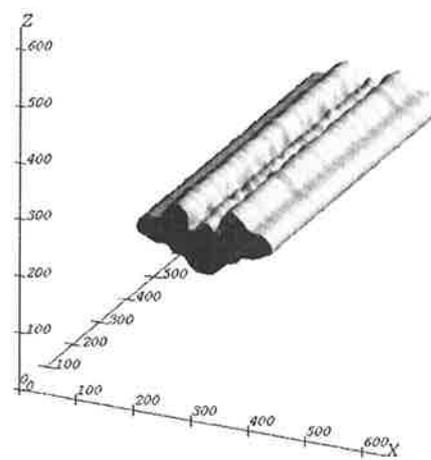
$$N(\hat{x}, t) = \int_{r_1}^{r_2} f(r, \hat{x}, t) dr \quad (128)$$

$$r_{eff}(\hat{x}, t) = \frac{\int_{r_1}^{r_2} r^3 f(r, \hat{x}, t) dr}{\int_{r_1}^{r_2} r^2 f(r, \hat{x}, t) dr} \quad (129)$$

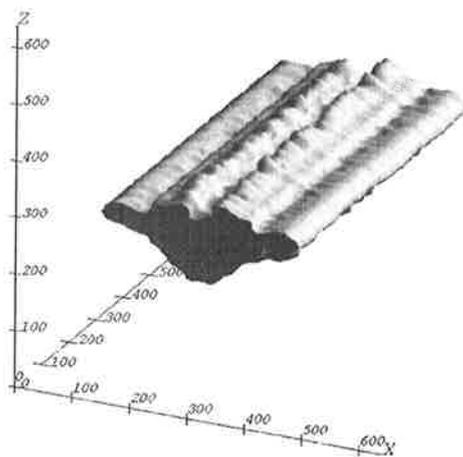
Hier bezeichnet $N(\hat{x}, t)$ die Teilchenkonzentration und r_{eff} den effektiven Radius; r_1 und r_2 stellen die untere und obere Integrationsgrenze des Radienintervalls ($1 \mu m < r < 64 \mu m$) dar, innerhalb deren Grenzen die Partikelkonzentration berechnet wird. Aus Abbildung 22 wird deutlich, daß die Teilchenkonzentration im zentralen Teil des Kondensstreifens ein Maximum ($N = 10^8 \text{ kg}^{-1}$) aufweist und unterhalb von $z = -150 \text{ m}$ bzw. oberhalb von $z = 150 \text{ m}$ rasch abfällt. Wie man in Abbildung 23 erkennt, weist die Verteilung des effektiven Radius der Eisteilchen eine deutliche Höhenabhängigkeit auf. Die kleinsten Partikel treten, genau wie der maximale Eisgehalt und die maximale Teilchenkonzentration, im Zentrum des Kondensstreifens auf.



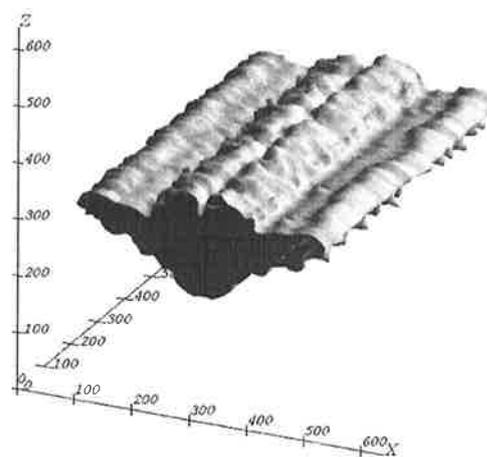
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 19: Dreidimensionale Ansicht der Kondensstreifenentwicklung im Kontrolllauf. Dargestellt sind die 12 mg kg^{-1} Isofläche des Eisgehalts zum Zeitpunkt (a) $t = 4 \text{ min}$ (b) $t = 14 \text{ min}$ (c) $t = 22 \text{ min}$ und (d) $t = 30 \text{ min}$. Das Modellgebiet umfaßt 64^3 Gitterpunkte mit einer Maschenweite von 10 Metern in jeder Raumrichtung.

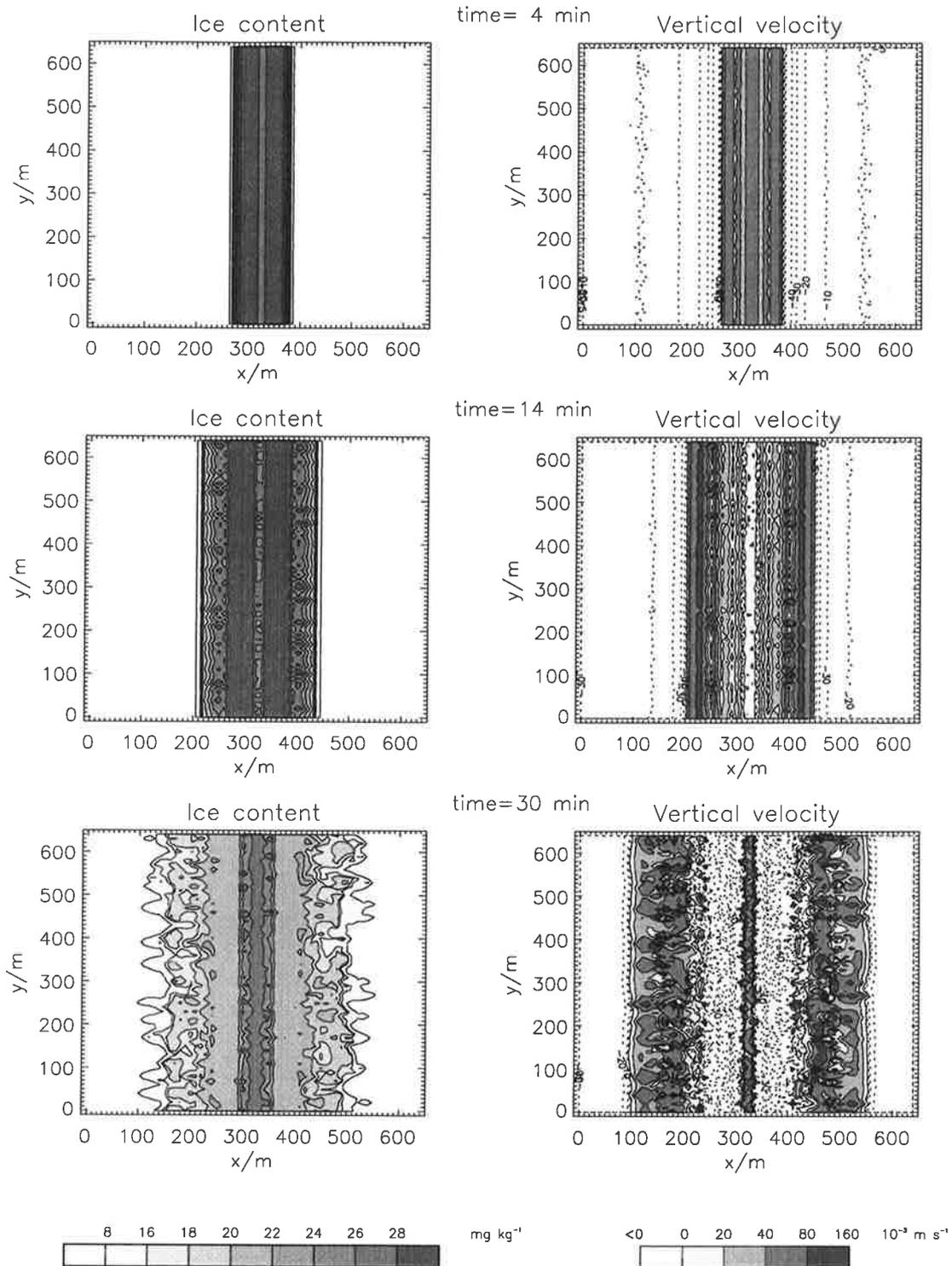


Abbildung 20: Isolinien­darstellung des Eis­ge­halts­feldes (linke Bild­hälfte) und des Feldes der Vertikal­ge­schwin­dig­keit (rechte Bild­hälfte) in hori­zontalen x-y-Schnitten bei $z = 0 \text{ m}$ zu den Zeit­punkten (a) $t = 4 \text{ min}$, (b) $t = 14 \text{ min}$ und (c) $t = 30 \text{ min}$. Iso­linien des Eis­ge­halts sind für die Werte 8, 16, 18, 20, 22, 24, 26 und 28 mg kg^{-1} ein­ge­zeich­net. Zur Dar­stel­lung des Vertikal­wind­feldes wer­den die Iso­linien $-40, -30, -20, -10, 0, 20, 40, 80$ und $160 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ ver­wen­det. Durch­ge­zo­gene Linien kenn­zeich­nen po­si­tive, durch­bro­chene Linien repra­sen­tieren ne­gative Vertikal­ge­schwin­dig­keiten.

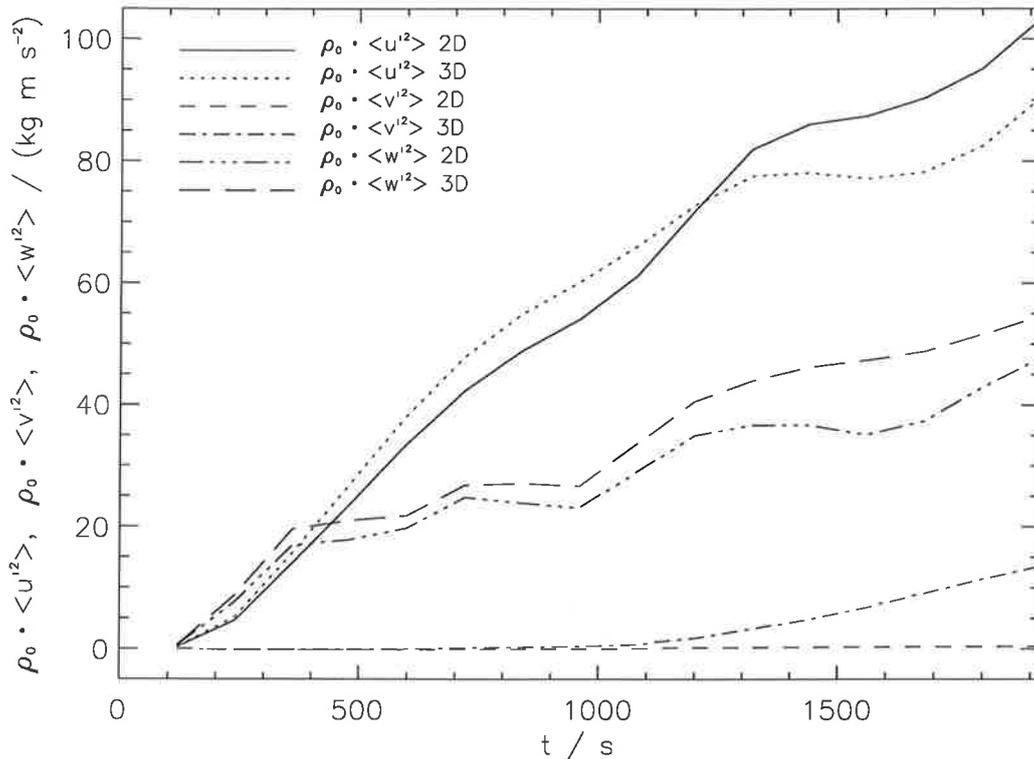


Abbildung 21: Zeitserien der vom Modellgitter aufgelösten Geschwindigkeitsvarianzen in einer zweidimensionalen und dreidimensionalen Simulation des Kontrollaufs. Dar- gestellt sind die mittleren integralen Varianzen (pro Meter Flugstrecke) der longitudinalen $\rho_{00} \langle \bar{v}^2 \rangle$, der lateralen $\rho_{00} \langle \bar{u}^2 \rangle$ und der vertikalen $\rho_{00} \langle \bar{w}^2 \rangle$ Geschwindigkeitsvarianz. Die verwendeten Linienmuster sind in der Legende der Abbildung angegeben.

In diesem Bereich wachsen die Partikel von etwa $r_{eff} = 2.5 \mu\text{m}$ zum Zeit- punkt $t = 0 \text{ min}$ auf eine Größe von etwa $r_{eff} = 6.5 \mu\text{m}$ zum Zeitpunkt $t = 30 \text{ min}$ an. Im unteren Teil des Kondensstreifens werden Teilchen mit effektiven Radien von bis zu $r_{eff} = 30 \mu\text{m}$ angetroffen. Diese Tatsache läßt sich fol- gendermaßen erklären: Die Eispartikel im Kondensstreifen werden im Jet- Regime der Kondensstreifenentwicklung durch homogene und hetero- gene Nukleation gebildet. In der sich anschließenden Wachstums- und Ausbreitungsphase, bei der übersättigte Umgebungsluft in den Kondens- streifen eingemischt wird, wachsen die Teilchen durch Wasserdampfde- position weiter an und werden durch turbulente Vermischungsprozesse über ein größeres Volumen verteilt. Infolgedessen nimmt die Partikelgröße zu während aufgrund der Verdünnung die Teilchenkonzentration im Laufe der Zeit abnimmt. Ein Bruchteil aller Teilchen erreicht in dieser Phase eine Größe, bei der die Sedimentation infolge des Eigengewichts der Partikel bedeutsam wird. Da die Fallgeschwindigkeit mit zunehmender Partikel- größe ansteigt, weist der untere Teil des Kondensstreifens einen höheren

Anteil an größeren Partikeln auf als der obere Teil der Eiswolke. Augenscheinlich tragen jedoch die kleinen Partikel mehr zum Eisgehalt als zur Sedimentationsrate bei, so daß sowohl eine Abnahme des Eisgehalts als auch der Partikelkonzentration mit zunehmender Tiefe resultiert.

Zur Illustration der dynamischen und thermodynamischen Eigenschaften der Kondensstreifenentwicklung werden in Abbildung 24 und 25 die Felder der Vertikalgeschwindigkeit und der potentiellen Virtuelltemperaturanomalie in Vertikalschnitten zu verschiedenen Zeitpunkten gezeigt. Während der ersten Phase der Kondensstreifenentwicklung, d. h. innerhalb der ersten acht Minuten, weist das Aufwindfeld innerhalb des Kondensstreifens eine w-förmige Struktur auf, wobei Maximalwerte von 0.1 m s^{-1} auftreten. Diese Geschwindigkeitsverteilung ist Folge eines sich entwickelnden Wirbelpaares, dessen horizontale Vorticity durch die lokalen Extrema des horizontalen Gradienten der Auftriebskraft gespeist wird. Während der zweiten Phase der Kondensstreifenentwicklung, d. h. im Zeitraum von 14 bis 30 Minuten, weist das Vertikalgeschwindigkeitsfeld mehrere unterscheidbare Maxima innerhalb der Eiswolke auf. Diese Maxima sind in der Nähe des Randes des Kondensstreifens zu finden und haben eine maximale Amplitude von ebenfalls etwa 0.1 m s^{-1} . Die kompensatorischen Abwindgebiete treten im gleichen Höhenniveau wie die Aufwinde auf und befinden sich sowohl innerhalb als auch außerhalb des Kondensstreifens. Diese Konfiguration des Geschwindigkeitsfeldes zeigt eine komplexe, multiple Wirbelstruktur, die wiederum das Ergebnis der kontinuierlichen Vorticityproduktion am Rande des Kondensstreifens ist.

Die in Abbildung 25 dargestellten Anomalien der potentiellen Virtuelltemperatur weisen eine hohe Korrelation mit dem Vertikalgeschwindigkeitsfeld auf. Zu jedem Zeitpunkt sind \overline{w} -Feld und $\overline{\theta}_v$ -Feld fast im gesamten Gebiet in Phase, d. h. positive Temperaturfluktuationen treten im Zusammenhang mit Aufwinden auf und vice versa, so daß ein effektiver aufwärtsgerichteter Wärmetransport resultiert. Die Temperaturstörungen haben eine Amplitude im Bereich von 0.04-0.06 K und werden im wesentlichen durch den Sublimationsprozeß hervorgerufen. Daraus folgt, daß die im Kondensstreifen sich entwickelnden Wirbel hauptsächlich durch die durch Auftrieb produzierte kinetische Energie gespeist werden, wobei die bei der Phasenumwandlung freigesetzte latente Wärme die entscheidende Rolle spielt. Im Prinzip könnte auch die durch differentielle Strahlungsabkühlung hervorgerufene Auftriebsproduktion eine substantielle Quelle für turbulente kinetische Energie im Kondensstreifen darstellen. Allerdings zeigen die hier durchgeführten Simulationsrechnungen eine

erstaunliche Unempfindlichkeit der Kondensstreifenentwicklung in Hinblick auf die Wirkung langwelliger Strahlungsprozesse (siehe Abschnitt 5.3.2). Dies ist auf die vergleichsweise kleinen Abkühlungsraten zurückzuführen, die im Kondensstreifen angetroffen werden. Die Betrachtung der räumlichen Verteilung der Abkühlungsraten im Kondensstreifen zeigt, daß die strahlungsbedingten Temperaturänderungen nahezu homogen im Kondensstreifen verteilt sind und einen Maximalwert von etwa 1 K/Tag aufweisen (zum Vergleich: die am Oberrand einer Stratocumuluswolke auftretenden Abkühlungsraten nehmen Werte von bis zu 200 K/Tag an). Wegen der geringen optischen Dicke des Kondensstreifens ($\tau < 1$) beeinflusst demnach die Wolken-Strahlungswechselwirkung die Dynamik der Kondensstreifenausbreitung nur unwesentlich. Diese Schlußfolgerung steht im Gegensatz zu Befunden zur Dynamik der stratocumulusbedeckten Grenzschicht; dort werden die turbulenten Bewegungen hauptsächlich durch die langwellige Strahlungsabkühlung am Wolkenoberrand angetrieben. Allerdings muß bedacht werden, daß die Resultate, die die Unempfindlichkeit der Kondensstreifenentwicklung gegenüber langwelligem Strahlungsprozessen nahelegen, uneingeschränkt nur für eine Zeitspanne von etwa 30 Minuten gültig sind. Auf längere Zeitskalen bezogen können selbst diese geringen Abkühlungs-/Erwärmungsraten für die Dynamik des Kondensstreifens bedeutsam werden, indem sie eine Absink-/Aufwärtsbewegung des Kondensstreifens hervorrufen können (Jensen et al., 1996). Darüber hinaus steht außer Zweifel, daß dünne Zirruswolken einen entscheidenden Einfluß auf die Strahlungsbilanz der Erde ausüben und zum zusätzlichen Treibhauseffekt beitragen können (Prabhakara et al., 1993).

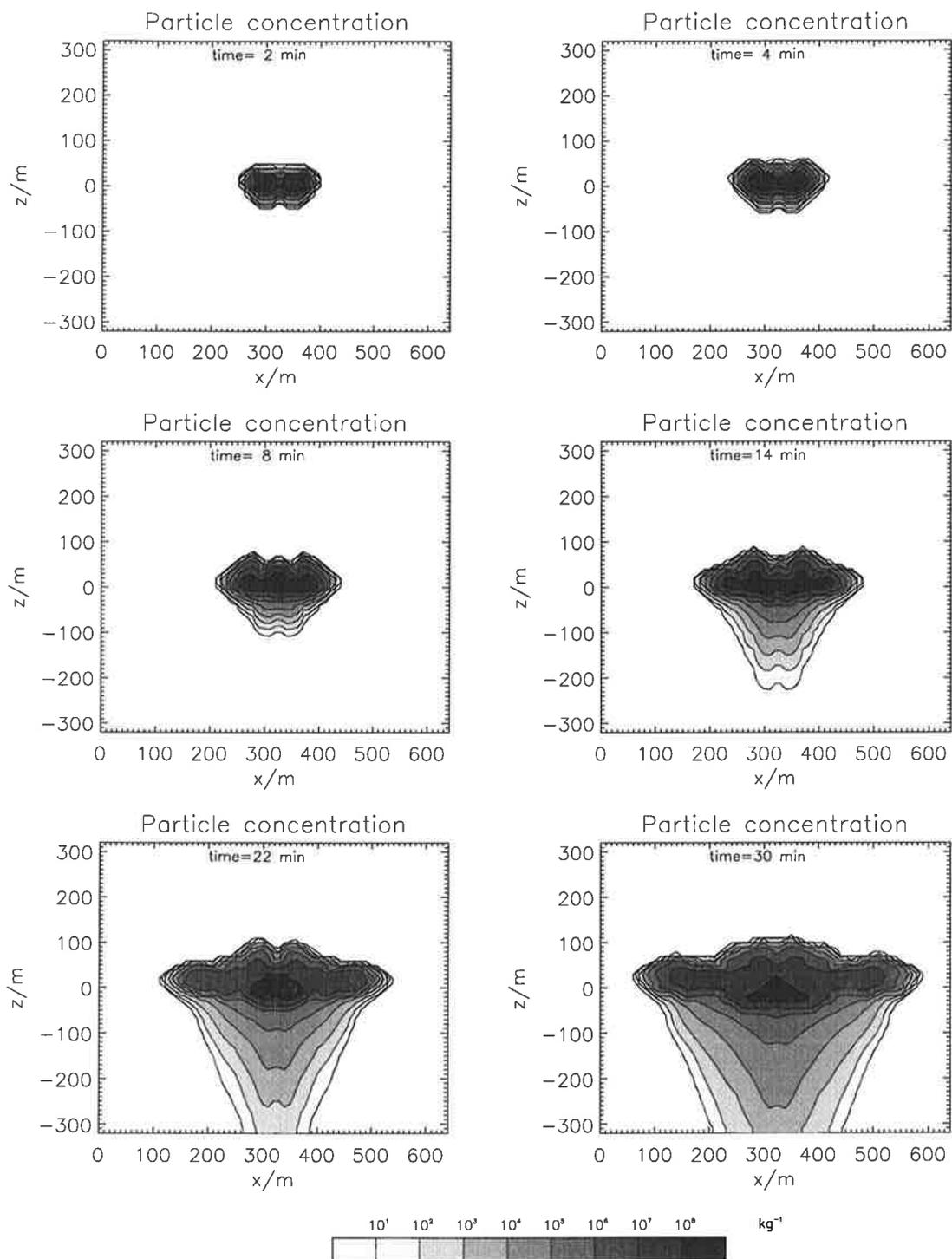


Abbildung 22: Isoliniendarstellung des Feldes der Eispartikelkonzentration. Isolinen der Partikelkonzentration sind für die Werte $10^1, 10^2, 10^3, 10^4, 10^5, 10^6, 10^7$ und 10^8 kg^{-1} eingezeichnet. Ansonsten wie Abbildung 18.

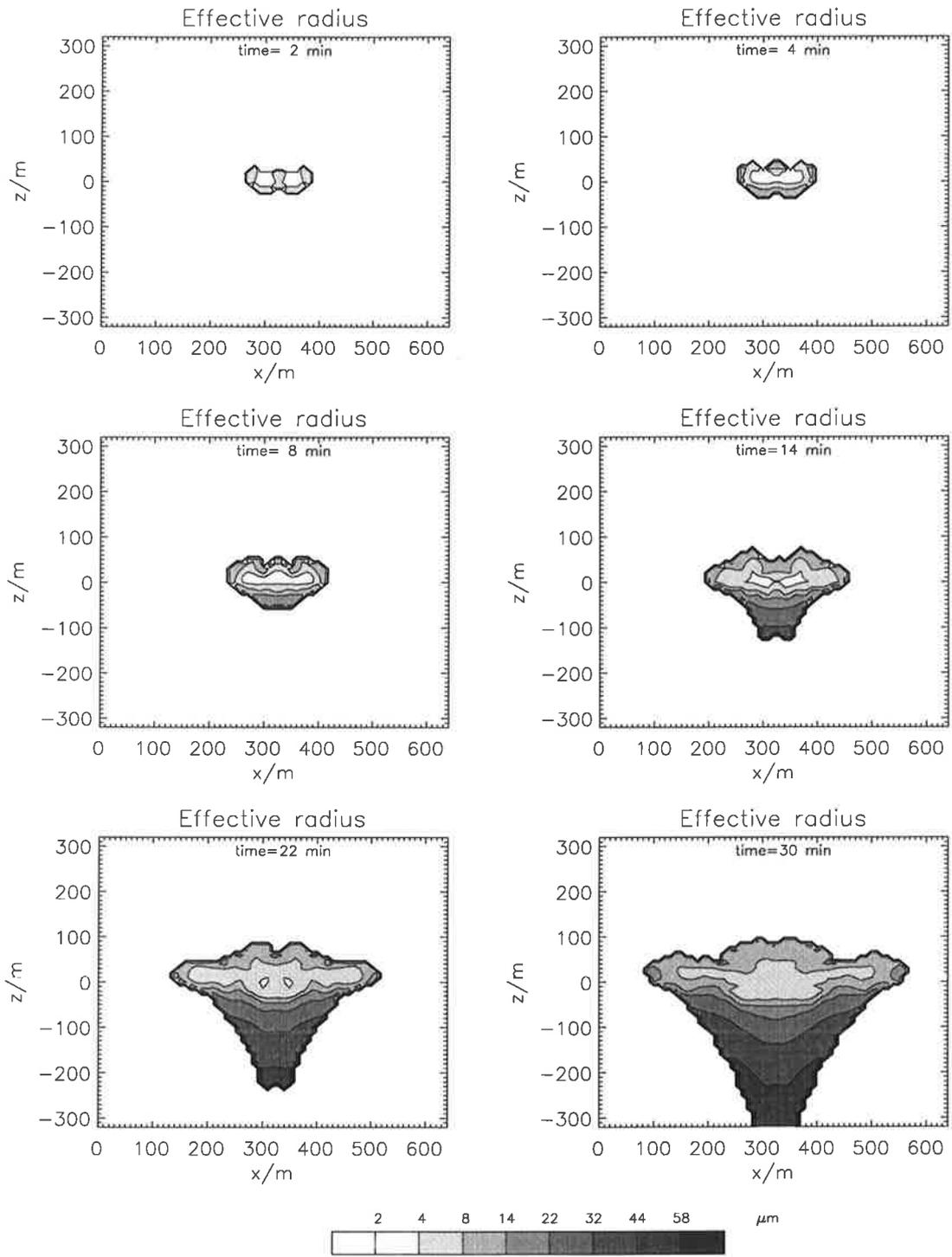


Abbildung 23: Isoliniendarstellung des effektiven Radiusfeldes. Konturlinien sind für 2, 4, 8, 14, 22, 32, 44 und 58 μm eingetragen. Ansonsten wie Abbildung 18.

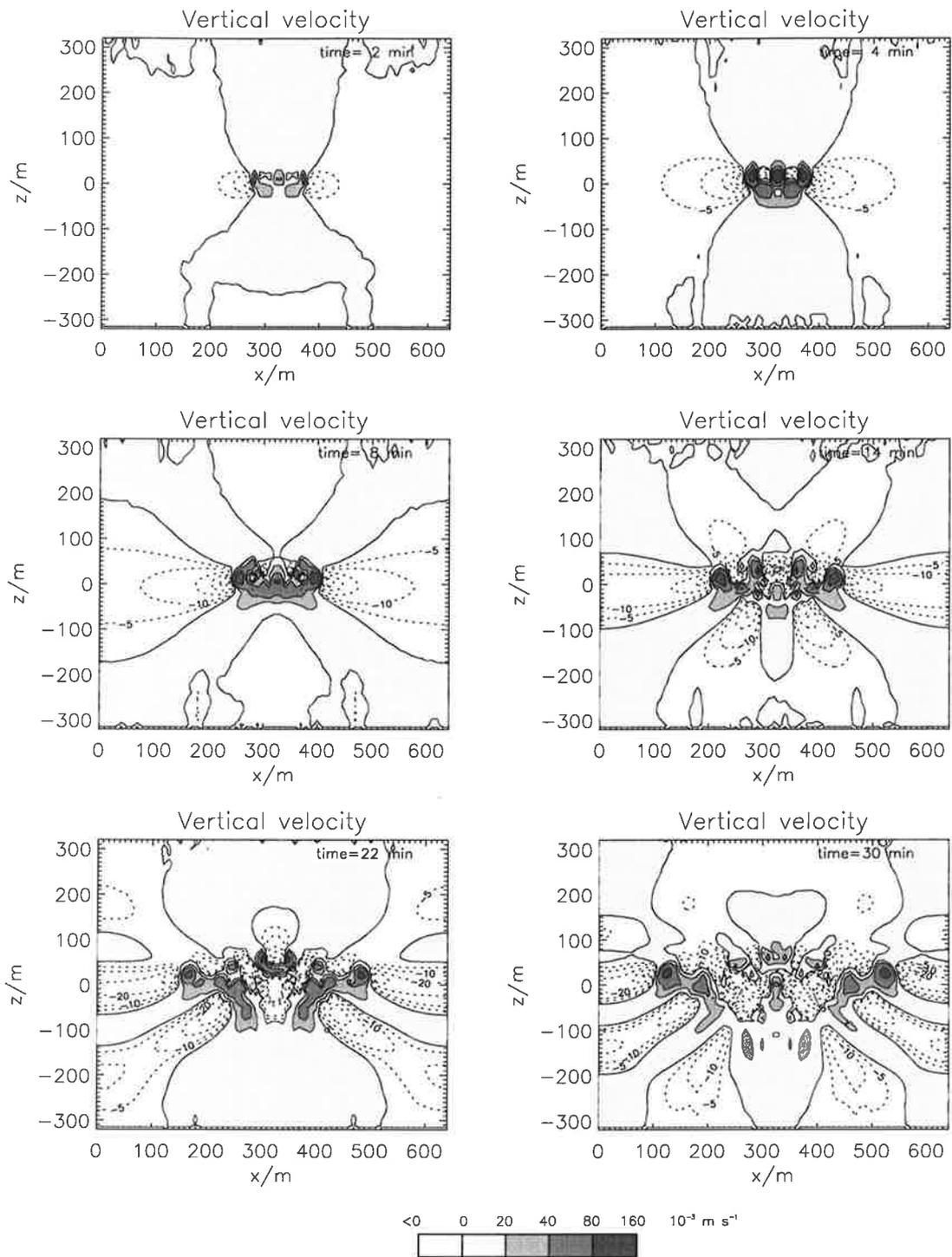


Abbildung 24: Isoliniendarstellung des Feldes der Vertikalgeschwindigkeit. Zur Darstellung des Vertikalwindfeldes werden die Isolinen -40 , -30 , -20 , -10 , -5 , 0 , 10 , 20 , 40 , 80 und $160 \cdot 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ verwendet. Durchgezogene Linien kennzeichnen positive, durchbrochene Linien repräsentieren negative Vertikalgeschwindigkeiten. Ansonsten wie Abbildung 18.

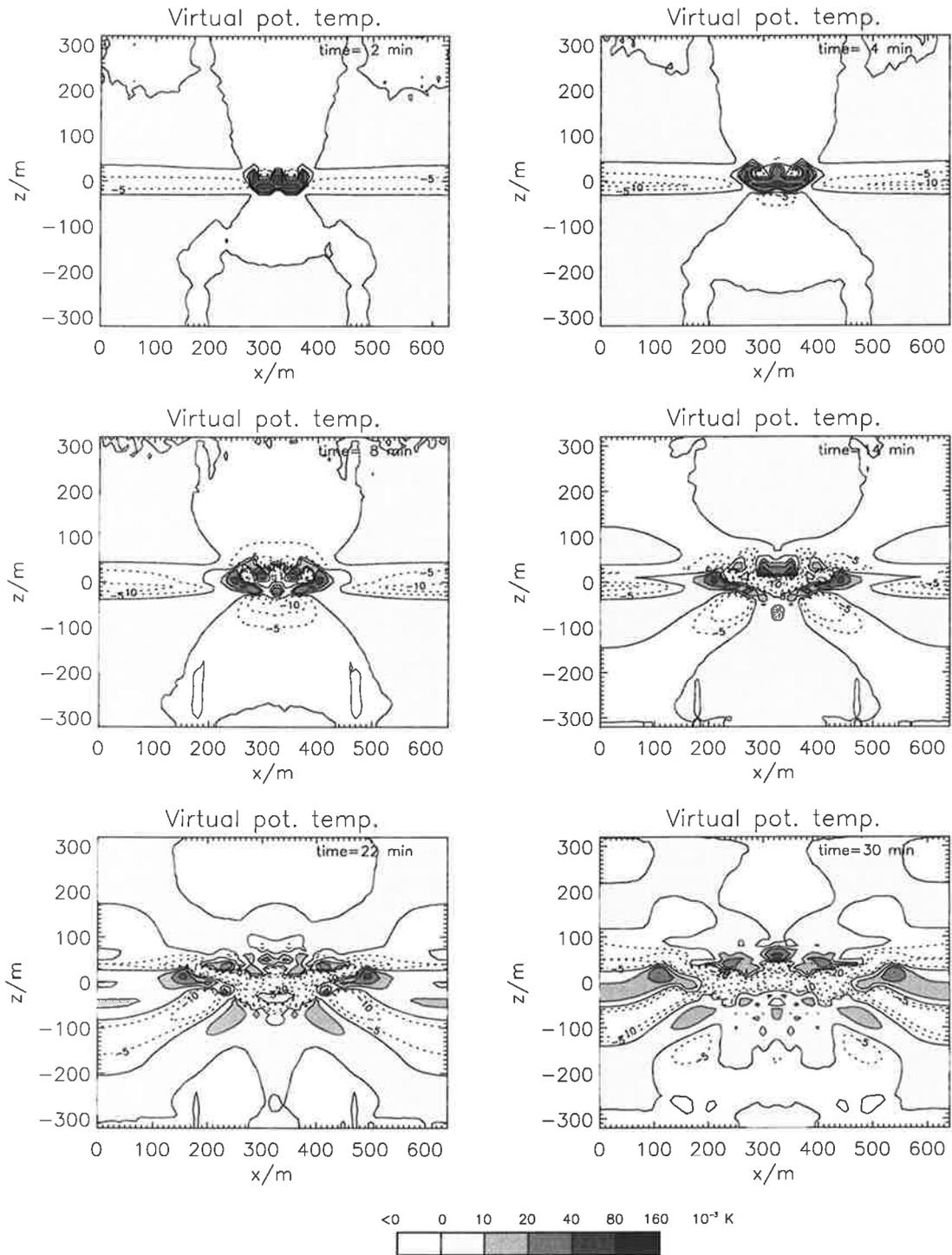


Abbildung 25: Isolinien­darstellung des Feldes der potentiellen virtuellen Temperatur­anomalie. Zur Darstellung des Temperaturfeldes werden die Isolinien -40, -30, -20, -10, -5, 0, 10, 20, 40, 80 und $160 \cdot 10^{-3}$ K verwendet. Durchgezogene Linien kennzeichnen positive, durchbrochene Linien repräsentieren negative Temperatur­anomalien. Ansonsten wie Abbildung 18.

5.3.2 Ergebnisse der Empfindlichkeitsstudie

Um Aufschluß darüber zu erhalten, in welcher Weise die Kondensstreifenentwicklung durch die Vorgabe geänderter Anfangs- und externer Rahmenbedingungen sowie durch Strahlungsprozesse beeinflusst wird, werden einige am Kontrolllauf orientierte Simulationsrechnungen durchgeführt. Folgende Parameter bzw. Prozesse werden variiert bzw. modifiziert (siehe auch Tabelle 4):

- (a) Umgebungstemperatur T_{00} (Lauf (2) und (4)),
- (b) statische Stabilität $\frac{\partial}{\partial z}(\bar{\theta})$ (Lauf (1) und (5)),
- (c) relative Feuchte r_w (r_l) (Lauf (8) und (9)),
- (d) mittlere vertikale Windscherung $\frac{\partial u^g}{\partial z}, \frac{\partial v^g}{\partial z}$ (Lauf (6) und (7))
- (e) anfängliche Eisteilchengröße (Lauf (12) und (13))
- (f) Vernachlässigung des Strahlungsterms in der Tropfenwachstumsgleichung (Lauf 10) sowie vollständige Vernachlässigung von Strahlungsprozessen (Lauf 11).

Abbildung 26 zeigt Zeitserien integraler Größen wie der über das gesamte Modellgebiet gemittelten turbulenten kinetischen Energie (*TKE*) (a), des totalen Eisgehalts pro Meter Flugstrecke (*IC*) (b) sowie von Ausbreitungsparametern des Kondensstreifens wie der horizontalen σ_x^2 (c) und der vertikalen Streuung σ_z^2 (d) für alle Modellläufe. Die in dieser Abbildung dargestellten Größen werden mit Hilfe der Relationen

$$TKE = \frac{\frac{1}{2} \iiint (\bar{u}''^2 + \bar{v}''^2 + \bar{w}''^2) dx dy dz}{\iiint dx dy dz} \quad (130)$$

$$IC = \frac{1}{L_y} \iiint \rho_{00} q_i dx dy dz \quad (131)$$

ermittelt, wobei \bar{u}'' , \bar{v}'' und \bar{w}'' die Abweichungen der drei Geschwindigkeitskomponenten vom horizontalen Mittelwert darstellen und die Integration sich über das gesamte Modellgebiet erstreckt. Um die Ausbreitungsparameter des Kondensstreifens zu ermitteln, ist es erforderlich die effektive Querschnittsfläche \bar{A} des Kondensstreifens mittels

$$\bar{A} = \frac{1}{L_y} \int_0^{L_y} \left(\int_{C(y,t)} dx dz \right) dy \quad (132)$$

zu bestimmen. Hierbei stellt $C(y,t)$ die Fläche in der x - z -Ebene dar, die von der Konturlinie der Partikelkonzentration $N_{min}^* = 100 \text{ kg}^{-1}$ eingeschlossen wird. Bei der Berechnung der Partikelkonzentration werden nur diejenigen Teilchen berücksichtigt, die eine vernachlässigbare Sedimentationsgeschwindigkeit aufweisen, d. h.

$$C(y, t) = \{(x, z) , \int_{r_u = 1\mu m}^{r_o = 8\mu m} f(r, \bar{x}, t) dr \geq N_{min}^*\} . \quad (133)$$

Zur Berechnung der horizontalen und vertikalen Halbwertsbreite des Kondensstreifens, σ_x und σ_z , werden die Projektionen der effektiven Querschnittsfläche auf die x - und z -Achse bestimmt und mit dem Faktor 0.5 multipliziert, d. h.

$$\sigma_x(t) = \frac{1}{2} P_x(\bar{A}(t)) \quad (134)$$

$$\sigma_z(t) = \frac{1}{2} P_z(\bar{A}(t)) . \quad (135)$$

Aus Abbildung 26 wird deutlich, daß die Kondensstreifenentwicklung im wesentlichen durch die relative Feuchte, die Temperatur und die statische Stabilität der umgebenden Atmosphäre beeinflußt wird. Die größten Reduktionen in der turbulenten kinetischen Energie treten in den Modellläufen (2) und (8) auf, wo die TKE zum Zeitpunkt $t = 30 \text{ min}$ von einem Wert von $0.8 \cdot 10^{-3}$ im Referenzfall auf Werte von $0.17 \cdot 10^{-3}$ bzw. $0.8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ vermindert wird. Die physikalische Ursache dieser Abnahme wird durch mikrophysikalische Prozesse erklärt, die das Diffusionswachstum der Eiskristalle bestimmen. Wie man anhand der Tropfenwachstumsgleichung (Gleichung (88)) erkennt, ist die Massenwachstumsrate eines einzelnen Eiskristalls proportional zur relativen Feuchte der Umgebung und bei gegebener Feuchte eine monoton anwachsende Funktion der Temperatur. Infolgedessen führt eine Reduktion der relativen Feuchte um 12% (Lauf 8) bzw. eine Abnahme der Umgebungstemperatur um 10 K (Lauf 2) zu einer weniger stark ausgeprägten Sekundärzirkulation. In beiden Fällen ist, bedingt durch die anfänglich reduzierte Gesamtwassermasse, die Phasenumwandlungsrate von Wasserdampf zu Eis vermindert, so daß auch die latente Wärmefreisetzung viel geringer als im Referenzlauf ausfällt. Auf der anderen Seite führt eine Erhöhung der relativen Feuchte um 12% (Lauf 9) oder eine Erwärmung der Atmosphäre um 10 K (Lauf 4) zu einer Produktion von kräftigeren Wirbeln im Kondensstreifen. In diesen Fällen

steht eine größere Menge verfügbarer potentieller Energie bereit, die in kinetische Energie umgewandelt werden kann. Aus diesen Experimenten kann gefolgert werden, daß der Sublimationsprozeß und folglich die mit der Phasenumwandlung verbundene Freisetzung latenter Wärme die entscheidene Energiequelle zur Aufrechterhaltung der Sekundärzirkulation im Kondensstreifen darstellt. Der Einfluß der Dichteschichtung ist ebenfalls sehr ausgeprägt. In der Simulation, die in einer neutral geschichteten Atmosphäre durchgeführt wird (Lauf 1), weist die turbulente kinetische Energie bedeutend höhere Werte auf, da die Wirbel keine Arbeit gegen die Auftriebskräfte zu leisten haben. In einer stabiler geschichteten Atmosphäre hingegen (Lauf 5) hemmt die Dichteschichtung die Vertikalbewegungen, so daß die Vermischung in vertikaler Richtung viel langsamer als in horizontaler Richtung von statten geht. Das Verhältnis von horizontaler zu vertikaler Geschwindigkeitsvarianz, welches als Maß für die Anisotropie der turbulenten Bewegungen gewertet werden kann, beträgt im Kontrolllauf 2:1 und weist im Lauf (5) einen Wert von 5:1 auf. Demnach wird die Anisotropie der Strömung im wesentlichen durch den Grad der Schichtung (d. h. durch $(\partial\bar{\theta}/\partial z)$) kontrolliert. Die in den Simulationsrechnungen ermittelten Anisotropieverhältnisse sind typisch für turbulente Strömungen in stabil geschichteten Medien, in denen eher große und fast horizontal orientierte Wirbel die Vermischungsprozesse übernehmen (Gerz und Schumann, 1991; Schumann und Gerz, 1995). Schumann et al. (1995) führten im Oktober 1993 in-situ Messungen der Stickoxidkonzentration und der Turbulenz im Bereich des nordatlantischen Flugkorridors in Höhen von 9 bis 11 km durch. Die Analyse der Meßdaten belegt, daß auch in der Atmosphäre in Flughöhe anisotrope Luftbewegungen mit geringer turbulenter Aktivität vorherrschend sind. Die Varianzspektren weisen zwar eine für turbulente Strömungen typische Steigung von $-5/3$ auf, jedoch legt die geringe Größe der gemessenen Dissipationsrate (kleiner als $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$) nahe, daß nahezu kein Transport von turbulenter kinetischer Energie von großen zu kleinen Skalen stattfindet. Das spektrale $-5/3$ -Verhalten beruht vermutlich auf einer inversen Energiekaskade, die als charakteristisches Merkmal für quasi zweidimensionale Turbulenz in stabil geschichteten Medien angesehen wird (siehe z. B. Gage, 1979; Lilly, 1983, 1988). Abbildung 26b illustriert, daß die Eisproduktionsrate nur schwach von der anfänglichen Eispartikelkonzentration abhängig ist. Der Vergleich der Ergebnisse zeigt, daß der totale Eisgehalt IC zum Zeitpunkt $t = 1800 \text{ s}$ nur geringfügig innerhalb der Modellrechnungen variiert ($3.6 \cdot 10^{-1} \text{ kg m}^{-1}$ (im Lauf 12) und $4.7 \cdot 10^{-1} \text{ kg m}^{-1}$ (im Lauf 13) gegenüber $4.4 \cdot 10^{-1} \text{ kg m}^{-1}$ im Kontrolllauf), obwohl die anfängliche Teilchenkonzentration um den Faktor 1/8 (Lauf 12) bzw. 2.8 (Lauf 13) verändert wurde. Dieses Resultat läßt sich dar-

auf zurückzuführen, daß infolge der Endlichkeit des Wasserdampfreservoirs im Kondensstreifen bezüglich der Eispartikelkonzentration ein Sättigungsgrad erreicht ist. Wegen des Wettbewerbs einer Vielzahl von Teilchen um den verfügbaren Wasserdampf hat eine Veränderung der Partikelkonzentration (und damit auch der Phasenoberfläche, an der die Wasserdampfd deposition stattfindet) keine entsprechend proportionale Änderung der Eisproduktionsrate zur Folge. Die Ergebnisse der Läufe (6), (7), (10) und (11) sind von denen des Kontrolllaufes nahezu ununterscheidbar, d. h. die mittlere vertikale Scherung der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten sowie Strahlungsprozesse üben, zumindest innerhalb einer Simulationszeit von 30 min, nur einen geringen Einfluß auf die Entwicklung von Kondensstreifen aus. Bei den Experimenten (6) und (7) sollte jedoch bedacht werden, daß diese Läufe nur eine begrenzte Aussagekraft hinsichtlich der Fragestellung einer möglichen Bedeutung der vertikalen Windscherung besitzen, da die angenommenen Windscherungen relativ klein sind ($5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (longitudinale Windscherung); $1 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (laterale Windscherung)). Eine Abschätzung der Ausbreitungsparameter tropopausennaher Abgasfahnen mit Hilfe von Turbulenz- und Stickoxidkonzentrationsmessungen deutet darauf hin, daß nach einer Zeitspanne von etwa einer Stunde Scherungseffekte die Dispersion der Fahne dominieren, obwohl die beobachtete Windscherung mit $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ einen relativ kleinen Wert aufwies (Schumann et al., 1995). Der Einfluß strahlungsbedingter Nichtgleichgewichtsprozesse auf das Eisteilchenwachstum ist nahezu vernachlässigbar, da die Eispartikel im Mittel eine zu geringe Größe haben. Man nimmt an, daß dieser Effekt nur dann zu signifikanten Änderungen in der Depositionsrate führt, wenn die Teilchen durch Abmessungen von einigen zehn Mikrometern gekennzeichnet sind (Gierens, 1994). Weiterhin führt auch die durch langwellige Strahlungsprozesse bedingte Erwärmung/Abkühlung des Kondensstreifens zu keiner signifikanten Änderung in der Struktur der Eiswolke. Dies liegt (wie bereits im vorigen Abschnitt diskutiert) an den sehr kleinen Abkühlungsraten, die im Kondensstreifen angetroffen werden. Im Gegensatz zu den hier modellierten Eiswolken können jedoch strahlungsbedingte Effekte auf das Tropfenwachstum und bezüglich thermodynamischer Prozesse für optisch dickere Wolken, wie sie in der atmosphärischen Grenzschicht vorgefunden werden, von Bedeutung sein (Ackerman et al., 1995).

Die Abbildungen 26c und 26d zeigen die zeitliche Entwicklung der horizontalen und vertikalen Varianzen σ_x^2 und σ_z^2 der Halbwertsbreiten des Kondensstreifens für alle simulierten Fälle. Man erkennt, daß mit Ausnahme von Lauf (1) die Wachstumsrate von σ_x^2 größer ist als die von σ_z^2

und dadurch auch die horizontale Ausbreitung stärker ist als die vertikale. Der Unterschied beträgt etwa eine Größenordnung. Weiterhin ist bemerkenswert, daß der Kondensstreifen nach einer anfänglich vergleichsweise stark ausgeprägten Expansionsphase sich im weiteren Verlauf in der vertikalen Richtung nur sehr langsam ausdehnt. Die Varianzen der horizontalen und vertikalen Halbwertsbreiten weisen (mit Ausnahme von Lauf (1)) für $t > 500$ s eine nahezu lineare Zeitabhängigkeit auf. Folglich läßt sich das Ausbreitungsverhalten des Kondensstreifens als turbulenter Diffusionsprozeß gemäß

$$\sigma_x^2 = 2 \cdot D_h \cdot t + \sigma_{x,0}^2 \quad \sigma_z^2 = 2 \cdot D_v \cdot t + \sigma_{z,0}^2 \quad (136)$$

beschreiben, wobei t die Zeit, $\sigma_{x,0}$ und $\sigma_{z,0}$ die anfänglichen Halbwertsbreiten und D_h und D_v die als konstant angenommenen horizontalen und vertikalen Diffusionskoeffizienten bezeichnen (Monin und Yaglom, 1971). In Tabelle 5 sind die Werte der Diffusionskoeffizienten, die mit der Gauß'schen Methode der kleinsten Quadrate ermittelt wurden, für alle Modellrechnungen aufgeführt. Für die Mehrheit der simulierten Fälle werden Diffusionskoeffizienten von $D_h = 23.9 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und $D_v = 2.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gefunden. Die Koeffizienten hängen stark, wie man aufgrund der Diskussion über die Entwicklung der turbulenten kinetischen Energie und der Eisproduktionsrate vermuten kann, von der Feuchte, der Temperatur und der statischen Stabilität der umgebenden Atmosphäre ab. Daher ergibt sich in Abhängigkeit von den Umgebungsbedingungen für den horizontalen Diffusionskoeffizienten ein Wertebereich von 5.6 bis $48 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, für den vertikalen Diffusionskoeffizienten werden Werte im Bereich von 0.36 bis $48 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ermittelt.

Tabelle 5: Horizontale und vertikale Diffusionskoeffizienten für die verschiedenen Modellläufe

Lauf	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$D_h/\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$	9.6-48.2	9.0	23.9	23.9	10.5	23.9	23.9	5.6	27.6	23.9	23.9	23.9	23.9
$D_v/\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$	9.6-48.2	0.56	2.0	2.7	1.0	2.0	2.0	0.37	5.3	2.0	2.0	1.7	2.7

Messungen der Stickoxidkonzentration und der Turbulenz im Bereich des nordatlantischen Flugkorridors wurden im Oktober 1993 im Tropopauseniveau von Schumann et al. (1995) durchgeführt. Dabei konnten zehn Abgasfahnen, die ein Alter von 5 bis 100 Minuten aufwiesen, vermessen

werden. Aus den Meßdaten wurden mit Hilfe eines Ausbreitungsmodells die Abmessungen der Abgasfahnen sowie horizontale und vertikale Diffusionskoeffizienten abgeleitet. Unter Berücksichtigung der Genauigkeit der Meßdaten und des Berechnungsverfahrens wurden folgende Wertebereiche für D_h und D_v angegeben: $5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} < D_h < 20 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und $0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} < D_v < 0.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Folglich ist eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse der Grobstruktursimulationen mit diesen Meßdaten festzustellen, sofern die atmosphärische Situation durch niedrige Temperaturen (Lauf (2)), geringe Übersättigungen (Lauf (8)) und moderat stabile Schichtungsverhältnisse (Lauf (5)) gekennzeichnet ist, wie man es für die Verhältnisse annehmen kann, bei denen die Daten gewonnen wurden.

Mit Ausnahme der in-situ Messungen und bodengestützten LIDAR-Beobachtungen von Knollenberg (1972), Baumann et al. (1993), Freudenthaler et al. (1995) und Gayet et al. (1996) ist wenig über die räumliche Struktur, die mikrophysikalischen und dynamischen Prozesse in Kondensstreifen bekannt. Gayet et al. (1996) analysierten im Rahmen des "International Cirrus Experiment (ICE)" im Herbst 1989 im Bereich über der Nordsee mit Hilfe von in-situ und Fernerkundungsmessungen sowohl natürlichen Zirrus als auch durch Kondensstreifenbildung induzierte Eiswolken. Die Beobachtungen lieferten geringe Windscherung und niedrige Werte der Übersättigung (bezüglich Eis) in einer Höhe von etwa 8000 m bei einer Umgebungstemperatur von -37°C . Obwohl die im Experiment angetroffenen Verhältnisse mit den in den Simulationsrechnungen unterstellten Bedingungen nur annähernd vergleichbar sind, soll dennoch versucht werden, einen Vergleich zwischen den Ergebnissen der Modellrechnungen und den Meßdaten durchzuführen. Zu diesem Zweck werden in Tabelle 6 mittlere (gemittelt über die in Gleichung (133) definierte Querschnittsfläche des Kondensstreifens) und maximale Werte von Parametern, die die mikrophysikalischen Eigenschaften der simulierten Kondensstreifen charakterisieren, für alle durchgeführten Modellrechnungen zusammengestellt.

Die simulierten mittleren und maximalen Eisgehalte weisen eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Meßwerten von Gayet et al. (1996) auf, die Werte im Bereich von $2\text{-}18 \text{ mg m}^{-3}$ angeben, während die berechneten Werte im Bereich von $2.6\text{-}14 \text{ mg m}^{-3}$ liegen (es ist zu beachten, daß die Werte in Tabelle 6 mit der Dichte der Luft $\rho_{00} = 0.396 \text{ kg m}^{-3}$ multipliziert werden müssen, um Eisgehalte und Partikelkonzentrationen pro Volumeneinheit zu erhalten). Im Gegensatz dazu scheinen vom Modell die effektiven Radien der Eispartikel unterschätzt zu werden. In

den Modellrechnungen werden Werte von $\langle r_{\text{eff}} \rangle_{\text{KS}}$ im Bereich von 4,6-15,4 μm gefunden, während sich aus den Messungen ein Radienintervall von 15-18 μm ableiten läßt. In Anbetracht der Unsicherheiten, die mit der experimentellen Ableitung mikrophysikalischer Größen verbunden sind, erscheinen die berechneten Werte jedoch realistisch und stehen daher nicht im Widerspruch zu den Messungen.

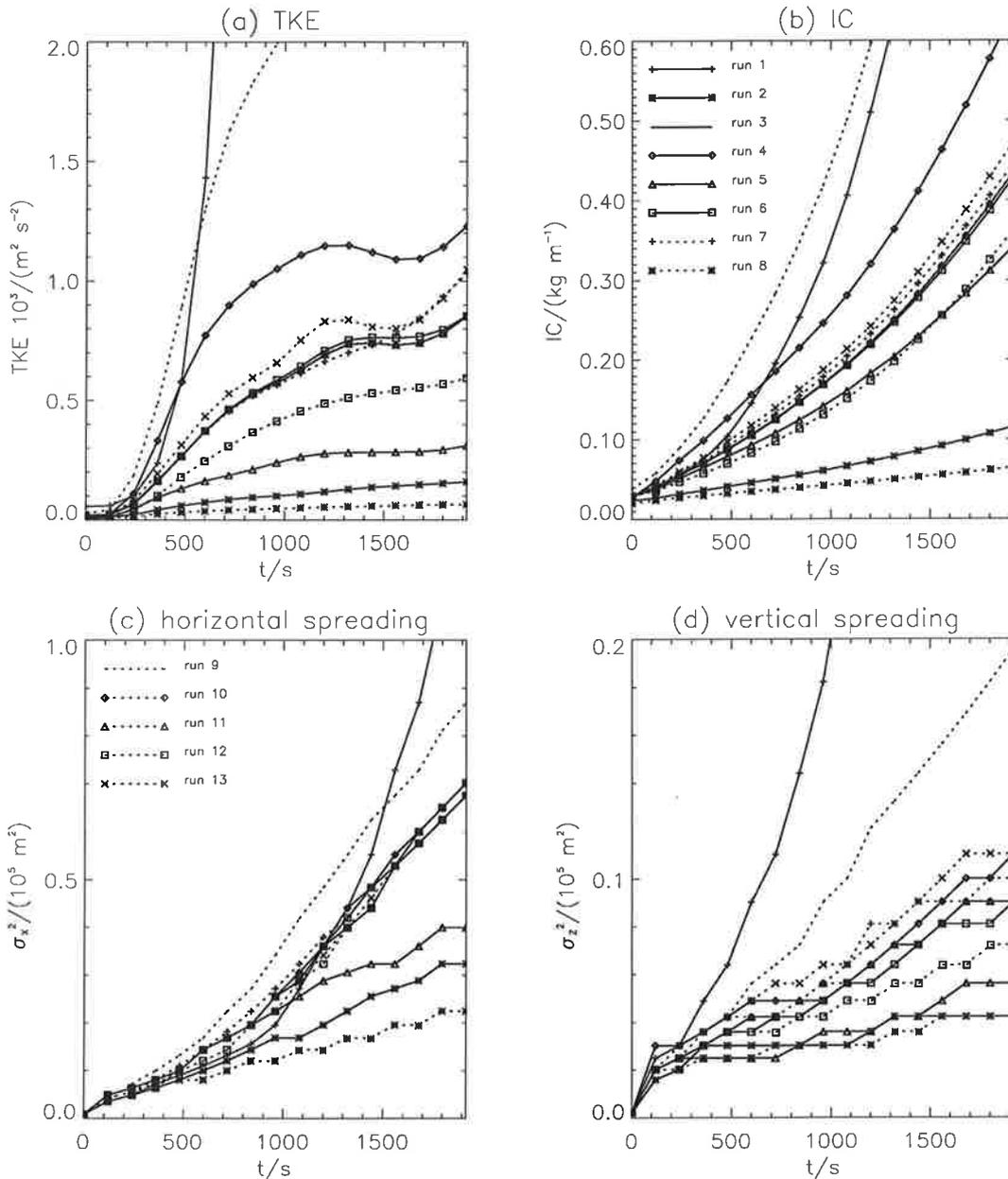


Abbildung 26: Zeitlicher Verlauf der über das Modellgebiet gemittelten turbulenten kinetischen Energie TKE (a), des totalen Eisgehalts (pro Meter Flugstrecke) IC (b), der Varianz der horizontalen Halbwertsbreite σ_x^2 (c) und der Varianz der vertikalen Halbwertsbreite σ_z^2 (d) für alle durchgeführten Modellläufe. Die verwendeten Linienmuster sind in der Legende von (b) und (c) angegeben.

Die auffälligsten Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Modellrechnungen und der Beobachtung ergeben sich für die Anzahldichte der Eiskristalle. Während in der Messung des ICE Konzentrationen von bis zu $8.2 \cdot 10^5 \text{ m}^{-3}$ gefunden wurden, weisen die berechneten Partikelkonzentrationen Werte von $7 \cdot 10^5$ - $8.5 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$ auf. Zur Erklärung der Diskrepanz zwischen Modellrechnung und Messung können verschiedene Gründe angegeben werden. Diese umfassen nicht berücksichtigte mikrophysikalische Prozesse, die unzulängliche Kenntnis der Anfangs- und Umgebungsbedingungen sowie Unsicherheiten, die mit der Messung selbst verknüpft sind.

Tabelle 6: Berechnete mikrophysikalische Parameter der modellierten Kondensstreifen nach 30 Minuten Simulationszeit. Aufgelistet sind mittlere und maximale Werte des Eisgehalts q_i und der Partikelkonzentration N sowie der mittlere effektive Radius $\langle r_{\text{eff}} \rangle_{\text{KS}}$.

Lauf	$q_i / (\text{mg kg}^{-1})$	N / kg^{-1}	$\langle r_{\text{eff}} \rangle_{\text{KS}} / \mu\text{m}$
1	12.5 ... 30.3	$5.40 \cdot 10^6$... $3.80 \cdot 10^7$	10.8
2	7.2 ... 24.9	$2.80 \cdot 10^7$... $2.90 \cdot 10^8$	5.9
3	10.9 ... 28.4	$1.43 \cdot 10^7$... $2.17 \cdot 10^8$	9.8
4	13.6 ... 31.0	$1.14 \cdot 10^7$... $1.66 \cdot 10^8$	11.7
5	10.0 ... 34.2	$1.67 \cdot 10^7$... $3.78 \cdot 10^8$	10.2
6	10.6 ... 28.3	$1.41 \cdot 10^7$... $2.15 \cdot 10^8$	9.8
7	10.2 ... 29.7	$1.30 \cdot 10^7$... $2.38 \cdot 10^8$	10.1
8	6.6 ... 28.7	$3.88 \cdot 10^7$... $3.40 \cdot 10^8$	4.6
9	18.1 ... 36.2	$1.08 \cdot 10^7$... $1.40 \cdot 10^8$	13.0
10	10.9 ... 28.4	$1.42 \cdot 10^7$... $2.17 \cdot 10^8$	9.9
11	10.9 ... 28.4	$1.42 \cdot 10^7$... $2.17 \cdot 10^8$	9.9
12	9.2 ... 29.2	$1.80 \cdot 10^6$... $2.80 \cdot 10^7$	15.4
13	11.5 ... 28.9	$3.90 \cdot 10^7$... $6.30 \cdot 10^8$	7.8

In Hinblick auf den ersten Punkt erscheinen an dieser Stelle einige Anmerkungen zu den Unsicherheiten und Beschränkungen, die mit der Kondensstreifenmodellierung verbunden sind, angebracht. Eine wesentliche Einschränkung der Modellierung stellt die Vernachlässigung des Aggregationsprozesses bei der Beschreibung der mikrophysikalischen

Eigenschaften der Eispartikel dar. Wie bereits in Abschnitt 2.4.5 erwähnt wurde, erscheint es unwahrscheinlich, daß der Aggregationsprozeß bei den in Eiswolken anzutreffenden niedrigen Temperaturen eine wesentliche Rolle spielt. Andererseits deuten neuere Modellergebnisse und Messungen darauf hin, daß dieser Prozeß bedeutsamer sein kann, als man bisher annahm (Kajikawa und Heymsfield, 1989; Mitchell, 1988, 1991, 1994). In der Tat könnte der Aggregationsprozeß eine wichtige Senke für kleine Partikel darstellen und könnte die Anzahl der größeren Partikel in den Modellrechnungen erhöhen, so daß die Vernachlässigung dieses Prozesses die Unterschiede zwischen den simulierten und gemessenen Partikelkonzentrationen zum Teil erklären könnte. Allerdings liegen zur Zeit noch keine verlässlichen Messungen der sogenannten "Sticking-efficiency" für Temperaturen unterhalb von -20°C vor, so daß die mögliche Bedeutung des Aggregationsprozesses noch ungeklärt bleibt. Zur definitiven Bewertung der Relevanz des Aggregationsprozesses müßten in zukünftigen Labor- und Feldstudien daher Daten erhoben werden, die die Signifikanz dieses Prozesses belegen.

Eine weitere Möglichkeit zur Klärung der Diskrepanz zwischen Modellrechnung und den Meßwerten besteht darin, daß Fehler in den angenommenen Anfangs- und Umgebungsbedingungen die Ergebnisse der Modellrechnungen entscheidend beeinflussen. Der Vergleich wird im wesentlichen durch drei Faktoren beeinträchtigt: 1) unzureichende Information über die Form des anfänglichen Eisteilchenspektrums, 2) Unkenntnis über die exakten Werte der relativen Feuchte und damit auch über den Grad der Übersättigung der umgebenden Atmosphäre und 3) Unkenntnis über das Alter (und somit auch über das Entwicklungsstadium) der vermessenen Kondensstreifen. Weiterhin muß noch erwähnt werden, daß die gemessenen Partikelspektren nur Beiträge von Teilchen enthalten, die größer als die Erkennungsgrenze der PMS-Probe ($3\mu\text{m}$) sind, während die berechneten Anzahldichten Beiträge von Partikeln im Bereich von $1\text{-}64\mu\text{m}$ umfassen. Eine Analyse der Modellergebnisse zeigt, daß der Beitrag der kleineren Partikel zur Gesamtteilchenzahl bis zu 20% ausmachen kann. Schließlich muß noch in Betracht gezogen werden, daß die PMS-Messungen der Gesamtteilchenkonzentration wegen der Unsicherheit in der Bestimmung der Anzahl der Partikel in der kleinsten Größenklasse fehlerbehaftet sein können. Die PMS-Probe unterschätzt wahrscheinlich die Anzahl der kleineren Partikel, so daß auch dieser Effekt die Diskrepanz zwischen den vorhergesagten Anzahldichten und den tatsächlichen Eigenschaften des Kondensstreifens vermindern könnte.

6. Schlußbetrachtung

Die in den letzten Jahren enorm gestiegenen Kapazitäten heutiger Superrechner haben dazu geführt, daß die numerische Strömungsmechanik, bei der zur Lösung eines strömungsmechanischen Problems die hydro- und thermodynamischen Grundgleichungen numerisch gelöst werden, einen immer größeren Stellenwert bei der Berechnung turbulenter atmosphärischer Strömungen erhält. Konkret befaßt sich die numerische Strömungsmechanik mit der Lösung der dreidimensionalen Navier-Stokes-Gleichungen, also einem System von nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen 2. Ordnung. Allerdings wird statt der ursprünglichen Navier-Stokes-Gleichungen häufig ein Gleichungssystem gelöst, das über die Skalen des hochfrequenten Teils der turbulenten Schwankungen gemittelt ist. Bei dieser Vorgehensweise wird also gar nicht erst der Versuch unternommen, die mikroskaligen Strukturen zu berechnen und sie damit direkt zu studieren. Statt dessen simuliert man nur die großen, energiereichen Wirbel und berücksichtigt den Einfluß der nicht aufgelösten, subskaligen Dynamik durch eine einfache Parameterisierung. Dieser Form einer gemischten Strategie, die als Grobstruktursimulationstechnik (*“large-eddy simulation”*) bezeichnet wird, wird in der Meteorologie schon seit einigen Jahren mit großem Erfolg zur Berechnung turbulenter atmosphärischer Strömungen eingesetzt.

In der vorliegenden Arbeit werden der Stand der Forschung auf diesem Gebiet dargelegt, die theoretischen Grundlagen dieser Methode detailliert beschrieben und die dieser Technik zugrunde liegenden Annahmen kritisch gewürdigt. Weiterhin wird das zur Berechnung turbulenter atmosphärischer Strömungen entwickelte und hier eingesetzte Grobstruktursimulationsmodell vorgestellt und auf die Besonderheiten des Modellkonzepts eingegangen. Das verwendete Modell zeichnet sich dadurch aus, daß es neben einem Strahlungsmodul auch eine Parameterisierung zur Berücksichtigung mikrophysikalischer Prozesse in Wolken enthält. Dadurch können Wolkenbildung und -dissipation sowie die Niederschlagsbildung simuliert werden. Da bei der Grobstruktursimulation wolkendynamischer und -physikalischer Prozesse wegen der erforderlichen hohen räumlichen Auflösung besonders auf eine konsistente Formulierung der Advektionsterme gelegt werden muß, wird zur Berechnung der Transportflüsse ein Advektionsalgorithmus verwendet, der sowohl eine geringe numerische Diffusion aufweist als auch ein unphysikalisches Über- bzw. Unterschwingen der Lösungsfunktion verhindert. Die Validität des hier vorgestellten

Modellkonzepts wurde anhand von drei Beispielen geprüft. Die Anwendungsfälle umfaßten unterschiedliche Strömungsregime, bei denen (a) die Heizung von der unteren Berandung (konvektive Grenzschicht während eines Kaltluftausbruches), (b) die Strahlungsabkühlung an der Obergrenze einer Wolke (stratocumulusbedeckte Grenzschicht) und (c) die latente Wärmefreisetzung den wesentlichen Antrieb für die Umschichtung der Wolken lieferten. Das Ziel der Untersuchungen war es, die Eignung der Grobstruktursimulationsmethode zur realitätsnahen Beschreibung atmosphärischer Strömungen, deren Charakter maßgeblich durch wolkenphysikalische Prozesse und Strahlungsprozesse beeinflusst wird, zu demonstrieren.

Das erste Beispiel befaßte sich mit der Simulation der konvektiven Grenzschicht während eines Kaltluftausbruches. In Anlehnung an einen während der Meßkampagne *ARKTIS* 1988 beobachteten Fall wurde versucht, die sich unter Bedingungen eines Kaltluftausbruches vollziehende Entwicklung der Grenzschicht nachzuvollziehen. Dabei konnten folgende Hauptresultate erzielt werden:

- Bei Vorgabe des beobachteten Temperaturunterschiedes von etwa -5 K zwischen Luft und Wasser bilden sich im Modell als Reaktion auf eine kurzzeitige Störung des anfänglich horizontal homogenen Temperaturfeldes bereits nach ca. 15 Minuten Grenzschichtrollen und Wolkenstraßen aus, die bezüglich der Richtung des geostrophischen Windes einen Orientierungswinkel von etwa 50° aufweisen. Nach einer Simulationszeit von 30 Minuten stimmen sowohl die Wolkenhöhe von 550 m als auch die Wellenlänge der entstehenden Wolkenbänder von etwa 1300 m gut mit den Beobachtungen überein. Die maximale Vertikalgeschwindigkeit von $1 - 2\text{ m s}^{-1}$ befindet sich etwa in der Höhe des Wendepunktes der lateralen Grundstromkomponente, was auf eine dynamische Anregung der Rollen hindeutet. Im Laufe der Integration verschiebt sich die Lage zum Gebiet großer Dichteinstabilität in Bodennähe. Die Mächtigkeit der Wolkenschicht und der Bedeckungsgrad nehmen mit zunehmendem Abstand von der Eiskante zu. Nach zwei Stunden Integrationszeit hat sich eine 450 m mächtige geschlossene Wolkendecke gebildet, in der die rollenförmige Strömungsstruktur, deren Wirbelachsen fast parallel zur Richtung des geostrophischen Windes ausgerichtet sind, jedoch noch klar erkennbar bleibt.

- Eine mit dem Modell durchgeführte Parameterstudie zeigt, daß sowohl die Intensität der Sekundärzirkulation als auch der Bedeckungsgrad sehr empfindlich auf die Struktur des großräumigen Feuchtefeldes reagiert. So bildet sich in einer trockeneren Atmosphäre, die oberhalb der Inversion eine relative Feuchte von 50% aufweist, eine flachere, durchbrochene Wolkenschicht aus, da die durch das Einmischen trockener Luft bedingte Verdunstung von Wolkenwasser die konvektive Entwicklung abschwächt und den mit Wolken bedeckten Flächenanteil erheblich reduziert.

Als weiteres Beispiel wurde die marine stratocumulusbedeckte Grenzschicht betrachtet. Zur Initialisierung der Modellläufe und zur Spezifikation der Randbedingungen wurden Meßdaten verwendet, die während des *Atlantic Stratocumulus Transition Experiments (ASTEX)* 1992 gewonnen wurden. Die Untersuchung sollte zeigen, ob das Grobstruktursimulationsmodell in der Lage ist, die beobachtete Turbulenzstruktur einer wolkenbedeckten Grenzschicht richtig wiederzugeben. Darüber hinaus wurden die Ergebnisse der LES-Modellierung einer umfangreichen Fehleranalyse unterzogen. Folgende Hauptresultate wurden erzielt:

- Die zur Schätzung der Ensemblemittelwerte verwendeten horizontalen Mittelwerte erwiesen sich zur Bestimmung von Momenten zweiter Ordnung als statistisch niedrig signifikant. Die durchgeführten Ensembleläufe belegen, daß eine zusätzliche Zeitmittelung die statistische Signifikanz der durch Grobstruktursimulation erzeugten Datenprodukte verbessert. Dennoch wiesen die individuellen Realisationen des Ensembles immer noch eine beträchtliche Abweichung vom Ensemblemittelwert auf. Zur weiteren Reduktion des Stichprobenfehlers muß daher ein längeres zeitliches Mittelungsintervall - sofern dies realisierbar ist- oder aber ein größeres Modellgebiet bei den Simulationsrechnungen verwendet werden.
- Die Ergebnisse der Grobstruktursimulationen haben sich als unempfindlich gegenüber den Details der verwendeten subskaligen Turbulenzschließung erwiesen und haben sich auch als robust gegenüber den spezifischen Annahmen der verwendeten Niederschlagsparameterisierung gezeigt. Weiterhin konnte demonstriert werden, daß der primäre dynamische Effekt der Sprühregenbildung darin besteht, die Auftriebsproduktion turbulenter kinetischer Energie zu reduzieren. Die verminderte TKE-Produktion hat aufgrund der verringerten Ent-rainmentrate eine flachere Grenzschicht zur Folge. Mit der Niederschlagsbildung ist eine Abnahme des Flüssigwasserweges in der

stratocumulusbedeckten Grenzschicht verbunden wobei der maximale Flüssigwassergehalt in der Nähe der Wolkenoberkante um etwa 20% erniedrigt wird.

- Die mit dem Modell durchgeführte parametrische Sensitivitätsstudie hat erbracht, daß mit Ausnahme des Niederschlagsflusses die modellierten thermodynamischen, dynamischen und wolkenphysikalischen Zustandsgrößen der stratocumulusbedeckten Grenzschicht eine recht gute Übereinstimmung mit den aus Meßdaten während des Fluges ASTEX RF06 abgeleiteten Werten aufweisen. Die Unterschiede zwischen den Modellvorhersagen und den Meßdaten sind (mit Ausnahme des Niederschlagsflusses) stets kleiner als die durch die parametrische Modellunsicherheit bewirkte Streuung in den Zielvariablen. Dabei tragen die Unsicherheiten in der Kenntnis der Inversionsstärke des Gesamtwassergehalts und in der langwelligen Strahlungsabkühlung die weitaus größten Anteile zur modellierten Varianz bei. Eine mögliche Erklärung für das Unvermögen des Modells, den Niederschlagsfluß vollständig richtig wiederzugeben, besteht darin, daß der Niederschlagsprozeß einen hochgradig in Raum und Zeit variierenden und intermittierenden Vorgang darstellt, dessen Simulation aufwendigere Initialisierungsprozeduren und wirklichkeitsgetreuere Antriebsfelder für das Modell erfordert, als die, die in dieser Studie verwendet wurden.

Im dritten Beispiel schließlich wurden die dynamischen, wolkenphysikalischen und strahlungsbedingten Vorgänge im Dispersionsbereich eines Kondensstreifens untersucht. Die dreidimensionale Struktur des Strömungsfeldes in Kondensstreifen wurde dabei mit einer Modellversion berechnet, die zur Beschreibung wolkenphysikalischer Prozesse eine detaillierte Behandlung der Mikrophysik verwendet. Die mit dem Modell durchgeführten Rechnungen, die die zeitliche Entwicklung des Kondensstreifens über eine Zeitspanne von 30 Minuten verfolgen, haben folgende Hauptergebnisse erbracht:

- Langlebige, d. h. sich infolge der Eigendynamik ausbreitende, Kondensstreifen, können sich nur in einer in bezug auf die Eisphase übersättigten Atmosphäre ausbilden. In diesen Fällen weist das Turbulenzfeld bereits zu Beginn der Dispersionsphase eine komplexe Struktur auf, dessen Kenngrößen sich deutlich von denen in der Umgebung der Eiswolke unterscheiden. Die in der Eiswolke sich ausbildende Sekundärströmung weist eine Amplitude von etwa 0.1 m s^{-1} auf.

- Die sich im Kondensstreifen entwickelnden Wirbel werden im wesentlichen durch die durch Auftrieb produzierte kinetische Energie gespeist. Dabei spielt die durch Phasenumwandlung freigesetzte latente Wärme die entscheidende Rolle; hingegen übt (zumindest in den ersten 30 Minuten der Entwicklung) die durch differentielle Strahlungserwärmung hervorgerufene kinetische Energieproduktion wegen der geringen optischen Dicke der Kondensstreifen nur einen geringen Einfluß aus.
- Die mit dem Modell durchgeführte Parameterstudie zeigt, daß neben der relativen Feuchte und der Temperatur der umgebenden Atmosphäre die Dichteschichtung des Mediums die entscheidende Einflußgröße darstellt, die das Ausbreitungsverhalten des Kondensstreifen maßgeblich bestimmt. Die Baroklinität der Atmosphäre und damit die Scherung des Grundstromprofils ist nur von untergeordneter Bedeutung, da sie die Geschwindigkeit der geometrischen Querschnittsänderung des Kondensstreifens nur geringfügig modifiziert.

Die hier vorgestellten Simulationsrechnungen haben gezeigt, daß mit Grobstruktursimulationsmodellen ein leistungsfähiges Werkzeug zur Erforschung atmosphärischer Turbulenz und ihrer Eigenschaften zur Verfügung steht. Natürlich konnten in dieser Arbeit nicht alle Aspekte und Details turbulenter atmosphärischer Strömungen untersucht werden. Es bleiben daher Fragen und Problemstellungen offen, von denen aber viele prinzipiell mit der vorgestellten Methode der Grobstruktursimulation behandelt werden können. Mit der Weiterentwicklung der Leistungsfähigkeit moderner Computer ist zu erwarten, daß in der Zukunft mit der LES-Technik in Bereiche der Turbulenzdynamik vorgedrungen werden kann, die bisher nur ansatzweise bearbeitet werden konnten. So werden zukünftig beispielsweise Langzeitsimulationen realisierbar sein, wo bei sich ändernden Randbedingungen die tageszeitliche Entwicklung einer wolkenbedeckten Grenzschicht nachvollzogen wird. Als lohnende Forschungsziele bieten sich darüber hinaus folgende Themenkreise an:

- Um zur Erweiterung des Verständnisses der Strömungsstruktur in der stabil geschichteten atmosphärischen Grenzschicht beizutragen, muß die Wechselwirkung von Schwerewellen und Turbulenz untersucht werden. Stabil geschichtete Scherströmungen zeichnen sich zum Teil durch Intermittenz, d. h. durch starke zeitliche Schwankungen der Turbulenzintensität aus, die möglicherweise auf den Einfluß interner, brechender Wellen zurückzuführen sind. Die gleichzeitige, notwendigerweise dreidimensionale Erfassung dieser Wellen- und Tur-

bulenzphänomene und ihrer Wechselwirkungen macht numerische Auflösungen und Lösungsgebietsgrößen erforderlich, die den Einsatz von Programmen auf massiv parallelen Rechnerarchitekturen erfordern.

- Globale Wettervorhersage- und Klimamodelle verwenden Parametrisierungen für Wolkenprozesse, die weit davon entfernt sind, die Verhältnisse in der wolkenbedeckten Grenzschicht mit hinreichender Genauigkeit wiederzugeben. Ein Grund hierfür liegt darin, daß der Kenntnisstand über die Wechselwirkungen zwischen Turbulenz-, Wolken- und Strahlungsprozessen in der Grenzschicht lückenhaft ist. In der Zukunft besteht die Chance, durch Integration von expliziten mikrophysikalischen Wolken- und dreidimensionalen Strahlungstransportschemata ins Grobstruktursimulationsmodell ein Instrument bereitzustellen, um diese Grundlagenfragen zu klären, und um darüber hinaus komplexere Schließungsansätze für größerskalige Modelle weiterzuentwickeln, zu testen und zu entwerfen.

Durch solche und andere Forschungsprojekte wird man auch in den nächsten Jahren die Erkenntnis über atmosphärische Turbulenz weiter vorantreiben und noch einigen Geheimnissen auf die Spur kommen, die in den 150 Jahre alten Gleichungen von Claude Navier und George Stokes stecken.

Danksagung

Vor allen danke ich Herrn Prof. Dr. H. Graßl, der mir stets den nötigen Freiraum für meine Forschung gewährte und mit konstruktiver und anregender Kritik zum Gelingen der Arbeit beitrug. Dankbar bin ich auch für seine Anstöße und Hinweise, die mir halfen, die eigenen Arbeiten auf engerem Fachgebiet in den Bereich der Physik der Atmosphäre einzuordnen und übergreifende Zusammenhänge zu erkennen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Hinzpeter, der die vorliegende Untersuchung durch zahlreiche Diskussionen und kritische Anmerkungen über viele Jahre begleitet und gefördert hat.

Außerdem danke ich Prof. Dr. B. Brümmer sowie Drs. S. de Roode und P. Duynkerke für die Überlassung von Daten.

Ferner sei an dieser Stelle vielen Mitarbeitern der Hamburger Forschungsinstitute für ihre Diskussionsbereitschaft und ihre Anregungen gedankt.

Die Untersuchungen wurden im Rahmen der Arbeiten in der Abteilung Klimaprozesse am Max-Planck-Institut für Meteorologie durchgeführt und sind in verschiedenen Einzelprojekten von der Deutschen Forschungsgemeinschaft, dem Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie und der Kommission der Europäischen Gemeinschaft finanziell unterstützt worden.

Literaturverzeichnis:

Ackerman, A.S., O.B. Toon, und P.V. Hobbs, 1995: A model for particle-microphysics, turbulent mixing, and radiative transfer in the stratocumulus-topped marine boundary layer and comparison with measurements. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1204-1236.

Agee, E. M., 1987: Meso-scale cellular convection over the oceans. *Dyn. Atmos. Oceans*, **10**, 317-341.

Agee, E. M. und M.L. Hart, 1990: Boundary layer and mesoscale structure over Lake Michigan during a wintertime cold air outbreak. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2293-2316.

Albrecht, B. A., 1989: Aerosols, cloud microphysics and fractional cloudiness. *Science*, **245**, 1227-1230.

Albrecht, B. A., D. A. Randall und S. Nicholls, 1988: Observations of marine stratocumulus clouds during FIRE. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **69**, 618-628.

Albrecht, B. A., C. S. Bretherton, D. Johnson, W. H. Schubert and A. S. Frisch, 1995: The Atlantic Stratocumulus Transition Experiment - ASTEX. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **76**, 889-904.

Anderson, D. A. , J. C. Tannehill und R. H. Pletcher, 1984: *Computational fluid mechanics and heat transfer*. Mc Graw-Hill Book Company.

Andr en, A., 1995: The structure of stably stratified atmospheric boundary layers: A large-eddy simulation study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 961-985.

Andr en, A. und C.-H. Moeng, 1993: Single-point closures in a neutrally stratified boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3366-3379.

Andr en, A., A. R. Brown, J. Graf, C.-H. Moeng, F. T. M. Nieuwstadt und U. Schumann, 1994: Large-eddy simulation of a neutrally stratified boundary layer: A comparison of four computer codes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1457-1484.

Appleman, H., 1953: The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **34**, 14-20.

- Arking, A., 1991: The radiative effects of clouds and their impact on climate. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **72**, 795-813.
- Arnason, G. und P. S. Brown, 1971: Growth of cloud droplets by condensation: A problem in computational stability. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 72-77.
- Asai, T. und I. Nakasuji, 1973: The stability of the Ekman Boundary layer flow with thermally unstable stratification. *J. Meteor. Soc. Japan*, **51**, 29-42.
- Atkinson, B. W. und J. W. Zhang, 1996: Mesoscale shallow convection in the atmosphere. *Rev. Geophys.*, **34**, 403-431.
- Austin, P., Y. Wang, R. Pincus und V. Kujala, 1995: Precipitation in stratocumulus clouds: Observational and modeling results. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2329-2490.
- Ayotte, Z., P. P. Sullivan, A. Andr en, Z. Doney, A. A. M. Holtlag, W. G. Large, J. C. McWilliams, C.-H. Moeng, M. J. Otte, Z. Tribba und J. C. Wyngaard, 1996: An evaluation of neutral and convective planetary boundary-layer parameterizations relative to large-eddy simulations. *Bound.-Layer Meteor.*, **79**, 131-175.
- Bakan, S., M. Betancor, V. Gayler und H. Gra l, 1994: Contrail frequency over Europe from NOAA-satellite images. *Ann. Geophysicae*, **12**, 962-968.
- Bardina, J., J. H. Ferziger und W. C. Reynolds, 1980: Improved subgrid-scale models for large eddy simulation. *AIAA-paper*, **80-1357**, 1-9.
- Baumann, R., R. Busen, H.P. Fimpel, C. Kiemle, M.E. Reinhardt und M. Quante, 1993: Measurements of contrails of commercial aircraft. *Proc. 8th Symposium on Meteorological Observations and Instrumentation*, Anaheim, CA, Amer. Meteor. Soc., 484-489.
- Beard, K.V., 1976: Terminal velocity and shape of cloud and precipitation drops aloft. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 851-864.
- Beheng, K. D. und G. Doms, 1986: A general formulation of collection rates of clouds and raindrops using the kinetic equation and comparison with parameterization. *Contr. Atmos. Phys.*, **59**, 66-84.
- Beheng, K. D. und G. Doms, 1990: The time evolution of a droplet spectrum due to collision/coalescence: A numerical case study on the effect of selfcollection, autoconversion and accretion. *Meteorologische Rundschau*, **42**, 52-61.

- Bennartz, R., 1993: Der Einfluß der solaren Strahlung auf Stratocumulusbewölkung: Eine Modellstudie. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 94 Seiten.
- Berry, E. X., 1967: Cloud droplet growth by collection. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 688-701.
- Berry, E. X. und R. L. Reinhardt, 1974: An analysis of cloud droplet growth by collection. Part I-IV. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1814-1834 und 2118-2135.
- Betts, A. K., 1973: Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **99**, 178-196.
- Betts, A. K., 1990: Diurnal variation of California coastal stratocumulus from two days of boundary layer soundings. *Tellus*, **42 A**, 302-304.
- Betts, A. K. und R. Boers, 1990: A cloudiness transition in stratocumulus. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 83-99.
- Boin, M. und L. Levkov, 1994a: Numerical simulation of the life time of contrails. *Impact of Emissions from Aircraft and Spacecraft upon the Atmosphere*, U. Schumann und D. Wurzel, Hrsg., DLR-Mitteilung, 430-435.
- Boin, M., and L. Levkov, 1994b: A numerical study of contrail development. *Ann. Geophys.*, **12**, 969-978.
- Bott, A., 1989a: A positive definite advection scheme obtained by non-linear normalization of the advective fluxes. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1006-1015.
- Bott, A., 1989b: Reply. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 2633-2636.
- Bott, A., U. Sievers und W. Zdunkowski, 1990: A radiation fog model with a detailed treatment of the interaction between radiative transfer and fog microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2153-2166.
- Bougeault, P., 1981: Modeling the trade wind cumulus boundary layer. Part I: Testing the ensemble cloud relations against numerical data. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2414-2428.
- Bougeault, P., 1985: The diurnal cycle of the marine stratocumulus layer: A higher-order model study. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2826-2843.

Bougeault, P. und J. C. André, 1986: On the stability of the third order turbulence closure for the modelling of the stratocumulus-topped boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1574-1581.

Bretherton, C. S. und R. Pincus, 1995: Cloudiness and marine boundary layer dynamics in the ASTEX Lagrangian Experiments. Part I: Synoptic setting and vertical structure. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2707-2723.

Bretherton, C. S., P. Austin und S. T. Siems, 1995: Cloudiness and marine boundary layer dynamics in the ASTEX Lagrangian Experiments. Part I: Cloudiness, drizzle surface fluxes, and entrainment. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2724-2735.

Bretherton, C. S., M. K. MacVean, P. Bechtold, A. Chlond, W. R. Cotton, J. Cuxart, M. Khairoutdinov, B. Kosovic, D. Lewellen, C.-H. Moeng, P. Siebesma, B. Stevens, D. E. Stevens, I. Sykes und M. C. Wyant, 1997: An intercomparison of radiatively-driven entrainment and turbulence in a smoke cloud as simulated by different numerical models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, zur Veröffentlichung angenommen.

Brost, R. A., D. H. Lenschow und J. C. Wyngaard, 1982a: Marine stratocumulus layer. Part I: Mean conditions. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 800-817.

Brost, R. A., D. H. Lenschow und J. C. Wyngaard, 1982b: Marine stratocumulus layer. Part II: Turbulence budgets. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 818-836.

Brown, A. R., 1996: Large-eddy simulation and parameterization of the baroclinic boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122**, 1779-1798.

Brown, A. R., S. H. Derbyshire und P. J. Mason, 1994: Large-eddy simulation of stable atmospheric boundary layers with a revised stochastic subgrid model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1485-1512.

Brown, R.A., 1970: A secondary flow model for the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 742-757.

Brown, R. A., 1972: On the inflection point instability of a stratified Ekman boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 850-859.

Brown, R.A., 1980: Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer: A review. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 683-697.

Brümmer, B. (Hrsg.), 1989: ARKTIS 1988: Field phase report. Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Reihe B, Heft 6. 282 Seiten.

Brümmer, B. (Hrsg.), 1992: ARKTIS 1991: Report on the field phase with examples of measurements. Berichte aus dem Zentrum f. Meeres- und Klimaforschung, Reihe A, Nr. 3. 216 Seiten.

Brümmer, B. (Hrsg.), 1994: ARKTIS 1993: Report on the field phase with examples of measurements. Berichte aus dem Zentrum f. Meeres- und Klimaforschung, Reihe A, Nr. 11. 275 Seiten.

Brümmer, B., S. Bakan und H. Hinzpeter, 1985: KONTUR: Observations of cloud streets and open cellular structures. *Dyn. Atmos. Oceans*, **9**, 281-294.

Brümmer, B., B. Rump und G. Kruspe, 1992: A cold-air outbreak near Spitsbergen in springtime : Boundary layer modification and cloud development. *Bound.-Layer Meteor.*, **61**, 13-46.

Busch, N. E., 1973: On the mechanics of atmospheric turbulence. *Workshop on micrometeorology*, D. Haugen, Hrsg., Amer. Meteor. Soc., 1-65.

Businger, J. A., 1973: Turbulent transfer in the atmospheric surface layer. *Workshop on micrometeorology*, D. Haugen, Hrsg., Amer. Meteor. Soc., 67-100.

Caughey, S. J., B. A. Crease and W. T. Roach, 1982: A field study of nocturnal stratocumulus. II: Turbulence structure and entrainment. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 125-144.

Chen, C. und W. R. Cotton, 1987: The physics of the marine stratocumulus-capped mixed layer. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2951-2977.

Chlond, A., 1985: A study of roll vortices in the atmospheric boundary layer. *Contr. Atmos. Phys.*, **58**, 17-30.

Chlond, A., 1987: A numerical study of horizontal roll vortices in neutral and unstable boundary layers. *Contr. Atmos. Phys.*, **60**, 144-169.

Chlond, A., 1988: Numerical and analytical studies of diabatic heating effects upon flatness of boundary layer rolls. *Contr. Atmos. Phys.*, **61**, 312-329.

Chlond, A., 1992: Three-dimensional simulation of cloud street development during a cold air outbreak. *Bound.-Layer Meteor.*, **58**, 161-200.

Chlond, A., 1994: Locally modified version of Bott's advection scheme. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 111-125.

Chlond, A. 1998: Large-eddy simulation of contrails. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 796-819.

Chlond, A. und G. Müller, 1998: Mesoscale cellular convection during cold air outbreaks: A numerical study. *Clear and cloudy boundary layers*, A. A. M. Holtslag und P. G. Duynkerke, Hrsg., Elsevier. Im Druck.

Chlond, A. und J. Schulz, 1997: Large-eddy simulation and radiative properties of contrails. *Pollutants from air traffic - results of atmospheric research 1992 - 1997*. U. Schumann, A. Chlond, A. Ebel, B. Kärcher, H. Pak, H. Schlager, A. Schmitt und P. Wendling, Hrsg., DLR-Mitteilung 97-04, 215-224.

Chlond, A. und A. Wolkau, 1998: Large-eddy simulation of a nocturnal stratocumulus-topped marine atmospheric boundary layer: An uncertainty analysis. To be submitted to *Bound.-Layer Meteor.*.

CIAP, 1975: Climatic Impact Assessment Program. Final Report DOT-TST-75-51 and ff. (8 Vols.). (Erhältlich beim National Technical Information Service, Springfield, VA 22151.)

Clark, R. A., J. H. Ferziger und W. C. Reynolds, 1979: Evaluation of subgrid-scale turbulence models using an accurately simulated turbulent flow. *J. Atmos. Sci.*, **91**, 1-16.

Cox, S. K., 1976: Observation of cloud infrared effective emissivity. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 287-289.

Cuijpers, J. W. M. und P. G. Duynkerke, 1993: Large-eddy simulation of trade-wind cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3894-3908.

Cuijpers, J. W. M. und A. A. M. Holtslag, 1998: Impact of skewness and nonlocal effects on scalar and buoyancy fluxes in convective boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 151-162.

Deardorff, J. W., 1970: A numerical study of three-dimensional channel flow at large Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, **41**, 453-480.

Deardorff, J. W., 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 91-115.

- Deardorff, J. W. , 1973: The use of subgrid transport equations in a three-dimensional model of atmospheric turbulence. *J. Fluids Eng.*, **95**, 429-438.
- Deardorff, J. W. , 1974: Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **7**, 81-106.
- Deardorff, J. W., 1976a: Usefulness of liquid-water potential temperature in a shallow-cloud model. *J. Appl. Meteor.*, **15**, 98-102.
- Deardorff, J. W., 1976b: On the entrainment rate of a stratocumulus-topped mixed layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **102**, 563-582.
- Deardorff, J. W. , 1980a: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Bound.-Layer Meteor.*, **18**, 495-527.
- Deardorff, J. W., 1980b: Cloud-top entrainment instability. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 131-147.
- Doms, G. und F. Herbert, 1985: Fluid- und Mikrodynamik in numerischen Modellen konvektiver Wolken. Berichte des Instituts für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt/Main, 378 Seiten.
- Domaradzki, J. A., Wei Liu und M. E. Brachet, 1993: An analysis of subgrid-scale interactions in numerically simulated turbulence. *Phys. Fluids, A* **5**, 1747-1759.
- Domaradzki, J. A., Wei Liu, C. Härtel und L. Kleiser, 1994: Energy transfer in numerically simulated wall-bounded turbulent flows. *Phys. Fluids, A* **6**, 1583-1599.
- Driedonks, A. G. M. und P. G. Duynkerke, 1989: Current problems in the stratocumulus-topped atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **46**, 275-303.
- Dürbeck, T. und T. Gerz, 1995: Large-eddy simulation of aircraft exhaust-plumes in the free atmosphere: effective diffusivities and cross-sections. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 3203-3206.
- Dutton, J. A. und G. H. Fichtl, 1969: Approximate equations of motion for liquids and gases. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 241-254.
- Duynkerke, P. G., 1989: The diurnal variation of a marine stratocumulus layer: A model sensitivity study. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1710-1725.

Duynkerke, P. G., H. Zang and P. J. Jonker, 1995: Microphysical and turbulent structure of nocturnal stratocumulus as observed during ASTEX. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2763-2777.

Duynkerke, P. G., P. J. Jonker, A. Chlond, M. C. van Zanten, J. Cuxart, P. Clark, E. Sanchez, G. Martin, G. Lenderink und J. Teixeira, 1998: Intercomparison of three- and one-dimensional model simulations and aircraft observations of stratocumulus. Zur Veröffentlichung eingereicht bei *Bound.-Layer Meteor.*.

Dyer, A. J., 1974: A review of flux-profile relationships. *Bound.-Layer Meteor.*, **7**, 363-372.

Etling, D., 1971: The stability of an Ekman boundary layer flow as influenced by the thermal stratification. *Contr. Atmos. Phys.*, **44**, 168-186.

Etling, D. und R. A. Brown, 1992: Roll vortices in the planetary boundary layer: A Review. *Bound.-Layer Meteor.*, **65**, 215-248.

Etling, D. und S. Raasch, 1987: Numerical simulation of vortex roll development during a cold air outbreak. *Dyn. Atmos. Oceans*, **10**, 277-290.

Faller, A. J. und R. E. Kaylor, 1966: A numerical study of instability of the laminar Ekman boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **23**, 466-480.

Ferziger, J. H. and M. Peric, 1997: *Computational methods for fluid dynamics*. Springer, 364 Seiten.

Fouquart, Y. J. C. Buriez, M. Herman und K. Kandel, 1990: The influence of clouds on radiation: A climate modeling perspective. *Rev. Geophys.*, **28**, 145-166.

Fravolo, C., Y. Fouquart und R. Rosset, 1981: The sensitivity of a model of low stratiform clouds to radiation. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1049-1062.

Freudenthaler, V., F. Homburg und H. Jäger, 1995: Contrail observations by ground-based scanning Lidar: cross-sectional growth. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 3501-3504.

Friehe, C. A., W. J. Shaw, D. P. Rogers, K. L. Davidson, W. G. Large, S. Stage, G. H. Crescenti und F. Li, 1991: Air-sea fluxes and surface layer turbulence around a sea surface temperature front. *J. Geophys. Res. (Oceans)*, **96**, 8593-8609.

Gage, K.S., 1979: Evidence for a $k^{-5/3}$ law inertial range in mesoscale two-dimensional turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1950-1954.

Galperin, B. and S. A. Orszag (Eds.), 1993: *Large eddy simulation of complex engineering and geophysical flows*. Cambridge University Press, 600 Seiten.

Gayet, J.-F., G. Febvre, G. Brogniez, H. Chepper, W. Renger und P. Wendling, 1996: Microphysical and optical properties of cirrus and contrails: cloud field study on 13 October 1989. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 126-138.

Germano, M., 1992: Turbulence: the filtering approach. *J. Fluid Mech.*, **238**, 325-336.

Germano, M., U. Piomelli, P. Moin und W. H. Cabot, 1991: A dynamic sub-grid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids, A* **3**, 1760-1765.

Gerz, T. und T. Ehret, 1996: Wake dynamics and exhaust distribution behind cruising aircraft. DLR-Report No. 58, 12 Seiten.

Gerz, T. und U. Schumann, 1991: Direct simulation of homogeneous turbulence and gravity waves in sheared and unsheared stratified flows. *Turbulent Shear Flow 7*, F. Durst et al., Hrsg., Springer-Verlag, 27-45.

Gierens, K.M., 1994: The influence of radiation on the diffusional growth of ice crystals. *Contrib. Atmos. Phys.*, **67**, 181-193.

Gierens, K.M., 1996: Numerical simulations of persistent contrails. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3333-3348.

Glendening, J. W. und S. D. Burk, 1992: Turbulent transport from an arctic lead: A large-eddy simulation. *Bound.-Layer Meteor.*, **59**, 315-339.

Graßl, H., 1990: Possible climatic effects of contrails and additional water vapour. *Air-Traffic and the Environment*, U. Schumann, Hrsg., Springer-Verlag, 124-137.

Hall, W.D., 1980: A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamic framework: Model description and preliminary results. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2486-2507.

Hall, W.D. und H.R. Pruppacher, 1976: The survival of ice particles falling from cirrus clouds in subsaturated air. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1995-2006.

- Hanson, H. P., 1984: On mixed-layer modeling of the stratocumulus-topped marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1226-1234.
- Hein, P. F. und R. A. Brown, 1988: Observations of longitudinal roll vortices during arctic cold air outbreaks over open water. *Bound.-Layer Meteor.*, **45**, 177-199.
- Hignett, P., 1991: Observations of the diurnal variation in a cloud-capped marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1474-1482.
- Hobbs, P. V., S. Chang und J.S. Locatelli, 1974: The dimensions and aggregation of ice crystals in natural clouds. *J. Geophys. Res.*, **79**, 2199-2206.
- Henn, D. S. und R. I. Sykes, 1992: Large-eddy simulation of dispersion in the convective boundary layer. *Atmos. Environ.*, **26 A**, 3145-3159.
- Holtlag, A. A. M. und C.-H. Moeng, 1991: Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1690-1698.
- Jensen, E.J., O.B. Toon, L. Pfister und H.B. Selkirk, 1996: Dehydration of the upper troposphere and lower stratosphere by subvisible cirrus clouds near the tropical tropopause. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 825-828.
- Kärcher, B., 1997: Heterogeneous chemistry in aircraft wakes: Constraints for uptake coefficients. *J. Geophys. Res.*, **102**, 19119-19135.
- Kärcher, B., T. Peter, U. M. Biermann und U. Schumann, 1996: The initial composition of jet condensation trails. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3066-3083.
- Kajikawa, M. und A.J. Heymsfield, 1989: Aggregation of ice crystals in cirrus. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3108-3121.
- Kaltenbach, H. J., T. Gerz und U. Schumann, 1994: Large-eddy simulation of homogeneous turbulence and diffusion in stably stratified shear flow. *J. Fluid Mech.*, **280**, 1-40.
- Kanda, M. und M. Hino, 1994: Organized structures in developing turbulent flow within and above a plant canopy, using a large-eddy simulation. *Bound.-Layer Meteor.*, **68**, 237-257.
- Kao, C.-Y. und L. H. Auer, 1990: An iterative solver with convergence-acceleration technique for pressure field in an uneven-spacing grid system. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1551-1556.

- Kelly, R. D., 1984: Horizontal roll and boundary-layer interrelationships observed over lake Michigan. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1816-1826.
- Kessler, E., 1969: *On the distribution and continuity of water substances in atmospheric circulations*. Vol. 32, *Meteorological Monographs*, Amer. Meteor. Soc., 84 Seiten.
- Khanna, S. und J. G. Brasseur, 1997: Analysis of Monin-Obukhov similarity from large-eddy simulation. *J. Fluid Mech.*, **345**, 251-286.
- Khanna, S. und J. G. Brasseur, 1998: Three-dimensional buoyancy- and shear-induced local structure of the atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 710-743.
- Knollenberg, R.G., 1972: Measurements of the growth of the ice budget in a persisting contrail. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1367-1374.
- Kogan, Y. L., M. P. Khairoutdinov, D. K. Lilly, Z. N. Kogan und Q. Liu, 1995: Modeling stratocumulus cloud layers in a large-eddy simulation model with explicit microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2923-2940.
- Kolmogorov, A. N., 1941a: Local structure of turbulence in an incompressible fluid at very high Reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, **30**, 299-303. (Reprinted in: *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, **434**, 9-13, 1991.)
- Kolmogorov, A. N., 1941b: Energy dissipation in locally isotropic turbulence. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, **32**, 19-21. (Reprinted in: *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, **434**, 15-17, 1991.)
- Kosovic, B., 1997: Subgrid-scale modelling for the large-eddy simulation of high-Reynolds-number boundary layers. *J. Fluid Mech.*, **336**, 151-182.
- Krettenauer, K. und U. Schumann, 1992: Numerical simulation of turbulent convection over wavy terrain. *J. Fluid Mech.*, **237**, 261-299.
- Krishnamurti, R., 1975: On cellular cloud patterns. Part I: Mathematical model. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1353-1363.
- Küttner, J. P., 1959: The band structure of the atmosphere. *Tellus*, **11**, 267-294.
- Küttner, J. P., 1971: Cloud bands in the earth's atmosphere: Observations and theory. *Tellus*, **23**, 404-425.

- Kuo, H. C. und W. H. Schubert, 1988: Stability of cloud-topped boundary layers. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 887-916.
- Lamb, R. G., 1978: A numerical simulation of dispersion from an elevated point source in the convective planetary boundary layer. *Atmos. Environ.*, **12**, 1297-1304.
- Large, W. G., J. C. McWilliams and S. Doney, 1994: Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Rev. Geophys.*, **32**, 363-403.
- Laube, M. und H. Höller, 1988: Cloud physics. *Meteorology*. Vol. 4b, *Physical and Chemical Properties of the Air*, G. Fischer, Hrsg., Springer-Verlag, 1-100.
- LeMone, M. A., 1973: The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1077-1091.
- LeMone, M. A., 1976: Modulation of turbulence energy of longitudinal rolls in an unstable planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1308-1320.
- Lenschow, D. H., J. C. Wyngaard und W. T. Pennel, 1980: Mean field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1313-1326.
- Leonard, A., 1974: Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. *Adv. Geophys.*, **18 A**, 237-248.
- Lewellen, D.C. und W.-S. Lewellen, 1996: Large-eddy simulations of the vortex-pair breakup in aircraft wakes. *AIAA J.*, **34**, 2337-2345.
- Lewellen, D.C. und W.-S. Lewellen, 1998: Large-eddy boundary layer entrainment. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2645-2665.
- Lilly, D. K., 1966: On the instability of Ekman boundary layer flow. *J. Atmos. Sci.*, **23**, 481-494.
- Lilly, D.K., 1967: The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. *Proceedings of the tenth IBM scientific computing symposium on environmental sciences*, Thomas J. Watson Res. Center, Yorktown Heights, N. Y., 195-210.
- Lilly, D. K., 1968: Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **94**, 292-309.

- Lilly, D.K., 1983: Stratified turbulence and mesoscale variability of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 749-761.
- Lilly, D.K., 1988: Cirrus outflow dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1594-1605.
- Lin, C.-L., J. C. McWilliams, C.-H. Moeng and P. P. Sullivan, 1996: Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary boundary layer flow. *Phys. Fluid*, **8 (10)**, 2626-2639.
- Liou, K.N., S. C. Ou und G. Koenig, 1990: An investigation of the climatic effect of contrail cirrus. *Air-Traffic and the Environment*, U. Schumann, Hrsg., Springer-Verlag, 154-169.
- Lock, A. P. und M. K. MacVean, 1997: The parameterization of entrainment driven by surface heating and cloud-top cooling. *Quart. J. Meteor. Roy. Soc.*, zur Veröffentlichung eingereicht.
- Lorenz, E. N., 1963: Deterministic nonperiodic flow. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 130-141.
- Lüpkes, C., 1991: *Untersuchungen zur Parameterisierung von Koagulationsprozessen niederschlagsbildender Tropfen*. Verlag Dr. Kovac, 156 Seiten.
- Lüpkes, C., K. D. Beheng und G. Doms, 1989: A parameterization scheme for simulating collision/coalescence of water drops. *Contr. Atmos. Phys.*, **62**, 289-306.
- Lumley, J. C. und H. A. Panofsky, 1964: *Structure of atmospheric turbulence*. Interscience Publ., 239 Seiten.
- MacVean, M. K. und P. J. Mason, 1990: Cloud-top entrainment instability through small scale mixing and its parameterization in numerical models. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1012-1030.
- Malkus, W. V. R., 1964: Boussinesq equations and convection energetics. *W.H.O.I. Geophysical fluid dynamic notes*.
- Mason, P. J., 1985: A numerical study of cloud streets in the planetary boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **32**, 281-304.
- Mason, P. J., 1989: Large-eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1492-1516.

- Mason, P. J., 1994: Large-eddy simulation: A critical review of the technique. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1-26.
- Mason, P. J. und A. R. Brown, 1994: The sensitivity of large-eddy simulations of turbulent shear flow to subgrid models. *Bound.-Layer Meteor.*, **70**, 133-150.
- Mason, P. J. und N. S. Callen, 1986: On the magnitude of the subgrid-scale eddy coefficient in large-eddy simulations of turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.*, **162**, 439-462.
- Mason, P. J. und S. H. Derbyshire, 1990: Large-eddy simulation of the stably-stratified atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **53**, 117-162.
- Mason, P. J. und R. I. Sykes, 1982: A two-dimensional numerical study of horizontal roll vortices in an inversion capped planetary boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 801-823.
- Mason P. J. und D. J. Thomson, 1992: Stochastic backscatter in large-eddy simulations of boundary layers. *J. Fluid. Mech.*, **239**, 51-78.
- McComb, W. D., 1990: *The physics of fluid turbulence*. Clarendon Press, 579 Seiten.
- McWilliams, J. C., P. P. Sullivan und C.-H. Moeng, 1997: Langmuir turbulence in the ocean. *J. Fluid Mech.*, **334**, 1-30.
- Mesinger, F. und A. Arakawa, 1976: *Numerical methods used in atmospheric models*. GARP Publ. Series No. 17, Vol. I, 64 Seiten.
- Métais, O. und M. Lesieur, 1992: Spectral large-eddy simulation of isotropic and stably stratified turbulence. *J. Fluid Mech.*, **239**, 157-194.
- Minnis, P. und E. F. Harrison, 1984: Diurnal variability of regional cloud and clear-sky radiative parameters derived from GOES data. Part I: Analysis method. *J. Climate Appl. Meteor.*, **23**, 993-1011.
- Mitchell, D.L., 1988: Evolution of snow size spectra in cyclonic storms. Part I: Snow growth by vapor deposition and aggregation. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3431-3451.
- Mitchell, D.L., 1991: Evolution of snow size spectra in cyclonic storms. Part II: Deviations from the exponential form. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1885-1899.

- Mitchell, D.L., 1994: A model predicting the evolution of ice particle size-spectra and radiative properties of cirrus clouds. Part I: Microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 797-816.
- Miura, Y., 1986: Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 26-39.
- Moeng, C.-H., 1986: Large-eddy simulation of a stratus-topped boundary layer. Part I: Structure und budgets. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2886-2900.
- Moeng, C.-H., 1998: Overview and status of PBL large-eddy simulation research. *Clear and cloudy boundary layers*, A. A. M. Holtslag und P. G. Duynkerke, Hrsg., Elsevier. Im Druck.
- Moeng, C.-H. und A. Arakawa, 1980: A numerical study of a marine subtropical stratus cloud layer and its stability. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2661-2676.
- Moeng, C.-H. und D. A. Randall, 1984: Problems in simulating the stratocumulus-topped boundary layer with a third-order closure model. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1588-1600.
- Moeng, C.-H. und P. P. Sullivan, 1994: A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 999-1022.
- Moeng, C.-H. und J. C. Wyngaard, 1984: Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3161-3169.
- Moeng, C.-H. und J. C. Wyngaard, 1986: An analysis of closures for pressure-scalar covariances in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2499-2513.
- Moeng, C.-H. und J. C. Wyngaard, 1988: Spectral analysis of large-eddy simulations in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3573-3587.
- Moeng, C.-H. und J. C. Wyngaard, 1989: Evaluation of turbulent transport and dissipation closures in second-order modeling. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2311- 2330.
- Moeng, C.-H., D. H. Lenschow und D. A. Randall, 1995: Numerical investigations of the roles of radiative and evaporative feedbacks in stratocumulus entrainment and breakup. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2869-2883.
- Moeng, C.-H., S. Shen und D. A. Randall, 1992: Physical processes within the nocturnal stratus-topped boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2384-2401.

Moeng, C.-H., P. P. Sullivan und B. Stevens, 1997: An entrainment formula for buoyancy driven cloud-topped PBLs. *J. Atmos. Sci.*, zur Veröffentlichung eingereicht.

Moeng, C.-H., W. R. Cotton, C. S. Bretherton, A. Chlond, M. Khairoutdinov, S. Krueger, D. Lewellen, M. MacVean, M. K. Pasquier, J. R. M. Rand, P. Siebesma, B. Stevens und I. Sykes, 1996: Simulation of a stratocumulus-topped planetary boundary layer: Intercomparisons among different numerical codes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 261-278.

Monin, A.S. und A.M. Yaglom 1971: *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*. MIT Press, 769 Seiten.

Müller, G. und A. Chlond, 1996: Three-dimensional numerical study of cell-broadening during cold-air outbreaks. *Bound.-Layer Meteor.*, **81**, 289-323.

Muschinsky, A., 1996: A similarity theory of locally homogeneous and isotropic turbulence generated by a Smagorinsky-type LES. *J. Fluid Mech.*, **325**, 239-260.

Nicholls, S., 1984: The dynamics of stratocumulus: Aircraft observations and comparison with a mixed layer model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **110**, 783-820.

Nicholls, S. und J. Leighton, 1986: An observational study of the structure of stratiform cloud sheets. Part I: Structure. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 431-460.

Nicholls, S. und J. B. Turton, 1986: An observational study of the structure of stratiform cloud sheets. Part II: Entrainment. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 461-480.

Nieuwstadt, F. T. M., P. J. Mason, C.-H. Moeng and U. Schumann, 1993: Large-eddy simulation of the convective boundary layer: A comparison of four computer codes. *Turbulent shear flows*. Vol 8, F. Durst, R. Friedrich, B. E. Launder, F. W. Schmidt, U. Schumann und J. H. Whitelaw, Hrsg., Springer, 343-367.

Oliver, D. A., W. S. Lewellen und G. G. Williamson, 1978: The interaction between turbulent and radiative transport in the development of fog and low-level stratus. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 310-316.

- Paluch, I. R. and D. H. Lenschow, 1991: Stratiform cloud formation in the marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2141-2158.
- Paulson, C. A., 1974: The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J. Appl. Meteor.*, **9**, 857-861.
- Piacsek, S.A. und G.P. Williams, 1970: Conservation properties of convection difference schemes. *J. Comput. Phys.*, **6**, 392-405.
- Piomelli, U., W. H. Cabot, P. Moin und S. Lee, 1991: Subgrid-scale backscatter in turbulent and transitional flows. *Phys. Fluids, A* **3**, 1766-1771.
- Piomelli, U., Y. Yunfang und R. J. Adrian, 1996: Subgrid-scale energy transfer and near-wall turbulence structure. *Phys. Fluids, A* **8**, 215-224.
- Ponater, M., S. Brinkop, R. Sausen und U. Schumann, 1996: Simulating the global atmospheric response to aircraft water vapor emissions and contrails: A first approach using a GCM. *Ann. Geophysicae*, **14**, 941-960.
- Prabhakara, C., D.P. Kratz, J.-M. Yoo, G. Dalu und A. Vernekar, 1993: Optically thin cirrus clouds: Radiative impact on the warm pool. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **49**, 467-483.
- Pruppacher H. R. and J. D. Klett, 1997: *Microphysics of clouds and precipitation*. Kluwer Academic Publishers. 954 Seiten.
- Raasch, S., 1990: Numerical simulation of the development of the convective boundary layer during a cold air outbreak. *Bound.-Layer Meteor.*, **52**, 349-375.
- Randall, D. A., 1980: Conditional instability of the first kind upside down. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 125-130.
- Randall, D. A., 1984: Buoyant production and consumption of turbulent kinetic energy in cloud-topped mixed layers. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 402-413.
- Rao, G.-S. und E. M. Agee, 1996: Large-Eddy simulation of turbulent flow in a marine convective boundary layer with snow. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 86-100.
- Reynolds, W. C., 1990: The potential and limitations of direct and large eddy simulations. *Whither turbulence? Turbulence at the cross roads*, J. L. Lumley, Hrsg., Springer, 313-343.

Roach, W. T., (1976): On the effect of radiative heat exchange on the growth by condensation of a cloud or fog droplet. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **102**, 361-372.

Roache, P. J., 1972: *Computational fluid mechanics*. Hermosa Publisher, 446 Seiten.

Rogers, D. P., 1989: The marine boundary layer in the vicinity of an ocean front. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2044-2062.

Rogers, D. P. und D. Koracin, 1992: Radiative transfer and turbulence in the cloud topped marine atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1473-1486.

Rogers, D. K. und M. K. Yau, 1989: *A short course in cloud physics*. Pergamon Press. 293 Seiten.

Roode, S. R. de und P. G. Duynkerke, 1997: Observed Lagrangian transition of stratocumulus into cumulus during ASTEX: Mean state and turbulence structure. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2157-2173.

Rotta, J. C., 1972: *Turbulente Strömungen*. Teubner Press, Stuttgart, 267 Seiten.

Sassen, K., 1991: Aircraft produced ice particles in a highly supercooled altocumulus cloud. *J. Appl. Meteor.*, **30**, 765-775.

Sassen, K., M. Griffin und G.C. Dodd, 1989: Optical scattering and microphysical properties of subvisual cirrus clouds and climatic implications. *J. Appl. Meteor.*, **28**, 91-98.

Schaller, E. und H. Kraus, 1981a: The role of radiation in an inversion capped planetary boundary layer. Part I: The need for a detailed consideration of radiative processes. *Bound.-Layer Meteor.*, **20**, 485-495.

Schaller, E. und H. Kraus, 1981b: The role of radiation in an inversion capped planetary boundary layer. Part II: The internally interactive radiative-convective model. *Bound.-Layer Meteor.*, **20**, 497-518.

Schemm, C. E. und F. B. Lipps, 1976: Some results from a simplified three-dimensional numerical model of atmospheric turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1021-1041.

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**, 20,965-20,974.

Schmidt, H. und U. Schumann, 1989: Coherent structure of the convective boundary layer deduced from large-eddy simulation. *J. Fluid Mech.*, **200**, 511-562.

Schubert, W. H., 1976: Experiments with Lilly's cloud-topped mixed layer model. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 436-446.

Schubert, W. H., J. S. Wakefield, E. J. Steiner und S. K. Cox, 1979a: Marine stratocumulus convection. Part I: Governing equations and horizontally homogeneous solutions. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1286-1307.

Schubert, W. H., J. S. Wakefield, E. J. Steiner und S. K. Cox, 1979b: Marine stratocumulus convection. Part II: Horizontally inhomogeneous solutions. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1308-1324.

Schumann, U., 1975: Subgrid-scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli. *J. Comput. Phys.*, **18**, 376-404.

Schumann, U., 1989: Large-eddy simulation of turbulent diffusion with chemical reactions in the convective boundary layer. *Atmos. Environ.*, **23**, 1713-1727.

Schumann, U., 1991: Subgrid length-scales for large-eddy simulation of stratified turbulence. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, **2**, 279-290.

Schumann, U., 1994: On the effect of emissions from aircraft engines on the state of the atmosphere. *Ann. Geophysicae*, **12**, 365-384.

Schumann, U., 1995: Stochastic backscatter of turbulence energy and scalar variance by random subgrid-scale fluxes. *Proc. Roy. Soc. London, A* **451**, 293-318.

Schumann, U., 1996: On conditions for contrail formation from aircraft exhausts. *Meteor. Zeitschrift, N.F.* **5**, 4-23.

Schumann, U. und T. Gerz, 1995: Turbulent mixing in stably stratified shear flows. *J. Appl. Meteor.*, **34**, 33-48.

- Schumann, U. und C.-H. Moeng, 1991a: Plume fluxes in clear and cloudy convective boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1746-1757.
- Schumann, U. und C.-H. Moeng, 1991b: Plume budgets in clear and cloudy convective boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1758-1770.
- Schumann, U. und P. Wendling, 1990: Determination of contrails from satellite data and observational results. *Air-Traffic and the Environment*, U. Schumann, Hrsg., Springer-Verlag, 138-153.
- Schumann, U., G. Grötzbach und K. Kleiser, 1980: Direct numerical simulation of turbulence. *Prediction methods for turbulent flows*, W. Kollmann, Hrsg., Hemisphere Publ. Corp..
- Schumann, U., T. Hauf, H. Höller, H. Schmidt und H. Volkert, 1987: A mesoscale model for the simulation of turbulence, clouds or flow over mountains: Formulation and validation examples. *Contr. Atmos. Phys.*, **61**, 413-446.
- 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**, 14,147-14,162.
- Schuster, H. G., 1984: *Deterministic chaos: An introduction*. Physik-Verlag, Weinheim, 220 Seiten.
- Scorer, R.S., 1986: *Cloud investigation by satellite*. Ellis Horwood, Chichester, 300 Seiten.
- Scorer, R. S., 1990: *Satellite as microscope*. Ellis Horwood, Chichester, 286 Seiten.
- Shao, Q., D. A. Randall, C.-H. Moeng und R. E. Dickinson, 1997: A method to determine the amounts of cloud-top radiative and evaporative cooling in a stratocumulus-topped boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 2187-2213.
- Shaw, R. H. und U. Schumann, 1992: Large-eddy simulation of turbulent flow above and within a forest. *Bound.-Layer Meteor.*, **61**, 47-64.
- Short, D. A. und J. M. Wallace, 1980: Satellite-inferred morning-to-evening cloudiness changes. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 1160-1169.

- Shy, S. S. und R. E. Breidenthal, 1990: Laboratory experiments on cloud-top entrainment instability. *J. Fluid Mech.*, **214**, 1-15.
- Siebesma, A. P. und A. A. M. Holtslag, 1996: Model impacts of entrainment and detrainment rates in shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2354-2364.
- Skrotzki, B., 1997: Der Einfluß der nichtaufgelösten Turbulenz auf eine Grobstruktursimulation der Entwicklung der stratocumulusbedeckten Grenzschicht. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 74 Seiten.
- Skyllingstad, E. D. und D. W. Denbo, 1995: An ocean large-eddy simulation of Langmuir circulations and convection in the surface mixed layer. *J. Geophys. Res.*, **100**, 8501-8522.
- Slingo, A., 1991: Sensitivity of the earth's radiation budget to changes in low clouds. *Nature*, **343**, 49-51.
- Slingo, A., S. Nicholls and J. Schmetz, 1982: Aircraft observations of marine stratocumulus during JASIN. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 833-856.
- Smagorinsky, J., 1963: General circulation experiments with the primitive equations. Part I: The basic experiment. *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 99-164.
- Sommerfeld, A., 1977: *Vorlesungen über theoretische Physik*. Bb. V. *Thermodynamik und Statistik*. Harry Deutsch Verlag, 338 Seiten.
- Sommeria, G., 1976: Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 216-241.
- Sommeria, G. und J. W. Deardorff, 1977: Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 344-355.
- Speziale, C. G., 1985: Galilean invariance of subgrid-scale stress models in the large-eddy simulation of turbulence. *J. Fluid Mech.*, **156**, 55-62.
- Stage, S. A. und J. A. Businger, 1981a: A model for entrainment into a cloud-topped marine boundary layer. Part I: Model description and application to a cold-air outbreak episode. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2213-2229.
- Stage, S. A. und J. A. Businger, 1981b: A model for entrainment into a cloud-topped marine boundary layer. Part II: Discussion of model behaviour and comparison with other models. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2230-2242.

- Starr, D.O'C. und S.K. Cox, 1985: Cirrus clouds. Part I: A cirrus cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2663-2681.
- Stephens, G. L., 1978: Radiation profiles in extended water clouds. Part II: Parameterization schemes. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2123-2132.
- Stephens, G. L., 1983: The influence of radiative transfer on the mass and heat budgets of ice crystals falling in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1729-1739.
- Stephens, G.L. und P.J. Webster, 1981: Clouds and climate: Sensitivity of simple systems. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 235-247.
- Stephens, G.L., S.-C. Tsay, P.W. Stackhouse und P.J. Flatau, 1990: The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climate feedback. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1742-1753.
- Stevens, B., W. R. Cotton, G. Feingold und C.-H. Moeng, 1997: Large-eddy simulation of strongly precipitating, shallow, stratocumulus-topped boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, zur Veröffentlichung eingereicht.
- Stevens, B., G. Feingold, W. R. Cotton and R. L. Walko, 1996: Elements of the microphysical structure of numerically simulated nonprecipitating stratocumulus. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 979-1006.
- Strauss, B., 1994: Über den Einfluß natürlicher und anthropogener Eiswolken auf das regionale Klima - mit besonderer Berücksichtigung des mikro-physikalischen Einflusses. Dissertation, Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians Universität München, DLR-FB 94-23, 96 Seiten.
- Stull, R. B., 1988: *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publishers. 666 Seiten.
- Sullivan, P. P., J. McWilliams und C.-H. Moeng, 1994: A subgrid-scale model for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows. *Bound.-Layer Meteor.*, **71**, 247-276.
- Sykes, R. I., W. S. Lewellen und D.S. Henn, 1988: A numerical study of the development of cloud street spacing. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2556-2569.
- Sykes, R. I., W. S. Lewellen und D.S. Henn, 1990: Numerical simulation of the boundary layer eddy structure during the cold-air outbreak of GALE IOP2. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 363-374.

Tatang, M. A., W. Pan, R. G. Prinn und G. J. MacRae, 1997: An efficient method for parametric uncertainty analysis of numerical geophysical models. *J. Geophys. Res.*, **102**, 21925-21932.

Tripoli, G.J. und W.R. Cotton, 1981: The use of ice-liquid water potential-temperature as a thermodynamic variable in deep atmospheric models. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1094-1102.

Turton, J. D. und S. Nicholls, 1987: A study of the diurnal variation of stratocumulus using a multiple mixed layer model. *Quart. J. Meteor. Roy. Soc.*, **113**, 969-1009.

Walter, B. A., 1980: Wintertime observations of roll clouds over the Bering Sea. *Mon Wea. Rev.*, **108**, 2024-2031.

Walter, B. A. und J. E. Overland, 1984: Observations of longitudinal rolls in a near neutral atmosphere. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 200-208.

Wang, Q. und B. A. Albrecht, 1994: Observations of cloud-top entrainment in marine stratocumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1530-1547.

Wang, S. und Q. Wang, 1994: Roles of drizzle in a one-dimensional third-order closure model of nocturnal stratus-topped marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 4022-4043.

Wang, D., W. G. Large and J. C. McWilliams, 1996: Large-eddy simulation of the equatorial ocean boundary layer: Diurnal cycling, eddy viscosity, and horizontal rotation. *J. Geophys. Res.*, **101**, 3649-3662.

Warren, S. C., C. J. Hahn, J. London, R. M. Chervin und R. L. Jenne, 1986: Global distribution of cloud cover and cloud type amount over sea. NCAR Technical Notes, NCAR/TN -273+STR, NCAR, Boulder, CO., 234 Seiten.

Webb, E. K., 1982: Profile relationships in the superadiabatic surface layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 661-668.

Weil, J. C., P.P. Sullivan and C.-H. Moeng, 1997: Lagrangian modeling of dispersion in the convective boundary layer using LES velocity fields. *12th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, Vancouver, Canada, 108-109.

Wendling, P., R. Büll, M. Kästner, H. Mannstein, R. Meyer, F. Schröder und B. Strauss, 1997: Bestimmung klimarelevanter Eigenschaften von Kondensstreifen aus Satellitenmessungen. Abschlußbericht zum Forschungsprojekt AP 1311 des Forschungsverbundes "Schadstoffe in der Luftfahrt", DLR, 77 Seiten.

Wilczak, J. und J. Tillman, 1980: The three-dimensional structure of convection in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2424-2443.

Wilhelmson, R. B. und J. H. Erickson, 1977: Direct solutions for Poisson's equation in three dimensions. *J. Comp. Phys.*, **25**, 319-331.

Williams, G. P., 1969: Numerical integration of the three-dimensional Navier-Stokes equations for incompressible flows. *J. Fluid Mech.*, **37**, 727-750.

Wilmer, K., 1993: Numerische Untersuchungen mit einem Grobstruktur-simulationsmodell zum Stabilitätsverhalten von Stratocumuluswolken. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 73 Seiten.

Wippermann F., D. Etling, H. J. Kirstein, 1978: On the instability of a planetary boundary layer with Rossby-number similarity. Part II: The combined effect of inflection point instability and convective instability. *Bound.-Layer Meteor.*, **15**, 301-321.

Wolkau, A., 1996: Der Einfluß von Niederschlägen auf Stratocumulusbewölkung: Eine Modellstudie. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 132 Seiten.

Wyngaard, J. C., 1983: Lectures on the planetary boundary layer. *Mesoscale meteorology- theories - observations and models*, D. K. Lilly und T. Gal-Chen, Hrsg., D. Reidel, 603-650.

Wyngaard, J. C. und R. A. Brost, 1984: Top-down and bottom-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 102-112.

Wyngaard, J. C. und C.-H. Moeng, 1992: Parameterizing turbulent diffusion through the joint probability density. *Bound.-Layer Meteor.*, **60**, 1-13.

Wyngaard, J. C., L. J. Peltier und S. Khanna, 1998: LES in the surface layer: Scalar fluxes, scaling, and SGS modeling. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1733-1754.

Young, J. A., 1968: Comparative properties of some differencing schemes for linear and nonlinear oscillations. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 357-364.

Young, K.C., 1974: A numerical solution of wintertime, orographic precipitation: Part I. Description of model microphysics and numerical techniques. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1735-1748.

van Zanten, M. C., P. G. Duynkerke und J. W. M. Cuijpers, 1997: Entrainment in convective boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, zur Veröffentlichung angenommen.