
**Untersuchung der Evolution von
Konvektionsstrukturen bei Kaltluftausbrüchen mit
Hilfe eines parallelisierten Grobstrukturmodells**

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaft
Dr. rer. nat.
genehmigte Dissertation
von
Dipl.-Met. Michael Schröter
geboren am 01.06.1971 in Fulda

Hannover 2003

Referent: Prof. Dr. Dieter Etling
Korreferent: Prof. Dr. Günter Groß
Tag der Promotion: 4. Juli 2002

Zusammenfassung

Bei sogenannten Kaltluftausbrüchen strömt sehr kalte Luft vom Kontinent bzw. einer Meeresfläche über offenes Wasser des Ozeans und wird dort von unten her durch das vergleichsweise warme Wasser kräftig erwärmt. Es entstehen Konvektion und im weiteren Verlauf Wolken, die sich in typischen Mustern anordnen, anfänglich in Form von Wolkenstraßen entlang der mittleren Windrichtung, später in Form von hexagonalen Zellen. Die zugehörige rollenförmige bzw. zellenförmige Strömung zeichnet sich durch sehr große Aspektverhältnisse von bis zu 1:30 aus, die so im Labor nicht beobachtet werden (dort typischerweise 1:3). Unter Aspektverhältnis versteht man dabei das Verhältnis von Höhe zu Durchmesser einer Zelle. Bei einer Höhe von z. B. 2 km können die Zellen also Durchmesser von 60 km erreichen und sind somit sehr gut auf Satellitenbildern identifizierbar.

Kaltluftausbrüche werden seit einiger Zeit zunehmend mittels numerischer Strömungssimulation untersucht. Entsprechende Simulationen ergaben als notwendige Voraussetzung für große Aspektverhältnisse die Freisetzung von Kondensationswärme in den Wolken. Allerdings waren diese Simulationen bisher deutlich eingeschränkt bezüglich der verwendeten Modellgebietsgröße bzw. der Modellauflösung. Bedingt durch die begrenzten Computerkapazitäten waren die Modellgebiete entweder zu klein, um eine ungestörte Entwicklung zu großen Zellen hin zu erlauben, oder die verwendeten horizontalen Gitterweiten waren so groß (bis zu 2 km), dass wesentliche Turbulenzstrukturen der Strömung nicht simuliert werden konnten. Es war somit nicht klärbar, ob Wechselwirkungen zwischen der kleinräumigen Turbulenz und den großen Zellen letztere beeinflussen.

Heute verfügbare Massivparallelrechner erlauben dagegen prinzipiell Simulationen für sehr große Modellgebiete bei gleichzeitig sehr feiner Gitterauflösung. Ziel dieser Arbeit war daher die Anwendung eines sogenannten Grobstruktursimulationsmodells (Large-Eddy Simulation, LES), welches für den Einsatz auf Massivparallelrechnern optimiert ist, auf die Situation von Kaltluftausbrüchen, um damit diejenigen Faktoren eindeutig bestimmen zu können, die bei Kaltluftausbrüchen für die großen Aspektverhältnisse verantwortlich sind.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten die Unsicherheiten jüngerer Studien beseitigt werden. Damit gelang der Nachweis, dass große Aspektverhältnisse tatsächlich die Freisetzung von Kondensationswärme in den Wolken zur Voraussetzung haben. Im Vergleich zu früheren Simulationen konnte außerdem gezeigt werden, dass die Zellenstrukturen im Strömungsfeld sehr wohl auftreten, jedoch nur sehr undeutlich ausgeprägt sind. Ein weiteres, sehr überraschendes Ergebnis der Simulationen ist der Nachweis, dass die bislang in der Literatur beschriebenen numerisch simulierten Rollenstrukturen offenbar ausschließlich durch ungenügende Modellauflösung oder ungeeignete Turbulenzparametrisierungen bedingt gewesen sind. Als Grund für das Ausbleiben der Entwicklung von Konvektionsrollen in früheren Studien und in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurde die Nichtberücksichtigung der scherungsverstärkenden Wirkung von im Raum geneigten Grenzschichtinversionen identifiziert.

Schlagsworte: Kaltluftausbrüche, Organisierte Konvektion, Large-Eddy Simulation

Abstract

During so called cold-air outbreaks cold and stable stratified air-masses are advected across relatively warm surfaces. The heating from below causes the development of a convective boundary layer in which a typical sequence of convection pattern can be observed: As soon as the cold air hits the warm surface, roll-like secondary flow pattern develop, appearing in satellite images as so called cloud-streets. Further downstream the roll pattern gradually changes to hexagonal cellular convection pattern. While in classical laboratory experiments of Rayleigh-Bénard convection the aspect ratios of the convection patterns are about 1:3, values up to 1:30 are typically observed during cold-air outbreaks. The aspect ratio is defined as the ratio between the wavelength or diameter of the pattern to their height. With boundary layer heights of 2 km diameters of the convection pattern of about 60 km and more could be observed.

Within the last two decades the phenomenon of cold-air outbreaks was increasingly studied using three-dimensional numerical models. These simulations suggested that adiabatic heat sources like latent heat release due to condensation are a condition precedent to observe large aspect ratios. Unfortunately, these simulations could not be carried out satisfactorily so far due to insufficient computer resources. To study the evolution of convective structures during cold-air outbreak situations the computational domains have to be large enough to contain the large cellular pattern, and they must have a spatial resolution fine enough in order to resolve smaller scales (single up- and downdrafts). Hence, the results of previous studies are afflicted with different uncertainties: Either the model domain was too small in order to allow a undisturbed cell growth or a too coarse resolution (up to about 2 km) had to be used in order to be able to cover larger areas. Consequently it was impossible to decide whether interactions between smaller and larger scales may affect the cell structure.

For the first time today's massively parallel computers provide the possibility to perform simulations using large model domains and a fine grid-spacing simultaneously. Hence, the aim of this study was to apply a large-eddy simulation model (LES) that is specially designed for the use on massively parallel computers to cold-air outbreak situations to identify the physical processes which lead to the large aspect ratios observed during cold-air outbreak situations.

This study removed the uncertainties of the earlier studies. Actually, strong evidence is given that diabatic heat sources are responsible for the existence of large aspect ratios. In contrast to earlier simulations it could be shown that cellular pattern also occur in the dynamic field variables. A further result of this study is that the numerically simulated roll-like structures described so far in the literature were obviously due to a insufficient model resolution or unsuitable sub-grid parameterization. As a possible reason that convection rolls failed to appear in earlier simulations and in the simulations performed here, the non-consideration of the shear-increasing impact of spatially inclined boundary layer inversions was detected.

Keywords: Cold-Air Outbreaks, Organized Convection, Large-Eddy Simulation

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Phänomenologie eines typischen Kaltluftausbruchs	1
1.2	Stand der Forschung	4
1.3	Ziele, Fragestellungen und Struktur der Arbeit	12
2	Das parallelisierte Large-Eddy Modell PALM	15
2.1	Numerische Simulation turbulenter Strömungen	15
2.2	Modellbeschreibung	19
2.2.1	Das Grundgleichungssystem	19
2.2.2	Filterung der Modellgleichungen	22
2.2.3	Das Subskalen-Modell	28
2.2.4	Das wolkenphysikalische Modell	29
2.2.5	Diskretisierung und numerische Lösungsverfahren	32
2.2.6	Rand- und Anfangsbedingungen	34
2.2.7	Parallelisierung	36
2.3	Hinweise zur Notation	39
2.4	Validierung des wolkenphysikalischen Moduls	40
3	Studien zum Phänomen der Rollenkonvektion	44
3.1	Ziel der Untersuchungen	44
3.2	Fallstudie zur Rollenkonvektion – ARKTIS 1988	44
3.2.1	Definition des Anfangszustands und Simulationsablauf	44
3.2.2	Entwicklung der konvektiven Grenzschicht	46
3.2.3	Struktur der Grenzschichtströmung	51
3.3	Simulation eines Kaltluftausbruchs während der ARTIST-Messkampagne	67
3.3.1	Beschreibung der synoptischen Situation und Spezifikation der Modellrechnung	68
3.3.2	Entwicklung der Grenzschichtströmung	73
3.4	Zusammenfassung und denkbare Folgeuntersuchungen	80
4	Studien zur Zellenkonvektion	81
4.1	Einleitende Bemerkungen – Ziele – Vorgehensweise	81
4.2	Simulation des Kaltluftausbruchs vom 8. März 1991	82
4.2.1	Entwicklung der mittleren Grenzschichtströmung	83

4.2.2	Struktur der Grenzschichtströmung – Analyse der Sekundärzirkulation	86
4.2.3	Untersuchungen zum Einfluss nichtadiabatischer Prozesse auf die Entwicklung mesoskaliger Konvektionszellen	99
4.3	Mechanismen des Zellenwachstums	102
5	Schlussbemerkungen und Ausblick	105
	Literaturverzeichnis	107
	Symbolverzeichnis	115
	Danksagung	118
	Lebenslauf	119

1 Einleitung

1.1 Phänomenologie eines typischen Kaltluftausbruchs

Das Ausfließen kalter, trockener und meist stabil geschichteter Luftmassen von Land- oder Eisflächen auf relativ wärmere Oberflächen wird allgemein als Kaltluftausbruch (engl. *cold air outbreak*, *CAOB*) bezeichnet. Kaltluftausbrüche können im großen Maßstab bevorzugt in den Winter- und Frühjahrsmonaten östlich des amerikanischen und asiatischen Kontinents beobachtet werden, wenn ostwärts wandernde Zyklonen auf ihrer Rückseite kontinentale Luftmassen über die eisfreien Wasserflächen führen. Der Temperaturunterschied zwischen der Wasseroberfläche und der darüber hinweg strömenden Luft, $\Delta T = 20 \text{ K}$ sind keine Seltenheit, führt zu großen fühlbaren Wärmeströmen. Da die Luft in der Regel sehr trocken ist, nimmt auch der latente Wärmestrom ähnliche Größenordnungen wie der fühlbare an. Diese Wärmeströme bedingen die Entwicklung einer konvektiven Grenzschicht, deren Mächtigkeit mit zunehmendem Abstand von der Küste oder dem Eisrand stetig zunimmt. Die Grenzschichtströmung organisiert sich dabei häufig in geordneten Strukturen, die eine typische Abfolge aufweisen. Diese Strukturen sind meist in eindrucksvoller Weise auf Satellitenbildern an Hand der mit den Strukturen verbundenen Wolkenbildung zu erkennen (siehe Abb. 1.1). Anfänglich, nach Überströmen des Eisrandes oder der Küste, ist die Strömung üblicherweise als helikale Zirkulation in Form von longitudinalen Rollen organisiert. Dabei sind die Rollachsen nahezu parallel zur mittleren Windrichtung ausgerichtet (Brown, 1980; Etling und Brown, 1993). Bei günstiger Lage des Kondensationsniveaus können in den Satellitenbildern als augenfälligstes Merkmal der meist auch als Grenzschichtrollen bezeichneten Zirkulation die sogenannten Wolkenstraßen beobachtet werden. Dabei ordnen sich die Wolken, die sich in den aufsteigenden Ästen der Rollenzirkulation bilden, in Form langgestreckter Bänder an. Der Raum über den absteigenden Ästen ist dagegen meist wolkenfrei (Abb. 1.2). Das Verhältnis aus dem Abstand zweier Rollen und deren vertikaler Erstreckung definiert das Aspektverhältnis der Rollen. Anfänglich beträgt das Aspektverhältnis in Küstennähe typischerweise 1 bis 3 und steigt allmählich auf Werte von 6 bis 8 an (z. B. Küttner, 1959, 1971; LeMone, 1973; Walter, 1980). In einigen wenigen Fällen wurden sogar Aspektverhältnisse bis zu 15 beobachtet (z. B. LeMone und Meitin, 1984). Die vertikale Erstreckung der Grenzschichtrollen entspricht dabei etwa der vertikalen Mächtigkeit der Grenzschicht und variiert somit zwischen 1 km und 3 km. Dementsprechend können die horizontalen Wellenlängen der Rollen bzw. der Wolkenstraßen bis über 20 km anwachsen.

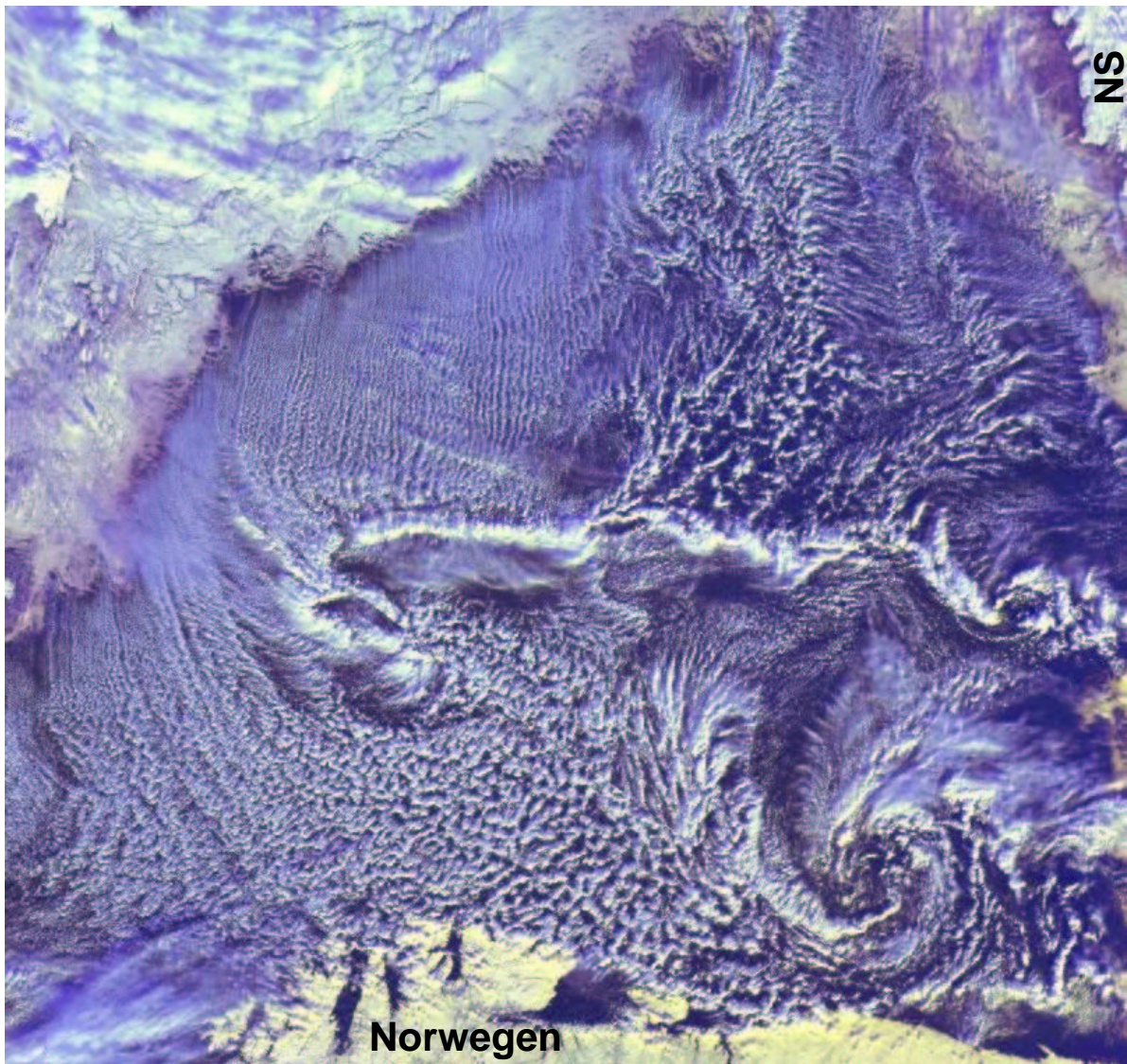


Abbildung 1.1: Kaltluftausbruch mit den typischen Wolkenformationen über der Barentssee am 14. März 2001 aufgenommen vom polumlaufenden Satelliten NOAA. Am unteren Bildrand befindet sich die Küste Nord-Norwegens und der Kola-Halbinsel, rechts oben ragt die russische Insel Nowaja Semlja (NS) ins Bild. Quelle: <http://imkhp2.physik.uni-karlsruhe.de/~muehr/Sat/satssp.htm>.

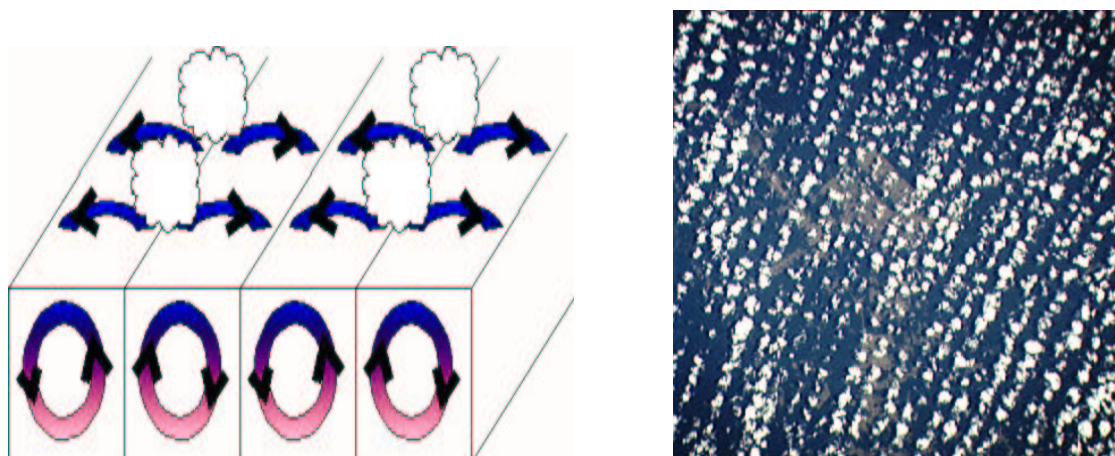


Abbildung 1.2: Wolkenstraßen in der atmosphärischen Grenzschicht. Schematische Darstellung zur Bildung von Wolkenstraßen (links) und Satellitenbild von Wolkenstraßen über dem Amazonas-Becken (rechts, Aufnahme aus dem SpaceShuttle Columbia im Juli 1994, Quelle: <http://expert.cc.purdue.edu/~ctong/nasa/msc.html>).

Im weiteren Verlauf der Grenzschichtentwicklung bricht diese Rollenzirkulation auf und geht in eine hexagonale Zellenstruktur über, die in Satellitenbildern oft als wabenförmige Wolkenmuster zu erkennen ist (in Abb. 1.1 vor der Küste Norwegens). Der Übergang vom Rollenregime zum Zellenregime ist meist durch eine starke Abnahme der vertikalen Windscherung am Oberrand der Grenzschicht und durch geringere bodennahe Wärmeströme charakterisiert (Brümmer, 1985). Die Zirkulation, die mit den beobachteten Wolkenmustern in Verbindung steht, wird als mesoskalige Zellularkonvektion (engl. *mesoscale cellular convection*, *MCC*) bezeichnet, wobei bezüglich der Zellstruktur zwischen zwei Typen der MCC unterschieden wird (Hubert, 1966). Bei der offenen MCC herrschen im wolkenfreien Zellenzentrum Absinkbewegungen vor, während in den relativ schmalen, wolkenbedeckten Zellrändern die Luft aufsteigt (Abb. 1.3). Die geschlossenen Zellen unterscheiden sich von den offenen Zellen durch eine komplementäre Zirkulationsrichtung mit aufsteigender Luft im Zellenzentrum und überwiegend Absinkbewegungen in den Zellrändern. Dementsprechend sind die Zellränder wolkenfrei oder durch Wolkenauflösung gekennzeichnet, während im Zellenzentrum geschlossene Bewölkung vorherrscht (Abb. 1.4). Das Aspektverhältnis der Zellen (Zelldurchmesser zu vertikaler Erstreckung) nimmt typische Werte zwischen 10 und 30 an, so dass die Zellen bei einer vertikalen Erstreckung zwischen 2 und 3 km Durchmesser der Größenordnung 10 bis 100 km erreichen können. Die Untersuchungen von Hubert (1966) zeigen, dass sich die bewölkten Regionen mesoskaliger Konvektionszellen aus kleinskaligen Wolkenelementen mit Aspektverhältnissen zwischen 1 und 3 zusammensetzen. Nach Rothermel und Agee (1986) ist dies ein Hinweis darauf, dass der Zellenzirkulation der MCC eine um eine Größenordnung kleinskaligere Zirkulation überlagert ist (vergl. auch Kapitel 4).

Kaltluftausbrüche mit den typischen Organisationsformen der Grenzschichtströmung sind im kleinen Maßstab auch über Landflächen und größeren Seen zu beobachten. Über Land sind die Konvektionsmuster im Vergleich zu Meeresoberflächen aufgrund der grö-

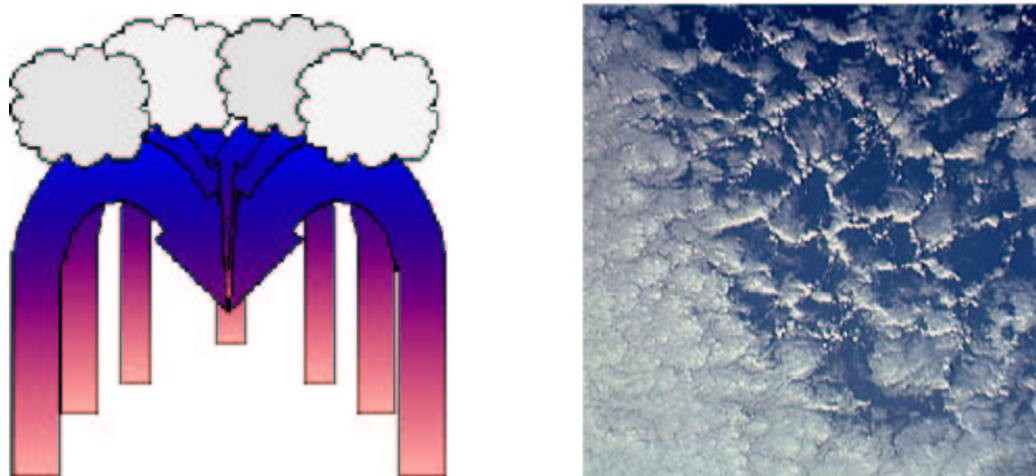


Abbildung 1.3: Offene Zellenkonvektion in der Atmosphäre. Schematische Darstellung zur Entstehung offener Zellenkonvektion (links). Satellitenaufnahme von offenen Konvektionszellen über dem Pazifischen Ozean nahe Hawaii (rechts, Aufnahme aus dem SpaceShuttle Endeavor im Mai 1992, Quelle: <http://expert.cc.purdue.edu/~ctong/nasa/msc.html>).

berer Bodenreibung und des Tagesgangs der solaren Einstrahlung häufig nur schwach ausgeprägt und erreichen auch nicht so große Aspektverhältnisse.

1.2 Stand der Forschung

Diese organisierten Strömungssysteme eines Kaltluftausbruchs tragen in hohem Maße zu den Vertikaltransporten von Impuls, Wärme und Wasserdampf in der atmosphärischen Grenzschicht bei und prägen das Bewegungsbild der Grenzschicht. Besonders Kaltluftausbrüche vom arktischen Eis auf das offene Wasser sind wegen des großen Energieaustausches zwischen Ozean und Atmosphäre und wegen der damit verbundenen Neueisbildung und tiefreichenden Konvektion im Ozean äußerst klimarelevant (Brümmer et al., 1992; Brümmer und Pohlmann, 2000). Die fühlbaren Wärmeströme, die unter den Bedingungen eines Kaltluftausbruchs zu beobachten sind, reichen von 50 W m^{-2} bis zu mehreren 100 W m^{-2} und liegen damit deutlich über dem globalen klimatologisch mittleren Wärmestrom von 20 W m^{-2} sowie über dem über die Fläche aller Ozeane gemittelten Wärmestrom ($\sim 15 \text{ W m}^{-2}$) (Brümmer et al., 1992). Vor diesem Hintergrund wurden in den vergangenen drei Jahrzehnten eine Reihe von Feldexperimenten und theoretischen Untersuchungen durchgeführt. Im einzelnen ging es dabei meist um die Bestimmung der fühlbaren und latenten Wärmeströme, unter anderem im Hinblick auf ihre Parametrisierung in großskaligen Modellen. Ein weiterer Schwerpunkt der Untersuchungen lag auf der Frage nach Bedingungen für das Auftreten und die zeitliche Entwicklung der unterschiedlichen Konvektionsformen. Eine Übersicht zu diesen Untersuchungen ist in den Review-Artikeln von Küttner (1971), Brown (1980) sowie Etling und Brown (1993) zur Rollenkonvektion und von Agee (1984, 1987) zur Zellenkonvektion sowie von Atkinson und Zhang (1996)

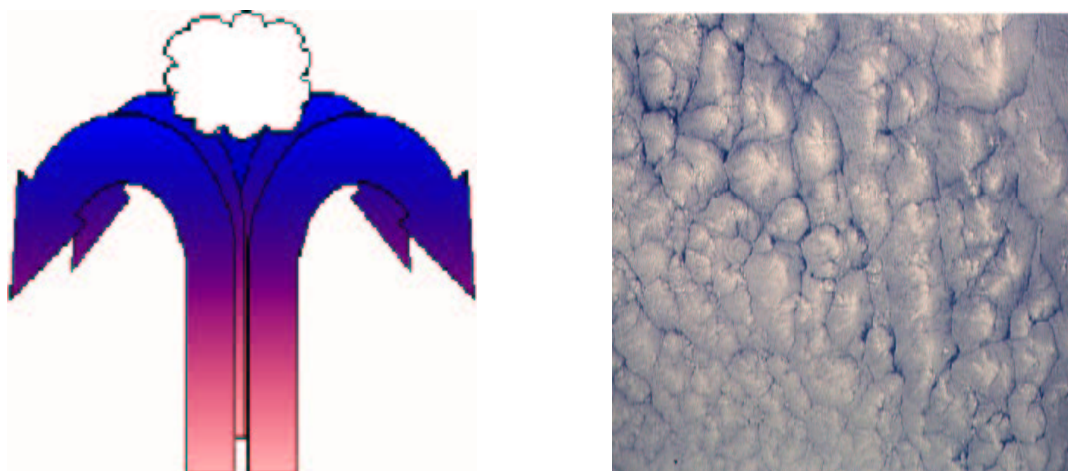


Abbildung 1.4: Geschlossene Zellenkonvektion in der Atmosphäre. Schematische Darstellung zur Entstehung geschlossener Zellenkonvektion (links). Satellitenaufnahme von geschlossenen Konvektionszellen (rechts, Ort und Zeit der Aufnahme unbekannt, Quelle: http://www.etl.noaa.gov/eo/notes/Convection/Pattern_s1.html).

allgemein zu organisierter Konvektion gegeben.

Theoretische Untersuchungen zum Phänomen der Wirbelrollen begannen mit linearen Störungsrechnungen, wobei verschiedene Instabilitätsmechanismen, die zur Entstehung von Wirbelrollen führen, identifiziert werden können. Diese Instabilitätsmechanismen werden in zwei Kategorien eingeteilt: thermische und dynamische Instabilitäten. Zu den dynamischen Instabilitäten gehören die sogenannte parallele Instabilität (Faller, 1963; Lilly, 1966) und die sogenannte Wendepunktinstabilität (Lilly, 1966; Faller und Kaylor, 1966; Etling, 1971; Brown, 1972, 1980). Die parallele Instabilität ist nur in rotierenden Strömungen mit kleinen Reynolds-Zahlen bei neutraler Hintergrundströmung wirksam (z. B. Faller und Kaylor, 1966; Etling, 1971). Die Energie zur Entstehung der Rollen-zirkulation wird der Windkomponente in Hauptströmungsrichtung entnommen. Strömungen in der atmosphärischen Grenzschicht weisen jedoch überwiegend große Reynolds-Zahlen auf (siehe Abschnitt 2.1), so dass dieser Instabilitätsmechanismus zur Bildung von Grenzschichtrollen nur eine untergeordnete Rolle spielt. Dagegen ist die Wendepunktinstabilität unter allen Schichtungsverhältnissen wirksam. Dazu muss das Vertikalprofil der Windkomponente senkrecht zur Rollenachse einen Wendepunkt aufweisen. Dem Grundstrom wird dann kinetische Energie zur Bildung von Rollenenergie entzogen. Die Wendepunktinstabilität zeigt größere Wachstumsraten als die parallele Instabilität und sagt Aspektverhältnisse der Rollen von etwa 3 voraus (parallele Instabilität ≈ 6). Bei der thermischen Instabilität, auch konvektive Instabilität genannt, wird die Energie zur Entstehung und Aufrechterhaltung der Rollen-zirkulation durch Auftriebskräfte bereitgestellt. Dieser Instabilitätsmechanismus zeigt die größten Wachstumsraten aller drei Instabilitätsformen und sagt Aspektverhältnisse von 2 voraus. Da in der Natur Grenzschichtrollen meist unter den leicht bis stark labilen Bedingungen eines Kaltluftausbruchs zu beobachten sind, liegt für einige Autoren der Schluss nahe, dass die thermische Insta-

bilität die einzige Möglichkeit zur Bildung von Grenzschichtrollen ist (z. B. Mason, 1983; Brümmer, 1999). Zudem zeigen Etling und Raasch (1987) mittels numerischer Studien, dass die Wendepunktinstabilität unterdrückt wird, sobald der Wendepunkt in einer Höhe größer als $0.6 z_i$ liegt. Dieser Befund wurde durch die Auswertung von Beobachtungsdaten bestätigt (Müller et al., 1985). Allerdings zeigen die Beobachtungen von LeMone (1973), dass auch eine Kombination aus thermischer Instabilität und Wendepunktinstabilität die Bildung von Grenzschichtrollen fördern kann. Außerdem weist Brümmer (1999) darauf hin, dass die vertikale Windscherung und die Krümmung des Windprofils eine wichtige Rolle für die Entstehung aller Formen von organisierten Strukturen spielen.

Neben der Frage nach den Instabilitätsmechanismen zur Bildung von Grenzschichtrollen (im Folgenden auch kurz als Rollen bezeichnet) haben sich einige Autoren damit befasst, dynamische Kriterien aus Beobachtungsdaten abzuleiten, die erfüllt sein müssen, damit die Entstehung von Rollen eintritt. Weckworth et al. (1997) beobachteten, dass eine minimale Windgeschwindigkeit innerhalb der konvektiven Grenzschicht von 5 m s^{-1} gegeben sein muss, bevor die Bildung von Rollen einsetzen kann. Lidar- (Ferrare et al., 1991), Mast- und Flugzeug-Messungen (Wilczak und Businger, 1983) zeigen jedoch, dass auch Rollen bei geringeren Windgeschwindigkeiten (geringer als $2\text{-}3 \text{ m s}^{-1}$) zu beobachten sind. Miura (1986) beobachtete Rollen, wenn die vertikale Scherung des Horizontalwindes innerhalb der Grenzschicht zwischen 10^{-3} und 10^{-2} s^{-1} betrug. Dreidimensionale Large-Eddy Simulationen zeigen ebenfalls, dass eine zunehmende Scherung zu einer Transformation der dreidimensionalen Zellstrukturen zu zweidimensionalen linearen Strukturen führen kann (Sykes und Henn, 1989), was im Einklang zu theoretischen Untersuchungen von Asai (1970a,b, 1972) steht.

Wie bereits oben angesprochen, gehen einige Autoren davon aus, dass die Bildung von Rollen nur durch die Kombination von thermischen und dynamischen Instabilitätsmechanismen zu erklären ist. Aus diesem Grund nutzte Deardorff (1972) die Monin-Obukhov Stabilitätslänge L als Maß, um die Bedingungen für das Auftreten von Wirbelrollen zu charakterisieren. Ihr absoluter Wert, der innerhalb einer konvektiven Grenzschicht negativ ist, gibt ungefähr die Höhe an, in der Auftriebskräfte über Scherkräfte bei der Produktion von turbulenter kinetischer Energie überwiegen. Im wesentlichen gilt, dass L ein Maß für die konvektive Instabilität ist: je größer (kleiner) L ist, umso geringer (stärker) labil ist die Grenzschicht. Deardorff (1972) zeigt mit einem dreidimensionalen Modell, dass longitudinale Rollen in leicht labil konvektiven Grenzschichten existieren, wenn $0 \geq z_i/L \geq -4.5$ gilt. Hier ist z_i die Höhe der konvektiven Grenzschicht. Grossman (1982) fand in Beobachtungsdaten, dass Rollen in Umgebungen mit $z_i/L \geq -21.4$ auftreten, und LeMone (1973) beobachtete Rollen für $-3 \geq z_i/L \geq -10$. Zu ähnlichen Ergebnisse kamen Sykes und Henn (1989) mit ihren numerischen Untersuchungen. Hier traten Rollen für $z_i/L \geq 9.3$ auf. Allerdings wurden während einzelner Messkampagnen auch Rollen für kleinere Verhältnis von z_i/L beobachtet (Hartmann et al., 1997: $-20 \leq z_i/L \leq -30$, Brümmer, 1999: $z_i/L \approx -230$).

Der Frage nach der Entstehung von Grenzschichtrollen wurde sich auch zunehmend mittels numerischer Simulationen genähert, um so auch nichtlineare Prozesse zu berücksichtigen. Aufgrund der zunächst noch relativ geringen Computerkapazitäten wurden die ersten Untersuchungen hauptsächlich mit Hilfe zweidimensionaler Modelle durchgeführt.

Die Ergebnisse dieser Simulationen identifizieren im Einklang mit den linearen Theorien ebenfalls die Wendepunktinstabilität und die thermische Instabilität als Ursachen für die Rollenentstehung. Allerdings weisen [Etling und Brown \(1993\)](#) in ihrem Review-Artikel darauf hin, dass die diesen Simulationen zugrundeliegenden zweidimensionalen Modelle grundsätzlich die Eigenschaft besitzen, dass thermische Konvektion immer zu rollenähnlichen Strömungsmustern führt. Damit bleibt unklar, ob sich bei entsprechenden dreidimensionalen Rechnungen ebenfalls Grenzschichtrollen entwickeln würden.

Mit der Steigerung der Leistungsfähigkeit der Rechenanlagen Ende der 80er Jahre wurden zunehmend dreidimensionale numerische Studien zur organisierten Grenzschichtkonvektion durchgeführt. Dabei wurden vorwiegend Grobstruktursimulationsmodelle (engl. *Large-Eddy Simulation (LES) models*) eingesetzt. Diese Modelle erlauben mit relativ feiner Gitterauflösung eine detaillierte Simulation von turbulenten Strömungen, wobei alle für den Impuls-, Wärme- und Feuchtetransport relevanten Wirbel aufgelöst werden und nur die kleinen, kurzlebigen, energiearmen Wirbel am kleinskaligen Ende des Inertialbereichs parametrisiert werden (für eine genauere Beschreibung der LES-Technik siehe [Mason \(1994\)](#) sowie Abschnitt 2.1).

Im Unterschied zu den zweidimensionalen numerischen Studien zu dem Phänomen der Grenzschichtrollen herrscht aus Sicht der dreidimensionalen numerischen Simulation ein sehr uneinheitliches Bild bezüglich der erzielten Ergebnisse. Die LES einer neutral geschichteten atmosphärischen Grenzschicht zeigt kein deutliches Signal von Rollen in der simulierten Grenzschichtströmung ([Mason und Thompson, 1987](#)). [Mason und Thompson \(1987\)](#) folgerten daraus, dass eine Wendepunktinstabilität nicht zur Bildung von Rollen in dreidimensionalen turbulenten Strömungen führt. Diese Folgerung steht jedoch im direkten Gegensatz zu den Beobachtungen in der Natur und den Ergebnissen der linearen Störungsrechnung. [Etling und Brown \(1993\)](#) schließen nicht aus, dass die Ergebnisse dieser Simulationen durch die begrenzte Horizontalerstreckung des verwendeten Modellgebiets beeinflusst wurden.

[Sykes et al. \(1990\)](#) simulierten die Situation eines Kaltluftausbruchs, der während der GALE-Messkampagne beobachtet wurde, sowohl mit einem zweidimensionalen als auch mit einem dreidimensionalen LES-Modell ($z_i/L \approx -20 - -50$). Während die 2-D-Simulation in Übereinstimmung mit den Beobachtungen im GALE-Experiment organisierte Konvektionsrollen hervorbrachte, produzierte das 3-D-Modell nur zu Beginn der Integrationszeit rollenähnliche Muster, die sich jedoch im weiteren Verlauf der Simulation auflösten. [Sykes et al. \(1990\)](#) führten das Ausbleiben von Rollenkonvektion auf die zu geringe Horizontalerstreckung des verwendeten Modellgebiets zurück. Im Gegensatz dazu beobachtete [Chlond \(1992\)](#) in seiner LES eines tatsächlich beobachteten Kaltluftausbruchs (ARKTIS 1988, [Brümmer, 1989](#)) auch am Ende seiner Simulation eine rollenähnliche Zirkulation ($z_i/L \approx -1$). [Chlond \(1992\)](#) führte seine Simulation mit einem Modellgebiet durch, das ungefähr die gleiche Horizontalerstreckung aufwies wie das von [Sykes et al. \(1990\)](#). Wie [Sykes et al. \(1990\)](#) beobachtete auch er in der Anfangsphase der Simulation eine rollenähnliche Zirkulation, deren Entstehung er auf eine Wendepunktinstabilität aufgrund lateraler Windscherung zurückführte. Diese rollenähnliche Zirkulation löste sich, gefolgt von einer stark instationären Phase der Strömung, auf, ehe zum Ende der Simulation eine Reorganisation der Strömung zu longitudinalen Rollen einsetzte.

Chlond begründete die Reorganisation der Strömung mit dem Wirken einer thermischen Instabilität aufgrund der bodennahen Erwärmung. Die Achsen der Rollenstrukturen zu Beginn der Simulation wiesen einen Winkel von etwa 30° links zum geostrophischen Wind auf. Dieser Winkel ist deutlich größer als der bei typischen Kaltluftausbrüchen beobachtete (0° - 10°). Die rollenartigen Strukturen, die nach der Reorganisation der Strömung bis zum Ende der Simulation zu beobachten waren, waren etwa in Richtung der geostrophischen Windes orientiert. In der Simulation von Müller et al. (1999), die mit dem LES-Modell von Chlond (1992) bzw. Müller und Chlond (1996) für den Fall eines während ARKTIS 1993 beobachteten Kaltluftausbruch durchgeführt wurde ($z_i/L \approx -14$), konnten ohne künstliche Eingriffe keine Grenzschichtrollen festgestellt werden. Im Gegensatz zu den Beobachtungen während des ARKTIS-Experiments bildeten sich im Strömungsfeld zellenförmige Strukturen aus. Der Vergleich mit den Beobachtungsdaten zeigte, dass durch die Simulation eine Zone starker Windscherung im Vertikalprofil der Windkomponente in Hauptströmungsrichtung am Oberrand der Grenzschicht nicht wiedergegeben werden konnte. Erst nach Aufprägen eines künstlichen Anteils auf die Windkomponente in Hauptströmungsrichtung zur Reproduktion des tatsächlich beobachteten Windprofils konnte eine rollenähnliche Zirkulation im Strömungsfeld beobachtet werden. Deren Entstehung führten Müller et al. (1999) darauf zurück, dass die durch thermische Instabilität aufsteigenden warmen Luftpakete aufgrund der nun sehr starken Windscherung im oberen Bereich der Grenzschicht so stark in horizontaler Richtung geschert wurden, dass es zur Ausbildung einer rollenartigen Zirkulation kam.

Khanna und Brasseur (1998) untersuchten Grenzschichtströmungen mit Hilfe von LES unter dem Einfluss starker bodennaher Windscherung für eine große Spanne unterschiedlicher Schichtungsverhältnisse ($-0.44 \leq z_i/L \leq 730$). Für den nahe neutralen Fall ($z_i/L = -0.44$) beobachteten sie kohärente, in Strömungsrichtung orientierte Strukturen im Strömungsfeld, die sich durch eine streifenförmige Abfolge von positiven und negativen Geschwindigkeitsfluktuationen im Geschwindigkeitsfeld bemerkbar machten. Diese „Streifen“ sind typisch für turbulente Scherströmungen und wurden experimentell nachgewiesen (Kline et al., 1967). Unter vergleichbaren Bedingungen beobachteten auch Deardorff (1972) sowie Moeng und Sullivan (1994) derartige Streifenmuster im Geschwindigkeitsfeld. Wie Khanna und Brasseur (1998) zeigen, können diese Streifenmuster unter moderaten konvektiven Bedingungen zur Bildung einer rollenartigen Zirkulation innerhalb der Grenzschicht führen. Warme Luft sammelt sich dabei vorwiegend in den Streifen mit negativen Geschwindigkeitsabweichungen, steigt bis zur Inversionsuntergrenze auf und kehrt dort die Richtung um, wodurch sich eine rollenartige Zirkulation ausbildet. Allerdings zeigen Khanna und Brasseur (1998) auch, dass die Amplitude der Zirkulation von der Wahl des Parametrisierungsschemas für die subskalige Turbulenz abhängt. Parametrisierungsschemata, die bodennah die Energieproduktion durch Scherung überschätzen, erzeugen eine stärkere Zirkulation. Khanna und Brasseur (1998) folgern daraus, dass eine inadäquate Parametrisierung subskaliger Turbulenz die gesamte Struktur einer moderat angetriebenen konvektiven Grenzschicht beeinflussen kann.

Der Übergang von der zweidimensionalen Organisationsform des Rollenregimes zum Zellenregime mit den offenen oder geschlossenen Formen der mesoskaligen Zellenkonvektion ist meist durch eine starke Abnahme der vertikalen Windscherung und geringe-

re bodennahe Wärmeströme gekennzeichnet (Agee et al., 1973; Brümmer et al., 1985). Aufgrund der großen Aspektverhältnisse der mesoskaligen Zellenkonvektion blieb diese Organisationsform für den bodengebundenen Beobachter lange Zeit unerkannt. Erst Anfang der 60er Jahre, mit der nun möglich gewordenen satellitengebundenen Fernerkundung, wurde die Existenz hexagonaler Zellstrukturen aufgezeigt. Krueger und Fritz (1961) berichteten erstmals von Zellstrukturen mit horizontalen Durchmessern von 50-80 km und wolkenfreien Zellkernen, die von ring- oder U-förmigen Wolkelementen von 15-25 km Breite begrenzt waren (Agee, 1984). Wegen der Ähnlichkeit zu Konvektionsmustern, die unter Laborbedingungen beobachtet wurden, wurde die mesoskalige Zellenkonvektion als atmosphärisches Analogon zur Rayleigh-Bénard-Konvektion angesehen. Allerdings existieren beträchtliche Unterschiede zwischen beiden Konvektionsformen, so dass von der Theorie dieser Analogie zunehmend abgewichen wurde. Im Gegensatz zu den Zellen im Labor und den Vorhersagen der Theorie (z. B. konvektive Instabilität), wo Aspektverhältnisse zwischen 1 und 3 auftreten können, werden bei mesoskaligen Konvektionszellen Aspektverhältnisse beobachtet, die etwa um eine Größenordnung größer sind (s. o.). Hinzu kommt, dass im Labor die Austauschprozesse (Wärme, Impuls) ausschließlich durch molekulare Diffusion erfolgen, während im Falle der mesoskaligen Konvektion turbulente Austauschprozesse deutlich überwiegen. Diese Diskrepanzen zwischen Theorie und Labor auf der einen Seite und den Beobachtungen auf der anderen haben eine Reihe von wissenschaftlichen Arbeiten inspiriert mit dem Ziel, eine Erklärung für die großen beobachteten Aspektverhältnisse zu finden. Priestley (1962) argumentierte, dass die großen Aspektverhältnisse mesoskaliger Konvektionszellen auf eine Anisotropie der horizontalen und vertikalen turbulenten Diffusionsprozesse zurückgeführt werden können. Sheu und Agee (1980) sowie Ray (1986) zeigten mit numerischen Simulationen bzw. einer linearen Theorie, dass eine größere Horizontal- als Vertikaldiffusion tatsächlich zu größeren Aspektverhältnissen der Konvektionsmuster führt. Allerdings waren dazu unrealistische hohe Werte des Anisotropiefaktors notwendig (200 bis 400). Eine Reihe weiterer Autoren (z. B. Sheu und Agee, 1980; Chlond, 1988; Sykes et al., 1988) zeigten, dass ein Auftreten großer Aspektverhältnisse mit der Vorgabe diabatischer Wärmequellen verbunden ist. Eine Vielzahl weiterer Untersuchungen zum Thema der mesoskaligen Konvektion der letzten Jahre ist im Übersichtsartikel von Atkinson und Zhang (1996) zusammengestellt.

Eine der ersten Arbeit zum Wachstum von Konvektionszellen unter Verwendung eines dreidimensionalen Modells, allerdings für eine laminare Strömung (keine LES), datiert aus dem Jahre 1993. Fiedler (1993) führte eine dreidimensionale numerische Simulation laminarer thermischer Konvektion zwischen festen Rändern mit einem vertikal nahezu konstanten Wärmestrom durch. Er zeigte damit, dass Konvektionszellen in numerischen Simulationen thermischer Konvektion unter zwei Bedingungen kontinuierlich anwachsen: ① die Simulation muss dreidimensional durchgeführt werden, ② große Aspektverhältnisse der Konvektionszellen sind Folge von Rändern mit geringer Wärmeleitfähigkeit. Fiedler und Khairoutdinov (1994) sowie Dörnbrack (1997) erweiterten die Untersuchungen zum Zellenwachstum für turbulente thermische Konvektion, die sie mit Hilfe von LES untersuchten. Im Gegensatz zum laminaren Fall (Fiedler, 1993) dominierten in beiden Untersuchungen große Zellen im Temperaturfeld, nicht jedoch im

Geschwindigkeitsfeld. Als notwendige Bedingung für das Anwachsen der Zellen identifizierten [Fiedler und Khairoutdinov \(1994\)](#) einen vertikal konstanten Wärmestrom. Als Erweiterung zu den Simulationen von [Fiedler und Khairoutdinov \(1994\)](#), die einen vertikal konstanten Wärmestrom durch die Vorgabe eines zeitlich konstanten Wärmestroms am unteren und am oberen Modellrand erreichten, gelangte [Dörnbrack \(1997\)](#) durch eine stetige Kühlung des Modelloberrandes zu einem vertikal konstanten Wärmestrom. In der Realität könnten diese Rahmenbedingungen einer diabatischen Wärmequelle wie der langwelligen Strahlungsabkühlung an der Wolkenobergrenze entsprechen. Diese Untersuchung liefert damit einen Hinweis darauf, dass nichtadiabatische Wärmequellen, wie die langwellige Strahlungsabkühlung und die Freisetzung latenter Wärme bei der Wolken- und Niederschlagsbildung zur Zellenverbreiterung maßgeblich beitragen können. [Dörnbrack \(1997\)](#) stellte fest, dass sich zusätzliche Strahlungsabkühlung am Wolkenoberrand die turbulente kinetische Energie der Strömung erhöht. Aufgrund dieser Tatsache stellte [Dörnbrack](#) die Hypothese auf, dass die erhöhte turbulente kinetische Energie die effektive Durchmischung der Grenzschicht verstärkt, die dann zum Wachstum der Konvektionszellen führt.

[Jonker et al. \(1999a\)](#) stellten fest, dass ausschließlich inerte Tracer einem Zellenwachstum unterliegen, während die dynamischen Feldgrößen der untersuchten Strömung zur selben Zeit kein Zellenwachstum zeigten. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von [Dörnbrack \(1997\)](#) fanden sie, dass das Wachstum für ein Verhältnis von 1 zwischen dem Entrainment-Fluss und dem bodennahen Fluss des Tracers am schnellsten voranschreitet.

Grundsätzlich sind die Ergebnisse dieser Untersuchungen jedoch vorsichtig zu betrachten, und es bleiben einige Unsicherheiten bei der Interpretation der Ergebnisse bestehen, die auf die geringen Computer-Kapazitäten, die zu dieser Zeit verfügbar waren, zurückzuführen sind. Insbesondere in der Studie von [Dörnbrack \(1997\)](#) wurde eine Grundbedingung der LES nicht erfüllt: die Abmessungen des Modellgebiets sollten immer deutlich größer sein als der Durchmesser der simulierten energiereichsten Wirbel. Zum Ende der Simulation füllte jeweils eine Konvektionszelle das gesamte Modellgebiet aus, weshalb ein Einfluss der Ränder des Modellgebiets auf die Simulationsergebnisse nicht ausgeschlossen werden kann. Hinzu kommt, dass die Bedingungen, unter denen die Simulationen durchgeführt wurden, so nicht in der Natur anzutreffen sind. Die obere Randbedingung wurde als fest und undurchlässig definiert. Entrainmentprozesse, wie sie in atmosphärischen Grenzschichten grundsätzlich stattfinden, wurden nicht berücksichtigt. Außerdem wurde hier nur trockene Konvektion untersucht, wodurch der Einfluss latenter Wärme, die bei Kondensationsprozessen freigesetzt wird, vernachlässigt wird.

Um die Unsicherheiten bei der Interpretation der Simulationsergebnisse aufgrund der Verwendung zu kleiner Modellgebiete zu umgehen, haben [Müller und Chlond \(1996\)](#) die horizontale Erstreckung des Modellgebiets während ihrer Simulationen sukzessive an die jeweils dominierenden konvektiven Skalen angepasst. Vergrößerten sich die Strukturen über einen bestimmten Punkt hinaus, so wurde die Simulation auf einem neuen Gitternetz mit verdoppelter horizontaler Modellgebietserstreckung und Modellgitterweite bei ansonsten unveränderter Gitterpunktzahl fortgesetzt. Das von ihnen verwendete Modell beinhaltet darüber hinaus Kondensations- und Evaporationsprozesse und den

Einfluss von Strahlungsstromdivergenzen durch Absorption und Emission langwelliger Strahlung an Wolkentröpfchen, wodurch realitätsnähere Simulationen möglich wurden. Müller und Chlond (1996) simulierten einen während der Messkampagne ARKTIS 1991 (Brümmer, 1992) beobachteten Kaltluftausbruch und fanden bezüglich des Zellenwachstums grundsätzliche Übereinstimmungen zwischen den Beobachtungen und der Modellrechnung. Während der Simulation entwickelten sich anfänglich rollenähnliche Strukturen, wobei die Achsen der Rollen wie bei Chlond (1992) ca. 30° links zur Richtung des geostrophischen Winds orientiert waren. Im weiteren Verlauf der Simulation gingen die Rollen in ein zelluläres Muster über. Das dominierende Aspektverhältnis der Zellen betrug am Ende der Simulation ungefähr 10. Mittels Sensitivitätsstudien zeigten Müller und Chlond (1996), dass die durch die Kondensationsprozesse freigesetzte latente Wärme und insbesondere die strahlungsbedingte Abkühlung an den Wolkenobergrenzen zur Zellenverbreiterung führen. Weitere Untersuchungen, basierend auf den gleichen Simulationen, bestärken diesen Befund (Chlond und Müller, 1998). Ihre Sensitivitätsstudien zeigten, dass eine Erhöhung der langwelligigen Strahlungsabkühlung gegenüber ihrer Referenzsimulation eine deutliche Vergrößerung der Aspektverhältnisse hervorruft. Gleichzeitig beobachteten sie dabei größere negative Temperaturabweichungen (vom horizontalen Mittel) am Boden. Sie folgerten daraus, dass eine Erhöhung der Strahlungsabkühlung kältere Abwinde produziert. Auf dieser Beobachtung basierend, schlugen Chlond und Müller (1998) ein konzeptionelles Modell zur Erklärung des Zellwachstums aufgrund der langwelligigen Strahlungsabkühlung am Wolkenoberrand vor: Kalte Luftpakete, die in den Abwindgebieten absinken, rufen am Boden eine divergente Strömung hervor. Diese seitwärts strömende Luft wird, bedingt durch die Temperaturdifferenz zwischen der Erdoberfläche und der darüber hinweg strömenden Luft, solange erwärmt, bis sie wärmer als die Umgebung ist und aufgrund des positiven Auftriebs in Aufwindgebieten aufsteigt. Folglich muss ein Luftpaket mit einer höheren Temperaturdifferenz zur umgebenden Luft länger geheizt werden, um wieder einen Aufwind zu erzeugen als ein vergleichsweise wärmeres Luftpaket. Um jedoch eine längere Heizung des Luftpakets zu erreichen, muss die seitlich strömende Luft längere Zeit in Kontakt mit der Erdoberfläche bleiben. Als Konsequenz muss die Distanz, die die Luftpakete zurücklegen, bevor sie wieder als Aufwinde aufsteigen, größer werden (unter der Voraussetzung, dass die sonstigen konvektiven Bewegungen unverändert bleiben). Folglich vergrößert sich das Aspektverhältnis der Zellen.

Aufgrund der zunehmenden horizontalen Gitterweiten (von 100 m bis 1600 m) waren Müller und Chlond (1996) jedoch gezwungen, vom Konzept der Grobstruktursimulation abzuweichen, da sie die Horizontaldiffusion bei jeder Verdopplung der Gitterweite künstlich erhöhen mussten, um die Anisotropie des Modellgitters zu berücksichtigen. Kleinskalige konvektive Elemente wurden so parametrisiert und konnten nicht mehr mit den großen Zellen in Wechselwirkung treten. Die dadurch bedingte Unsicherheit bei der Interpretation der Ergebnisse ließe sich nach Müller und Chlond (1996) nur dadurch beseitigen, dass die anfänglich gewählte Gitterauflösung bis zum Ende der Simulation beibehalten würde. Der damit verbundene außerordentlich hohe Bedarf an Rechenleistung und Kernspeicher hat allerdings die Durchführung solcher Simulationen bisher verhindert.

1.3 Ziele, Fragestellungen und Struktur der Arbeit

Für eine LES einer typischen Situation eines Kaltluftausbruchs werden Modellgebietsgrößen von etwa $100 \text{ km} \times 100 \text{ km} \times 5 \text{ km}$ benötigt, bei einer gleichzeitigen räumlichen Auflösung von 50-100 m. Nur so können gleichzeitig die großskaligen organisierten Strukturen der mesoskaligen Konvektion zusammen mit den kleinskaligen Auf- und Abwindgebieten erfasst werden. Aus diesen Anforderungen resultiert eine Gesamtgitterpunktzahl von etwa 10^8 pro Variable. Berücksichtigt das Modell nur einfache Parametrisierungen für wolkenphysikalische Prozesse, so fällt ein Kernspeicherbedarf in der Größenordnung von 30 GBytes an (vorausgesetzt, dass ein Wort im Speicher durch 8 Bytes dargestellt wird). Solche Simulationen können von modernen sequenziellen Rechenanlagen nicht mehr durchgeführt werden. Massivparallelrechner eröffnen hier erstmals die Möglichkeit, entsprechende Rechnungen durchzuführen. Aufgrund der Skalierbarkeit solcher Multi-Prozessorsysteme wird eine große Kapazität an Hauptspeicher und Rechenleistung verfügbar. So stellt die CRAY-T3E des John von Neumann-Instituts für Computing mit ihren 512 Prozessorelementen mehr als 125 GBytes Hauptspeicher zur Verfügung. Der Parallelrechner der nächsten Generation, der im Laufe des Jahres 2002 am Regionalen Rechenzentrum für Niedersachsen und am Konrad-Zuse-Zentrum für Informationstechnik Berlin verteilt auf diese Standorte installiert wird, wird mehr als 2 TByte Hauptspeicher verfügbar machen, wodurch Simulationen mit mehr als 1500^3 Gitterpunkten möglich werden.

Der Generationswechsel von den seriellen Hochleistungsrechnern der 80er Jahre zu den parallelen Rechensystemen mit über 512 Prozessoren der 90er Jahre¹ erfordert nicht nur völlig neue Hardwarekomponenten, sondern führt auch dazu, dass die für den Einsatz auf Vektorrechnern optimierten Algorithmen und Programme grundsätzlich neu konzipiert werden müssen, d. h. parallelisiert werden müssen. Die Erhöhung der Rechengeschwindigkeit eines parallelisierten Programms gegenüber einem seriellen Programm beruht auf einer möglichst gleichmäßigen Verteilung des Rechenaufwands auf mehrere Prozessoren, die durch ein geeignetes Kommunikationsnetz miteinander verbunden sind. Außerdem muss der zusätzliche Zeitaufwand durch die Kommunikation der Prozessoren untereinander minimiert werden.

Im Jahr 1997 wurde am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover (IMUK) unter der Leitung von Dr. S. Raasch mit der Entwicklung eines parallelisierten Large-Eddy Simulationsmodells begonnen. Das neue parallelisierte Modell basiert auf einer nicht-parallelen Version eines LES-Modells, das am IMUK früher bereits vielfach auf Probleme der atmosphärischen und ozeanischen Konvektion angewendet wurde (z. B. Raasch und Etling, 1991; Schröter et al., 2000). Bereits Anfang 1998 stand ein erstes vollständig lauffähiges parallelisiertes LES-Modell zur Verfügung, mit dem es möglich ist, eine trockene, konvektive Grenzschicht unter Berücksichtigung eines mittleren Winds zu simulieren. Dieses neue Modell trägt den Namen **PALM** (parallelisiertes LES-Modell). Es wurde aufgrund seiner hervorragenden Ska-

¹ Eine Liste der größten Rechenanlagen ist in der Top 500 Liste unter <http://www.top500.org> zu finden.

lierungseigenschaften (siehe Abschnitt 2.2.7) bereits zur Untersuchung des Einflusses von Oberflächeninhomogenitäten auf die Turbulenz der atmosphärischen Grenzschicht (Raasch und Harbusch, 2001) sowie von Grenzschichtströmungen im Bereich arktischer Meereisrinnen (Weinbrecht und Raasch, 2001) eingesetzt.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung organisierter Grenzschichtkonvektion bei Kaltluftausbrüchen. Die Untersuchungen sollen mit Hilfe des parallelisierten LES-Modells **PALM** durchgeführt werden, wobei erstmals ein turbulenzauflösendes Modell mit großer horizontaler Modellgebietserstreckung bei gleichzeitig konstanter hoher Auflösung auf die Situation eines Kaltluftausbruchs angewendet werden soll. Das Hauptaugenmerk ist dabei auf die Fragen gerichtet, welche physikalischen Bedingungen zum Übergang vom Rollenregime zum Zellenregime führen und wo die Ursachen für die großen beobachteten Aspektverhältnisse der organisierten Konvektion liegen. Die aus der Literatur bekannten numerischen Untersuchungen zum Phänomen der Rollenkonvektion unter der Situation eines Kaltluftausbruchs stellen bis heute ein uneinheitliches Bild dar (s. o.). Im Gegensatz zu zweidimensionalen numerischen Untersuchungen wurden bisher in dreidimensionalen Studien nur in der Anfangsphase der Simulation Signale von Grenzschichtrollen festgestellt, die sich jedoch im weiteren Verlauf der Simulation entweder vollständig auflösten oder nur in sehr unregelmäßigen Mustern erkennbar waren (Sykes et al., 1990; Chlond, 1992). Die Untersuchungen sollen deshalb zeigen, inwieweit die in der Anfangsphase der Simulationen beobachteten Strukturen mit den tatsächlich in der Natur beobachteten Konvektionsrollen übereinstimmen und ob das Ausbleiben der Rollenkonvektion auf die verwendeten kleinen Modellgebiete, wie von Sykes et al. (1990) vermutet, zurückzuführen ist. Die Rand- und Anfangsbedingungen werden beobachteten typischen Kaltluftausbrüchen (z. B. aus den Feldexperimenten ARKTIS 1988 oder ARTIST) entnommen.

Die verschiedenen in der Vergangenheit durchgeführten Untersuchungen zur Zellenkonvektion zeigen, dass für das Anwachsen der Aspektverhältnisse wolkenphysikalische Prozesse eine entscheidende Rolle spielen. Dörnbrack (1997) gibt als notwendige Bedingung für ein Anwachsen eine zusätzliche, die Konvektion verstärkende Energiequelle an, welche die primäre Heizung an der Erdoberfläche unterstützt. Die Sensitivitätsstudien von Müller und Chlond (1996) sowie Chlond und Müller (1998) stützen und verstärken diese Aussage. Die Unsicherheiten bei der Interpretation der Ergebnisse aufgrund der geringen verfügbaren Computerkapazitäten können mit Hilfe von **PALM** und der Leistungsfähigkeit der modernen massiv-parallelen Rechenanlage erstmals dadurch beseitigt werden, dass geringe Gitterweiten in Verbindung mit großen Erstreckungen der Modellgebiete bis zum Ende der Simulation beibehalten werden.

Die geplanten Simulationen erfordern, wie die Ergebnisse von Dörnbrack (1997) sowie Müller und Chlond (1996) zeigen, die Berücksichtigung nichtadiabatischer Wärmequellen wie die Freisetzung latenter Wärme bei Kondensations- und Niederschlagsprozessen oder die langwellige Strahlungsabkühlung an Wolkenobergrenzen. Nichtadiabatische Prozesse wurden in der „trockenen“ Version von **PALM**, das zu Beginn dieser Arbeit vorhanden war, nicht berücksichtigt. Deshalb mussten zunächst entsprechende Verfahren neu implementiert und eine Validierung der neuen Modellversion durchgeführt werden. Auf diesen Teil der Arbeit wird in Kapitel 2 mit einer ausführlichen Modellbeschreibung und

der Präsentation der Ergebnisse von Skalierungstests sowie der Validierungsrechnungen eingegangen. Die Ergebnisse zum Studium der Rollenkonvektion sind in Kapitel 3 dargestellt. In Kapitel 4 werden anschließend die Ergebnisse der Simulationen zur Untersuchung des Zellenwachstums präsentiert. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

2 Das parallelisierte Large-Eddy Modell PALM

Alle für diese Arbeiten durchgeführten Simulationen wurden mit dem am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover entwickelten parallelisierten Large-Eddy Modell **PALM** durchgeführt, das in dem folgenden Kapitel beschrieben werden soll. Bevor die Komponenten von **PALM**, die Parallelisierung des Modells und numerische Aspekte im Detail behandelt werden, sollen einleitende Bemerkungen zur numerischen Simulation turbulenter Strömungen mit der Technik der Grobstruktursimulation gegeben werden.

2.1 Numerische Simulation turbulenter Strömungen

Atmosphärische Grenzschichtströmungen, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden sollen, sind im Allgemeinen turbulente Strömungen, d. h. die Strömungen sind überwiegend durch nichtperiodische, dreidimensionale stochastische Bewegungen geprägt. Die turbulenten Bewegungen durchmischen die Fluide und die mit ihr verbundenen Eigenschaften auf einer Skala, die von der großskaligen Advektion bis hinunter zur molekularen Diffusion reicht.

Mathematisch kann Turbulenz als eine Überlagerung von Wirbeln verschiedener Größe und Lebensdauer beschrieben werden. Das Wirbelspektrum oder Turbulenzspektrum einer turbulenten Strömung weist die Eigenschaft auf, dass die Produktion und die Dissipation von turbulenter kinetischer Energie auf unterschiedlichen Skalen stattfinden. Die größten Wirbel, die auch „energetragende Wirbel“ genannt werden, vereinen den Großteil der kinetischen Energie auf sich und sind damit auch für den Großteil der Austauschprozesse innerhalb der Strömung verantwortlich. Die Entstehung dieser Wirbel ist auf Instabilitäten im Grundstrom, die durch Auftriebs- und Scherkräfte hervorgerufen werden, zurückzuführen. Die typische Längenskala ℓ dieser Wirbel wird als *äußeres Maß* der Turbulenz bezeichnet. Die Wirbel der turbulenten Strömung stehen in ständiger Wechselwirkung sowohl mit dem Grundstrom, aus dem sie ihre Energie beziehen, als auch mit anderen Wirbeln der Strömung. Die energetragenden Wirbel sind durch Wechselwirkungen mit anderen Wirbeln der Strömung ebenfalls Instabilitäten ausgesetzt, die zum Zerfall der Wirbel in kleinere Wirbel beitragen. Die kleinsten dynamisch noch aktiven Wirbel können Durchmesser im Bereich von einigen Millimetern annehmen und Lebensdauern vom Bruchteil einer Sekunde haben, bevor sie in so kleine Wirbel zerfallen,

deren Energie aufgrund der molekularen Viskosität direkt in innere Energie umgewandelt werden kann. Die molekulare Energiedissipation ist der einzige Dissipationsprozess für turbulente kinetische Energie, wobei die Dissipationsrate ϵ nur von der kinematischen Viskosität ν abhängt (Blackadar, 1997). Mit beiden Größen kann anhand einer Dimensionsanalyse eine neue Längeskala definiert werden (z. B. Garrat, 1992):

$$\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}. \quad (2.1)$$

Diese Länge wird die Kolmogorovsche Mikroskala genannt und gibt die Größenordnung der kleinsten, dynamisch noch aktiven Wirbel an. Nur Wirbel dieser Skala sind für die Dissipation turbulenter Energie verantwortlich, weshalb dieser Bereich des Spektrums Dissipationsbereich genannt wird. Der Rest des Spektrums ist nicht signifikant durch die Viskosität beeinflusst (Blackadar, 1997) und wird einzig durch den Prozess der Energiekaskade bestimmt. Die Energie wird hier durch den Zerfall größerer Wirbel in immer kleinere Wirbel auf die dabei entstehenden kleineren Wirbel übertragen. In diesem sogenannten Inertialbereich wird weder Energie vom System produziert, noch geht durch Dissipation Energie verloren.

Innerhalb einer atmosphärischen Grenzschichtströmung deckt das Turbulenzspektrum einen weiten Bereich räumlicher und zeitlicher Skalen ab. Die größten Wirbel sind hier nur durch die Höhe der Grenzschicht z_i begrenzt. Ihre Durchmesser können deshalb Werte in der Größenordnung von einigen hundert Metern bis zu einigen Kilometern annehmen und besitzen eine Lebensdauer in der Größenordnung von einer Stunde. Messungen in der atmosphärischen Grenzschicht zeigen, dass die Energiedissipation gleich dem Energieeintrag durch die energieproduzierenden Wirbel ist (Garrat, 1992, z. B.):

$$\epsilon \sim u_*^3/\ell, \quad (2.2)$$

wobei u_*^3 und ℓ die typischen Geschwindigkeits- und Längeskalen der energietragenden Wirbel sind. Für eine konvektive Grenzschicht kann $u_* \sim w_* \sim 1 \text{ m s}^{-1}$ und $\ell \sim z_i \sim 10^3 \text{ m}$ angenommen werden. Dabei ist w_* die charakteristische Vertikalgeschwindigkeit für die konvektive Grenzschicht. Die Energiedissipation liegt somit in einer Größenordnung von $\epsilon \sim 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. Ihr unterliegen folglich Wirbel mit Durchmessern von $\eta \sim 10^{-3} \text{ m}$ (kinematische Viskosität der Luft $\nu \sim 10^{-5}$, z. B. Blackadar, 1997). Die Skala der turbulenten Wirbel in der atmosphärischen Grenzschicht reicht somit von einigen Kilometern bis hinunter zu wenigen Millimetern.

Den exaktesten und intuitivsten Zugang zur numerischen Simulation turbulenter Strömungen stellt die sogenannte *Direkte Numerische Simulation (DNS)* dar. Hierbei werden die Navier-Stokes-Gleichungen mit Ausnahme der unvermeidlichen numerischen Diskretisierung ohne zusätzliche Annahmen mit der vorgegebenen zeitlichen und räumlichen Auflösung direkt auf numerischem Wege gelöst. Die numerische Diskretisierung muss dabei fein genug sein, um alle dynamisch aktiven Skalen der simulierten Strömung zu erfassen. Gleichzeitig muss die Erstreckung des Modellgebiets groß genug gewählt werden, um die größten, energieproduzierenden Wirbel des untersuchten Phänomens erfassen zu können. Die Spanne der zu erfassenden Skalen muss damit vom äußeren Maß ℓ

des Turbulenzspektrums bis hinab zur Kolmogorovschen Mikroskala η reichen. Das Verhältnis zwischen beiden Größen bestimmt dann die Anzahl der benötigten Freiheitsgrade (Gitterpunkte) N pro Raumrichtung:

$$N \sim \frac{\ell}{\eta} \sim \left(\frac{u_*^3 \ell^3}{\nu^3} \right)^{1/4} = Re^{3/4}, \quad (2.3)$$

dabei ist Re die Reynolds-Zahl. Sie ist durch das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den viskosen Reibungskräften einer Strömung definiert und stellt so ein Maß für die Turbulenz einer Strömung dar. Strömungen mit $Re \gtrsim 10^3$ sind turbulent, anderenfalls wird eine Strömung als laminar bezeichnet. Um alle Skalen innerhalb eines kubischen Volumens mit der Kantenlänge L auflösen und repräsentieren zu können, werden gemäß Gleichung (2.3) $N = \mathcal{O}(Re^{9/4})$ Freiheitsgrade benötigt. Mit den oben abgeschätzten Werten der typischen Geschwindigkeitsskala $u_* \sim 1 \text{ m s}^{-1}$ und der typischen Längenskala $\ell \sim 10^3 \text{ m}$ gilt für eine typische atmosphärische Grenzschichtströmung $Re \sim 10^8$. Die Simulation einer atmosphärischen Strömung mit der Methode der *DNS* müsste also 10^{18} Gitterpunkte umfassen, um alle relevanten Skalen der Strömung erfassen zu können. Solchen immensen Anforderungen können selbst heutige Supercomputer nicht gerecht werden. Die zur Zeit der Niederschrift der vorliegenden Arbeit leistungsfähigste Großrechenanlage in Deutschland, die Hitachi SR8000-F1 des Leibniz-Rechenzentrums in München, stellt einen Kernspeicher von ca. 1 TByte zur Verfügung. Mit ihm sind zur Zeit Simulationen mit maximal ca. 10^{10} Gitterpunkten ($\approx 2000^3$) möglich¹. Trotz der enormen Speicherressourcen, die heute bereits zur Verfügung stehen, wird es auch in naher Zukunft nicht möglich sein, mit der Methode der DNS stark turbulente Strömungen, wie sie unter anderem in der atmosphärischen Grenzschicht auftreten, zu simulieren. Der Einsatz des DNS bleibt deshalb auf Strömungen mit moderaten Reynolds-Zahlen beschränkt.

Um dennoch turbulente Strömungen mit vertretbarem Speicher- und Rechenzeitbedarf numerisch simulieren zu können, muss die Anzahl der Freiheitsgrade des Problems reduziert werden. Bei der Methode der sogenannten *Reynolds gemittelten numerischen Simulation* (engl. *Reynolds Averaged Numerical Simulation*, *RANS*) und der *Instationären Reynolds gemittelten numerischen Simulation* (engl. *Unsteady Reynolds Averaged Numerical Simulation* (*URANS*), *Semi-Deterministic Simulation* (*SDS*)) werden entweder Teile oder das gesamte Turbulenzspektrum approximiert, d. h. parametrisiert. Dabei wird über alle dynamischen Freiheitsgrade (RANS) oder über Teile der dynamischen Freiheitsgrade (URANS, SDS), die kleiner als die Größe der energietragenden Wirbel sind, gemittelt, so dass das simulierte Strömungsfeld keine dynamischen Informationen über die kleinen Skalen enthält. Dadurch wird nur das statistische Mittel (Ensemble-Mittel) des zu simulierenden Strömungsfelds explizit berechnet und dessen zeitliche Entwicklung

¹ Für die Berechnung wurde angenommen, dass neben den Erhaltungsgleichungen der drei Komponenten des Geschwindigkeitsfelds noch Bilanzgleichungen für die Temperatur und eine weitere skalare Größe (z. B. Feuchte) gelöst werden (= 5 Feldgrößen). Ein einfaches numerisches Zeitschrittverfahren wie das Leap-frog-Verfahren benötigt die Informationen auf zwei Zeitebenen ($\Rightarrow 10$ Felder), wobei ein einzelnes Feldelement 8 Byte des Speichers belegt.

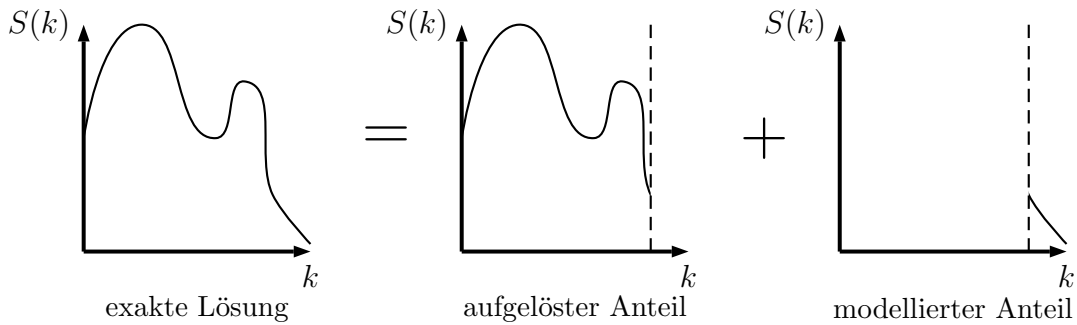


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Grundprinzips der Skalentrennung im Phasenraum. Skalen größer als die zur Abschneidelänge korrespondierende Wellenzahl werden explizit aufgelöst, kleinere Skalen werden parametrisiert (modelliert). Nach [Sagaut \(2001\)](#).

simuliert. Die Struktur der Strömung oder gar einzelne turbulente Strukturen, die durch die Turbulenz der Strömung geprägt oder hervorgerufen werden, können so durch das simulierte Strömungsfeld nicht dargestellt werden.

Large-Eddy Simulation

Die Methode, die auch in dieser Arbeit zur Anwendung kommt, ist die sogenannte Grobstruktursimulation (engl. *Large-Eddy Simulation, LES*). Die Technik der Large-Eddy Simulation basiert auf einer Trennung zwischen den großen und den kleinen Skalen des Energiespektrums. Das Verfahren ist schematisch in [Abbildung 2.1](#) dargestellt. Zur Trennung der Skalen wird eine sogenannte Abschneidelänge (engl. *cutoff length*) definiert. Skalen bzw. Wirbel, deren charakteristische Ausdehnung größer als diese Abschneidelänge ist, werden Grobstruktur oder aufgelöste Skalen genannt. Ihr Einfluss auf die Strömung und ihre Dynamik wird explizit durch das LES-simulierte Strömungsfeld dargestellt. Wirbel kleiner als die cutoff-Länge werden Feinstruktur oder subskaliger Anteil genannt und werden durch Turbulenzmodelle, die sogenannten Subskalen-Modelle, parametrisiert. Die Trennung zwischen der Grob- und der Feinstruktur geschieht bei der LES nicht mittels eines statistischen Mittelungsverfahrens wie bei den *RANS*-Ansätzen. Aus mathematischer Sicht ist die Skalen-Trennung eine Tief-Pass-Filterung im Phasenraum (siehe [Abschnitt 2.2.2](#)). Hinter dem Prinzip der Skalentrennung steht die Idee, durch geeignete Wahl der Abschneidelänge zwar eine Reduzierung der Freiheitsgrade zu erzielen, aber dennoch die Dynamik aller für die Struktur der Strömung relevanten Skalen aufzulösen.

Die Begründung für die Anwendbarkeit der LES-Technik auf turbulente atmosphärische Strömungen mit großen Reynolds-Zahlen basiert auf den Theorien von [Kolmogorow \(1941\)](#) zur lokalen Isotropie und Homogenität des Turbulenzspektrums. Wie oben gezeigt wurde, deckt das Spektrum einer turbulenten Strömung innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht einen breiten Skalenbereich ab (es gilt $\ell \gg \eta$). Die energietragenden Wirbel sind typischerweise nicht isotrop und haben deshalb keine universellen Eigenschaften (z. B. [Blackadar, 1997](#)). Während des Prozesses der Energiekaskade verlieren jedoch die Wirbel nach und nach ihre anisotropen Eigenschaften. Der direkte Einfluss der großen energietragenden Wirbel auf kleinere Wirbel geht so schrittweise verloren, und die Eigenschaften der Wirbel werden für jede Art turbulenter Strömungen universell ([Sorbjan,](#)

1989). Aufgrund der universellen Eigenschaften dieser kleinen Wirbel können allgemeingültige Turbulenzmodelle entwickelt werden. Bei geeigneter Wahl der cutoff-Länge werden dann alle Wirbel des Turbulenzspektrums, die die eigentliche Struktur der Strömung bestimmen, explizit aufgelöst und dargestellt. Die kleinen universell beschreibbaren Wirbel werden dagegen parametrisiert. Im Gegensatz zur DNS müssen bei der LES nicht alle Skalen bis hinunter zur Kolmogorovschen Mikroskala explizit aufgelöst werden, wodurch weniger Freiheitsgrade benötigt werden. Dennoch ist die LES für ihre großen Anforderungen an Speicherressourcen bekannt, und bei vielen Anwendungen wurden die Grenzen der Kapazitäten erreicht (vergl. Kapitel 1). Ein umfassender Überblick zur geschichtlichen Entwicklung der LES und zu den Anwendungen der LES in der Meteorologie wird von Mason (1994), Moeng (1998), Mason und Brown (1999), Chlond (1999) sowie Sagaut (2001) gegeben.

2.2 Modellbeschreibung

2.2.1 Das Grundgleichungssystem

Zur Beschreibung der dynamischen und thermodynamischen Eigenschaften der zu simulierenden Strömung werden in **PALM** Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls, innere Energie (Temperatur) bzw. allgemein aktive oder passive Skalare herangezogen, die in ihrer Gesamtheit als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet werden. Für ein rotierendes, kartesisches Koordinatensystem lautet die Kontinuitätsgleichung in Tensornotation unter Berücksichtigung der Einsteinschen Summationskonvention:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\varrho u_i). \quad (2.4)$$

Dabei stellt ϱ die Luftdichte dar, x_i ($i = 1, 2, 3$) oder (x, y, z) sind die kartesischen Koordinaten und u_i bzw. (u, v, w) sind die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors. Die Impulsbilanzgleichung und die Bilanzgleichung für Skalare für ein reibungsbehaftetes Fluid lauten:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - g \delta_{i3} - \varepsilon_{ijk} f_j u_k + \nu_m \left[\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right] \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \chi_n}{\partial t} = -u_j \frac{\partial \chi_n}{\partial x_j} + Q_{\chi_n} + \nu_{\chi_n} \frac{\partial^2 \chi_n}{\partial x_j^2}, \quad (2.6)$$

wobei δ_{ij} das Kronecker-Symbol und ε_{ijk} den alternierenden Einheitstensor darstellt. Ferner sind p der Luftdruck, f_i der Coriolisparameter, g die Schwerebeschleunigung, ν_m und ν_{χ_n} die molekularen Diffusionskoeffizienten für Impuls bzw. beliebige Skalare χ_n sowie Q_{χ_n} die Quell- bzw. Senkrate von χ_n . Alle Feldgrößen sind Funktionen der Zeit t sowie der Ortskoordinaten x, y und z . Welcher Art die Skalare χ_n sind, kann zunächst offen bleiben. Möglich sind aktive Skalare, die sich über die Dichte auf die Dynamik der Strömung auswirken, wie zum Beispiel die aktuelle oder potenzielle Temperatur, die

Feuchte oder der Flüssigwassergehalt, sowie passive Skalare (z. B. feine Staubpartikel, o. ä.), die nur durch die Strömung transportiert werden.

Bei den Gleichungen (2.4)-(2.6) handelt es sich um partielle Differenzialgleichungen, die aufgrund ihrer großen Lösungsvielfalt im Allgemeinen nicht analytisch lösbar sind. Zur Eingrenzung der möglichen Lösungen werden daher bei der Betrachtung atmosphärischer Strömungen Approximationen vorgenommen, die an das zu untersuchende Phänomen angepasst sind. Für den Fall flacher Konvektion ($z \lesssim 3000$ m) wird im Allgemeinen zur Vereinfachung des Gleichungssystems die sogenannte Boussinesq-Approximation angewendet, die eine Linearisierung bezüglich der thermodynamischen Variablen sowie eine Schallwellenfilterung beinhaltet. Dabei wird jede thermodynamische Variable (allgemein ψ) in einen großskaligen Referenzwert, der den Index ψ_{00} erhält, und eine Abweichung ψ^* zerlegt. Beispielsweise setzt sich damit die Dichte an einem beliebigen Raum-Zeit-Punkt aus $\varrho = \varrho_{00} + \varrho_*$ zusammen. Die Referenzatmosphäre wird als horizontal homogen und stationär angenommen und soll hydrostatisch und adiabatisch geschichtet sein. Wird nun der Effekt der Dichteabweichung, d. h. $\varrho_*/\varrho_{00} \ll 1$, in allen Termen außer im Produkt mit der Schwerebeschleunigung vernachlässigt und wird ferner angenommen, dass nur flache Konvektion stattfindet, so lauten die vereinfachten Impulsbilanzgleichungen und die Kontinuitätsgleichung wie folgt:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} - \frac{1}{\varrho_{00}} \frac{\partial p^*}{\partial x_i} - \frac{g}{\theta_{v00}} (\theta_v - \theta_{v00}) \delta_{i3} - (\varepsilon_{ijk} f_j u_k - \varepsilon_{i3k} f_3 u_{k_{geo}}) + \nu_m \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2.8)$$

Dabei wurde der hydrostatische bzw. synoptische Druckanteil p_{00} mit Hilfe der geostrophischen Windbeziehung

$$\frac{1}{\varrho_{00}} \frac{\partial p_{00}}{\partial x_i} = \varepsilon_{i3k} f_3 u_{k_{geo}} \quad (2.9)$$

im Coriolistern berücksichtigt, und im Auftriebsterm wurden die Dichteschwankungen mit Hilfe der Zustandsgleichung für ideale Gase durch Temperaturschwankungen ersetzt (siehe z. B. [Etling, 1996](#)):

$$g \frac{\varrho^*}{\varrho_{00}} \approx -g \frac{\theta_v^*}{\theta_{v00}} = -\frac{g}{\theta_{v00}} (\theta_v - \theta_{v00}), \quad (2.10)$$

wobei θ_v die potenzielle Virtuelltemperatur darstellt, die nach [Sommeria und Deardorff \(1977\)](#) durch die Beziehung

$$\theta_v = \theta (1 + 0.61 q_v - q_l) \quad (2.11)$$

definiert ist. θ ist hier die potenzielle Temperatur, q_v die spezifische Feuchte und q_l der Flüssigwassergehalt.

Vor Beginn dieser Arbeit stand mit der Version 1.0 von **PALM** ein (parallelisiertes) LES-Modell zur Verfügung, mit dem es möglich war, „trockene“ turbulente Strömungen zu simulieren. Der Einfluss der Feuchte sowie wolkenphysikalischer Prozesse (z. B. Kondensation und Evaporation) auf die Strömung konnte mit dieser Version nicht berücksichtigt werden. Als einzige skalare Größe wurde die potenzielle Temperatur θ prognostiziert

($n = 1$) und damit ihr Einfluss auf die Dynamik der Strömung berücksichtigt. Wie die bereits in Kapitel 1 angesprochenen Untersuchungen von Chlond (1992), Fiedler (1993), Fiedler und Khairoutdinov (1994), Dörnbrack (1997) sowie Müller und Chlond (1996) zeigen, sind vermutlich diabatische Wärmequellen zum Wachstum von Konvektionszellen notwendig. Für die geplanten Untersuchungen sollte deshalb die „trockene“ Version von **PALM** um die Berücksichtigung von Kondensations- und langwelligen Strahlungsprozessen als diabatische Wärmequellen erweitert werden. Zur Umsetzung waren umfassende Eingriffe in die Thermodynamik von **PALM** notwendig. Zunächst galt es, einen Satz von thermodynamischen Variablen zu finden, welche den Zustand einer bewölkten atmosphärischen Grenzschicht vollständig beschreiben. Eine Übersicht der dazu in Frage kommenden thermodynamischen Variablen wird von Stull (1994) gegeben. Ein häufig verwendetes Variablenpaar sind die potenzielle Temperatur θ sowie die spezifische Feuchte q_v . Aufgrund der Freisetzung/Bindung latenter Wärme bei Kondensation/Verdunstung stellen sie jedoch innerhalb einer Wolkenschicht keine Erhaltungsgrößen dar. Der Einfluss von diabatischen Prozessen wie die Absorption bzw. Emission langwelliger Strahlung durch Wolkentröpfchen auf ein Luftpaket, ließe sich bei der Verwendung dieser nicht-konservativen Variablen als thermodynamische Zustandsgrößen nicht untersuchen (Stull, 1994). Zur Beschreibung der thermodynamischen und wolkenphysikalischen Eigenschaften werden deshalb in **PALM** die sogenannte potenzielle Flüssigwassertemperatur θ_l und der Gesamtwassergehalt q als prognostische Größen verwendet. Die potenzielle Flüssigwassertemperatur ist diejenige Temperatur, welche ein Luftpaket nach Verdunstung des gesamten in ihm enthaltenen Flüssigwassers infolge eines reversiblen feuchtadiabatischen Abstiegs auf 1000 hPa annähme. Sie ist in einer linearisierten Form durch

$$\theta_l = \theta - \frac{L}{c_p} \left(\frac{\theta}{T} \right) q_l \quad (2.12)$$

definiert (Betts, 1973), wobei T die absolute Temperatur, L die Verdunstungswärme und q_l den Flüssigwassergehalt bezeichnet. Das Verhältnis von potenzieller zu absoluter Temperatur, θ/T , wird im Einklang mit der Boussinesq-Approximation mit Hilfe der hydrostatischen Druckanteile bestimmt, d. h.

$$\frac{\theta}{T} = \left(\frac{p_{\text{ref}}}{p_{00}(z)} \right)^\kappa, \quad (2.13)$$

wobei $\kappa = 0.286$ den Adiabatenkoeffizienten und $p_{00}(z)$ den hydrostatischen Druck als Funktion der Höhe darstellt. Für den Referenzdruck gilt: $p_{\text{ref}} = 1000$ hPa. Als Anteile des Gesamtwassergehalts q werden in **PALM** die gasförmige Phase mit der spezifischen Feuchte q_v als beschreibende Variable und die flüssige Phase mit dem Flüssigwassergehalt q_l berücksichtigt, so dass für den Gesamtwassergehalt

$$q = q_v + q_l \quad (2.14)$$

gilt. Bei feuchtadiabatischen Prozessen, d. h. in Abwesenheit von Strahlungs-, Niederschlags- und Gefrierprozessen, stellen θ_l und q Erhaltungsgrößen dar. Die Verwendung

dieses konservativen Variablenpaares als thermodynamische Zustandsgrößen anstatt der häufiger verwendeten Variablen θ , q_v und q_l hat 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. Außerdem reduzieren sich die Bilanzgleichungen unter Nicht-Berücksichtigung von Kondensations- und Verdunstungsprozessen zu den Bilanzgleichungen für eine „trockene“ Grenzschicht, da dann die potenzielle Flüssigwassertemperatur θ_l gleich der potenziellen Temperatur θ ist und der Gesamtwassergehalt q der spezifischen Feuchte q_v entspricht. Dadurch vereinfacht sich die praktisch-numerische Umsetzung stark. 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 (siehe dazu [Deardorff, 1976](#)). Die Bilanzgleichungen für die potenzielle Flüssigwassertemperatur θ_l und den Gesamtwassergehalt q lassen sich wie folgt darstellen:

$$\frac{\partial \theta_l}{\partial t} = -\frac{\partial(u_i \theta_l)}{\partial x_i} + \nu_{\theta_l} \frac{\partial^2 \theta_l}{\partial x_i^2} + Q_{\theta_l} \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{\partial(u_i q)}{\partial x_i} + \nu_q \frac{\partial^2 q}{\partial x_i^2} + Q_q . \quad (2.16)$$

Dabei sind ν_{θ_l} und ν_q molekulare Diffusionskoeffizienten, und Q_{θ_l} und Q_q bezeichnen die diabatischen Quell- und Senkenterme für θ_l bzw. q . Als Quellen/Senken der potenziellen Flüssigwassertemperatur und des Gesamtwassergehalts werden in **PALM** folgende Terme berücksichtigt:

$$Q_{\theta_l} = \left(\frac{\partial \theta_l}{\partial t} \right)_{\text{rad}} + \left(\frac{\partial \theta_l}{\partial t} \right)_{\text{prec}} \quad (2.17)$$

$$Q_q = \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{\text{prec}} . \quad (2.18)$$

Dabei bezeichnet der Index „prec“ Terme, die Änderungen von θ_l bzw. q aufgrund von Niederschlagsprozessen hervorrufen, und der Index „rad“ beschreibt die zeitliche Änderung von θ_l infolge von Strahlungsprozessen. Mit Hilfe der potenziellen Flüssigwassertemperatur (Gl. (2.13)) und des Flüssigwassergehalts lässt sich die potenzielle Virtuelltemperatur (Gl. (2.11)) wie folgt darstellen:

$$\theta_v = \left(\theta_l + \frac{L}{c_p} \left(\frac{\theta}{T} \right) q_l \right) (1 + 0.61 q - 1.61 q_l) . \quad (2.19)$$

2.2.2 Filterung der Modellgleichungen

Mit den in Abschnitt 2.2.1 vorgestellten Grundgleichungen der Hydro- und Thermodynamik ist es im Prinzip möglich, durch die Integration der Gleichungen die zeitliche Entwicklung eines (turbulenten) Strömungsfeldes zu bestimmen. Die Lösung der Gleichungen ohne weitere Modellannahmen setzt jedoch voraus, dass alle energietragenden

Skalen bis hinab zur Dissipationslänge berücksichtigt werden müssen. Wie bereits in Abschnitt 2.1 erläutert, wird diese Strategie bei der „Direkten Numerischen Simulation“ (DNS) verfolgt. Allerdings können mit der Technik der DNS heutzutage nur Strömungen mit niedrigen bis moderaten Reynolds-Zahlen simuliert werden.

Die Grobstruktursimulation basiert auf der Trennung zwischen Wirbeln der großen energietragenden Skalen, der sogenannten Grobstruktur, und den Wirbeln der kleinen Skalen, der Feinstruktur. Die Grobstruktur (engl. *resolved scale*) wird dabei explizit erfasst, während die Feinstruktur (engl. *subgrid scale* oder *subfilter scale*) durch einfache Parametrisierungen berücksichtigt wird. Die Trennung der Grobstruktur von der Feinstruktur erfolgt formal durch eine Tiefpass-Filterung des Strömungsfeldes bzw. der hydro- und thermodynamischen Grundgleichungen. In der Literatur sind zwei unterschiedliche Konzepte bzw. Ansätze zur Trennung der Grobstruktur von der Feinstruktur zu finden.

Bei dem von Schumann (1975) angewendeten Konzept der Kontrollvolumenmethode (engl. *volume balance procedure*), auf das an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden soll, wird die Filterung der Erhaltungsgleichungen direkt mit dem Verfahren zur numerischen Lösung der Gleichungen verbunden. Es besitzt deshalb keine allgemeine Gültigkeit.

Bei dem von Leonard (1974) vorgeschlagenen Konzept wird eine Filterung der Modellgleichungen unabhängig von der Struktur des gewählten numerischen Gitters und den numerischen Lösungsverfahren über den gesamten Raum durchgeführt. Der aufgelöste Teil $\bar{\phi}(x_i, t)$ einer Variable $\phi(x_i, t)$ ist dabei formal durch die Beziehung

$$\bar{\phi}(x_i, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \int_{-\infty}^{+\infty} d^3x'_i \phi(x'_i, t') G(x_i - x'_i, t - t') \quad (2.20)$$

definiert, was einer Faltung von ϕ mit G entspricht: $\bar{\phi} = G \star \phi$. Die Gewichts- oder Filterfunktion G ist charakteristisch für den verwendeten Filter und direkt mit der Längenskala $\bar{\Delta}$ und der Zeitskala τ_c verknüpft, welche die Grobstruktur von der Feinstruktur räumlich bzw. zeitlich trennen. Wirbel mit einer Ausdehnung kleiner als $\bar{\Delta}$ bzw. einer Lebensdauer kürzer als τ_c bilden die Feinstruktur und werden bei der LES nicht explizit behandelt. Die Feinstruktur, der nicht aufgelöste Teil von $\phi(x_i, t)$, wird mit $\phi'(x_i, t)$ bezeichnet und ist durch

$$\phi'(x_i, t) = \phi(x_i, t) - \bar{\phi}(x_i, t) \quad (2.21)$$

bzw. $\phi' = (1 - G) \star \phi$ definiert (Sagaut, 2001). Im Fourier-Phasenraum lassen sich diese Definitionen wie folgt darstellen:

$$\tilde{\bar{\phi}} = \tilde{G} \tilde{\phi} \quad \text{bzw.} \quad \tilde{\phi}' = (1 - \tilde{G}) \tilde{\phi}, \quad (2.22)$$

wobei $\tilde{\phi}$ das Spektrum von ϕ und \tilde{G} die sogenannte Transferfunktion zu G ist.

Für die Filterfunktion G werden folgende Eigenschaften gefordert:

1. Erhaltung von Konstanten:

$$\bar{a} = a \iff \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \int_{-\infty}^{+\infty} d^3x'_i G(x'_i, t') = 1, \quad (2.23)$$

2. Linearität:

$$\overline{\phi + \psi} = \overline{\phi} + \overline{\psi}, \quad (2.24)$$

3. Kommutation mit Ableitungen:

$$\frac{\partial \overline{\phi}}{\partial s} = \overline{\frac{\partial \phi}{\partial s}}, \quad s = x_i, t. \quad (2.25)$$

Filter, die diese Eigenschaften erfüllen, sind im Allgemeinen keine Reynolds-Operatoren, denn es gilt:

$$\overline{\overline{\phi}} = G \star G \star \phi = G^2 \phi \neq \overline{\phi} = G \star \phi \quad (2.26)$$

bzw.

$$\overline{\overline{\phi'}} = G \star (1 - G) \star \phi = (G - G^2) \star \phi \neq 0. \quad (2.27)$$

In der Grobstruktursimulation kommen zur Trennung der räumlichen Skalen für gewöhnlich die folgenden drei Filter zur Anwendung (hier für ein eindimensionales Problem):

▷ Box- oder „top-hat“-Filter:

$$G(x - x') = \begin{cases} \frac{1}{\overline{\Delta}} & \text{für } |x - x'| \leq \frac{\overline{\Delta}}{2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.28)$$

$$\tilde{G}(k) = \frac{\sin(k\overline{\Delta}/2)}{(k\overline{\Delta})/2}. \quad (2.29)$$

Die Funktion $\overline{\phi}$ ist weiterhin eine kontinuierliche Funktion. Eine erneute Anwendung der Filteroperators reproduziert deshalb nicht $\overline{\phi}$. Es handelt sich also hier nicht um einen Reynolds-Operator!

▷ Gauß-Filter:

$$G(x - x') = \left(\frac{\gamma}{\pi \overline{\Delta}^2} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{-\gamma |x - x'|^2}{\overline{\Delta}^2} \right) \quad (2.30)$$

$$\tilde{G}(k) = \exp \left(\frac{-\overline{\Delta}^2 k^2}{4\gamma} \right), \quad (2.31)$$

wobei γ eine Konstante ist, der üblicherweise der Wert 6 zugewiesen wird (z. B. [Moeng, 1984](#)).

▷ Spektraler oder scharfer Abschneidefilter:

$$G(x - x') = \frac{\sin(k_c(x - x'))}{(k_c(x - x'))} \quad \text{mit } k_c = \frac{\pi}{\Delta} \quad (2.32)$$

$$\tilde{G}(k) = \begin{cases} 1 & \text{für } |k| \leq k_c \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}. \quad (2.33)$$

Die Anwendung des Filteroperators (2.20) auf die Impulsbilanzgleichungen (2.7) führt unter Verwendung der geforderten Filtereigenschaften (Gl. (2.23)- (2.25)) zu²

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j u_i}) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{g}{\theta_{v00}} (\bar{\theta}_v - \theta_{v00}) \delta_{i3}. \quad (2.34)$$

Mit Ausnahme des nichtlinearen Advektionsterms $\overline{u_i u_j}$ können für die Lösung der Gleichung alle Terme explizit berechnet werden. Um die gefilterte Gleichung zur Grobstruktursimulation einer turbulenten Strömung nutzen zu können, muss der nichtlineare Advektionsterm als Funktion von \bar{u}_i und u'_i dargestellt werden, wobei gilt:

$$u'_i = u_i - \bar{u}_i. \quad (2.35)$$

Die Zerlegung des nichtlinearen Terms ist nicht einheitlich. Verschiedene Autoren haben unterschiedliche Zerlegungen vorgeschlagen. Hier werden zwei von Leonard (1974) vorgeschlagene Zerlegungen vorgestellt, die aufeinander aufbauen. Grundsätzlich lässt sich der nichtlineare Term in Form einer dreifachen Summe ausdrücken:

$$\overline{u_i u_j} = \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)} \quad (2.36)$$

$$= \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{\bar{u}_j u'_i} + \overline{u'_i u'_j}. \quad (2.37)$$

Mit dieser Zerlegung nimmt die gefilterte Impulsgleichung die Form

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j u_i}) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{g}{\theta_{v00}} (\bar{\theta}_v - \theta_{v00}) \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.38)$$

an, wobei der Subfilter-Tensor τ durch

$$\tau_{ij} = C_{ij} + R_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} \quad (2.39)$$

definiert ist. Der Kreuzspannungstensor C beinhaltet alle Terme, die Wechselwirkungen zwischen großen und kleinen Skalen beschreiben, und der Reynolds-Spannungstensor repräsentiert die Wechselwirkungen zwischen Skalen der Feinstruktur:

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{\bar{u}_j u'_i}, \quad (2.40)$$

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}. \quad (2.41)$$

² Der Einfachheit halber sind in dieser Darstellung der Impulsbilanzgleichungen der Coriolis- und der molekulare Diffusionsterm nicht dargestellt.

Diese Form der Zerlegung wird *doppelte Zerlegung* genannt. Allerdings kann hier der $\overline{\overline{u_i u_j}}$ -Term nicht direkt berechnet werden. Dazu wäre eine weitere Anwendung des Filters notwendig. Um dies zu umgehen, hat [Leonard](#) eine weitere Zerlegung vorgeschlagen:

$$\overline{\overline{u_i u_j}} = (\overline{\overline{u_i u_j}} - \overline{u_i u_j}) + \overline{u_i u_j} \quad (2.42)$$

$$= L_{ij} + \overline{u_i u_j}. \quad (2.43)$$

Der neue Term L wird Leonard-Stresstensor genannt und repräsentiert Wechselwirkungen zwischen großen Skalen (Grobstruktur). Unter der Berücksichtigung von L lässt sich der Subfilter-Tensor τ als

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i u_j} \quad (2.44)$$

schreiben. Diese Zerlegung wird Leonard- oder *dreifache Zerlegung* genannt. Mit ihr lässt sich die Impulsgleichung zu

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j u_i}) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{g}{\theta_{v00}} (\overline{\theta}_v - \theta_{v00}) \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.45)$$

umformen.

Handelt es sich bei dem verwendeten Filter um einen Reynolds-Operator, so sind die Tensoren C_{ij} und L_{ij} identisch null, und die beiden Zerlegungen (doppelte bzw. Leonard-Zerlegung) sind äquivalent, da sich der Subfilter-Tensor τ auf den Reynolds-Stresstensor reduziert (siehe dazu [Sagaut, 2001](#)).

Die Längenskala $\overline{\Delta}$, welche die Grobstruktur von der Feinstruktur trennt, hängt nicht zwangsläufig von der Maschenweite Δ des numerischen Gitters ab. Die Diskretisierung muss lediglich fein genug sein, um das Faltungsprodukt, das den analytischen Filter definiert (Gl. (2.20)), korrekt aufintegrieren zu können, was zu der Bedingung

$$\Delta x \leq \overline{\Delta} \quad (2.46)$$

führt. Die meisten Autoren unterstellen jedoch aus rechenzeitökonomischen Gründen $\Delta x = \overline{\Delta}$ ([Sagaut, 2001](#)).

Die endgültig auf numerischem Wege berechnete Lösung eines Strömungsproblems wird jedoch tatsächlich nicht nur durch die analytische Filterung zur Trennung der Skalen beeinflusst. Sie ist vielmehr Ergebnis eines vierfachen Filterungsprozesses:

- ① analytischer Filter, gegeben durch das Faltungsprodukt (Gl. (2.20)), er trennt zunächst die Grob- von der Feinstruktur,
- ② Filterung aufgrund der Diskretisierung des ursprünglich kontinuierlichen Problems: Frequenzen größer als die Nyquist-Frequenz können durch das numerische Gitter nicht aufgelöst werden,
- ③ Filterung durch die numerischen Algorithmen aufgrund der Approximation der räumlichen Ableitungen,

④ Filterung durch das Subskalen-Modell.

Die Filtereigenschaften der Filterungsprozesse ② - ④ sind in der Regel nicht bekannt, so dass sich ihr Einfluss auf die gesuchte Lösung nicht *a priori* festlegen lässt. Aus diesem Grund zeigte der Vergleich von „empirischen Spektren“, die direkt aus den Feldern der LES-Simulationen ermittelt wurden, mit „theoretischen Spektren“, die aus der Modifikation des Kolmogorovschen Energiespektrums mit den Übertragungsfunktionen des verwendeten Filters berechnet wurden, große Unterschiede (Moeng und Wyngaard, 1988). Moeng und Wyngaard (1988) führen die Diskrepanzen darauf zurück, dass die empirischen Spektren Ergebnis einer zusätzlichen impliziten Filterung, nämlich der Filterungsschritte ② - ④, sind, während die „theoretischen Spektren“ ausschließlich durch die analytische Filterung ① beeinflusst werden. Aufgrund dieser Erkenntnis wird heute eine alternative Interpretation des Filterproblems allgemein akzeptiert, die davon ausgeht, dass sich die Details der Filterung, insbesondere die Form des Filteroperators, nicht „a-priori“ festlegen lassen.

Die Anwendung der Filteroperation (Gl. (2.20)) auf die Boussinesq-approximierten Navier-Stokes-Gleichungen führen unter Vernachlässigung der molekularen Diffusionsterme schließlich zu:

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.47)$$

Impulsbilanzgleichung:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} - (\varepsilon_{ijk} f_j \bar{u}_k - \varepsilon_{i3k} f_3 u_{k_{geo}}) + \frac{g}{\theta_{v00}} (\bar{\theta}_v - \theta_{v00}) \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.48)$$

Bilanzgleichung für die potenzielle Flüssigwassertemperatur:

$$\frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{u}_i \bar{\theta}_l)}{\partial x_i} - \frac{\partial W_i}{\partial x_i} + \left(\frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial t} \right)_{\text{rad}} + \left(\frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial t} \right)_{\text{prec}} \quad (2.49)$$

Bilanzgleichung für den totalen Wassergehalt:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{u}_i \bar{q})}{\partial x_i} - \frac{\partial H_i}{\partial x_i} + \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} \right)_{\text{prec}} \quad (2.50)$$

Dabei wurde bereits angenommen, dass für den Grenzfall großer Reynoldszahlen die Wirkung viskoser Kräfte auf die aufgelösten Variablen vernachlässigt werden kann. Die subskaligen Flüsse der potenziellen Flüssigwassertemperatur H_i und des totalen Wassergehalts W_i können wie folgt geschrieben werden (vergl. (2.44)):

$$H_i = \overline{u_i \theta_l} - \bar{u}_i \bar{\theta}_l \quad (2.51)$$

$$W_i = \overline{u_i q} - \bar{u}_i \bar{q} \quad (2.52)$$

2.2.3 Das Subskalen-Modell

Dem Subskalen-Modell (oder Subfilter-Modell, s. o.) obliegt die Aufgabe, Beziehungen für den Subfilter-Tensor τ_{ij} und die subskaligen Flüsse H_i und W_i zur Schließung der Modellgleichungen bereitzustellen. In **PALM** wird ein klassischer Schließungsansatz, der auf die Arbeit von [Deardorff \(1980\)](#) zurückgeht, benutzt. Dabei werden die subskaligen Flüsse als Funktion der aufgelösten (gefilterten) Feldgrößen berechnet. Dieser Schließungsansatz erfordert die Lösung einer Bilanzgleichung für die subskalige turbulente kinetische Energie, die durch

$$e = \frac{1}{2} \overline{(u_i - \bar{u}_i)^2} \quad (2.53)$$

definiert ist. Die Bilanzgleichung für die subskalige turbulente kinetische Energie lautet³:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial (\bar{u}_j e)}{\partial x_j} - \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_{v00}} H_{v,3} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{u'_j \left(e + \frac{p'}{\rho_0} \right)} \right] - \epsilon. \quad (2.54)$$

Die Dissipationsrate ϵ muss ebenso wie der Transportterm (der vierte Term auf der rechten Seite) parametrisiert werden. $H_{v,3}$ stellt den subskaligen vertikalen Fluss der potenziellen Virtuelltemperatur (Auftriebsfluss) dar. Er kann aus der Kenntnis der subskaligen Flüsse der potenziellen Flüssigwassertemperatur und des totalen Wassergehalts berechnet werden ([Cuijpers und Duynkerke, 1993](#)):

$$H_{v,3} = K_1 \cdot H_3 + K_2 \cdot W_3, \quad (2.55)$$

wobei die Koeffizienten K_1 und K_2 durch

$$K_1 = 1 + 0.61 \cdot \bar{q} \quad \text{bzw.} \quad K_2 = 0.61 \cdot \bar{\theta} \quad (2.56)$$

in ungesättigter Luft und durch

$$K_1 = \frac{1 - \bar{q} + 1.61 \cdot q_s \left(1 + 0.622 \frac{L}{RT} \right)}{1 + 0.622 \frac{L}{RT} \cdot \frac{L}{c_p T} q_s} \quad \text{bzw.} \quad K_2 = \bar{\theta} \cdot \left(\left(\frac{L}{c_p T} \right) K_1 - 1 \right) \quad (2.57)$$

in gesättigter Luft gegeben sind ([Cuijpers und Duynkerke, 1993](#)).

Die Parametrisierung des Subfilter-Tensors τ_{ij} und der subskaligen Flüsse H_i bzw. W_i geschieht mittels einer sogenannten Schließung ersten Ordnung. Dabei werden die turbulenten Flüsse proportional zu den Gradienten der aufgelösten transportierenden Größe gesetzt. Dies geschieht unter der Annahme, dass der Mechanismus des turbulenten Energietransfers von der aufgelösten Skala hinab zur Subskala analog zum Mechanismus

³ Anmerkung: In die Herleitung dieser Gleichung (z. B. [Etling, 1996](#)) fließt die Annahme ein, dass es sich bei dem Mittelungsoperator um einen Reynolds-Operator handelt, was im Allgemeinen nicht der Fall ist (s. o.), die Herleitung der Gleichung jedoch stark vereinfacht.

der molekularen Diffusion verläuft:

$$\tau_{ij} = -\nu_{\text{SGS}}^m \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.58)$$

$$H_i = -\nu_{\text{SGS}}^h \frac{\partial \bar{\theta}_i}{\partial x_j}, \quad (2.59)$$

$$W_i = -\nu_{\text{SGS}}^h \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j}. \quad (2.60)$$

Die Subskalen-Viskositäten (oder turbulente Diffusionskoeffizienten) für Impuls ν_{SGS}^m bzw. Wärme ν_{SGS}^h sind proportional zu dem Produkt aus der Mischungsweglänge ℓ und der subskaligen turbulenten kinetischen Energie:

$$\nu_{\text{SGS}}^m = 0.1 \ell \sqrt{\bar{e}}, \quad (2.61)$$

$$\nu_{\text{SGS}}^h = \left(1 + 2 \frac{\ell}{\Delta s}\right) \nu_{\text{SGS}}^m. \quad (2.62)$$

Die Mischungsweglänge wird in Abhängigkeit von der Schichtung über

$$\ell = \begin{cases} \min(\Delta s, 0.7 \cdot z, 0.76 \cdot \sqrt{\bar{e}} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \right)^{-1/2}) & \text{falls } \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} > 0 \\ \min(\Delta s, 0.7 \cdot z) & \text{falls } \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \leq 0 \end{cases} \quad (2.63)$$

berechnet, mit der charakteristischen Gitterweite $\Delta s = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{1/3}$. Damit sind ν_{SGS}^m und ν_{SGS}^h für den Fall labiler und neutraler Schichtung direkt Funktionen der Gitterweite und damit der Filterlänge.

Die Schließung der Bilanzgleichung für die subskalige turbulente kinetische Energie erfolgt über die Parametrisierung des Dissipationsterms

$$\epsilon = \left(0.19 + 0.74 \frac{\ell}{\Delta s} \right) \frac{e^{3/2}}{\ell} \quad (2.64)$$

und des Transportterms

$$\overline{u'_j \left(e + \frac{p'}{\rho_0} \right)} = -2 \nu_{\text{SGS}}^m \frac{\partial e}{\partial x_j}. \quad (2.65)$$

2.2.4 Das wolkenphysikalische Modell

Im Rahmen der Studien dieser Arbeit wurde **PALM** um ein wolkenphysikalisches Modell erweitert, mit dessen Hilfe Verdunstungs- und Kondensations- sowie Niederschlagsprozesse durch einfache Parametrisierungen berücksichtigt werden. Dabei werden mikro-physikalische Prozesse nicht explizit behandelt. Die Berechnung der Kondensationsrate erfolgt mit Hilfe eines diagnostischen Verfahrens, wobei davon ausgegangen wird, dass Flüssigwasser und Wasserdampf stets im thermodynamischen Gleichgewicht stehen und

die Zustandsänderungen reversibel sind. Bei der hier zum Einsatz kommenden Methode werden, im Gegensatz zu dem von [Sommeria und Deardorff \(1977\)](#) entwickelten Schema, das auch subskalige Kondensationsvorgänge mit einbezieht, nur vollständig gesättigte oder vollständig ungesättigte Gittervolumina zugelassen.⁴ Der Flüssigwassergehalt q_l wird dabei aus der Differenz zwischen dem Gesamtwassergehalt und dem Sättigungswert an einem bestimmten Raumpunkt ermittelt:

$$\bar{q}_l = \begin{cases} \bar{q} - \bar{q}_s(T) & \text{falls } \bar{q} > \bar{q}_s(\bar{T}) \\ 0 & \text{sonst .} \end{cases} \quad (2.66)$$

Dabei ergibt sich der Sättigungswert der spezifischen Feuchte näherungsweise aus (z. B. [Sommeria und Deardorff, 1977](#)):

$$\bar{q}_s = \bar{q}_s(\bar{T}_l) \frac{(1 + \beta \bar{q})}{1 + \beta \bar{q}_s(\bar{T}_l)}, \quad (2.67)$$

mit

$$\bar{q}_s(\bar{T}_l) = 0.622 \frac{\bar{e}_s(\bar{T}_l)}{p_0(z) - 0.377 \cdot \bar{e}_s(\bar{T}_l)} \quad (2.68)$$

und

$$\beta = 0.622 \left(\frac{L}{R\bar{T}_l} \right) \left(\frac{L}{c_p\bar{T}_l} \right). \quad (2.69)$$

Für die aktuelle Flüssigwassertemperatur T_l gilt in Analogie zur potenziellen Temperatur:

$$\bar{T}_l = \left(\frac{p_{00}(z)}{p_{\text{ref}}} \right)^\kappa \bar{\theta}_l, \quad (2.70)$$

mit $p_{\text{ref}} = 1000$ hPa. Der Wert des Sättigungsdampfdrucks bei einer Temperatur \bar{T}_l wird mittels

$$\bar{e}_s(\bar{T}_l) = 610.78 \cdot \exp \left(17.269 \frac{\bar{T}_l - 273.16}{\bar{T}_l - 35.86} \right) \quad (2.71)$$

berechnet ([Bougeault, 1982](#)). Das horizontal homogene Vertikalprofil des hydrostatischen Drucks $p_0(z)$ wird entsprechend den Bedingungen einer adiabatisch geschichteten Atmosphäre gemäß

$$p_{00}(z) = p_{00}(z=0) \frac{T_{\text{ref}}(z)^{c_p/R}}{T_{00}} \quad (2.72)$$

mit

$$T_{\text{ref}}(z) = T_{00} - (g/c_p) \cdot z \quad (2.73)$$

ermittelt (z. B. [Cuijpers und Duynkerke, 1993](#)). Als Referenztemperatur an der Erdoberfläche, $T_{00}(z=0)$, wird hier die Temperatur an der Erdoberfläche bei $t=0$ verwendet.

⁴ Die Validierungsrechnungen (Abschnitt 2.4) zeigen, dass die unterschiedlichen Verfahren einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Simulationsergebnisse haben. Aus diesem Grund wurde hier auf das Verfahren mit dem geringeren Rechenaufwand zurückgegriffen.

Das Vertikalprofil des hydrostatischen Drucks wird über den Verlauf einer Simulation konstant gehalten. Der Bodendruck $p_{00}(z=0)$ wird für jede Simulation als Initialisierungsparameter vorgegeben und ist an die synoptische Situation, die der Simulation zu Grunde liegt, anzupassen.

Das Strahlungsmodell

Die Strahlungsprozesse werden in **PALM** nur in stark vereinfachter Form berücksichtigt. Das verwendete Schema basiert auf der Parametrisierung der sogenannten effektiven Wolkenemissivität (Cox, 1976) und berücksichtigt nur die Absorption und Emission langwelliger Strahlung an Flüssigwassertropfchen (Wolkentropfchen), horizontale Strahlungsdivergenzen werden vernachlässigt.

Zu jedem Zeitschritt und für jede Gitterzelle wird der auf- bzw. abwärts gerichtete Nettostrahlungsfluss ermittelt und entsprechend der Strahlungsstromdivergenz die Änderungsrate der potenziellen Flüssigwassertemperatur θ_l berechnet:

$$\left(\frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial t}\right)_{\text{rad}} = -\frac{\theta}{T} \frac{1}{\varrho_{00} c_p \Delta z} [\Delta F(z^+) - \Delta F(z^-)] . \quad (2.74)$$

ΔF ist hierbei die Differenz zwischen auf- und abwärtsgerichteten Strahlungsflüssen an den Gitterpunkten oberhalb (z^+) und unterhalb (z^-) des Niveaus, in dem $\bar{\theta}_l$ definiert ist. Die auf- und abwärts gerichteten Strahlungsflüsse $F\uparrow(z)$ bzw. $F\downarrow(z)$ sind durch

$$F\uparrow(z) = B(0) + \varepsilon\uparrow(z, 0) (B(z) - B(0)) \quad (2.75)$$

und

$$F\downarrow(z) = F\downarrow(z_{\text{top}}) + \varepsilon\downarrow(z, z_{\text{top}}) (B(z) - F\downarrow(z_{\text{top}})) \quad (2.76)$$

definiert, wobei $F\downarrow(z_{\text{top}})$ der vorzugebende, am Modelloberrand auftretende Strahlungsfluss ist und $B(0)$ sowie $B(z)$ die Schwarzkörperemissionen am Boden bzw. in der Höhe z darstellen. $\varepsilon\uparrow(z, 0)$ und $\varepsilon\downarrow(z, z_{\text{top}})$ symbolisieren die effektiven Wolkenemissivitäten des Flüssigwassers zwischen Boden und dem Niveau z bzw. zwischen z und der Modellobergrenze bei z_{top} . Sie sind durch

$$\varepsilon\uparrow(z, 0) = 1 - \exp(-a \cdot LWP(0, z)) , \quad (2.77)$$

$$\varepsilon\downarrow(z, z_{\text{top}}) = 1 - \exp(-b \cdot LWP(z, z_{\text{top}})) \quad (2.78)$$

gegeben. $LWP(0, z)$ und $LWP(z, z_{\text{top}})$ bezeichnen die über die betreffende Gittersäule zwischen Boden und z bzw. zwischen z und Modelloberrand z_{top} aufsummierten Flüssigwassergehalte (LWP steht für *Liquid Water Path*):

$$LWP(0, z) = \int_0^z dz \varrho_0 \cdot \bar{q}_l \quad \text{und} \quad LWP(z, z_{\text{top}}) = \int_z^{z_{\text{top}}} dz \varrho_0 \cdot \bar{q}_l . \quad (2.79)$$

a und b sind sogenannte Massenaustauschkoeffizienten. Für sie werden die empirischen Werte $a = 130 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ und $b = 158 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ verwendet.

Das Niederschlagsmodell

Der Prozess der Niederschlagsbildung wird in **PALM** mittels eines stark vereinfachten Schemas von [Kessler \(1969\)](#) parametrisiert ([Müller und Chlond, 1996](#)). Dabei wird nur die sogenannte Autokonversion, d. h. die Bildung von Regenwasser durch Koagulation von Wolkentropfen untereinander, berücksichtigt. Niederschlag setzt ein und verlässt sofort das Modellgebiet, sobald der Flüssigwassergehalt einen kritischen Wert $q_{l_{\text{krit}}}$ überschreitet (hier $q_{l_{\text{krit}}} = 0.0005 \text{ kg kg}^{-1}$). Die Niederschlagsprozesse wirken sich damit direkt auf den Gesamtwassergehalt und auf die potenzielle Flüssigwassertemperatur an dem betreffenden Gitterpunkt aus. Entsprechend können die Quell- bzw. Senkenterme in den Bilanzgleichungen beider Variablen formuliert werden:

$$\left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}\right)_{\text{prec}} = \begin{cases} -(\bar{q}_l - q_{l_{\text{krit}}}) \cdot \tau & \bar{q}_l > q_{l_{\text{krit}}} \\ 0 & \bar{q}_l \leq q_{l_{\text{krit}}} \end{cases}, \quad (2.80)$$

mit $\tau = 0.001 \text{ s}$ als verzögernde Zeitkonstante, und

$$\left(\frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial t}\right)_{\text{prec}} = -\frac{L}{c_p T} \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}\right)_{\text{prec}}. \quad (2.81)$$

Der Schwellwert für die Bildung von Niederschlag wird für diese Arbeit, wie bei [Müller und Chlond \(1996\)](#), auf $q_{l_{\text{krit}}} = 0.05 \text{ g kg}^{-1}$ gesetzt.

2.2.5 Diskretisierung und numerische Lösungsverfahren

Die Gleichungen (2.47)-(2.50) stellen partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung dar, deren numerische Lösung auf einer diskreten Beschreibung der Gleichungen basiert, wobei die Zustandsgrößen nur an diskreten Punkten in Raum und Zeit definiert sind. In **PALM** wird zur numerischen Lösung der Gleichung das Verfahren der finiten Differenzen-Methode angewendet. Dabei werden alle in den Gleichungen auftretenden Differenzialquotienten in Differenzenquotienten überführt. Diese räumliche Diskretisierung der Gleichungen erfolgt in **PALM** auf einem rechtwinkligen, versetzten Gitter, das in horizontaler Raumrichtung eine äquidistante Gitterweite (Δx bzw. Δy) aufweist. In vertikaler Richtung sind die Gitterweiten (Δz) im Allgemeinen ebenfalls äquidistant⁵. Die skalaren Größen (z. B. θ_l , ν_{SGS}^m , ν_{SGS}^h , p^* , usw.) sind an den Maschenmittelpunkten des Gitters definiert. Die vektoriellen Größen sind dazu in negativer Vektorrichtung um eine halbe Maschenweite versetzt angeordnet. Die Differenzenapproximation der nichtlinearen Advektionsterme erfolgt mit dem von [Piacsek und Williams \(1970\)](#) entwickelten Verfahren. Die Terme der turbulenten Diffusion und alle weiteren Differenzialquotienten werden durch zentrale Differenzenquotienten approximiert.

Die Prognose der dynamischen und thermodynamischen Variablen entlang der Zeitachse erfolgt zu diskreten Zeitpunkten t^n , in Abständen von $\Delta t = t^{n+1} - t^n$. Zur Gewährleistung der numerischen Stabilität der Prognose muss der Zeitschritt Δt sowohl

⁵ Auf Abweichungen wird an entsprechender Stelle hingewiesen.

das CFL- als auch das Diffusionskriterium erfüllen (Roache, 1985):

$$\Delta t \leq f_{dt} \cdot \min(\Delta t_{\text{CFL}}, \Delta t_{\text{DIFF}}), \quad (2.82)$$

wobei f_{dt} ein „Sicherheitsfaktor“ ist, der in dieser Arbeit auf den Wert 0.2 gesetzt wurde. Dabei ergibt sich Δt_{CFL} aus

$$\Delta t_{\text{CFL}} = \min\left(\frac{\Delta x}{\max(u)}, \frac{\Delta y}{\max(v)}, \frac{\Delta z}{\max(w)}\right) \quad (2.83)$$

und Δt_{DIFF} aus

$$\Delta t_{\text{DIFF}} = 0.125 \cdot \min\left(\frac{\Delta x^2, \Delta y^2, \Delta z^2}{\max(\nu_{\text{SGS}}^m, \nu_{\text{SGS}}^h)}\right). \quad (2.84)$$

Die zeitliche Integration erfolgt für alle prognostischen Gleichungen mit dem sogenannten LEAP-FROG-Verfahren⁶, wobei zur Prognose der Geschwindigkeitskomponenten das bei Chlond (1999) beschriebene Korrektor-Prediktor-Verfahren zur Erfüllung der Kontinuitätsgleichung zur Anwendung kommt. Dabei werden zunächst vorläufige Geschwindigkeiten gemäß

$$\widehat{u}_i^{n+1} = u_i^{n-1} + \Delta t \left(2 \cdot F_i^n - \frac{1}{\varrho_{00}} \Delta_i p^{*n}\right) \quad (2.85)$$

berechnet, wobei F_i die Differenzenapproximation der Beschleunigungen aufgrund advektiver und diffusiver Impulsflüsse sowie aufgrund von Coriolis- und Auftriebskräften darstellt. Die Berechnung des endgültigen Geschwindigkeitsfeldes erfolgt schließlich durch einen Korrektor-Schritt:

$$u_i^{n+1} = \widehat{u}_i^{n+1} - \Delta t \frac{1}{\varrho_{00}} \Delta_i \Delta p^*. \quad (2.86)$$

Im Allgemeinen erfüllt \widehat{u}_i^{n+1} nicht die Kontinuitätsgleichung. Um die Bedingung der Divergenzfreiheit für das endgültige Geschwindigkeitsfeld u_i^{n+1} zu erreichen, muss die Druckdifferenz $\Delta p^* = p^{*n+1} - p^{*n}$ ermittelt werden. Durch Anwenden des Divergenzoperators auf Gleichung (2.86) erhält man eine Poisson-Gleichung für die Druckdifferenz:

$$\Delta_{i,i}^2 \Delta p^* = \frac{\varrho_{00}}{\Delta t} \Delta_i \widehat{u}_i^{n+1}, \quad (2.87)$$

wobei $\Delta_{i,i}^2$ die Differenzenapproximation des Laplace-Operators ist. Die Lösung dieser Poisson-Gleichung erfolgt in **PALM** mit dem direkten Verfahren von Schumann und Sweet (1988). Dabei wird die Poisson-Gleichung für die Druckdifferenz zunächst in beiden horizontalen Raumrichtungen einer Fouriertransformation unterzogen (benutzt wird hier ein Fast-Fourier-Algorithmus, FFT), woraus ein tridiagonales Gleichungssystem für die Druckdifferenz im Fourier-Raum hervorgeht. Nach dessen Lösung erhält man durch zwei inverse Fourier-Transformationen in Richtung der horizontalen Wellenzahlvektoren die

⁶ Eine Ausnahme bildet der Term für die Druckstörung. Hier erfolgt eine Behandlung mit dem Euler-Verfahren.

Lösung für die Stördruckdifferenz im Ortsraum, womit abschließend das vorläufige Geschwindigkeitsfeld korrigiert werden kann. Bei der Entwicklung von **PALM** stellte die Parallelisierung dieses Algorithmus die größte Schwierigkeit dar (siehe Raasch und Schröter, 2001, sowie Abschnitt 2.2.7)

Alternativ zu den in dieser Arbeit benutzten numerischen Verfahren können durch einfache Programmschalter auch andere Verfahren zum Einsatz kommen. Die numerische Behandlung der nichtlinearen Advektionsterme kann alternativ mittels eines Upstream-Spline-Schemas (Purnell, 1976) erfolgen. Die Advektion skalarer Größen kann wahlweise mit dem von Chlond lokal modifizierten Schema von Bott (1989a,b, Chlond, 1994) behandelt werden. In diesen Fällen erfolgt die zeitliche Integration ausschließlich mit dem Euler-Verfahren (siehe auch Raasch und Schröter, 2001).

2.2.6 Rand- und Anfangsbedingungen

Die Lösung des Gleichungssystems (2.47)-(2.50) stellt aus mathematischer Sicht ein Rand-Anfangswertproblem dar. Unter der Vorgabe bestimmter Rand- und Anfangswerte wird eine zeitliche Integration der Variablenfelder innerhalb eines dreidimensionalen Modellgebiets durchgeführt. Dabei sollen die Anfangsbedingungen den Ausgangszustand des zu simulierenden Vorgangs bestmöglich repräsentieren. Da das Modellvolumen nur einen Ausschnitt aus dem Gesamtphänomen „Atmosphäre“⁷ darstellt, müssen die Randbedingungen so gewählt werden, dass sie die Strömung bzw. deren Entwicklung möglichst wenig beeinflussen. Das Modellvolumen mit den Kantenlängen L_x in x -Richtung, L_y in y -Richtung und L_z in z -Richtung ist ebenfalls an die Natur des zu simulierenden Vorgangs anzupassen.

Die lateralen Ränder werden in **PALM** durch zyklische Randbedingungen behandelt, was eine periodisch wiederkehrende Fortsetzung des Strömungsgebiets bewirkt.

Am Oberrand des Modellgebiets werden für die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors Dirichletsche Randbedingungen angenommen ($\bar{u}_{z_{\text{top}}} = u_{\text{geo}}$, $\bar{v}_{z_{\text{top}}} = v_{\text{geo}}$, $\bar{w}_{z_{\text{top}}} = 0$, $\forall x, y$). Für die subskalige turbulente kinetische Energie werden Neumannsche Randbedingungen verwendet ($e_{z_{\text{top}}} = e_{z_{\text{top}}-\Delta z} \iff \partial e / \partial z|_{z_{\text{top}}} = 0$). Die Randwerte für $\bar{\theta}_l$ und \bar{q} werden unter der Voraussetzung zeitlich konstanter Vertikalgradienten ermittelt.

Der untere Rand entspricht der Erdoberfläche und ist damit der einzige physikalische Rand innerhalb des Modellgebiets. An diesem strömungsundurchlässigen Rand sollen Haftreibungsbedingungen gelten, d. h. der Geschwindigkeitsvektor hat hier die Bedingung $\bar{u}_i(z = 0) = 0$ zu erfüllen. Die Oberflächentemperatur und die spezifische Feuchte an der Erdoberfläche werden für jede Simulation als Funktion der Zeit und des Orts vorgegeben. Die bodennahen turbulenten Flüsse, die sich aufgrund dieser Bedingungen einstellen, werden unter der Annahme einer Prandtl-Schicht, die sich in **PALM** zwischen der Erdoberfläche und der ersten vertikalen Gitterebene befindet, mittels der Monin-Obukhovschen Ähnlichkeitsbeziehungen ermittelt. Die bodennahen vertikalen Flüsse für

⁷ Die Anwendung von **PALM** ist nicht auf atmosphärische Phänomene beschränkt, es können zum Beispiel ebenso turbulente Strömungen im Ozean untersucht werden (siehe z. B. Raasch und Etling, 1998).

Impuls, Wärme und Feuchte lassen sich dabei unter Verwendung der Skalierungsgrößen u_* , ϑ_* und q_* durch

$$\tau_{i3} = -u_*^2 \quad \text{mit} \quad i = 1, 2, \quad (2.88)$$

$$H_3 = -u_* \cdot \vartheta_* \quad (2.89)$$

und

$$W_3 = -u_* \cdot q_* \quad (2.90)$$

darstellen. Aus der integrierten Fluss-Profil-Beziehung für die Prandtl-Schicht kann die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* durch

$$u_* = \frac{\kappa \cdot (u_1^2(z_p) + u_2^2(z_{0_m}))^{1/2}}{\ln\left(\frac{z_p}{z_{0_m}}\right) - \Psi_m(Rif)}, \quad (2.91)$$

die charakteristische Temperatur und die charakteristische Feuchte der Prandtl-Schicht über

$$\vartheta_* = \frac{\kappa \cdot (\theta_l(z_p) - \theta_l(z_{0_\theta}))}{\ln\left(\frac{z_p}{z_{0_\theta}}\right) - \Psi_h(Rif)} \quad \text{und} \quad q_* = \frac{\kappa \cdot (q(z_p) - q(z_{0_q}))}{\ln\left(\frac{z_p}{z_{0_q}}\right) - \Psi_w(Rif)} \quad (2.92)$$

berechnet werden. Dabei ist $\kappa = 0.4$ die von-Kármán-Konstante, und z_{0_m} , z_{0_θ} sowie z_{0_q} bezeichnen die Rauigkeitslängen für Impuls, Temperatur bzw. Feuchte. z_p steht hier für die Höhe der Prandtl-Schicht, die in **PALM** durch $z_p = \Delta z/2$ gegeben ist. Die Richardson-Fluss-Zahl ist in der Prandtl-Schicht durch

$$Rif = \frac{\kappa \cdot g}{\theta_v(z_p)} \frac{\vartheta_* + 0.61 \cdot \theta(z_p) \cdot q_*}{u_*^2} \cdot z_p \quad (2.93)$$

definiert. Ψ_m bzw. Ψ_h sind Funktionen des thermischen Schichtungszustands innerhalb der Prandtl-Schicht, repräsentiert durch Rif , und lassen sich durch Integration der Profilkfunktionen ermitteln (z. B. [Garrat, 1992](#)):

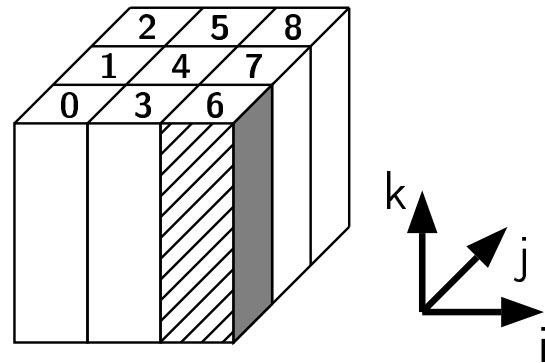
$$\Psi_m(Rif) = \int_{z_0}^{z_p} d(Rif) (1 - \phi_m(Rif)), \quad (2.94)$$

$$\Psi_{h,w}(Rif) = \int_{z_0}^{z_p} d(Rif) (1 - \phi_{h,w}(Rif)), \quad (2.95)$$

wobei die Profilkfunktionen in Abhängigkeit von der thermischen Schichtung als

$$\phi_m(z) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 + 5 \cdot Rif & \text{falls } Rif \geq 0 \\ (1 - 16 \cdot Rif)^{-1/4} & \text{falls } Rif < 0 \end{array} \right\} = \phi_h(z) = \phi_w(z) \quad (2.96)$$

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung einer zweidimensionalen Modellgebietszerlegung unter Verwendung von 9 Prozessorelementen (PEs, 3×3 -Gitternetz). Die Datenpunkte in vertikaler Richtung (k) liegen hier vollständig auf einem PE, während die Datenpunkte in horizontaler Richtung (i, j) auf die PEs aufgeteilt sind.



definiert sind.

Für alle verbleibenden Variablen (e , ν_{SGS}^m , ν_{SGS}^h , \bar{p}^*) werden am Unterrand Neumannsche Randbedingungen angenommen.

Die Initialisierung einer Simulation erfolgt durch eine eindimensionale Version des Modells, deren stationäre Lösung unter der Voraussetzung horizontaler Homogenität auf das 3-D Modell übertragen wird. Für den „1-D Vorlauf“ werden ein idealisiertes Temperaturprofil und Feuchteprofil sowie ein höhenkonstanter geostrophischer Wind als Anfangszustand vorgegeben. Unter Festhalten des Temperatur- und Feuchteprofils wird die zeitliche Integration solange fortgesetzt, bis ein mit den Bodenreibungskräften im Gleichgewicht stehendes, höhenabhängiges Windprofil erreicht ist. Um die Entwicklung eines turbulenten Zustands zu Beginn der 3-D Simulation anzuregen, wird den Komponenten des Geschwindigkeitsvektors während der ersten Zeitschritte solange eine räumlich unkorrelierte Zufallsstörung mit kleiner Amplitude aufgeprägt, bis die aufgelöste turbulente kinetische Energie einen bestimmten Schwellwert überschreitet.

2.2.7 Parallelisierung

Die grundsätzliche Idee der Parallelisierung von numerischen Modellen besteht darin, den gesamten anfallenden Rechenaufwand geeignet in mehrere Arbeitsprozesse aufzuteilen, die anschließend parallel auf separaten Prozessorelementen (PEs) eines sogenannten Parallelrechners bearbeitet werden. Dadurch wird die Bearbeitungszeit für das gesamte zu lösende Problem verkürzt. Im Idealfall halbiert sich dabei die Bearbeitungszeit bei Verdopplung der Arbeitsprozesse. Die Strategie der Parallelisierung von **PALM** wurde maßgeblich durch die Entscheidung, nur auf etablierte herkömmliche numerische Verfahren zur Lösung der Modellgleichungen zurückzugreifen, beeinflusst (Raasch und Schröter, 2001). Die grundsätzliche Parallelisierung des Modells wird durch eine horizontale, zweidimensionale Gebietszerlegung erreicht, wie sie schematisch in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Die Grundfläche des Modellgebiets wird dabei schachbrettartig in Rechtecke unterteilt, wodurch das gesamte Modellgebiet in Quader gleichen Volumens zerlegt wird. Jedem dieser Quader wird ein PE zugeordnet. Jedes PE speichert die Datenpunkte seines Teilgebiets (Prinzip des verteilten Speichers) und löst dann den vollständigen Modellgleichungssatz auf den Gitterpunkten seines jeweiligen Teilgebietes bzw. Quaders. Um lokale Datenabhängigkeiten an den seitlichen Rändern der Teilgebiete behandeln zu kön-

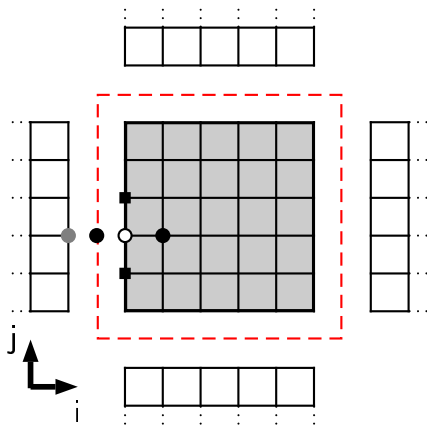


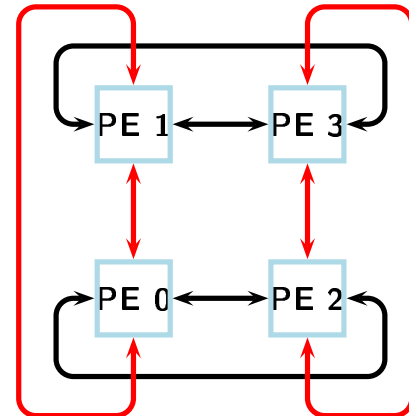
Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Behandlung lokaler Datenabhängigkeiten mittels der Einführung von Geisterrändern am Beispiel zentraler finiter Differenzen. Grau unterlegt ist das Teilgebiet eines PE. Die Teilgebiete der umliegenden PE sind angedeutet. Die gestrichelte Linie entspricht dem Geisterrand, auf dem Randdaten des jeweils benachbarten PE abgespeichert sind.

nen, wird jedem PE an seinen vier Seitenrändern jeweils eine zusätzliche Gitterebene (Geisterpunkte, Geisterränder oder Schattenränder genannt) zugeteilt, welche die Werte der seitlichen Randpunkte der jeweils benachbarten PE speichert (siehe Abbildung 2.3). Zum Beispiel werden für die Berechnung der zentralen finiten Differenzen an einem Randgitterpunkt, markiert durch \circ , die Daten der umliegenden beiden Gitterpunkte benötigt. In j -Richtung liegen alle notwendigen Datenpunkte, markiert durch \blacksquare , auf dem jeweiligen PE vor. Dagegen wird in i -Richtung ein Datenpunkt benötigt, der in dem Gebiet des benachbarten PE liegt (\bullet). Durch Einführung eines sogenannten Geisterrandes (gestrichelte Linie), welcher die Randdaten des jeweilig benachbarten PE aufnimmt (\bullet), wird dieses Problem gelöst. Die Zerlegung des Modellgebiets in einzelne Teilgebiete verringert zwar den Rechenaufwand für jedes einzelne PE und damit auch die benötigte Rechenzeit für die Lösung der Modellgleichungen, durch den Austausch der Geisterranddaten nach jedem Zeitschritt entsteht jedoch ein zusätzlicher Kommunikationsaufwand (Kommunikationsoverhead). Die Parallelisierung eines Problems/Programms wird dabei als effizient bezeichnet, wenn der Kommunikationsbedarf für den Informationsaustausch zwischen den eingesetzten PE gering im Verhältnis zur Bearbeitungszeit für die restlichen Programmteile bleibt (s. u.).

Die Kommunikation zwischen den PE wird in **PALM** durch das Message Passing Interface MPI (Gropp et al., 1994) realisiert, welches sich als „Quasistandard“ auf massivparallelen Rechnersystemen etabliert hat. Die zyklischen Randbedingungen des Modells und die Zuordnung der PE zu den Teilgebieten werden durch Erzeugen einer sogenannten virtuellen zweidimensionalen Prozessortopologie erreicht, welche die „Enden“ der einzelnen Reihen bzw. Spalten miteinander verbindet (siehe Abb. 2.4). Zum Beispiel „weiß“ der jeweils linke Prozessor (hier PE 0 bzw. PE 1) einer Reihe stets, dass er Geisterranddaten mit dem jeweils rechten Prozessor (hier PE 2 bzw. PE 3) dieser Reihe auszutauschen hat und entsprechend umgekehrt. Programmiertechnisch kann so jeder Prozessor gleich behandelt werden, unabhängig davon, ob es sich um einen Prozessor am Rand der Topologie handelt oder nicht.

Aufgrund nichtlokaler Datenabhängigkeiten bei der Durchführung einer FFT kann bei der gewählten Form der Gebietszerlegung die Lösung der Poisson-Gleichung für den Stördruck nicht mehr ohne zusätzliche Maßnahmen mit der oben beschriebene Methode

Abbildung 2.4: Schematische Darstellung einer virtuellen zweidimensionalen Prozessortopologie mit 2×2 PEs. Die Pfeile markieren die Richtung des Datenaustauschs und verbinden diejenigen Randflächen, deren Daten nach jedem Zeitschritt ausgetauscht werden müssen.



durchgeführt werden (2-D-FFT, Lösen des tridiagonalen linearen Systems (TLGS), inverse 2-D-FFT). Entsprechend der Parallelisierungsstrategie für **PALM**, weitestgehend herkömmliche numerische Methoden zu verwenden, erfolgt auch in **PALM** die Lösung der Poisson-Gleichung auf die oben beschriebene Art. Dies ist aber nur in Verbindung mit sogenannten Datentranspositionen möglich (siehe Abbildung 2.5). Bevor eine FFT

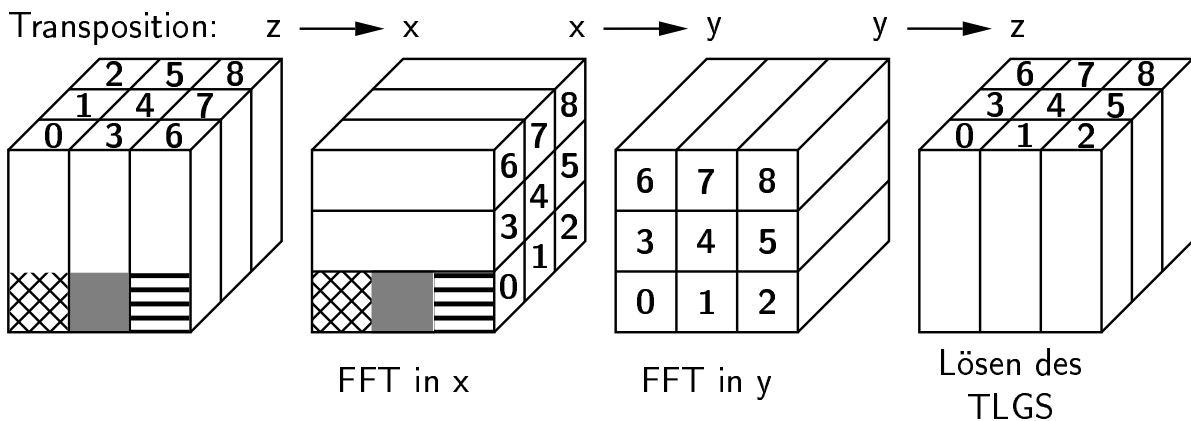


Abbildung 2.5: Darstellung der Methode zur Lösung der Poisson-Gleichung im Fall einer zweidimensionalen Gebietszerlegung. Die Teilgebiete sind durch ihre jeweilige PE-Nummer markiert.

in x -Richtung durchgeführt werden kann, müssen die Daten innerhalb des gesamten Modellgebietes umgeordnet (transponiert) werden, so dass alle Datenpunkte in x -Richtung auf einem PE liegen, während die Daten der beiden anderen Raumrichtungen auf die PEs verteilt werden. Zwei weitere Transpositionen ($x \rightarrow y$, $y \rightarrow z$) sind notwendig, bevor das TLGS gelöst werden kann. Abschließend muss dieser Weg rückwärts abgeschrieben werden, um die Lösung für den so ermittelten Stördruck aus dem Phasen- in den Ortsraum zu transformieren.

Testrechnungen haben gezeigt, dass **PALM** bis zu einer hohen Anzahl eingesetzter PEs nahezu optimal skaliert. Abbildung 2.6 zeigt dazu den sogenannten Speed-up $s(P)$

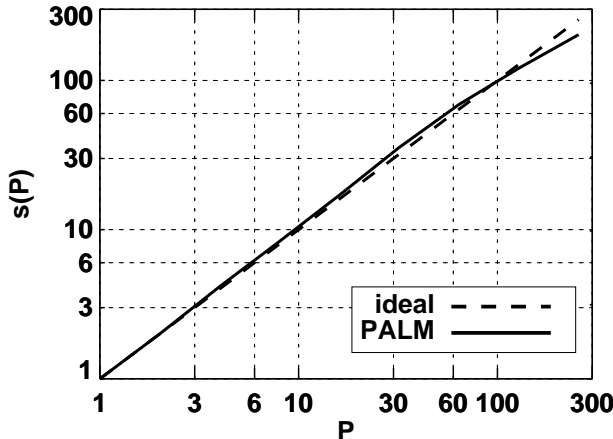


Abbildung 2.6: Speed-Up $s(P)$ für einen Modelllauf mit unterschiedlicher Anzahl eingesetzter Prozessorelemente. Für diesen Testlauf wurde ein kleines Modellgebiet mit $160 \times 160 \times 64$ Gitterpunkten gewählt. Zum Vergleich ist der ideale Speed-Up als gestrichelte Linie dargestellt. Die Simulationen für diese Testreihe wurden auf der Cray T3E-600 des NIC in Jülich durchgeführt.

als Funktion der Anzahl eingesetzter PE für eine Serie von Testrechnungen mit $160 \times 160 \times 64$ Gitterpunkten. Der Speed-up $s(P)$ ist durch das Verhältnis von der Rechenzeit unter Verwendung von einem PE $t(1)$ zu der Rechenzeit mit P PEs $t(P)$ definiert:

$$s(P) = \frac{t(1)}{t(P)} \quad (2.97)$$

und stellt daher ein Maß für die Skalierbarkeit der Parallelisierung eines Programms dar. Im Falle einer idealen Skalierung des Programms sollte sich der Speed-up bei Verdoppelung der Anzahl eingesetzter PEs ebenfalls verdoppeln. Abbildung 2.6 zeigt, dass **PALM** dieses Kriterium auch weitestgehend erfüllt. Erst für eine hohe Anzahl verwendeter PEs (hier 100) treten Abweichungen vom idealen Verlauf auf. Eine detaillierte Diskussion dieser Testrechnungen ist bei [Raasch und Schröter \(2001\)](#) zu finden, weshalb an dieser Stelle darauf verzichtet wird.

2.3 Hinweise zur Notation

Bevor im einzelnen auf Ergebnisse der Untersuchungen eingegangen wird, sollen an dieser Stelle noch einige Anmerkungen zur Notation erfolgen. Der vom Modell aufgelöste Anteil einer beliebigen Feldgröße ψ wird weiterhin durch einen Querstrich mit $\overline{\psi}$ markiert. Lokale Abweichungen davon, die von dem Modell nicht aufgelöst werden können, werden durch einen Strich mit ψ' beschrieben. Größen, die durch Mittelung über alle Punkte einer horizontalen Gitterebene berechnet wurden, werden durch $\langle \psi \rangle_h$ dargestellt, und lokale Abweichungen von diesen Horizontalmitteln erhalten einen Doppelstrich: $\overline{\psi}'' = \overline{\psi} - \langle \psi \rangle_h$. Entsprechend dieser Notation ergibt sich die vom Modell aufgelöste Varianz einer Größe für ein Horizontalniveau durch: $\langle \overline{\psi}''^2 \rangle_h$. Analog kann die vom Modell aufgelöste Kovarianz einer Größe mit der Vertikalgeschwindigkeit (der kinematische Fluss von ψ) in einem Höhenniveau als $\langle \overline{w}'' \overline{\psi}'' \rangle_h$ geschrieben werden. Der vom Modellgitter nicht auflösbare, parametrisierte Flussanteil wird durch $\langle \overline{w}' \theta' \rangle_h$ dargestellt, so dass

sich der gesamte kinematische Fluss aus $\langle \overline{w''\theta''} \rangle_h = \langle \overline{w''\bar{\theta}''} \rangle_h + \langle \overline{w'\theta'} \rangle_h$ ergibt⁸.

2.4 Validierung des wolkenphysikalischen Moduls

Wie bereits in der Einleitung geschildert, kommt den diabatischen Wärmequellen, wie der Freisetzung latenter Wärme bei der Kondensation und den langwelligen Strahlungsprozessen, bezüglich des Wachstums von Konvektionszellen eine entscheidende Rolle zu. Aus diesem Grund wurde das wolkenphysikalische Modell, dessen Einzelkomponenten in Abschnitt 2.2.4 beschrieben wurden, in **PALM** implementiert. Um das Zusammenspiel dieser neuen thermodynamischen Programmteile mit dem dynamischen Teil von **PALM** auf Plausibilität zu überprüfen, wurde eine Validierungsrechnung durchgeführt. Die Daten für diese Validierungsrechnung wurden einer Modell-Vergleichsstudie entnommen, die im Rahmen des von der Europäischen Gemeinschaft geförderten Projekts *EUCREM* (European Cloud Resolving Modelling) durchgeführt wurde. Diese Modell-Vergleichsstudie wurde mit der Absicht durchgeführt, einen nächtlichen Teilabschnitt des *ASTEX Lagrange I-Experiments* (De Roode und Duynkerke, 1997) mit Hilfe verschiedener LES-Modelle zu simulieren und anschließend die erzielten Resultate miteinander sowie mit den Messdaten zu vergleichen (siehe auch Chlond, 1999). Da dieser Modellvergleich mit LES-Modellen vieler international anerkannter Wissenschaftlergruppen durchgeführt wurde, eignet sich diese Vergleichsstudie hervorragend zur Validierung des neuen wolkenphysikalischen Moduls von **PALM**.

Der Zustand der Grenzschicht im Gebiet des Experiments am 13.6.1992 wurde von der EUCREM-Arbeitsgruppe wie folgt (idealisiert) beschrieben⁹: Die etwa 660 m mächtige, gut durchmischte und mit Stratocumulus bedeckte Grenzschicht war von der freien Atmosphäre durch eine scharf ausgeprägte Inversion (11 K/100 m) abgegrenzt (Abb. 2.7(a)). Darüber war die Atmosphäre leicht stabil geschichtet (0.6 K/100 m). Die beobachtete Stratocumulusbewölkung war überwiegend nächtlichen Typs, so dass die Struktur der Grenzschicht nicht bzw. nur unwesentlich durch solare Einstrahlung beeinflusst wurde. Der geostrophische Wind wehte aus nordnordöstlicher Richtung ($u_{geo} = -2 \text{ m s}^{-1}$, $v_{geo} = -10 \text{ m s}^{-1}$). Der Coriolisparameter wurde auf $f = 9 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ festgesetzt, was einer geographischen Breite von $\varphi = 38^\circ \text{ N}$ entspricht. Der Referenzwert für den Luftdruck wurde auf einen Wert von $p_{00} = 1029 \text{ hPa}$ gesetzt. Abweichend von den in Abschnitt 2.2.3 und 2.2.4 beschriebenen Parametrisierungen wurde für den Netto-Strahlungsfluss in einer Höhe z folgende Parametrisierung vorgegeben:

$$\Delta F(z) = F_{\downarrow}(z_{\text{top}}) \exp(-a \cdot \text{LWP}(z, z_{\text{top}})), \quad (2.98)$$

wobei $a = 130 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ gilt und der Netto-Strahlungsfluss an der Wolkenoberkante $F_{\downarrow}(z_{\text{top}}) = 74 \text{ W m}^{-2}$ betrug. Die bodennahen Flüsse für Impuls, Wärme und Feuchte

⁸ Aus mathematischer Sicht gilt hier nicht exakte Gleichheit, da hier Terme, die Mittelwerte subskaliger Größen enthalten, nicht berücksichtigt wurden (siehe dazu Sagaut, 2001, S. 221).

⁹ Die Vorgaben für diesen Modellvergleich sind über das World Wide Web unter der URL <http://www.fys.ruu.nl/~wwimau/ASTEX/astexcomp.html> zugänglich.

werden horizontal homogen und zeitunabhängig durch:

$$\overline{(u'_3 u'_1, u'_3 u'_2)} = -(\bar{u}_1(z = z_p), \bar{u}_2(z = z_p)) \cdot u_*^2 / (\bar{u}_1^2(z = z_p) + \bar{u}_2^2(z = z_p))^{1/2} \quad (2.99)$$

$$\overline{u'_3 \theta'_l} = 0.01 \text{ K m s}^{-1} \quad (2.100)$$

$$\overline{u'_3 q'} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ kg m s}^{-1} \text{ kg}^{-1} \quad (2.101)$$

vorgeschrieben. Für die Schubspannungsgeschwindigkeit gilt $u_* = 0.3 \text{ m s}^{-1}$. Die subska- lige turbulente kinetische Energie wird für $z < 687.5 \text{ m}$ mit $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ initialisiert. Aus diesen Vorgaben resultiert eine 370 m mächtige Wolkenschicht, mit der Basis bei 320 m und der Obergrenze bei 690 m (s. Abb. 2.7(b)).

Die Simulation wird mit einer Modellgebietsgröße von $3.2 \text{ km} \times 3.2 \text{ km} \times 1.5 \text{ km}$ bei Gitterweiten von $\Delta x = \Delta y = 50 \text{ m}$ und $\Delta z = 25 \text{ m}$ über eine Dauer von 7200 s (2 h) durchgeführt. Zum späteren Vergleich mit den Ergebnissen der Vergleichsstudie wurden alle horizontal gemittelten Vertikalprofile einer zeitlichen Mittelung über die letzte Stunde der Simulation unterzogen. Zur Initialisierung der Simulation wurden die eindimensionalen Profile aller prognostischen Variablen unter der Voraussetzung horizontaler Homogenität direkt auf das dreidimensionale Modellgebiet übertragen. Ein eindimensionaler Vorlauf wurde nicht durchgeführt. Um die Entwicklung eines turbulenten Zustands anzuregen, wird dem Temperaturfeld zu Beginn der Simulation für $z < 687.5 \text{ m}$ eine räumlich unkorrelierte Zufallstörung von kleiner Amplitude aufgeprägt.

Der Antrieb der Bewegungsvorgänge innerhalb der Grenzschicht erfolgt zum Zeitpunkt des Experiments hauptsächlich durch langwellige Strahlungsabkühlung an der Obergrenze der Stratocumulusbewölkung, die durch das Flüssigwasser repräsentiert wird (Abb. 2.7(b)). Durch die Kühlung am Grenzschichtoberrand wird die Grenzschicht labilisiert und eine Durchmischung der Grenzschicht angeregt. Unterstützt wird dieser Antrieb durch die Heizung der Grenzschicht aufgrund eines geringen oberflächennahen Wärmestroms (Abb. 2.7(d)), wie er sich zum Beispiel bei der Überströmung kälterer Luft über etwas wärmeres Wasser einstellt. Aufgrund der kontinuierlichen Abkühlung an der Grenzschichtobergrenze und der geringen Heizung der Grenzschicht von unten durch den bodennahen Wärmestrom wird ein turbulenter Zustand der Grenzschicht angeregt und aufrecht erhalten. Nach einer kurzen Initialisierungsphase bildet sich innerhalb der Grenzschicht ein quasi-stationärer Zustand aus, der an der linearen Abnahme des Wärmestroms mit der Höhe zu erkennen ist (Abb. 2.7(d)). Die zu Beginn der Simulation 380 m mächtige Wolkenschicht wächst bis zum Ende der Simulation auf eine Mächtigkeit von 430 m an, wobei die Wolkenbasis konstant bei etwa 340 m liegt (Abb. 2.7(b)). Aufgrund der latenten Wärme, die bei der Kondensation von Wasserdampf freigesetzt wird, nimmt die potenzielle Temperatur innerhalb der Wolkenschicht feuchtadiabatisch mit der Höhe zu. Die Grenzschicht ist durch Entrainment im Laufe der Simulation um etwa 50 m angewachsen auf 710 m. Durch die Heizung der Grenzschicht von unten durch den oberflächennahen Wärmestrom hat sich im unteren Bereich der Grenzschicht das für eine quasi-stationäre konvektive Grenzschicht typische lineare Wärmestromprofil eingestellt (Abb. 2.7(d)). Darüber nimmt der Wärmestrom große negative Werte an ($\approx -50 \text{ W m}^{-2}$). Hier bewirkt der Einfluss der Strahlungsabkühlung auf das Entrainment eine deutliche

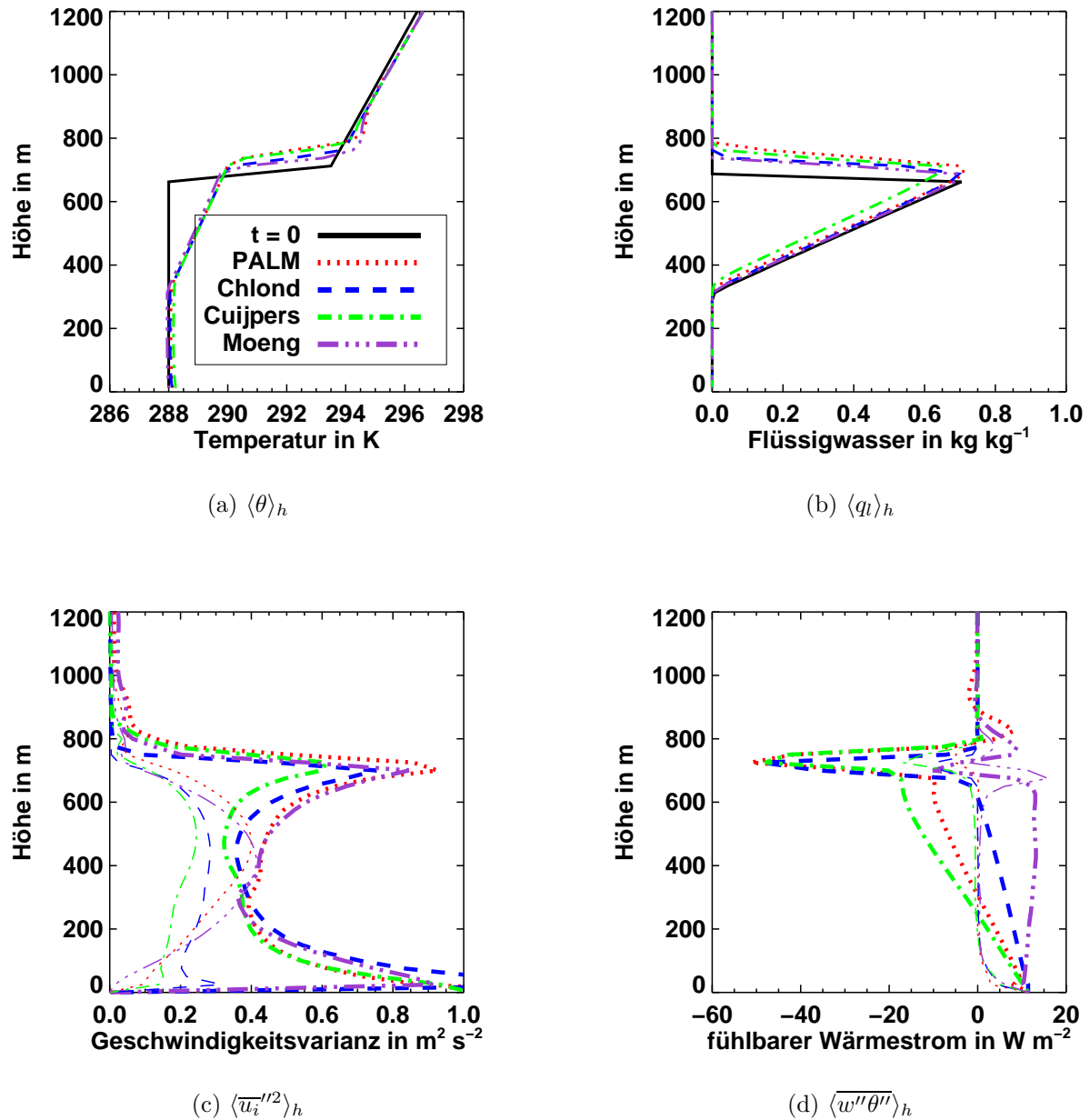


Abbildung 2.7: Vertikalprofile der ASTEX-Vergleichsrechnung. Dargestellt sind die Vertikalprofile für die potenzielle Temperatur (a) und den Flüssigwassergehalt (b) sowie die Vertikalprofile der aufgelösten Geschwindigkeitsvarianzen (c) und des fühlbaren Wärmestroms (d) nach 7200 s Simulationsdauer. In Abb. (c) stellen die dicken Linien die Summe der horizontalen Varianzen dar ($\langle \overline{u'^2} + \overline{v'^2} \rangle_h$) und die dünnen Linien die Varianzen der Vertikalgeschwindigkeit ($\langle \overline{w'^2} \rangle_h$). In Abb. (d) repräsentieren die dicken Linien den gesamten fühlbaren Wärmestrom und die dünnen Linien den subskaligen Anteil des Wärmestroms. Alle Profile wurden einer zeitlichen Mittelung von 3600 s unterzogen.

Abweichung vom linearen Wärmestromverlauf. Bedingt durch das Entrainment und die starke Inversion nimmt auch die horizontale Geschwindigkeitsvarianz am Grenzschichtoberrand ein sekundäres Maximum an (Abb. 2.7(c)). In der Mitte der Grenzschicht ist die horizontale Geschwindigkeitsvarianz wegen der guten Durchmischung gering, während sie in Bodennähe aufgrund der dort durch die Bodenreibung verursachten großen vertikalen Windscherung maximal ist.

Der Vergleich der Ergebnisse der verschiedenen LES-Modelle¹⁰ untereinander zeigt, dass grundsätzlich alle Vertikalprofile von **PALM** eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der einzelnen Teilnehmer am Modellvergleich aufweisen. Es können weder qualitative noch große quantitative Unterschiede festgestellt werden. Selbst der Einsatz unterschiedlicher Schemata zur Berechnung des Flüssigwassergehalts (Chlond: subskaliges Kondensationsschema nach Sommeria und Deardorff (1977), **PALM**, Cuijpers und Moeng: „0-oder-100%“-Schema) führt nur zu geringen Unterschieden zwischen den einzelnen Vertikalprofilen des Flüssigwassers. Etwas größere quantitative Unterschiede zeigen sich bei den Vertikalprofilen der turbulenten Schwankungsgrößen (z. B. Abbildungen 2.7(c)), allerdings verdeutlicht ein Vergleich mit den hier nicht gezeigten Ergebnissen der anderen Teilnehmer am Modellvergleich¹¹, dass die Ergebnisse von **PALM** grundsätzlich innerhalb der Schwankungsbreite dieser Modellergebnisse liegen.

Abschließend sei noch gesagt, dass durch die hier durchgeführten Simulationen neben der Validierung des wolkenphysikalischen Moduls einige Fehler im Quellcode vom **PALM** aufgedeckt werden konnten. Ein Fehler betraf die numerische Behandlung der turbulenten Diffusion und bewirkte ein zu rasches Anwachsen der Grenzschichthöhe mit der Zeit. Der zweite Fehler war eine inkorrekte Behandlung der unteren Randbedingung für die turbulente kinetische Energie, der sich durch zu große Werte der turbulenten kinetischen Energie am unteren Rand auswirkte. Erst nach Behebung dieser Fehler, an deren Aufindung Dr. Andreas Chlond (Chlond, 2000) ein maßgeblicher Anteil zukommt, zeigten die von **PALM** erzielten Ergebnisse sehr gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen des Modellvergleichs.

¹⁰ Dargestellt sind hier die Ergebnisse der Arbeitsgruppen von Andreas Chlond vom Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Hans Cuijpers, Royal Netherlands Meteorological Institute, De Bilt, Niederlande und von Chin-Hoh Moeng, National Center for Atmospheric Research, Boulder, USA.

¹¹ Die Daten sind unter der URL <http://www.fys.ruu.nl/~wwwimau/ASTEX/astexcomp.html> einsehbar.

3 Studien zum Phänomen der Rollenkonvektion

3.1 Ziel der Untersuchungen

Im Gegensatz zu zweidimensionalen numerischen Untersuchungen von Strömungen während Kaltluftausbrüchen wurden bisher in dreidimensionalen Studien nur in der Anfangsphase der Simulationen Signale von Grenzschichtrollen festgestellt, die sich im weiteren Verlauf der Simulationen entweder vollständig auflösten oder nur in sehr unregelmäßigen Mustern erkennbar waren (Verweise auf Literatur siehe Kapitel 1). Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen sollen zeigen, inwieweit die in der Anfangsphase der Rechnungen beobachteten Strukturen mit den tatsächlich in der Natur beobachteten Konvektionsrollen übereinstimmen und ob das Ausbleiben der Rollenkonvektion auf die verwendeten kleinen Modellgebiete zurückzuführen ist. Desweiteren soll die Frage untersucht werden, welche physikalischen Bedingungen zum Übergang von Rollenkonvektion zu Zellenkonvektion führen. Für die Untersuchungen wurden zwei Szenarien eines Kaltluftausbruchs gewählt, die jeweils in Anlehnung an tatsächlich beobachtete Ereignisse definiert wurden.

3.2 Fallstudie zur Rollenkonvektion – ARKTIS 1988

Das erste ausgewählte Szenarium bezieht sich auf die Situation eines Kaltluftausbruchs, der am 11. Mai 1988 während des Feldexperiments *ARKTIS 1988* beobachtet wurde und bereits von [Chlond \(1992\)](#) als Referenzfall für seine Untersuchungen herangezogen wurde. Anhand dieser Vergleichsstudie soll die Rechnung von [Chlond \(1992\)](#) zunächst wiederholt und auf Plausibilität überprüft werden. Eine detaillierte Beschreibung der synoptischen Situation ist bei [Brümmer \(1992\)](#) sowie bei [Chlond \(1992\)](#) zu finden.

3.2.1 Definition des Anfangszustands und Simulationsablauf

Die Situation am Messtag wurde von [Chlond \(1992\)](#) wie folgt idealisiert formuliert: Eine geradlinige, unendlich ausgedehnte Eiskante erstreckt sich in 79° N von Ost nach West. Sie trennt die Eisflächen im Norden von der eisfreien Wasserfläche im Süden. In einer nordöstlichen Strömung ($|\vec{v}_g| = 25 \text{ m s}^{-1}$) wird eine trockene, stabil geschichtete Luftmasse vom Eis auf die offene Wasserfläche transportiert. Das Modellgebiet soll sich zum

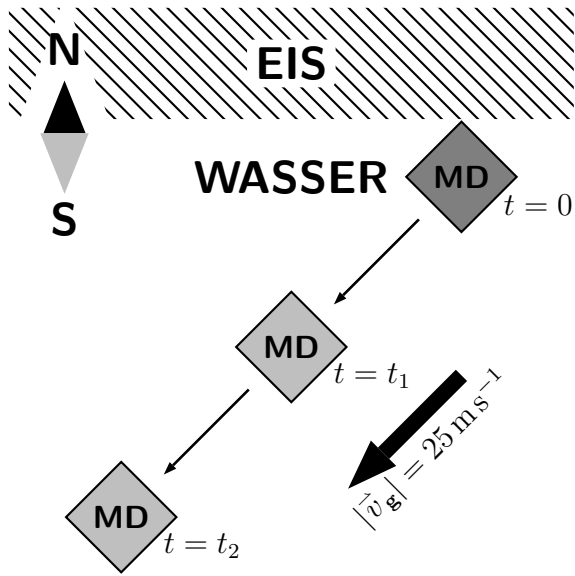


Abbildung 3.1: Prinzipskizze der Simulation der CAOBSituation vom 11. Mai 1988. Zu $t = 0$ befindet sich das Modellgebiet **MD** an der Eiskante und wird im Verlauf der Simulation mit dem geostrophischen Wind in südwestliche Richtung verlagert.

Zeitpunkt $t = 0$ am Eisrand befinden und mit seiner y -Achse parallel zur Richtung des geostrophischen Windes ausgerichtet sein. Während der Simulation wird es zur besseren Verfolgung der Entwicklung des zu untersuchenden Phänomens mit dem geostrophischen Wind mitgeführt. Eine Prinzipskizze der Simulation ist in [Abbildung 3.1](#) dargestellt.

Zu Beginn der Simulation wird eine wolkenfreie ($q_l = 0.0$), horizontal homogene Grenzschichtströmung vorgegeben, wobei oberhalb der Wasseroberfläche eine stabil geschichtete Atmosphäre mit einem konstanten Temperaturgradienten von $\partial\theta/\partial z = 8.888 \cdot 10^{-3} \text{ K m}^{-1}$ zugrunde gelegt wird. Die potenzielle Temperatur der vom Eis auf das Wasser strömenden Luft beträgt 266.72 K. Die Temperatur der Wasseroberfläche beträgt in Eisrandnähe 272.16 K. Das Vertikalprofil der spezifischen Feuchte wird mit $2.2 \cdot 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ als höhenkonstant vorgegeben. Als Rauigkeitslänge wird $z_0 = 10^{-3} \text{ m}$ ($= z_{0\theta} = z_{0q}$) angenommen. Basierend auf diesem Anfangszustand wird mit Hilfe einer eindimensionalen Version des Modells ein Anfangswindprofil generiert. Dazu wird mit einer zeitlich konstanten vertikalen Verteilung der thermodynamischen Variablen und unter Vorgabe des geostrophischen Winds die stationäre, vertikale Geschwindigkeitsverteilung des Systems ermittelt, welche dann unter der Voraussetzung horizontaler Homogenität auf das dreidimensionale Modellgebiet übertragen wird. Mit Beginn der dreidimensionalen Simulation wird die Temperatur der Oberfläche schlagartig um 5.44 K erhöht und die spezifische Feuchte an der Oberfläche gleich ihrem Sättigungswert gesetzt ($3.6 \cdot 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$). Dadurch wird eine labil geschichtete Prandtl-Schicht initiiert, die die Entwicklung ei-

Tabelle 3.1: Auflistung der Initialisierungsparameter für R1.

$L_{x,y}$ (m)	L_z (m)	$N_x \times N_y \times N_z$	$\Delta x, \Delta y$ (m)	Δz (m)	t_{end} (s)
6400	1600	$64 \times 64 \times 32$	100	50	7200

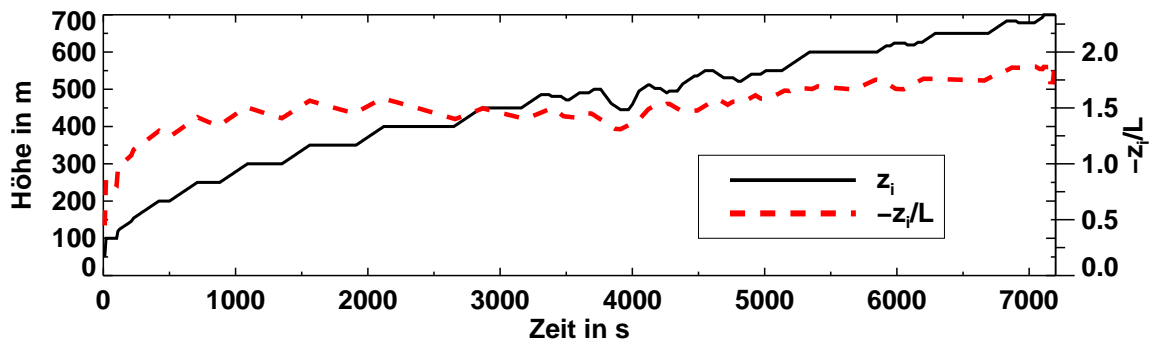


Abbildung 3.2: Zeitreihe der Grenzschichthöhe $\langle z_i \rangle_h$ (linke Ordinate) und des Stabilitätsparameters $\langle z_i/L \rangle_h$ (rechte Ordinate) für R1.

ner konvektiven Grenzschicht hervorruft. Zur Anpassung an die beobachtete Situation werden zeitlich variable aber horizontal homogene untere Randwerte der potenziellen Temperatur und der spezifischen Feuchte vorgegeben: Die potenzielle Temperatur an der Oberfläche wird mit einer Rate von $1.875 \cdot 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$ erhöht, das entspricht unter Berücksichtigung der Verlagerung des Modell (s. u.) der am 11. Mai gemessenen Zunahme der Oberflächentemperatur von 1.75 K pro 100 km. Für die spezifische Feuchte wird weiterhin Sättigung an der Oberfläche angenommen. Die zur Berechnung der langwelligen Strahlungsabkühlung benötigte langwellige Gegenstrahlung am Modelloberrand wird mit $F_{\downarrow}(z = z_{\text{top}}) = 200 \text{ W m}^{-2}$ angenommen.

Diese Simulation, die im Folgenden mit R1 bezeichnet wird, wird mit einem Modellgebiet von $6.4 \text{ km} \times 6.4 \text{ km}$ horizontaler Erstreckung und 1600 m vertikaler Erstreckung bei Gitterweiten von $\Delta x = \Delta y = 100 \text{ m}$ und $\Delta z = 50 \text{ m}$ durchgeführt (vergl. Chlond, 1992). Die Dauer der Simulation umfasst einen Zeitraum von zwei Stunden (7200 s) (siehe dazu Tab. 3.1). Um die Entwicklung eines turbulenten Zustands anzuregen, werden den Geschwindigkeitsfeldern in der Anfangsphase der Simulation räumlich unkorrelierte Zufallsstörungen von 0.25 m s^{-1} aufgeprägt.

3.2.2 Entwicklung der konvektiven Grenzschicht

Durch die Erhöhung der Oberflächentemperatur zu Beginn der Integrationszeit der dreidimensionalen Simulation wird bodennah eine labile Schicht initiiert, aufgrund der sich ein positiver bodennaher fühlbarer Wärmestrom einstellt. Dieser bedingt die Entwicklung einer konvektiven Grenzschicht. Dementsprechend nimmt der Stabilitätsparameter z_i/L über den Verlauf der gesamten Simulation negative Werte an (Abb. 3.2). Die Mächtigkeit der konvektiven Grenzschicht, repräsentiert durch die mittlere Grenzschichthöhe $\langle z_i \rangle_h$, wächst mit zunehmendem Küstenabstand kontinuierlich an und erreicht zum Ende der Simulation eine Höhe von etwa 700 m (Abb. 3.2). Die mittlere Höhe der Grenzschicht $\langle z_i \rangle_h$ ist hier durch die Höhe definiert, in der das mittlere Vertikalprofil des fühlbaren Wärmestroms sein absolutes Minimum annimmt. Mit Ausnahme einer kurzen Zeitspan-

ne zu Beginn der Simulation liegt $-z_i/L$ für den gesamten Zeitraum der Simulation zwischen 1.0 und 2.0 (Abb. 3.2, rechte Ordinate) und deckt damit einen Bereich ab, für den in der Natur Konvektionsrollen beobachtet werden können (siehe Einleitung).

Um einen ersten Einblick in die zeitliche Entwicklung der Turbulenz der Grenzschichtströmung zu erhalten, sind in Abbildung 3.3 Zeitreihen der mittleren kinetischen Energie des Grundstroms \hat{E} und der sogenannten Störungsenergie der Strömung E' dargestellt. Die mittlere kinetische Energie der Strömung ist durch

$$\hat{E} = \frac{1}{2} \frac{1}{L_z} \int_0^{z_{\text{top}}} dz \langle \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2 \rangle_h \quad (3.1)$$

definiert und wird auch als Grundstromenergie bezeichnet. Die Störungsenergie E' ergibt sich aus

$$E' = \frac{1}{2} \frac{1}{L_x \cdot L_y \cdot L_z} \int_0^{z_{\text{top}}} d^3x_i (\bar{u}'^2 + \bar{v}'^2 + \bar{w}'^2) \quad (3.2)$$

und gibt die kinetische Energie der vom Grundzustand abweichenden Strömungskomponenten an. Diese Strömungskomponenten werden häufig auch als Sekundärzirkulation der Strömung bezeichnet. Wegen der besseren Vergleichbarkeit ist in Abb. 3.3 \hat{E} als Abweichung vom ihrem Wert bei $t = 0$, \hat{E}_0 , dargestellt. Zusätzlich wurden E' und \hat{E} mit \hat{E}_0 normiert.

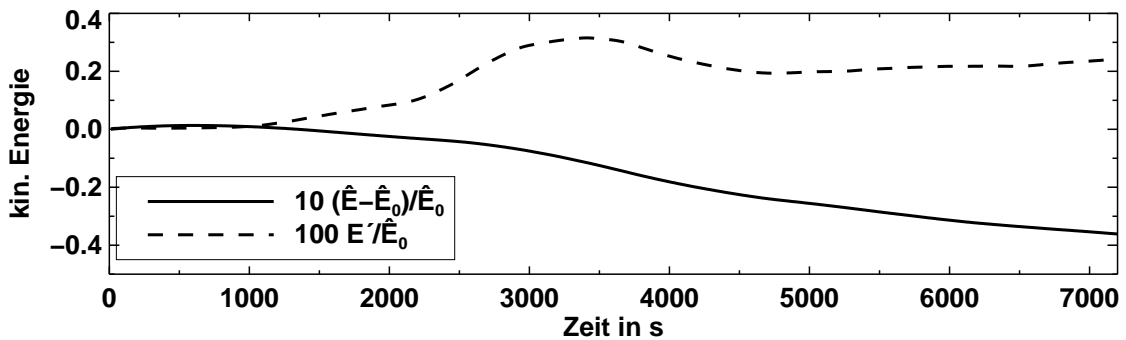


Abbildung 3.3: Darstellung der Abweichung der mittleren kinetischen Energie des Grundstroms von ihrem Wert zu Beginn der Simulation $\hat{E} - \hat{E}_0$ und der Störungsenergie E' als Funktion der Simulationszeit.

Als Reaktion der Strömung auf die unkorreliert aufgeprägten Zufallsstörungen setzt nach ca. 1000 s simulierter Zeit die Entwicklung einer Sekundärzirkulation ein, was sich durch den Anstieg der Störungsenergie E' verdeutlicht. Die Energie, die zum Wachstum dieser Störungen notwendig ist, stammt zum Großteil aus die Heizung der Luft am unteren Rand aufgrund des Temperaturunterschiedes zwischen der Erdoberfläche und der Luftschicht darüber. Zu geringeren Teilen wird auch dem Grundstrom kinetische

Energie zur Bildung der Sekundärzirkulation entzogen. Dementsprechend ist eine Abnahme der Grundstromenergie mit der Zeit ab diesem Zeitpunkt zu beobachten. Nach etwa 3400 s simulierter Zeit erreicht die Störungsenergie ein Maximum, welches auf eine „Überentwicklung“ der Konvektion zurückzuführen ist und so in der Natur nicht beobachtet wird. Im Unterschied zur Realität, wo thermische Konvektion sofort mit Einstellen der bodennahen labilen Schicht einsetzt, muss die Mächtigkeit dieser Schicht in turbulenzauflösenden Modellen einige Gitterpunkte betragen, ehe die aufgelöste thermische Konvektion einsetzen kann. Erst dann können vom Modell Wirbel explizit aufgelöst werden, die einen vertikalen Wärmetransport bewirken und die labile Schicht abbauen. Infolgedessen kann mit Einsetzen der vom Modell aufgelösten thermischen Konvektion mehr Auftriebsenergie auf die nun aufsteigenden Luftpakete übertragen werden, als es in der Natur der Fall wäre. Die Konvektion wird daher in dieser Phase der Simulation überschätzt.

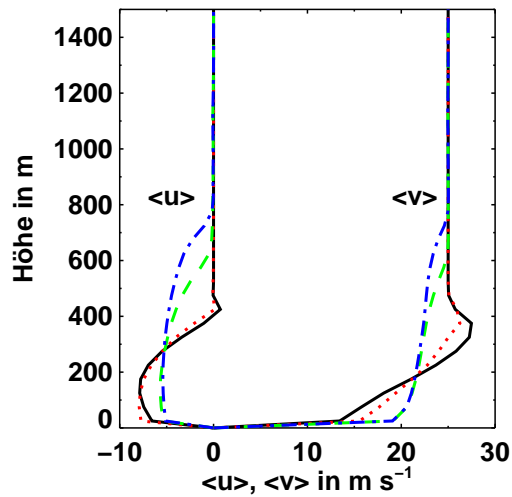
Der Zeitpunkt, zu dem die thermische Konvektion während einer Simulation einsetzt, hängt stark von der gewählten Modellauflösung ab, denn je kleiner die Modelligitterweite ist, umso kleinere Wirbel können explizit vom Modell aufgelöst werden. Es genügt daher die Ausbildung einer entsprechend dünneren bodennahen labilen Schicht, damit die thermische Konvektion einsetzen kann.

Nach Einsetzen der thermischen Konvektion stellt sich ein quasi-stationärer Zustand der Grenzschichtströmung ein, in dem die Störungsenergie nur noch langsam aufgrund der anwachsenden Grenzschicht mit der Zeit zunimmt. Im Verlauf von R1 ist dieser quasi-stationäre Zustand etwa nach 4500 s erreicht. Ein Teil der Energie zur Aufrechterhaltung der Störungen wird dabei dem Grundstrom entzogen, so dass folglich \tilde{E} mit fortschreitender Zeit weiter abnimmt (vergl. Abb. 3.3).

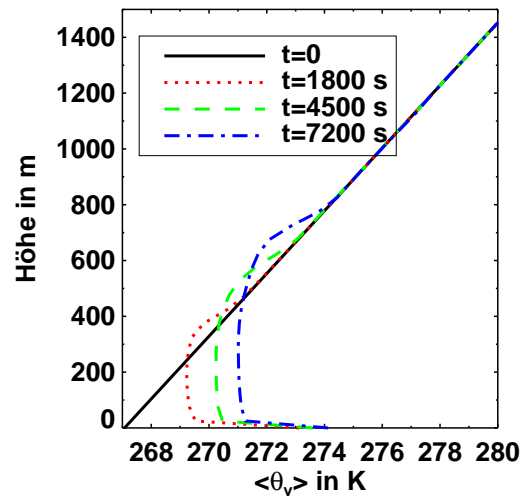
Die Abbildungen 3.4(a)-3.4(d) zeigen die mittleren Vertikalprofile der beiden horizontalen Geschwindigkeitskomponenten $\langle \bar{u} \rangle_h$ und $\langle \bar{v} \rangle_h$, der potenziellen Virtuelltemperatur $\langle \bar{\theta}_v \rangle_h$, der spezifischen Feuchte $\langle \bar{q}_v \rangle_h$ und des Flüssigwassergehaltes $\langle \bar{q}_l \rangle_h$ zu den Zeitpunkten $t = 0$, $t = 1800$ s, $t = 4500$ s und $t = 7200$ s. Zusätzlich zur horizontalen Mittelung wurden die Profile einer zeitlichen Mittelung von 900 s unterzogen. Eine Ausnahme bilden die Profile zu $t = 1800$ s. Sie wurden aufgrund der raschen Entwicklung der Grenzschicht nur über 300 s zeitlich gemittelt¹. Außerdem sind in Abbildung 3.5(a) und 3.5(b) Vertikalprofile des vertikalen kinematischen Wärmestroms und der aufgelösten Varianz der Vertikalgeschwindigkeit zu den oben genannten Zeitpunkten dargestellt.

Im zeitlichen Verlauf dokumentieren die dargestellten Größen die Entwicklung einer bewölkten konvektiven Grenzschicht. Aufgrund der Heizung der Grenzschicht von der Oberfläche stellt sich ein positiver bodennaher Wärmestrom ein, und die anfänglich bis zur Oberfläche reichende stabile Schichtung (siehe Abb. 3.4(b)) wird von unten labilisiert. Die Konvektion, die nach einer Initialisierungsphase von etwa 1000 s einsetzt (vergl. oben), führt zu einer Durchmischung der Grenzschicht und zur Entwicklung typischer Vertikalprofile: Die potenzielle Virtuelltemperatur ändert sich oberhalb der bodennahen labilen Schicht kaum mit der Höhe. Innerhalb der Wolkenschicht, die durch einen von

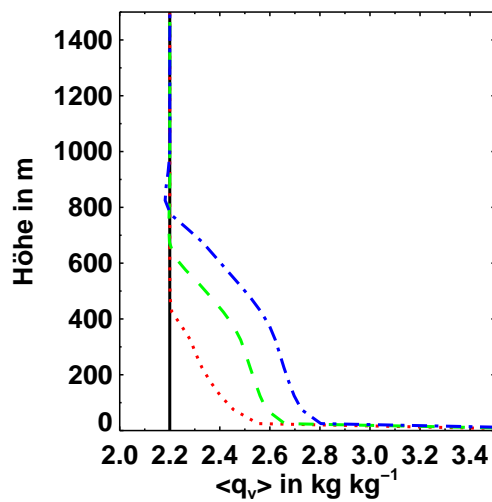
¹ Die Mittelungszeiträume entsprechen etwa dem Zeitraum einer konvektiven Zeitskala $t_* = \langle z_i \rangle_h / w_*$, mit $w_* = (g/\theta_{v00} \cdot \langle z_i \rangle_h \cdot H_{3,z=0})^{1/3}$.



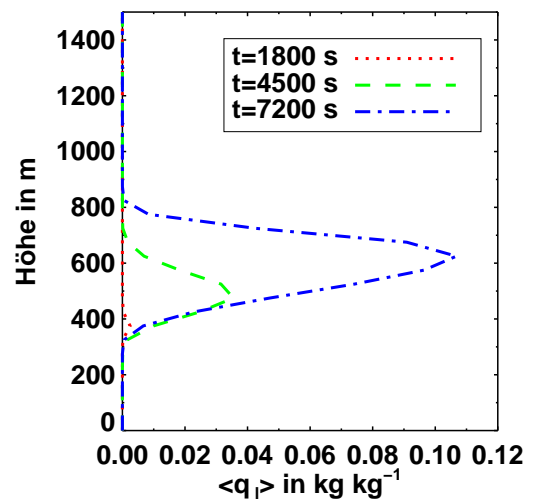
(a) Windgeschwindigkeit



(b) pot. Virtuelltemperatur



(c) spezifische Feuchte



(d) Flüssigwassergehalt

Abbildung 3.4: Mittlere Vertikalprofile der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten (a), der potenziellen Virtuelltemperatur (b), der spezifischen Feuchte (c) und des Flüssigwassergehalts (d) zu den Zeitpunkten $t = 0$, $t = 1800$ s, $t = 4500$ und $t = 7200$ s.

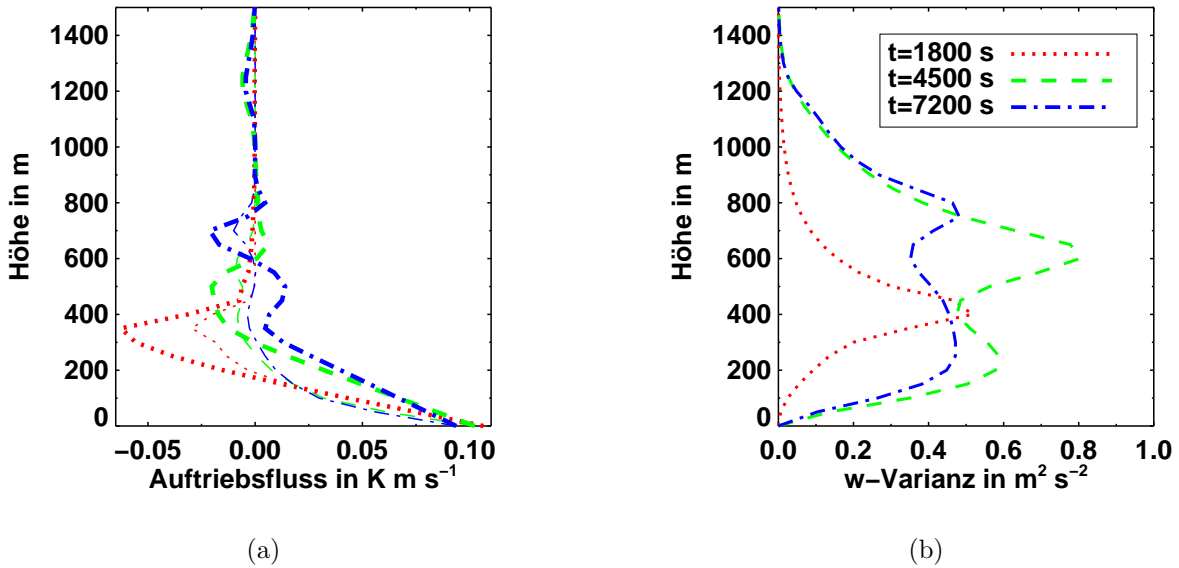


Abbildung 3.5: Mittlere Vertikalprofile des subskaligen (dünne Linien) und des gesamten (dicke Linien) Auftriebsflusses (a) sowie der aufgelösten vertikalen Geschwindigkeitsvarianzen (b) zu den Zeitpunkten $t = 1800$ s, $t = 4500$ s und $t = 7200$ s.

Null verschiedenen Flüssigwassergehalt repräsentiert wird (Abb. 3.4(d)), geht die neutrale Schichtung aufgrund der freigesetzten Kondensationswärme in eine feuchtadiabatische und damit leicht stabile Schichtung über. Nach oben schließt die Grenzschicht mit einer starken Inversion ab, oberhalb der das Temperaturprofil in das „ungestörte“ Anfangsprofil übergeht. In den Vertikalprofilen der beiden Geschwindigkeitskomponenten $\langle \bar{u} \rangle_h$ und $\langle \bar{v} \rangle_h$ (Abb. 3.4(a)) führt die Durchmischung mit der Zeit zur Abnahme der Vertikalgradienten, so dass ein markanter Windsprung mit einem Wendepunkt zwischen dem mittleren Grenzschichtwind und dem geostrophischen Wind in der „ungestörten“ Atmosphäre zu beobachten ist. Aufgrund der Durchmischung nimmt die mittlere vertikale Windscherung innerhalb der Grenzschicht von etwa $5 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu Beginn der Simulation auf etwa $7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ nach 7200 s ab. Das Vertikalprofil der spezifischen Feuchte weist einen starken Feuchtesprung zwischen der Oberfläche und den ersten Gitterpunkten auf, infolgedessen sich ein positiver latenter Wärmestrom einstellt (hier nicht gezeigt) und die mittlere Feuchte innerhalb der Grenzschicht mit der Zeit zunimmt (Abb. 3.4(c)). Durch den zunehmenden Feuchteeintrag in die Grenzschicht und den vertikalen Feuchtetransport kommt es zur Bildung einer Wolkenschicht, deren Basis über die Gesamtdauer der Simulation etwa in 300 m Höhe liegt (siehe Abb 3.4(d)), und deren Mächtigkeit im Laufe der Simulation zunimmt. Zum Zeitpunkt $t = 7200$ s liegt die Mitte der Wolkenschicht in etwa 600 m Höhe und besitzt eine Mächtigkeit von 500 m.

Unterhalb der Wolkenschicht nimmt der Auftriebsfluss linear mit der Höhe ab (siehe Abb. 3.5(a)). Die langwelligen Strahlungsprozesse an der Wolkenunter- und oberkante sowie die Freisetzung latenter Wärme durch Kondensation führen innerhalb der Wolken-

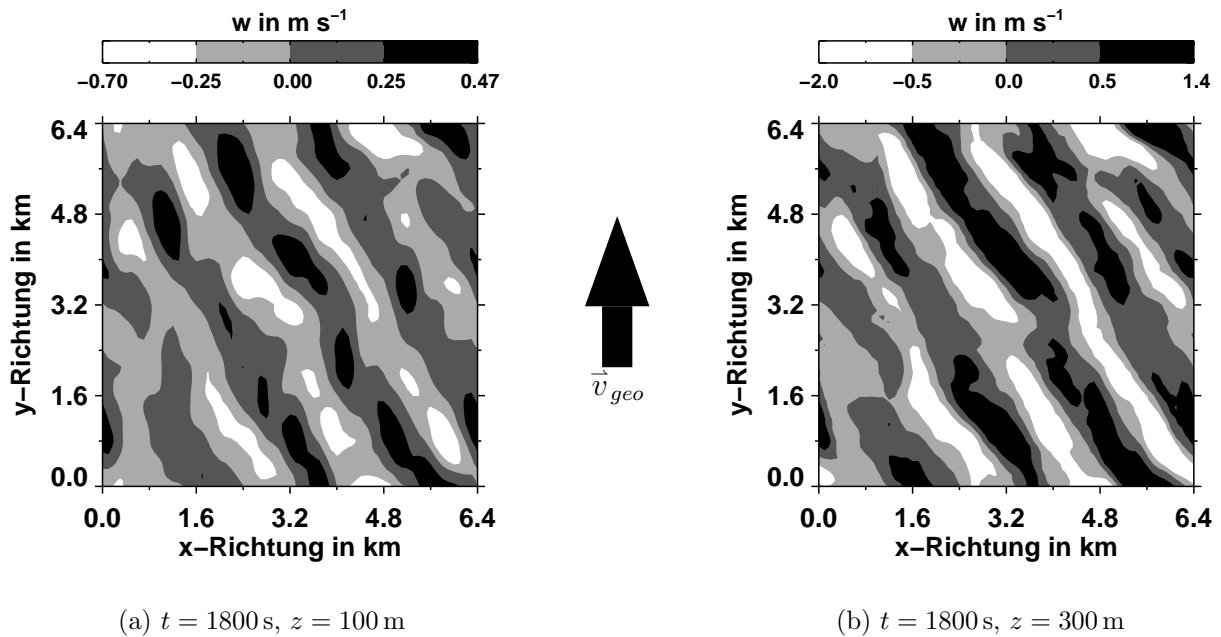


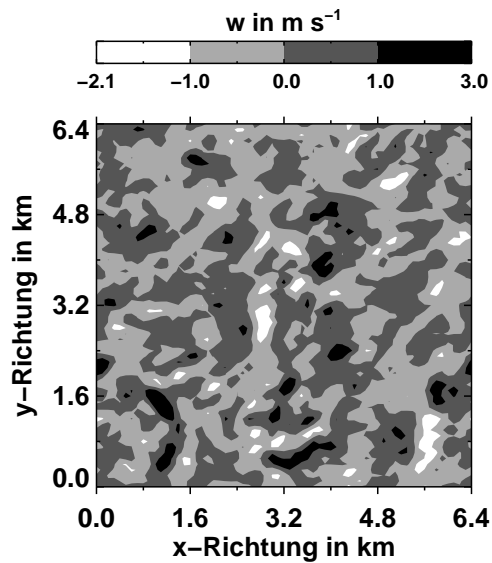
Abbildung 3.6: Isoflächendarstellung von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 1800 \text{ s}$ in den Höhen $z = 100 \text{ m}$ (a) und $z = 300 \text{ m}$ (b). Die Richtung des geostrophischen Winds ist als Pfeil markiert.

schicht zu einer Abweichung vom linearen Verlauf. Am Oberrand der Grenzschicht nimmt der Wärmestrom durch Entrainmentprozesse negative Werte an. Nachdem die thermische Konvektion eingesetzt hat, nimmt der subskalige, parametrisierte Wärmestrom in der Prandtl-Schicht rasch mit der Höhe ab und trägt in der Mitte der Grenzschicht nur zu einem geringen Anteil zum vertikalen Wärmetransport bei. Dagegen wird zu früheren Zeitpunkten der Simulation (z. B. $t = 1800 \text{ s}$) mit Ausnahme eines Bereichs am Oberrand der Grenzschicht der vertikale Wärmetransport fast ausschließlich durch subskalige Transportprozesse übernommen.

3.2.3 Struktur der Grenzschichtströmung

Die Zeitreihe der Störungsenergie hat gezeigt, dass nach etwa 900 s als Reaktion auf die anfänglichen Zufallstörungen die Entwicklung einer Sekundärzirkulation einsetzt. Diese Sekundärzirkulation wird zunächst in Form einer bandartigen Abfolge von Bereichen mit positiven bzw. negativen Vertikalgeschwindigkeiten sichtbar. Die bandartigen Strukturen sind über die gesamte Grenzschicht ausgedehnt. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 3.6 typische Horizontalschnitte durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 1800 \text{ s}$ für $z = 100 \text{ m}$ und $z = 300 \text{ m}$ dargestellt. Die Bandstrukturen weisen eine sehr regelmäßige Struktur mit klar definierbaren Rändern auf. Sie sind etwa 30° links zur Richtung des geostrophischen Windvektors orientiert, dessen Richtung in Abb. 3.6 durch einen Pfeil markiert ist. Die Wellenlänge der Strukturen beträgt etwa

Abbildung 3.7: Isoflächendarstellung eines typischen Horizontalschnitts durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 4500$ s in der Höhe $z = 400$ m. Die Richtung des geostrophischen Winds ist als Pfeil markiert.



1600 m. Zusammen mit der u - bzw. der v -Komponente des Geschwindigkeitsfeldes (hier nicht gezeigt) sind die beobachteten Strukturen Teil einer geschlossenen rollenartigen Zirkulation. Chlond (1992), der zum gleichen Zeitpunkt der Simulation ebenfalls eine rollenähnliche Zirkulation beobachtete, führt deren Entstehung auf eine dynamische Anregung aufgrund einer Wendepunktinstabilität zurück. Im mittleren Windprofil ist zu diesem Zeitpunkt der Simulation in ca. 300 m Höhe ein Wendepunkt zu beobachten. Gleichzeitig weist das Vertikalprofil der aufgelösten Varianz der Vertikalgeschwindigkeit etwa in der gleichen Höhe ein Maximum auf (siehe dazu Abb. 3.5(b)). Eine derartige Profilform ist typisch für scherungserzeugte Wirbel, die durch eine Wendepunktinstabilität hervorgebracht werden (Chlond, 1987). Damit kann auch die Rollenzirkulation, die während R1 auftritt, auf eine Wendepunktinstabilität zurückgeführt werden. Im Unterschied zu den Beobachtungen in der Natur weisen die Rollachsen jedoch einen größeren Neigungswinkel zur Richtung des geostrophischen Windvektors auf. Die tatsächlichen Beobachtungen zeigen, dass die Achsen der Rollen in der Natur typischerweise etwa in Richtung des geostrophischen Windvektors orientiert sind (z. B. Etling und Brown, 1993).

Die hier beobachtete rollenartige Zirkulation tritt in einer Phase der Simulation auf, in der noch keine vollständig entwickelte turbulente Strömung vorliegt und nur ein kleiner Anteil des Wirbelspektrums explizit vom Modell aufgelöst wird. Sobald die thermische Konvektion einsetzt und die Strömung nach etwa 4500 s simulierter Zeit einen quasi-stationären Zustand erreicht hat, sind keine Signale der rollenartigen Zirkulation im Strömungsfeld zu erkennen. Abbildung 3.7 zeigt dazu eine für die Grenzschicht typische Isoflächendarstellungen eines Horizontalschnitts durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 4500$ s in der Mitte der Wolkenschicht bei $z = 400$ m. Aufgrund der starken Durchmischung der Grenzschicht durch die einsetzende thermische Konvektion und der nun vollentwickelten Turbulenz wurden die bandartigen Strukturen aufgelöst, und es herrscht eine unregelmäßige und unkorrelierte Verteilung von Auf- und Abwindgebieten vor. Das gleiche Verhalten der Strömung beobachteten bereits

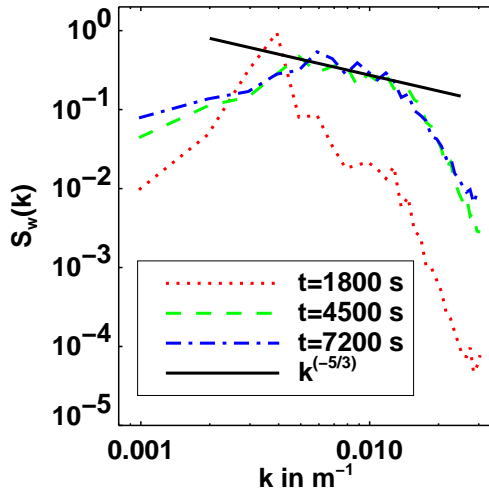


Abbildung 3.8: Darstellung von Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit $S_w(k)$ aus R1 zu den Zeitpunkten $t = 1800$ s, $t = 4500$ s und $t = 7200$ s als Funktion der Wellenzahl k . Zum Vergleich ist ein $k^{-5/3}$ -Verlauf für den Inertialbereich dargestellt.

Sykes et al. (1990) sowie Chlond (1992) während ihrer Simulationen. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu den Beobachtungen in der Natur, wo die Organisation der Strömung zu Wirbelrollen gerade mit Einsetzen der thermischen Konvektion erfolgt. Die beschriebene Form der rollenartigen Zirkulation existiert damit nur in einer Phase der Simulation, in der ein Großteil der Austauschprozesse durch subskalige Prozesse getragen wird. Abbildung 3.8 zeigt Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit zu verschiedenen Zeitpunkten der Simulation für ein Höhenniveau in der Mitte der Grenzschicht. Die Spektren wurden durch Mittelung über alle Einzelspektren, die aus den Ortsreihen in x -Richtung des entsprechenden Höhenniveaus berechnet wurden, ermittelt (vergl. Schröter et al., 2000). Zum Vergleich mit den universellen Formulierungen der Spektren im Inertialbereich, die Kaimal et al. (1976) für die konvektive Grenzschicht aus Daten des Minnesota-Experiments (Kaimal et al., 1976) ableiteten, ist zusätzlich ein $k^{-5/3}$ -Verlauf dargestellt (aufgrund der Normierung der Spektren mit der Wellenzahl erscheint dieser als $k^{-2/3}$ -Verlauf). Die zur Darstellung der universellen Formulierungen benötigten Koeffizienten wurden nach der von Schröter et al. (2000, Gl. 7, S. 443) beschriebenen Methode berechnet. Das Varianzspektrum zum Zeitpunkt $t = 1800$ s zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei einer Wellenzahl von $k \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$, das entspricht einer Wellenlänge von etwa $\lambda \approx 1600$ m. Es handelt sich dabei um das spektrale Signal der rollenartigen Zirkulation. Auf die Strukturen mit dieser Wellenzahl entfallen etwa 60% der über alle aufgelösten Wellenzahlen integrierten Energie. Wirbel mit größeren Wellenzahlen werden zu diesem Zeitpunkt der Simulation noch nicht explizit durch das Modell aufgelöst. Im Inertialbereich des Spektrums treten noch große Abweichungen vom $k^{-5/3}$ -Verlauf auf. Diese Beobachtung steht im Einklang mit der Tatsache, dass die Entwicklung einer Sekundärzirkulation mit vollständig ausgeprägter Turbulenz in dieser Phase der Simulation noch nicht abgeschlossen ist und noch kein quasi-stationärer Zustand erreicht ist (vergl. Abschnitt 3.2.2). Hat die Strömung einen solchen Zustand erreicht (für $t > 4500$ s), zeigen die Varianzspektren die typische Energiedichteverteilung einer vollständig entwickelten turbulenten Strömung. Innerhalb des Inertialbereichs fol-

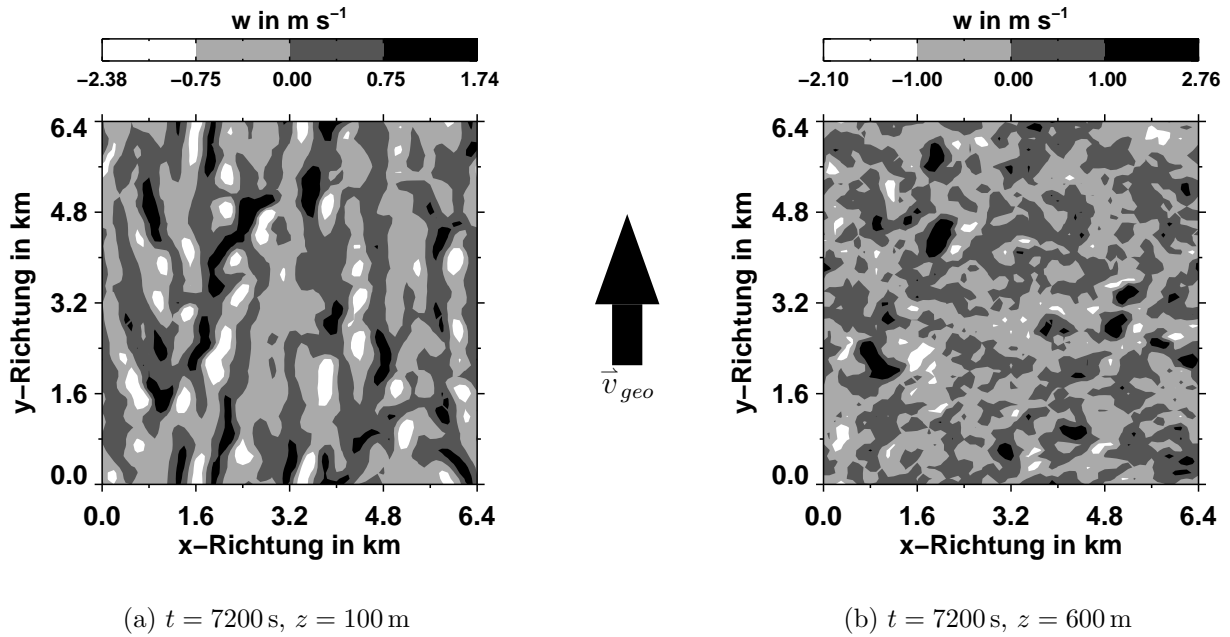


Abbildung 3.9: Isoflächendarstellung von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 7200 \text{ s}$ in den Höhen $z = 100 \text{ m}$ (a) und $z = 600 \text{ m}$ (b). Die Richtung des geostrophischen Winds ist als Pfeil markiert.

gen sie zunächst einem $k^{-5/3}$ -Verlauf (hier für $5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1} \leq k \leq 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$). Erst für Wellenzahlen $k < 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ treten Abweichungen vom $k^{-5/3}$ -Verlauf auf. Dieses Verhalten der Spektren für Wellenzahlen im Bereich der Gitterweite und somit der Filterweite ist typisch für LES-generierte turbulente Strömungen (Moeng und Wyngaard, 1988; Muschinski, 1996; Schröter et al., 2000) und ist auf die in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Filterprozesse zurückzuführen.

Die eben geschilderten Eigenschaften der Strömung in dieser Phase der Simulation legen den Schluss nahe, dass diese Art der rollenförmigen Zirkulation wohl nicht mit der tatsächlich in der Natur beobachteten Rollenkonvektion verglichen werden darf (siehe auch unten), obwohl diese Zirkulation auf den gleichen Entstehungsmechanismus zurückgeführt werden kann, der auch für die Bildung von Konvektionsrollen verantwortlich ist.

War die Entwicklung der Sekundärzirkulation in R1 bis zum Zeitpunkt des Einsetzens der thermischen Konvektion ähnlich der Simulation von Chlond (1992), so sind ab diesem Zeitpunkt doch gravierende Unterschiede festzustellen. Im weiteren Verlauf seiner Simulation beobachtete Chlond eine Reorganisation des Strömungsfeldes zu einer rollenartigen Zirkulation, wobei die Wirbelachsen nun nahezu parallel zur Richtung des mittleren Windes orientiert waren. Die Wellenlänge der Wirbelrollen, die Chlond anhand eines ausgeprägten Maximums im Varianzspektrum der Vertikalgeschwindigkeit ermittelte, betrug 2100 m. Aufgrund der Korrelation zwischen dem Feld der Vertikalgeschwindigkeit und dem Flüssigwasserfeld zeichnete sich die Rollenzirkulation in Form von

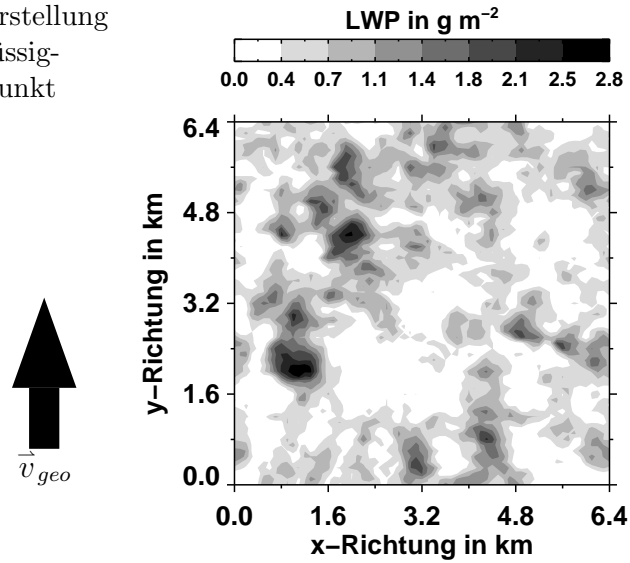
langgestreckten Wolkenbändern auch im Flüssigwasserfeld ab. Das beobachtete Aspektverhältnis der Rollen betrug bei einer Grenzschichthöhe von 500 m etwa 4 und zeigte damit gute Übereinstimmungen mit den Beobachtungen während der ARKTIS 1988 Messkampagne (Brümmer et al., 1992). Als Entstehungsmechanismus für die Rollenzirkulation identifizierte Chlond eine konvektive Instabilität. Im Gegensatz dazu stellt sich im weiteren Verlauf von R1 keine Reorganisation der Strömung ein, so dass kein Signal einer Rollenzirkulation festgestellt werden kann. Lediglich in Bodennähe ist eine streifenförmige Verteilung in den Geschwindigkeitsfeldern zu beobachten. Abbildung 3.9 zeigt Isoflächendarstellungen von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit für $z = 100$ m und $z = 600$ m am Ende der Simulation nach 7200 s. Außerdem ist in Abbildung 3.10 eine Isoflächendarstellungen des vertikal aufintegrierten Flüssigwassergehalts (Flüssigwasserweg) $LWP = \int_0^{z_{\text{top}}} dz \rho_0 \cdot q_l$ dargestellt.

Die streifenförmige Verteilung im Geschwindigkeitsfeld in Bodennähe ist typisch für starke Scherströmungen. Sie wurde sowohl experimentell als auch durch numerische Simulationen nachgewiesen (Kline et al., 1967; Moeng und Sullivan, 1994; Khanna und Brasseur, 1998, siehe dazu auch Kapitel 1). Khanna und Brasseur (1998) zeigen, dass diese Strukturen eine rollenähnliche Zirkulation, die sich in Einzelfällen auch über die gesamte Grenzschicht hinweg erstreckt, hervorrufen können. Die Amplitude der Zirkulation zeigt dabei eine Abhängigkeit von dem verwendeten Subskalen-Modell. Subskalen-Modelle, welche dazu neigen, die bodennahe Scherung zu überschätzen – ein solches Modell wird auch in **PALM** eingesetzt –, rufen eine Zirkulation mit stärkerer Amplitude hervor als Subskalen-Modelle, die die Scherung in Bodennähe besser wiedergeben. Wie bereits in der Einleitung dargelegt wurde, ist die so induzierte rollenähnliche Zirkulation jedoch nicht mit der Zirkulation von Konvektionsrollen vergleichbar, da sie deutlich von der Modellnumerik beeinflusst wird.

Etwa ab $0.5 z_i$ herrscht im Feld der Vertikalgeschwindigkeit eine unkorrelierte Verteilung der Auf- und Abwindgebiete vor, die keine Anzeichen einer übergeordneten Form der Organisation zu Wirbelrollen zeigt. Dementsprechend fehlt mit den Wolkenstraßen auch das augenscheinlichste Merkmal von Grenzschichtrollen (Abb. 3.10). Folglich zeigt auch das Feld des Flüssigwasserwegs eine unregelmäßige räumliche Verteilung. Dabei korrelieren Aufwindgebiete mit Bereichen hohen Flüssigwassergehalts, während Abwindgebiete mit niedrigen Flüssigwassergehalten zusammenfallen. In den Aufwindgebieten steigt warme und feuchte Luft auf und kühlt sich adiabatisch ab. Sobald das Kondensationsniveau erreicht ist, kommt es zur Wolkenbildung, was sich in hohen Flüssigwasserwegen widerspiegelt. In den Abwindgebieten sinkt Luft langsam ab, erwärmt sich (innerhalb der Wolken feuchtadiabatisch, sonst trockenadiabatisch), dabei tritt Verdunstung ein, und der Flüssigwassergehalt sinkt.

Wie lassen sich nun aber die gravierenden Unterschiede in der Entwicklung der Sekundärzirkulation zwischen der Simulation von Chlond (1992) und R1 erklären? Zur Beantwortung dieser Frage sollen zunächst einige Unterschiede im Turbulenzcharakter zwischen beiden Simulationen dargelegt werden. Im Vergleich zur Simulation von Chlond (1992), der eine maximale Amplitude der Sekundärzirkulation von etwa $1\text{--}2 \text{ m s}^{-1}$ beobachtet, erreicht die Amplitude der Sekundärzirkulation während der quasi-stationären Phase von R1 maximale Werte von $3\text{--}4 \text{ m s}^{-1}$. Obwohl in beiden Simulationen der ther-

Abbildung 3.10: Isoflächendarstellung des vertikal aufintegrierten Flüssigwassergehalts LWP zum Zeitpunkt $t = 7200$ s.



mische Antrieb für die Bewegungen in der konvektiven Grenzschicht durch einen bodennahen Wärmestrom von etwa 100 W m^{-2} erfolgte, traten bei **Chlond** gemäßigte Vertikalbewegungen auf als im Verlauf von **R1**. Als Folge der geringeren Amplitude der Sekundärzirkulation treten bei **Chlond** auch niedrigere aufgelöste Geschwindigkeitsvarianzen im simulierten Geschwindigkeitsfeld auf. Abbildung 3.11 zeigt einen Vergleich der aufgelösten Varianzen der Horizontalgeschwindigkeit und der Vertikalgeschwindigkeit zu den Zeitpunkten $t = 4500$ s und $t = 7200$ s aus der Simulation von **Chlond** und aus **R1**. Zwar zeigen die Profile der Varianzen qualitativ die gleichen Eigenschaften, mit Maxima in Bodennähe und am Grenzschichtoberrand, doch sind zu allen Zeiten und in allen Höhen die aufgelösten Varianzen bei **Chlond** (1992) geringer als in **R1**. Folglich fällt bei **Chlond** die Durchmischung der Grenzschicht durch Wirbel, die explizit von Modell aufgelöst werden, schwächer aus. Dies äußert sich zum Beispiel in einem geringeren Grenzschichtwachstum im Verlauf der Simulation von **Chlond** (**Chlond**: $z_i \approx 600$ m, **R1**: $z_i \approx 700$ m).

Die Unterschiede in der Entwicklung der mittleren Grenzschichtströmung erklären jedoch noch nicht die Unterschiede in der Entwicklung der Sekundärzirkulation. Dazu sollen im Folgenden zwei mögliche Erklärungen diskutiert werden. Eine mögliche Ursache für das Ausbleiben von Konvektionsrollen im Verlauf von **R1** ist, dass **PALM** die Entwicklung der Grenzschichtströmung überschätzt, so dass aufgrund einer zu starken Durchmischung die Reorganisation der Strömung zu einer rollenartigen Zirkulation unterbunden wird. Für diese Erklärung spricht die Tatsache, dass die Ergebnisse von **Chlond** gute Übereinstimmungen zu den Messergebnissen der ARKTIS-Messkampagne zeigen. So stimmen das simulierte Aspektverhältnis sowie die maximalen Amplituden der Rollenzirkulation gut mit den Beobachtungen überein. Dagegen spricht allerdings, dass die Energieverteilung der von **PALM** simulierten turbulenten Strömung sehr gute Übereinstimmung mit den universellen Spektren für eine konvektive Grenzschicht zeigt (siehe Abb. 3.8). Außerdem haben die Rechnungen zur Validierung von **PALM** sehr gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen von LES-Modellen anderer Arbeitsgruppen gezeigt

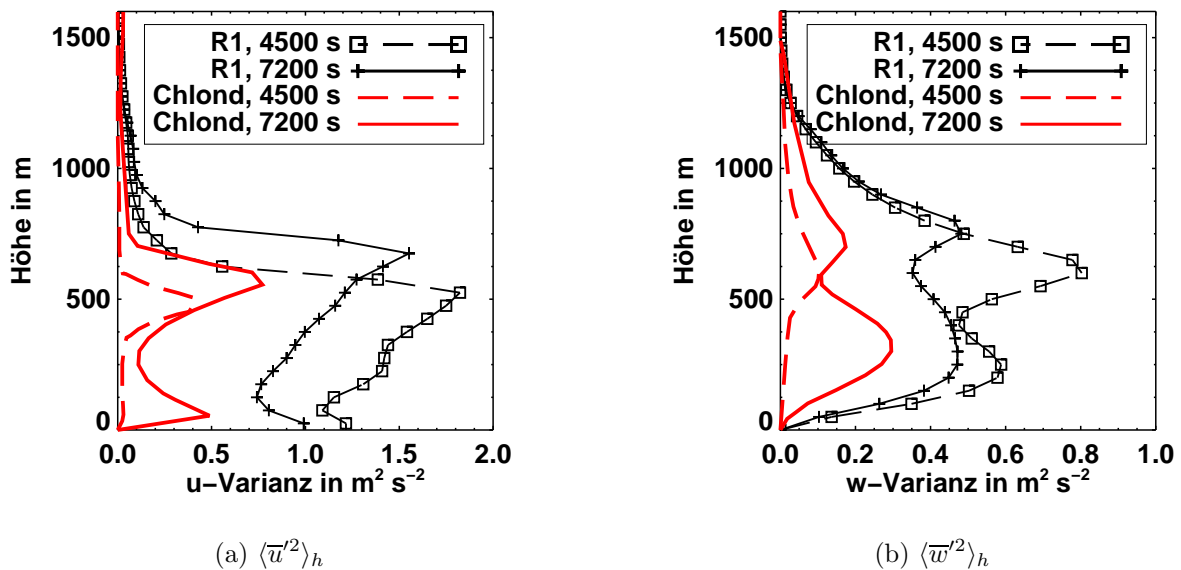


Abbildung 3.11: Gegenüberstellung der Ergebnisse aus R1 und der Simulation von Chlond (1992). Dargestellt sind Vertikalprofile der aufgelösten Varianzen der Horizontalgeschwindigkeit (links) und der Vertikalgeschwindigkeit (rechts).

(siehe Abschnitt 2.4).

Als andere mögliche Ursache für die Unterschiede in der Entwicklung der Sekundärzirkulation kann die Anwendung ungeeigneter numerischer Verfahren oder Parametrisierungsschemata in **PALM** oder dem LES-Modell von Chlond in Betracht gezogen werden. Die Ergebnisse der Validierungsrechnungen zeigen, dass die Ergebnisse von **PALM** innerhalb der Schwankungsbreite der Modellergebnisse aller Teilnehmer am Modellvergleich liegen, so dass schwerwiegende Programmierfehler oder die Verwendung ungeeigneter Verfahren oder Schemata in **PALM** weitestgehend ausgeschlossen werden können. Die Ergebnisse des LES-Modells von Chlond liegen zwar ebenfalls innerhalb dieser Schwankungsbreite, so dass auch in der von Chlond für diesen Vergleich verwendeten Modellversion die Verwendung ungeeigneter Parametrisierungsschemata und numerischer Verfahren auszuschließen sind. Allerdings verwendete Chlond in seinen Untersuchungen zur Rollenkonvektion nach eigener Aussage (Chlond, 2001) ein anderes Subskalen-Modell². Folglich kann eine Möglichkeit zur Erklärung der Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Simulation von Chlond und R1 die Verwendung unterschiedlicher Subskalen-Modelle sein. Um dies zu überprüfen, wurde in **PALM** das Subskalen-Modell von Mellor und Yamada (1974) implementiert und die Simulation R1 erneut durchgeführt.

Ergebnisse einer Simulation mit verändertem Subfilter-Modell

Ein Unterschied zwischen **PALM** und dem LES-Modell von Chlond ist das verwendete Parametrisierungs-Modell für die turbulente Diffusion. Chlond (1992) parametrisiert die

² Das neue Subskalen-Modell beschreibt Chlond in seiner Habilitationsschrift (Chlond, 1998).

turbulenten Diffusionskoeffizienten über ein Schema, das auf Mellor und Yamada (1974) zurückgeht. Dabei werden die Diffusionskoeffizienten mit einem Ansatz der Form

$$\nu_{SGS}^m = S_m \cdot \ell \cdot (2e)^{1/2}, \quad (3.3)$$

$$\nu_{SGS}^h = S_h \cdot \ell \cdot (2e)^{1/2} \quad (3.4)$$

ermittelt. Die stabilitätsabhängigen Koeffizienten S_m und S_h sind nach Mellor und Yamada (1974) durch

$$S_h = \frac{(1 - 2b)/3}{E + Ri(2 + 1/(bs))}, \quad (3.5)$$

$$S_m = \frac{E^2 + (E/(bs) - 1)Ri}{E + Ri} \cdot S_h \quad (3.6)$$

gegeben, wobei mit $E = 1$, $s = 1.8$ und $b = 0.125$ die von Lewellen (1977) empirisch bestimmten Werte verwendet werden. Die turbulente Richardson-Zahl Ri ist durch

$$Ri = \frac{g}{\theta_{v00}} \left(K_1 \frac{\partial \bar{\theta}_l}{\partial z} + K_2 \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) \frac{\ell^2}{2e} \quad (3.7)$$

definiert. Die Koeffizienten K_1 und K_2 werden hier ebenfalls über die in der Gleichung (2.56) angegebenen Beziehungen berechnet.

Nach der Implementierung dieses Subskalen-Modells in **PALM** wurde R1 erneut durchgeführt (R1a). Mit dieser Simulation gelang eine Reproduktion der Ergebnisse von Chlond (1992). Die Ergebnisse dieser Simulation sind zusammenfassend in den Abbildung 3.12 und 3.14 dargestellt. Abbildung 3.12 zeigt die Gegenüberstellung von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit am Ende von R1a und der Simulation von Chlond (1992), und Abbildung 3.14 zeigt Vertikalprofile der aufgelösten Varianzen der u -Komponente des Geschwindigkeitsfeldes $\langle \bar{u}''^2 \rangle_h$ aus R1a und der Simulation von Chlond (1992) stellvertretend für die anderen mittleren Vertikalprofile. Im Feld der Vertikalgeschwindigkeit sind nun deutlich bandartige Strukturen in Form langgestreckter, zusammenhängender Auf- und Abwindgebiete am Ende der Simulation zu erkennen. In Form und Ausdehnung sind sie ähnlich den Strukturen, die Chlond (1992) in seiner Simulation beobachtete. Sie sind Teil einer rollenähnlichen Zirkulation, die sich vertikal über die gesamte Grenzschicht erstreckt. Ihren Ursprung hat diese Zirkulation in den streifenförmigen Strukturen (s. o.), die sich nach Einsetzen der thermischen Konvektion nach ca. 3600 s in Bodennähe bilden und eine Zirkulation induzieren, die sich im weiteren Laufe der Simulation bis an den Oberrand der Grenzschicht ausbreitet. Zur Dokumentation dieser Behauptung sind in Abbildung 3.13 Isoflächendarstellungen von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zu verschiedenen Zeitpunkten und in unterschiedlichen Höhenniveaus für R1a dargestellt. Zu den Zeitpunkten $t = 4500$ s und $t = 5500$ s sind in den obersten dargestellten Höhenniveaus noch die Reste der bänderartigen Strukturen zu erkennen, die die Strömung bis zum Einsetzen der thermischen Konvektion beherrschen und deren Achsen etwa 30° links zur Richtung des geostrophischen Winds orientiert sind. Zu den gleichen Zeitpunkten ist dagegen in

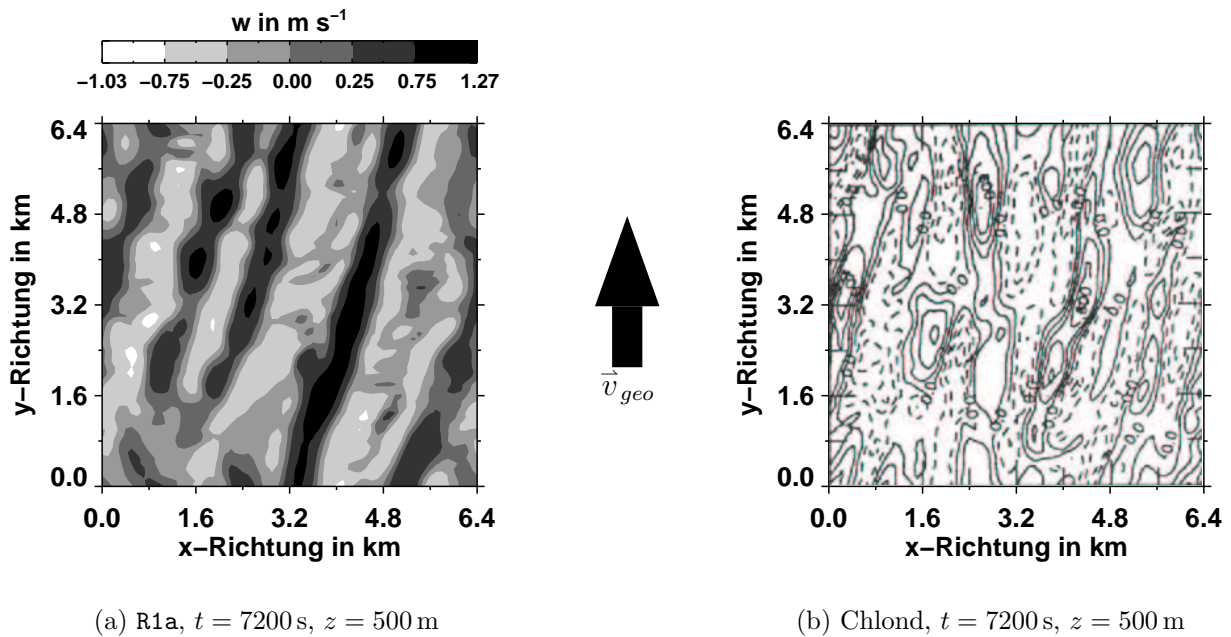


Abbildung 3.12: Isoflächendarstellung von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 7200$ s für $z = 500$ m. (a) R1a, (b): entnommen aus [Chlond \(1992\)](#). Die Richtung des geostrophischen Winds ist als Pfeil markiert.

den untersten gezeigten Vertikalniveaus bereits die Entwicklung der oben beschriebenen streifenförmigen Strukturen zu beobachten. Ihr Einfluss breitet sich im weiteren Verlauf der Simulation über die gesamte Grenzschicht hinweg aus.

Im Vergleich zu R1 führt die Verwendung des Subskalens-Modells von [Mellor und Yamada \(1974\)](#) in R1a zu einer deutlichen Verringerung der Amplitude der Sekundärzirkulation. Die maximalen Vertikalgeschwindigkeiten erreichen nun, wie bei [Chlond \(1992\)](#), nur noch Werte zwischen 1 und 2 m s^{-1} . Zudem ist eine deutliche Verringerung der Geschwindigkeitsvarianzen zu beobachten (Abb. 3.12(b)). Ursache der moderateren Sekundärzirkulation ist die erhöhte subskalige Diffusion, die das Subskalens-Modell hervorruft. Der erhöhte Einfluss der subskaligen Diffusion auf die Strömung spiegelt sich außer in den geringeren Geschwindigkeitsvarianzen auch in den Varianzspektren wider. [Abbildung 3.15](#) zeigt dazu den Vergleich typischer Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit innerhalb der Grenzschicht für R1 und R1a. In R1a sind die Energiedichten für Wirbel mit Wellenzahlen $k > 7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ deutlich niedriger als in R1 (markiert durch graue Flächen). Folglich treten für R1a im Inertialbereich des Spektrums große Abweichungen vom $k^{-5/3}$ -Verlauf auf. Diese Abweichungen sind auf eine Erhöhung der Filterwirkung des Subskalens-Modells von [Mellor und Yamada \(1974\)](#) zurückzuführen. Die ungeordnete und nichtlokale Durchmischung durch die explizit aufgelösten Wirbel ist dadurch geringer als in R1. In R1 verhindert die stärkere nichtlokale Durchmischung eine Ausbreitung der bodennah induzierten Zirkulation bis zum Oberrand der Grenzschicht. Dagegen ist durch die erhöhte subskalige Diffusion in R1a die lokale Durchmischung gegenüber R1

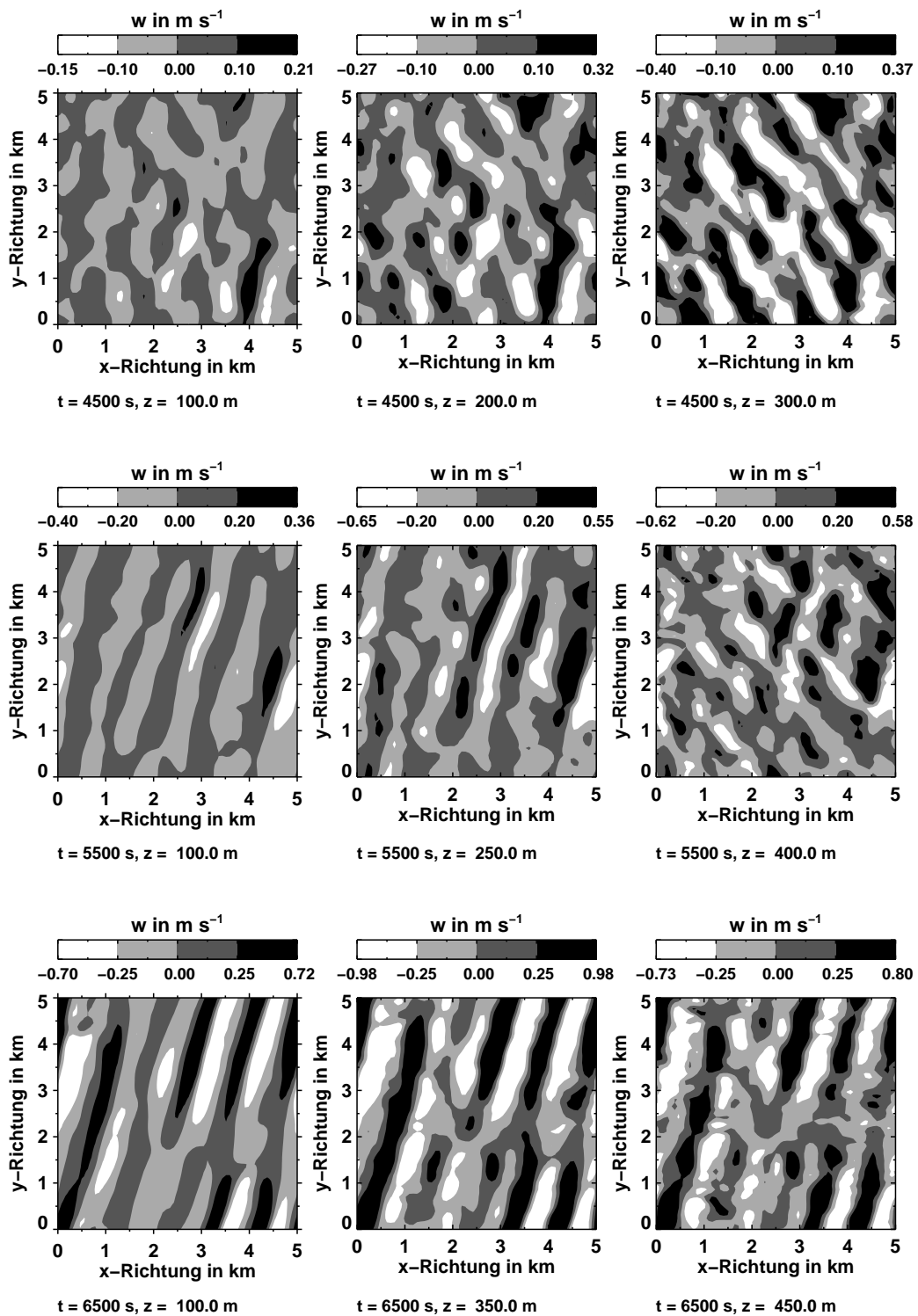


Abbildung 3.13: Isoflächendarstellungen von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zur verschiedenen Zeitpunkten und in unterschiedlichen Höhenniveaus aus R1a.

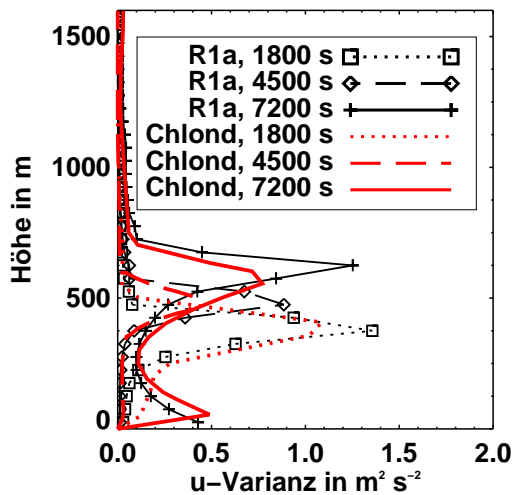


Abbildung 3.14: Gegenüberstellung der Ergebnisse aus R1a und der Simulation von Chlond (1992). Dargestellt sind Vertikalprofile der aufgelösten Varianzen der u -Komponente des Geschwindigkeitsvektors.

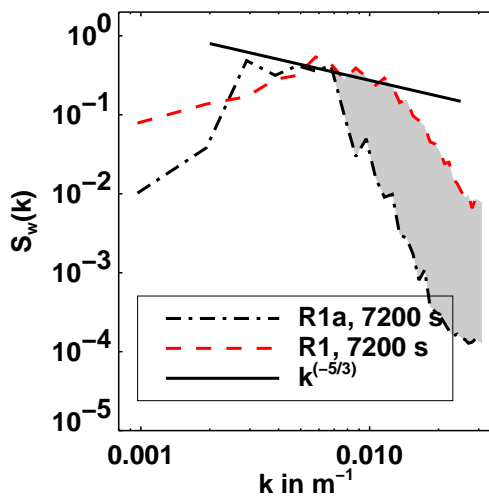
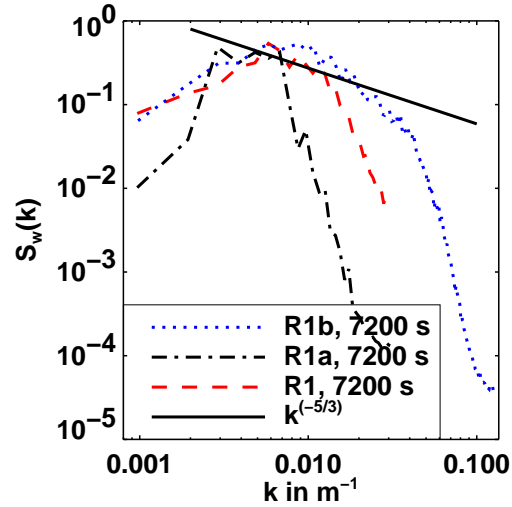


Abbildung 3.15: Vergleich typischer Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit $S_w(k)$ aus R1 und R1a zu dem Zeitpunkt $t = 7200 \text{ s}$ als Funktion der Wellenzahl k . Zum Vergleich ist ein $k^{-5/3}$ -Verlauf dargestellt (erscheint wegen der Normierung der Spektren mit der Wellenzahl als $k^{-2/3}$ -Verlauf).

Abbildung 3.16: Vergleich typischer Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit $S_w(k)$ aus R1, R1a sowie R1b zum Zeitpunkt $t = 7200$ s als Funktion der Wellenzahl k . Zum Vergleich ist ein $k^{-5/3}$ -Verlauf dargestellt (erscheint wegen der Normierung der Spektren mit der Wellenzahl als $k^{-2/3}$ -Verlauf).



größer, was sich in den glatteren und weicheren Formen der auftretenden Strukturen bemerkbar macht.

In LES-Modellen ist der Einfluss der subskaligen Diffusion auf die Strömung über die subskaligen Diffusionskoeffizienten direkt mit der verwendeten Gitterweite verknüpft (in labiler Schichtung sind die Diffusionskoeffizienten direkt proportional zur Gitterweite, s. Gl. (2.61) und (2.62)). Eine Verringerung der Gitterweite im Vergleich zu R1a führt zu einer Reduktion der subskaligen Diffusion und erhöht gleichzeitig den Anteil der explizit vom Modellgitter aufgelösten Wirbel. Dadurch sollte die nichtlokale Durchmischung erhöht werden, was zur Auflösung der bandartigen Strukturen führen müßte.

Um diese Behauptung zu überprüfen, wurde R1a erneut durchgeführt, diesmal jedoch mit einer Gitterweite von $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 25$ m (R1b). Tatsächlich führt die Erhöhung der Modellauflösung zur Verringerung der subskaligen Diffusion und zur Steigerung des Anteils explizit aufgelöster Wirbel. Der Vergleich der Varianzspektren aus R1b mit den Spektren aus R1 bzw R1a zeigt einen deutlichen Anstieg der Energiedichten im Inertialbereich (Abb. 3.16). Das Spektrum folgt nun im Inertialbereich über ein größeres Wellenzahlintervall einem $k^{-5/3}$ -Verlauf und zeigt in der Energieverteilung gute Übereinstimmungen mit den universellen Spektren der konvektiven Grenzschicht.

Wie oben bereits vermutet, wird durch die Erhöhung der Modellauflösung die turbulente Durchmischung durch einen größeren Anteil explizit aufgelöster Wirbel verstärkt. Zwar kann sich in Bodennähe aufgrund der starken Scherung noch eine streifenförmige Verteilung im Geschwindigkeitsfeld ausbilden, wie in Abbildung 3.17(a) an den langgestreckten, in Richtung des geostrophischen Windvektors orientierten Auf- und Abwindgebieten zu erkennen ist, doch kann sich keine geschlossene und bis zum Oberrand der Grenzschicht reichende Zirkulation ausbilden (Abb. 3.17(b)). Folglich ist keine rollenartige Zirkulation im Geschwindigkeitsfeld zu erkennen. Stattdessen herrscht im Feld der Vertikalgeschwindigkeit nun wie bereits in R1 eine unregelmäßige Verteilung von Auf- und Abwindgebieten vor.

Die Ergebnisse aus den bisher durchgeführten Simulationen haben gezeigt, dass die

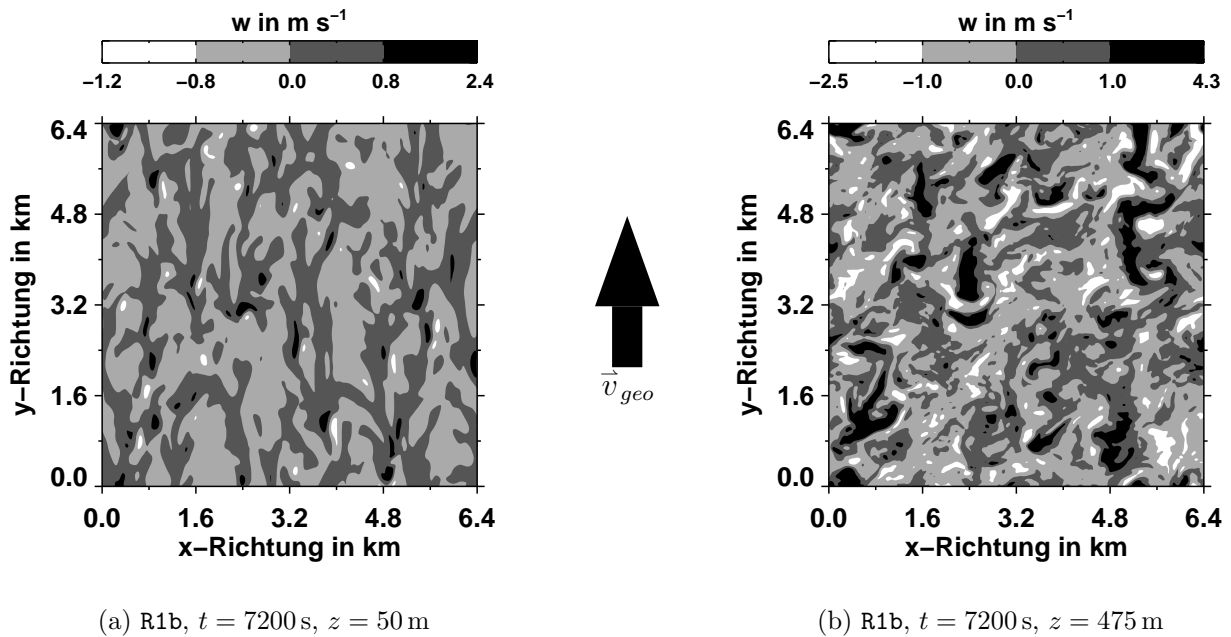


Abbildung 3.17: Darstellung ausgewählter Ergebnisse aus R1b. Isoflächendarstellung eines Horizontalschnitts durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit aus R1b für $z = 50$ m (a) und $z = 475$ m (b) nach $t = 7200$ s simulierter Zeit

Rollenstrukturen, die [Chlond \(1992\)](#) in seinen Simulationen beobachtete, ausschließlich auf die Verwendung eines ungeeigneten Verfahrens zur Behandlung der subskaligen Prozesse zurückzuführen sind. Die von [Chlond \(1992\)](#) beobachtete Rollenzirkulation ist damit nicht mit den tatsächlich in der Natur beobachteten Strukturen der Rollenkonvektion vergleichbar. Bisher wurde nur in der Anfangsphase aller bisherigen Simulationen eine rollenartige Zirkulation beobachtet, deren Entstehungsmechanismus mit denen der Rollenkonvektion in der Natur übereinstimmt. Allerdings bleibt die Existenz dieser Zirkulation auf den Zeitraum der Simulationen beschränkt, in dem die thermische Konvektion noch nicht eingesetzt hat und der parametrisierte Anteil an den turbulenten Transportprozessen überwiegt.

Der Einfluss der Modellgitterweite auf die Entwicklung der Sekundärzirkulation

Wie oben bereits geschildert, hängt der Zeitpunkt, zu dem die thermische Konvektion während einer Simulation einsetzt und der Zustand der Strömung quasi-stationär wird, stark von der verwendeten Auflösung ab. Je kleiner die verwendete Gitterweite ist, umso früher setzt die Konvektion ein. Den bisherigen Beobachtungen entsprechend, sollte sich die rollenähnliche Zirkulation, die in der Anfangsphase der Simulation beobachtet wird, unter Verwendung einer geringeren Modellgitterweite zu einem früheren Zeitpunkt auflösen als während R1. Um diese Vermutung zu überprüfen, wurde eine zweite Simulation (R2) mit erhöhter Modellauflösung ($\Delta = 25$ m), sonst jedoch unveränderten Rahmenbedingungen durchgeführt (siehe Abschnitt [3.2.1](#)). Tabelle [3.2](#) zeigt einer Liste

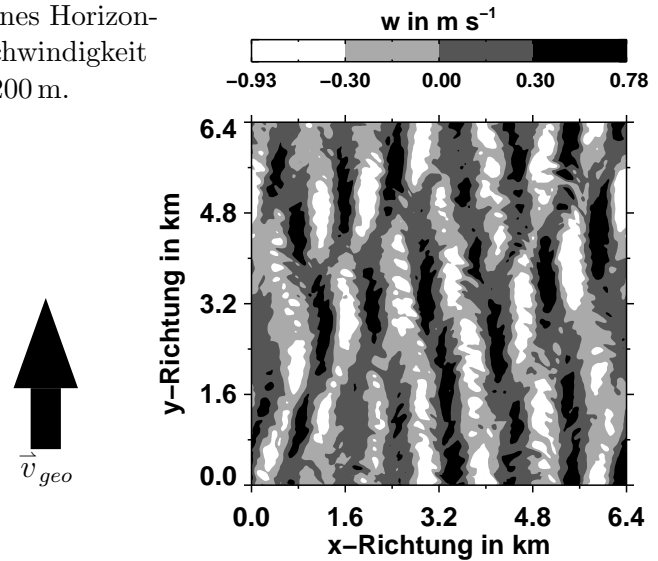
Tabelle 3.2: Auflistung der Initialisierungsparameter für R2

$L_{x,y}$ (m)	L_z (m)	$N_x \times N_y \times N_z$	$\Delta x, \Delta y$ (m)	Δz (m)	t_{end} (s)
6400	1600	$256 \times 256 \times 64$	25	25	7200

der Modellparameter für R2. Zur Parametrisierung der subskaligen Prozesse wird in R2 wieder das in Kapitel 2.2.3 beschriebene Modell verwendet.

Im Unterschied zu R1 setzt die Entwicklung der Sekundärzirkulation wie oben vermutet früher ein als im Verlauf von R1. Die Entwicklung von Störungen setzt in R2 bereits nach etwa 750 s ein, so dass bereits nach 1500 s simulierter Zeit die Überentwicklung der Konvektion ihr Maximum erreicht und nach etwa 2500 s die Strömung einen quasi-stationären Zustand erreicht hat. Bis zu dem Zeitpunkt, zu dem die thermische Konvektion einsetzt, wird das Strömungsbild wieder durch eine rollenähnliche Zirkulation, die sich über die gesamte Grenzschicht hinweg erstreckt, bestimmt. Abbildung 3.18 zeigt einen typischen Horizontalschnitt durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit in der Mitte der Grenzschicht ($z = 200$ m) zum Zeitpunkt $t = 900$ s. Deutlich ist die Zirku-

Abbildung 3.18: Isoflächendarstellung eines Horizontalschnitts durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 900$ s in der Höhe $z = 200$ m.



lation an der bänderförmigen Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit zu erkennen. Die Achsen der Bänder sind hier im Gegensatz zu R1 etwa parallel zur Richtung des geostrophischen Windes ausgerichtet. Außerdem beträgt die Wellenlänge der Bänder nur etwa 1000 m im Gegensatz zu 1600 m bei R1. Damit hängt nicht nur die Lebensdauer dieser Zirkulation von der verwendeten Modellgitterweite ab, sondern auch die Wellenlänge und die Ausrichtung zum geostrophischen Windvektor. Ein Vergleich mit der tatsächlich in der Natur beobachteten Rollenkonvektion ist damit unzulässig. Den langwelligen Störungen sind vergleichsweise kurzwellige Störungen, mit einer Wellenlänge von etwa 200 m, überlagert. Im weiteren Verlauf der Simulation treten diese Störungen nicht mehr auf, weshalb sie hier nicht weiter untersucht werden.

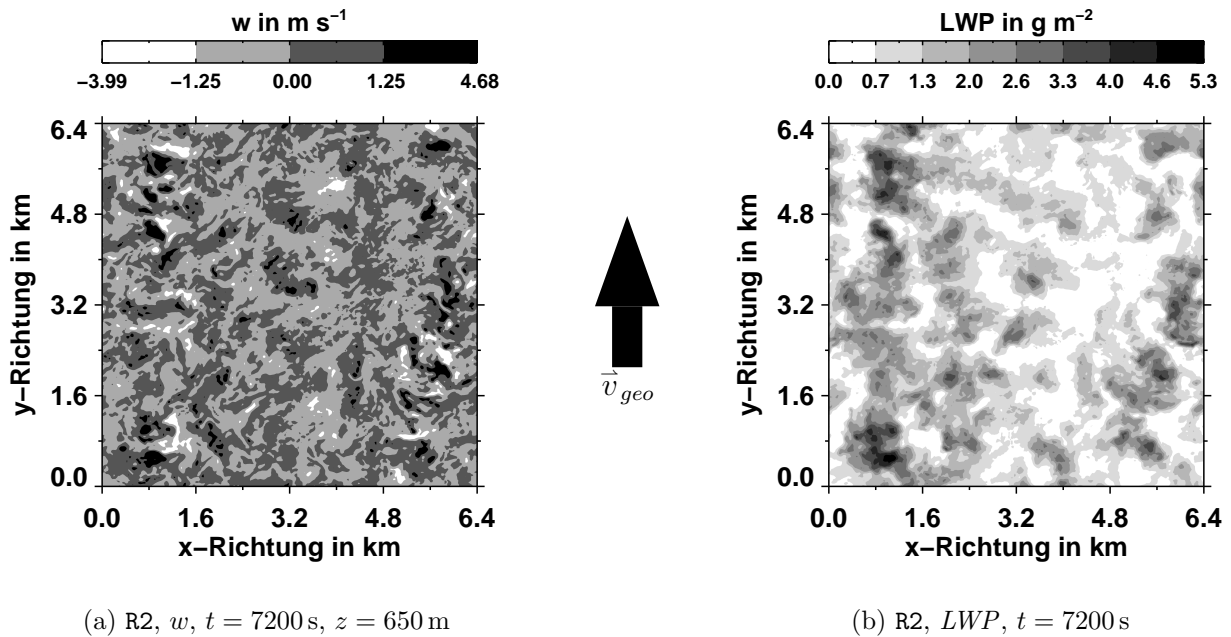


Abbildung 3.19: Isoflächendarstellungen eines Horizontalschnitts durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit in einer Höhe von $z = 650$ m (a) und des Flüssigwasserweges LWP (b) zum Zeitpunkt $t = 7200$ s von R2.

Wie bereits in R1 lösen sich die langwelligen bandförmigen Strukturen und die damit verbundene Zirkulation mit Einsetzen der thermischen Konvektion auf. Im weiteren Verlauf von R2 setzt auch keine Organisation der Strömung zu einer rollenförmigen Zirkulation, die auf Konvektionsrollen hindeuten könnte, ein. Damit bleibt auch die Bildung des augenscheinlichsten Merkmals der Konvektionsrollen – der Wolkenstraßen – aus. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 3.19 Isoflächendarstellungen eines Horizontalschnitts durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit (Abb 3.19(a)) für $z = 650$ m und des Flüssigwasserweges LWP zum Zeitpunkt $t = 7200$ s aus R2. In beiden dargestellten Feldern ist zwar eine Vorzugsrichtung in der Verteilung der Variablen in Richtung des geostrophischen Windvektors zu erkennen, Anzeichen für die Existenz von Rollenkonvektion können daraus jedoch nicht abgeleitet werden.

Der Einfluss der Modellgebietsgröße auf die Entwicklung der Strömung

Sykes et al. (1990) weisen darauf hin, dass das Ausbleiben bzw. das Nichtidentifizieren von Rollenkonvektion in den meisten der bis heute durchgeführten Studien auf die geringe verwendete Modellgebietsgröße zurückzuführen sein kann. Kleine Modellgebiete geben nur einen kleinen Ausschnitt des Gesamtphänomens „Kaltluftausbruch“ preis, so dass eine visuelle Identifizierung der Organisation der Strömung unmöglich wird. Darüber hinaus kann die laterale Drift der Rollen über die seitlichen zyklischen Ränder des Modellgebiets hinaus die Bildung neuer Rollen behindern (Etling und Brown, 1993). Diese Vermutungen geben den Anlass zu einer weiteren Simulation, die erstmals mit Hilfe

Tabelle 3.3: Auflistung der Initialisierungsparameter für R3.

$L_{x,y}$ (m)	L_z (m)	$N_x \times N_y \times N_z$	$\Delta x, \Delta y$ (m)	Δz (m)	T_{end} (s)
25600	1600	$512 \times 512 \times 34$	50	50	7200

von **PALM** möglich wird.

In R3 wurde **PALM** wiederum auf die Situation des Kaltluftausbruchs vom 11. Mai 1988 unter Verwendung einer horizontalen Modellgebietserstreckung von $25.6 \text{ km} \times 25.6 \text{ km}$ angewendet (die vertikale Erstreckung wurde mit 1600 m beibehalten). Bei einer verwendeten Gitterweite von 50 m in allen drei Raumrichtungen resultiert daraus eine Gitterpunktzahl von $512 \times 512 \times 34$. Die Grundfläche des für R3 verwendeten Modellgebietes ist damit um das 16-fache größer als bei den bisherigen Simulationen R1, R1a und R1b. Eine Auflistung der Modellparameter für R3 ist in Tabelle 3.3 gegeben.

Die Vermutung, dass die bisher verwendeten kleinen Modellgebiete der Grund für das Ausbleiben der Entwicklung von Rollenkonvektion ist, kann durch die Ergebnisse aus R3 nicht bestätigt werden. Auch in R3 sind im Verlauf der Simulation keine Signale von Konvektionsrollen zu beobachten. Selbst nach einer Verlängerung der Simulationsdauer um eine weitere Stunde auf 10800 s zu simulierende Zeit setzt keine Organisation der Strömung zu Konvektionsrollen ein. Sowohl die Entwicklung der mittleren Grenzschichtströmung als auch die Entwicklung der Sekundärzirkulation nimmt damit in R3 den gleichen Verlauf wie während R1 und R2: Vor Einsetzen der thermischen Konvektion bildete sich als erste Reaktion auf die zufällig verteilte Anfangsstörung eine bandartige Verteilung im Geschwindigkeitsfeld, die sich jedoch sofort mit Einsetzen der Konvektion auflöste (hier nicht gezeigt). Nach Einsetzen der Konvektion setzt keine Organisation der Strömung zu einer rollenartigen Zirkulation ein. Dazu zeigt Abbildung 3.20 die Isoflächendarstellungen eines Horizontalschnitts durch das w -Feld in der Mitte der Wolkenschicht (Abb. 3.20(a)) und des Flüssigwasserweges LWP (Abb. 3.20(b)) jeweils nach 7200 s simulierter Zeit. Im Feld der Vertikalgeschwindigkeit ist wiederum eine unregelmäßige Verteilung der Auf- und Abwindgebiete zu erkennen, so dass nicht auf eine übergeordnete Organisationsform der Strömung geschlossen werden kann. Dementsprechend sind auch im Flüssigwasserfeld keine Anzeichen von Wolkenstraßen zu beobachten.

In allen bisher im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen blieb die Entwicklung von Rollenkonvektion aus. Die Strukturen, die sich in der Anfangsphase der Simulationen in Form einer rollenartigen Zirkulation in den simulierten Strömungsfeldern abbilden, sind nicht mit dem tatsächlich in der Natur beobachteten Phänomen der Rollenkonvektion vergleichbar. Zwar kann die Ursache der Entstehung dieser rollenartigen Zirkulation auf eine Wendepunktinstabilität zurückgeführt werden, so dass diesbezüglich doch eine Analogie zur den Konvektionsrollen hergestellt werden kann. Da diese Strukturen jedoch eine Abhängigkeit in ihrer Lebensdauer, Wellenlänge und Ausrichtung zur Hauptströmungsrichtung von der verwendeten Modellauflösung zeigen, ist ein Vergleich zu Konvektionsrollen unzulässig. Außerdem wurde gezeigt, dass die bänderartigen Strukturen, die in den Simulationen von Chlond (1992) im weiteren Verlauf

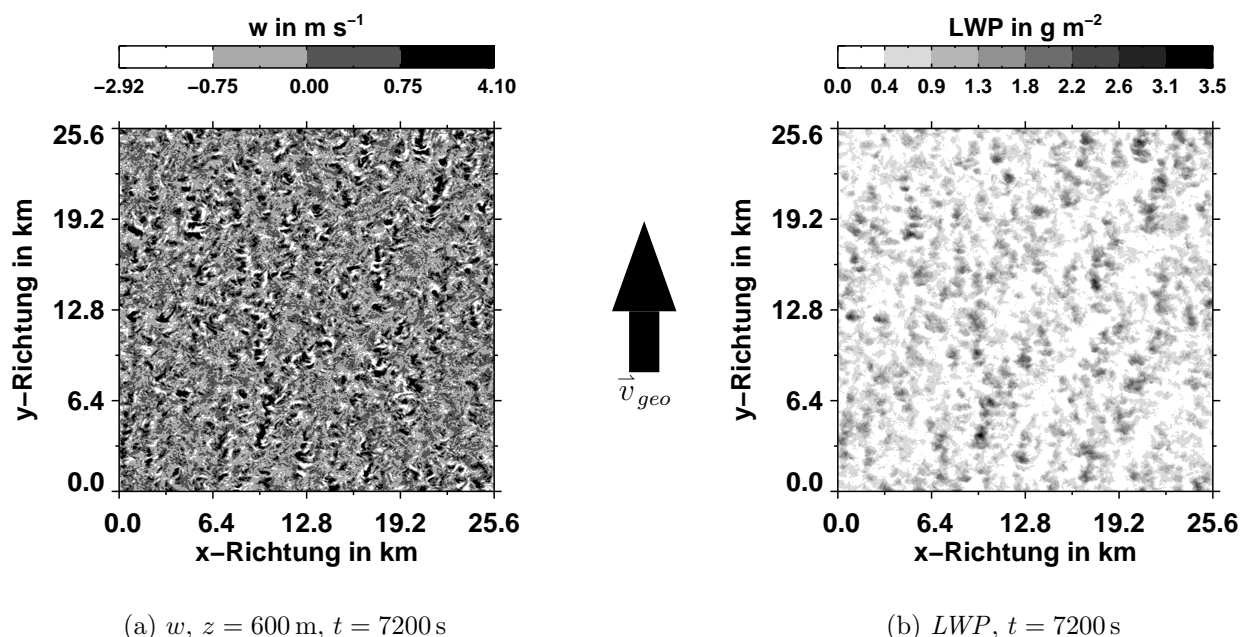


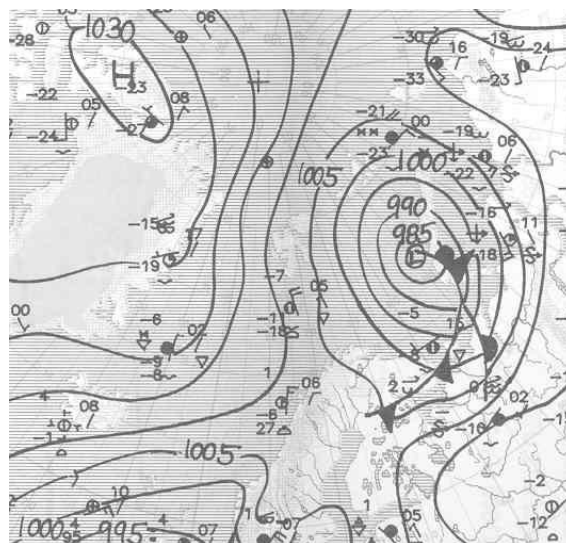
Abbildung 3.20: Isoflächendarstellung eines Horizontalschnitts durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit sowie eine Isoflächendarstellung des Flüssigwasserweges LWP aus R3 zum Zeitpunkt $t = 7200$ s.

der Simulation beobachtet wurden, auf eine ungeeignete Turbulenzparametrisierung zurückzuführen sind.

3.3 Simulation des Kaltluftausbruchs am 5. April 1998 während der ARTIST-Messkampagne

Als zweite Anwendung von **PALM** unter den Bedingungen eines Kaltluftausbruchs wurde der Messtag 17 der Messkampagne ARTIST (Arctic Radiation and Turbulence Interaction Study) ausgewählt. Unter der Federführung des Alfred-Wegener-Instituts für Polar- und Meeresforschung (AWI) wurde im März und April 1998 die ARTIST-Messkampagne mit dem Ziel durchgeführt, den Einfluss der Wolken und des Meereises auf die Thermodynamik und die kinematische Struktur der atmosphärischen Grenzschicht und auf die Austauschprozesse zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre über Wasser- und Landflächen zu untersuchen (Hartmann et al., 1999). Dazu wurden zahlreiche Messungen zu Lande und in der Luft (flugzeuggestützt) durchgeführt. In der Zeit vom 4. März bis zum 11. April 1998 wurden an 22 Tagen Messungen durchgeführt, wobei an drei Tagen die Situation eines Kaltluftausbruchs vorherrschte (4., 5. und 9. April). Für diese Fallstudie werden die Daten des 5. April 1998 verwendet. Sie wurden den Autor dieser Arbeit freundlicherweise von Dr. Jörg Hartmann und Dr. Christof Lüpkes (beide AWI Bremerhaven) zur Verfügung gestellt. Weitere Informationen zur ARTIST-Messkampagne sind

Abbildung 3.21: Ausschnitt aus der Bodenwetterkarte des Deutschen Wetterdienstes für den 5.4.1998, 00 UTC (Deutscher Wetterdienst, 1998).



bei Hartmann et al. (1999) oder im World Wide Web³ zu finden. Die Messdaten der ARTIST-Messkampagne wurden freundlicherweise

Die Untersuchungen sollen Aufschluss darüber geben, warum in den bisherigen LES-Simulationen unter den Bedingungen eines Kaltluftausbruchs keine Entwicklung von Konvektionsrollen beobachtet werden konnte.

3.3.1 Beschreibung der synoptischen Situation und Spezifikation der Modellrechnung

Am 5. April 1998, dem 17. Messtag der Kampagne ARTIST, strömte zwischen einem Tiefdruckgebiet über Novaja Semlja und einem Hochdruckgebiet über Grönland Kaltluft vom Nordpolarmeer nach Süden in Richtung Grönlandsee (siehe Abb. 3.21). Dabei wurden Windgeschwindigkeiten von 10 bis 20 ms^{-1} erreicht. Nördlich des 81. Breitengrades war die Wasseroberfläche vollständig mit Meereis bedeckt. Bei Wassertemperaturen um den Gefrierpunkt und Lufttemperaturen um -20°C konnte sich eine konvektive Grenzschicht mit den für einen Kaltluftausbruch typischen Strömungsmustern ausbilden. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 3.22 ein Satellitenbild vom 5. April 1998 um 11:23 UTC dargestellt. Grönland befindet sich in der linken oberen Ecke, unten sind Teile des nördlichen Europäischen Kontinents zu sehen (Nordskandinavien, Novaja Semlja), Spitzbergen befindet sich etwas oberhalb der Mitte des Bildes. Deutlich ist der eisbedeckte Bereich nördlich 81° an der weißen Fläche zu erkennen. Die Lage des Tiefdruckgebietes wird gut durch den Wolkenwirbel zwischen Spitzbergen und Novaja Semlja wiedergegeben. Das Messgebiet ist hier durch ein Rechteck markiert. Schon in geringem Abstand von der Eiskante bildeten sich rollenartige Strömungsstrukturen aus, die sich als Wolkenstraßen auf dem Satellitenbild abbilden. Erst südlich von Spitzbergen bricht die Rollenkonvektion auf und geht in zellenartige Konvektionsmuster über. Leider liegen keine Informationen über die beobachteten Aspektverhältnisse vor.

³ <http://www.awi-bremerhaven.de/ATM/ARTIST/>

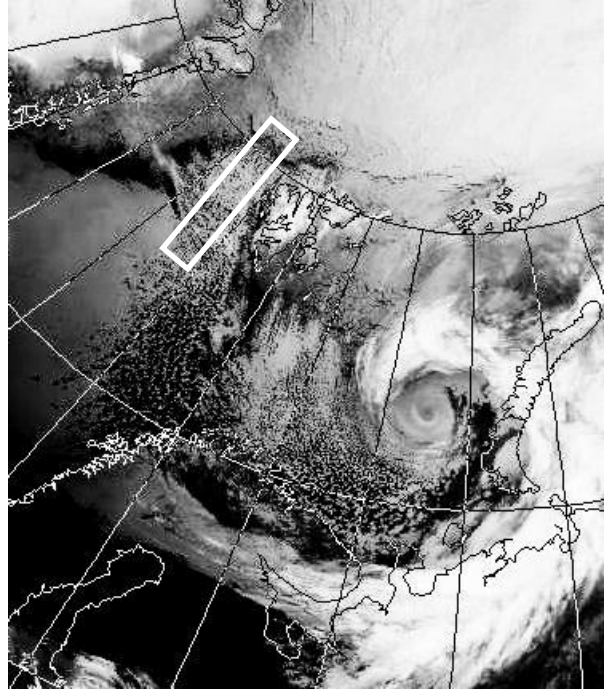
Das Forschungsflugzeug Polar2 führte an diesem Tag Messungen entlang des 5. Längengrades in der sich entwickelnden konvektiven Grenzschicht durch. Insgesamt liegen so 16 Vertikalprofile der potenziellen Temperatur, der beiden Windgeschwindigkeitskomponenten und der spezifischen Feuchte zur Untersuchung der Grenzschichtentwicklung vor. Vier Profile wurden nördlich der Eiskante bei -42 km, -32.8 km, -19.3 km, bzw. -4.5 km (die Eiskante entspricht hier 0 km) über nahezu geschlossen mit Eis bedecktem Gebiet registriert. Alle weiteren Profile wurden südlich der Eiskante, etwa bei 1.9 km, 12.9 km, 23.3 km, 36.8 km, 47.9 km, 59.1 km, 79.2 km, 92.4 km, 110.8 km und 137.7 km, geflogen. Sowohl in 70 km und 147 km Entfernung von der Eiskante wurden in 4 Höhenniveaus sogenannte Horizontallegs senkrecht zur Hauptströmungsrichtung zur Analyse der Turbulenzentwicklung der Grenzschicht geflogen. Eine grafische Darstellung der geflogenen Muster ist in [Hartmann et al. \(1999\)](#) zu finden.

Zusätzlich zu den Vertikalprofilen und den Messungen in den Horizontallegs liegen zur Auswertung noch Messungen der Eiskonzentration, der Oberflächentemperatur und der Lufttemperatur dicht über der Oberfläche vor. Diese Messungen wurden auf einem ca. 70 km langem Flugabschnitt vor der Durchführung der Profilmessungen vorgenommen. Informationen zu den verwendeten Messsensoren sind bei [Hartmann et al. \(1999\)](#) zu finden. Bezüglich der Eisbedeckung kann das Messgebiet in drei unterschiedliche Bereiche unterteilt werden. Der erste Bereich befindet sich nördlich der eigentlichen Eiskante und ist durch eine nahezu geschlossene Eisbedeckung gekennzeichnet. Die Eiskonzentration betrug hier durchgehend mehr als 70 %. In dem zweiten Bereich, 0 bis 40 km südlich der Eiskante, nahm der Eisbedeckungsgrad kontinuierlich von etwa 65 % auf 0 % ab. Erst im dritten Bereich mit mehr als 40 km Abstand von der Eiskante lag eine vollständig eisfreie Wasserfläche vor. Entsprechend der Eisbedeckung waren im ersten Bereich kaum Unterschiede zwischen der Oberflächentemperatur und der Lufttemperatur, die etwa -24°C betrug, zu beobachten. Mit Überschreiten der Eiskante stieg die Temperatur der Meeresoberfläche sprunghaft auf etwa -4°C an und nahm nahezu linear auf -1.8°C in 40 km Entfernung von der Eiskante zu. In etwa 200 km Entfernung von der Eiskante lag die Oberflächentemperatur dann bei etwa $+2^\circ\text{C}$ ([Lüpkes, 2000](#)).

Das Modellgebiet, dessen x -Achse für alle hier durchgeführten Simulationen parallel zur Eiskante ausgerichtet ist, befindet sich zu Beginn der Simulation ($t = 0$) mit seinem nördlichen Rand an der Eiskante und wird, um die zeitliche Entwicklung während der Simulation zu berücksichtigen, mit dem geostrophischen Wind mitgeführt. In allen Simulationen wurden für die lateralen Ränder zyklische Randbedingungen angenommen, um so der räumlichen Periodizität des beobachteten Phänomens zu entsprechen. Vor der eigentlichen 3-D-Simulation wurde eine 1-D-Version des Modells gestartet, deren stationäre Lösung unter der Voraussetzung horizontaler Homogenität auf das 3-D-Modell übertragen wurde. Während der 1-D-Simulation bleiben das Temperaturprofil und das Feuchteprofil unverändert.

Die Ergebnisse von Testrechnungen, die vor der eigentlichen Simulation durchgeführt wurden, haben gezeigt, dass die Wahl der Rauigkeitslänge einen großen Einfluss auf die Entwicklung der mittleren Grenzschichtströmung hat. Je größer die Rauigkeitslänge ist, umso größer ist auch der bodennahe Wärmestrom, der sich bei einer vorgegebenen Temperaturdifferenz zwischen Erdoberfläche und erster Modellgitterebene einstellt und umso

Abbildung 3.22: Infrarot-Satellitenbild vom 5.4.1998 um 11:23 UTC. Aufgenommen vom polumlaufernden Satelliten NOAA. Das ARTIST-Messgebiet ist durch ein Rechteck markiert. Quelle: Dundee Satellite Receiving Station.



größer ist der Energieeintrag in die atmosphärische Grenzschicht, wobei bereits geringe Änderungen der Rauigkeitslänge große Unterschiede in den bodennahen turbulenten Flüssen bewirken. Bei fest vorgegebener Rauigkeitslänge haben geringe Unterschiede bei der Wahl der Temperaturdifferenz zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre dagegen nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die sich einstellenden bodennahen turbulenten Flüsse. Als schwierig hat sich speziell die Vorgabe der Rauigkeitslänge für den partiell mit Eis bedeckten Bereich erwiesen, da hier lediglich Informationen über den Eisbedeckungsgrad, nicht aber über die Beschaffenheit des Eises vorlagen. [Guest und Davidson \(1991\)](#) zeigen, dass Eis je nach Alter und Beschaffenheit eine große Spanne von unterschiedlichen Rauigkeitslänge annehmen kann. Mehrjähriges, extrem rauhes Eis hat eine Rauigkeitslänge von $z_{0_w} = 0.1$ m, während sogenanntes Pfannkucheneis (Durchmesser geringer als 0.75 m) eine Rauigkeitslänge von $z_{0_w} = 1.6 \cdot 10^{-5}$ m besitzt. [Andreas und Murphy \(1986\)](#) haben aus Messungen einen konstanten Wert der Rauigkeitslänge von $z_{0_w} = 3.2 \cdot 10^{-4}$ m über Rinnen und Polynjas (Breite unterhalb 500 m) abgeleitet. Dieser Wert ist zur Charakterisierung der Wasserflächen bei hohen Eiskonzentrationen geeignet ([Birnbaum, 1998](#)) und wurde für diese Simulationen verwendet. Für offene Wasserflächen und geringe Eiskonzentrationen wird dagegen die von [Charnock \(1955\)](#) abgeleitete Beziehung angewendet:

$$z_{0_w} = \max \left(\frac{0.018u_*^2}{g}, 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m} \right) . \quad (3.8)$$

Um dem Übergang von einer relativ hohen Eisbedeckung (hier $\approx 65\%$) zur vollständig eisfreien Wasseroberfläche Rechnung zu tragen, wurde z_{0_w} während den Simulationen

entsprechend der vorherrschenden Eisbedeckung über ein gewichtetes Mittel bestimmt:

$$z_{0_w} = A(t) \cdot (3.2 \cdot 10^{-4}) + (1 - A(t)) \cdot \left(\max \left(\frac{0.018 u_*^2}{g}, 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m} \right) \right), \quad (3.9)$$

wobei $A(t)$ der Gesamtbedeckungsgrad des Meereises ist, dessen zeitabhängiges Funktional den Bedingungen entsprechend vorgegeben werden muss.

Für die Rauigkeitslängen skalarer Größen gilt über Eis und über partiell mit Meereis bedeckten Wasserflächen in guter Näherung (Birnbaum, 1998):

$$z_{0_\theta} = z_{0_q} = 0.1 \cdot z_{0_w}. \quad (3.10)$$

Für eisfreie Wasserflächen können die von Brutsaert (1979) abgeleiteten Beziehungen angewendet werden:

$$z_{0_\theta} = \max \left(\frac{z_{0_w}}{442413.0}, z_{0_w} \cdot \exp \left[-\kappa \left(7.3 \left(\frac{u_* z_{0_w}}{\nu} \right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{\text{Pr}} - 5 \right) \right] \right), \quad (3.11)$$

$$z_{0_q} = \max \left(\frac{z_{0_w}}{442413.0}, z_{0_w} \cdot \exp \left[-\kappa \left(7.3 \left(\frac{u_* z_{0_w}}{\nu} \right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{\text{Sc}} - 5 \right) \right] \right). \quad (3.12)$$

s⁻¹Dabei ist $\nu = 1.4607 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ die kinematische Viskosität, Pr die Prandtl-Zahl (hier Pr = 0.71) und Sc die Schmidt-Zahl (Sc = 0.6). Über partiell mit Eis bedeckten Flächen wird auch für die skalaren Größen die gewichtete Mittelungsmethode (vgl. Gl. (3.9)) angewendet.

Als Startbedingung für die Simulationen wird der Zustand der Atmosphäre bzw. Modellgrößen in Eisrandnähe benötigt. Zur Ableitung der Initialprofile der potenziellen Temperatur und der spezifischen Feuchte wurden daher die am nächsten an der Eiskante registrierten Profile (1.9 km südlich der Eiskante) herangezogen. Die Komponenten des geostrophischen Windes wurden aus den Verhältnissen oberhalb der Grenzschicht abgeleitet.

Die gemessenen Vertikalprofile der potenziellen Temperatur zeigen, dass sich bereits nördlich der Eiskante eine gut durchmischte Grenzschicht mit einer Mächtigkeit von 320 m entwickeln konnte. Aufgrund der hohen Windgeschwindigkeit und der geringen Temperaturdifferenz zwischen Luft und Erdoberfläche dürfte dies dynamische Ursachen haben. Die mittlere Temperatur der Grenzschicht betrug etwa 247.75 K. Oberhalb dieser gut durchmischten Schicht betrug der Temperaturgradient etwa 0.0117 K m⁻¹. Der mittlere Wert der spezifischen Feuchte lag bei ungefähr 0.25 g kg⁻¹ und wurde zu Beginn der Simulation als höhenkonstant angenommen. Aufgrund der großräumigen Druckverteilung stellte sich zur Zeit der Messungen ein geostrophischer Wind von $u_g = -2.0 \text{ m s}^{-1}$ bzw. $v_g = -13.0 \text{ m s}^{-1}$ ein. Der Bodendruck, der als Ausgangspunkt für die Berechnung des vertikalen Druckprofils benötigt wird, wurde horizontal homogen mit 1015 hPa vorgegeben. Dieser Wert stimmt sowohl mit Beobachtungen während der Messkampagne als auch mit den synoptischen Meldungen überein (siehe auch Abb. 3.21). Der Coriolis-Parameter wurde für eine geographische Breite von 80° N vorgegeben und während der Simulation zeitlich und räumlich konstant gehalten.

Tabelle 3.4: Auflistung der Initialisierungsparameter für die Vergleichsrechnungen zum ARTIST-Messexperiment.

Laufbezeichnung	$L_{x,y}$	L_z	$N_x \times N_y \times N_z$	$\Delta x, \Delta y$	Δz
ART1	6400 m	3300 m	$64 \times 64 \times 66$	100 m	50 m
ART2	6400 m	3300 m	$128 \times 128 \times 165$	25 m	20 m
ART3	20000 m	3300 m	$400 \times 400 \times 132$	50 m	25 m

Mit Beginn der 3-D-Simulation wurde die Temperatur an der Meeresoberfläche schlagartig um 22 K erhöht und im weiteren Verlauf der Simulation mit einer Änderungsrate von $4.0 \cdot 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$ erhöht. Dies ergibt eine konstante Temperaturzunahme von 4.5 K bis zum Ende der Simulation und entspricht den während ARTIST vorherrschenden Bedingungen. Gleichzeitig mit der Erhöhung der Oberflächentemperatur wurde die Feuchte an der Meeresoberfläche auf ihren Sättigungswert gesetzt. Für die Eisbedeckung wurde ein Bedeckungsgrad von $A = 65\%$ zur Zeit $t = 0$ angenommen, der dann auf einer Strecke von 40 km linear auf 0 % abnimmt. Die Werte für die Eisbedeckung wurden aus Messungen in Strömungsrichtung entnommen. Entsprechend der Eisverhältnisse wurden für den Bereich bis 40 km Entfernung von der Eiskante die Rauigkeitslängen über die oben beschriebene Methode der gewichteten Mittelung bereitgestellt. Ab einer Entfernung von 40 km zur Eiskante wurde die Rauigkeitslänge ausschließlich über Gl. (3.8) bzw. Gl. (3.11) und (3.12) berechnet.

Basierend auf diesen Initialisierungswerten wurden insgesamt 3 Simulationen durchgeführt, womit der Einfluss der verwendeten Gitterweite und/oder der verwendeten Modellgebietsgröße untersucht werden sollte. Für die ersten beiden Simulationen, im Folgenden als ART1 bzw. ART2 bezeichnet, wurde eine horizontale Modellgebietserstreckung von $6.4 \text{ km} \times 6.4 \text{ km}$ gewählt, bei Gitterweiten von $\Delta x = \Delta y = 100 \text{ m}$, $\Delta z = 50 \text{ m}$ (ART1) bzw. $\Delta x = \Delta y = 25 \text{ m}$, und $\Delta z = 20 \text{ m}$ (ART2). Die dritte Simulation (ART3) wurde mit einer Modellgebietsgröße von $20 \text{ km} \times 20 \text{ km}$ und Gitterweiten von $\Delta x = \Delta y = 50 \text{ m}$ und $\Delta z = 25 \text{ m}$ durchgeführt. Vertikal erstreckte sich das Modellgebiet in allen drei Fällen bis 3300 m. Die Dauer der Simulationen wurde so gewählt, dass ein Vergleich zwischen Messung und Simulation bis zum letzten Messpunkt in 147 km möglich ist. Bei einem mittleren Wind von etwa 13 m s^{-1} resultiert daraus eine Simulationsdauer von 11300 s. Eine Auflistung dieser Simulationsparameter ist in Tabelle 3.4 gegeben.

Der Zeitraum vor Einsetzen der thermischen Konvektion ist auch in dieser Simulationsreihe durch bandartige Strukturen in den Geschwindigkeitsfeldern geprägt, deren Lebensdauer und Wellenlänge von der gewählten Gitterweite abhängen (vergl. Abschnitt 3.2.3). Da diese Strukturen, wie oben gezeigt, nicht mit dem Phänomen der Rollenkonvektion vergleichbar sind, bezieht sich die folgende Darstellung und Diskussion der Ergebnisse dieser Simulationsreihe, sofern nicht entsprechend darauf hingewiesen wird, nur auf die Phase der Simulationen nach Einsetzen der thermischen Konvektion, wenn sich die Grenzschichtströmungen in einem quasi-stationären Zustand befinden.

Sobald die Strömung in den jeweiligen Simulationen einen quasi-stationären Zustand erreichte, hatte weder die Wahl der Modellgebietsgröße noch der Modellgitterweite einen

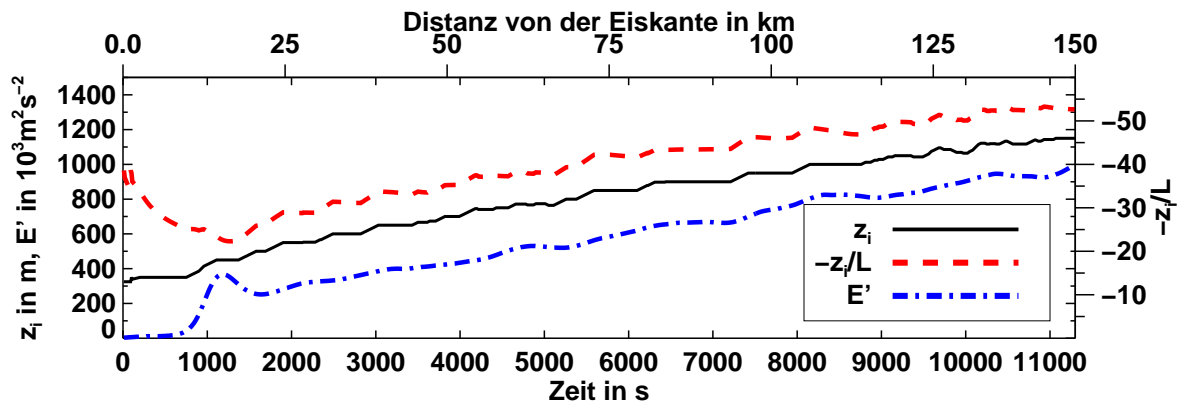


Abbildung 3.23: Darstellung der mittleren Grenzschichthöhe $\langle z_i \rangle$, der Störungsenergie E' (beide linke Ordinate) und des Stabilitätsparameters $-z_i/L$ (rechte Ordinate) als Funktion der Zeit (untere Abszisse) und des Abstands von der Eiskante (obere Abszisse). Zu beachten ist die Normierung von E' mit dem Faktor 10^3 .

Einfluss auf die Entwicklung der Grenzschichtströmung. Sowohl die Entwicklung der mittleren Strömung als auch der Sekundärzirkulation sind für alle durchgeführten Simulationen ähnlich, so dass im Folgenden stellvertretend für alle drei Simulationen die Ergebnisse von ART3 präsentiert und diskutiert werden.

3.3.2 Entwicklung der Grenzschichtströmung

Abbildung 3.23 zeigt die für alle drei Simulationen typische Entwicklung der mittleren Grenzschichthöhe $\langle z_i \rangle$, des Stabilitätsparameters $-z_i/L$ und der Störungsenergie E' als Funktion der Zeit und des Abstands von der Eiskante.

Nach einer simulierten Zeit von etwa 1000 s, das entspricht einer Distanz von der Eiskante von etwa 13 km, setzt die thermische Konvektion ein. Nach etwa 1600 s (Eisranddistanz 20 km) erreicht die Strömung einen quasi-stationären Zustand, der sich durch kontinuierliches Grenzschichtwachstum auszeichnet. Die Grenzschichthöhe wächst dabei von anfänglich 320 m auf etwa 1150 m bis zum Ende der Simulation an. Während die Grenzschichtströmung, die in Abschnitt 3.2 untersucht wurde, als leicht labil einzustufen ist ($-0.5 \leq -z_i/L \leq -2.0$), kann die Strömung, die am 5. April 1998 während der ARTIST-Messkampagne angetroffen wurde, als stark konvektiv bezeichnet werden (vergl. Etling, 1987). Dementsprechend deckt der Stabilitätsparameter z_i/L einen Bereich von -20.0 bis etwa -55.0 ab.

Grundsätzlich wird die zeitliche Entwicklung der konvektiven Grenzschicht durch PALM in sehr guter Übereinstimmung zu den Messungen wiedergegeben. Stellvertretend dafür ist in Abbildung 3.24 ein Vergleich der modellierten mittleren vertikalen Temperaturprofile und der tatsächlich gemessenen Temperaturprofile in verschiedenen Abständen von der Eiskante (siehe Legenden) dargestellt. Geringe Abweichungen zwischen Messung und Simulation sind im Höhenverlauf der Profile 1.9 km bzw. 12.9 km ($t = 146$ s und $t = 946$ s) südlich der Eiskante zu beobachten, die jedoch darauf zurückzuführen sind,

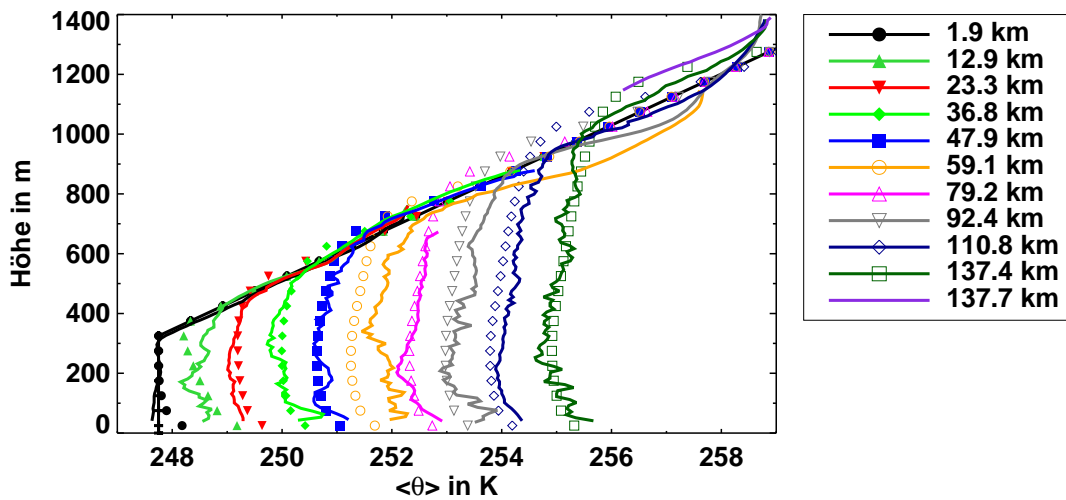


Abbildung 3.24: Vergleich der Ergebnisse der Messkampagne ARTIST (durchgezogene Linien) und der Simulationsergebnisse von **PALM** (Symbole) für den 5.4.1998. Dargestellt sind die Vertikalprofile der potenziellen Temperatur in verschiedenen Abständen von der Eiskante (siehe Legende).

dass zu diesen Zeitpunkten die thermische Konvektion im Modell noch nicht eingesetzt hat und deshalb die modellierten Temperaturprofile noch nicht die Merkmale einer gut durchmischten Grenzschicht zeigen. Sobald jedoch die Konvektion in der simulierten Grenzschicht einsetzt, gelangen gemessene und simulierte Profile zur Deckung. Sowohl die mittlere Temperatur der Grenzschicht als auch die Grenzschichthöhe, die hier durch die Höhe der Inversion definiert ist, werden vom Modell gut wiedergegeben.

Im Gegensatz zur Entwicklung der mittleren Grenzschichtströmung sind große Unterschiede zwischen der Beobachtung und den Simulationen in der Entwicklung der Sekundärzirkulation festzustellen. Die Anfangsphase der Simulation, vor dem Einsetzen der eigentlichen thermischen Konvektion ist wieder durch die typische rollenartige Zirkulation, die bereits in Abschnitt 3.2 ausführlich untersucht wurde, geprägt. Weitere Betrachtungen hierzu sollen an dieser Stelle nicht erfolgen. Nach Einsetzen der Konvektion bleibt auch in diesen Simulationen, wie bereits in den Simulationen zuvor (siehe Abschnitt 3.2), entgegen den Beobachtungen während der Messkampagne die Entwicklung von Rollenkonvektion aus. Während der ARTIST-Messphase wurde dagegen kräftige Rollenkonvektion, die sich in Form von Wolkenstraßen widerspiegelte, beobachtet. In der simulierten Grenzschichtströmung herrschen stattdessen zellenförmige Strömungsmuster vor, die sich in allen dynamischen und thermodynamischen Feldgrößen abbilden. Am Deutlichsten sind diese Zellmuster im Flüssigwasserfeld zu erkennen. [Abbildung 3.25](#) zeigt deshalb zusammenfassend und stellvertretend für alle Simulationen und alle Ausgabezeitpunkte die Isoflächendarstellung des Flüssigwasserwegfelds *LWP* aus ART3 nach 5385 s simulierter Zeit, was einer Entfernung von der Eiskante von etwa 70 km entspricht. Die Zellstrukturen sind im *LWP*-Feld an hohen Flüssigwasserkonzentrationen im Zellinnern, die von ringförmigen Bereichen mit niedrigen Flüssigwasserkonzentrationen umgeben sind, zu erkennen.

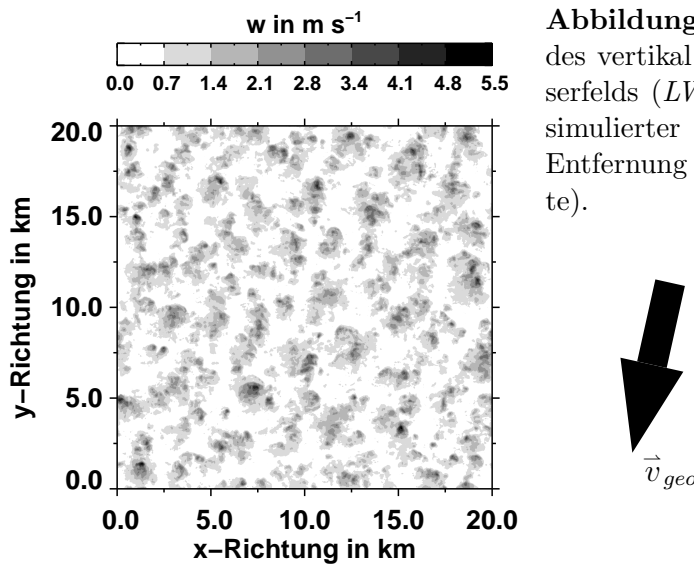


Abbildung 3.25: Isoflächendarstellung des vertikal aufintegrierten Flüssigwasserfelds (*LWP*) aus ART3 nach 5385 s simulierter Zeit (das entspricht einer Entfernung von 70 km von der Eiskante).

Der Vergleich der tatsächlich gemessenen Windprofile mit den simulierten mittleren Windprofilen könnte einen Hinweis darauf geben, warum die Untersuchungen zum Phänomen der Rollenkonvektion bisher ein uneinheitliches Bild darstellen. Im Hinblick auf mögliche Entstehungsmechanismen von Konvektionsrollen ist die u -Komponente die entscheidende Größe, da der Wendepunkt im Profil der Windkomponenten senkrecht zur Hauptwindrichtung über eine Wendepunktinstabilität zur Entstehung von Wirbelrollen führen kann (s. a. Kapitel 1). Abbildung 3.26 zeigt die Gegenüberstellung der prognostizierten und der gemessenen mittleren Vertikalprofile der u -Komponente des Geschwindigkeitsvektors für die Messpunkte ab der Eiskante bis etwa 80 km südlich der Eiskante. Das Hauptaugenmerk bei diesem Vergleich soll auf den Übergangsbereich zwischen der Grenzschicht und der freien Atmosphäre gerichtet sein. In Abbildung 3.26 ist dieser Bereich grau hinterlegt. Mit Ausnahme der Profile, die in Eisrandentfernungen registriert wurden, in denen im Modell die thermische Konvektion noch nicht eingesetzt hat, weisen die tatsächlich gemessenen Profile größere Windscherungen auf als die modellierten Profile. Durch die Simulationen wird daher die Scherung am Oberrand der Grenzschicht deutlich unterschätzt. In den gemessenen Windprofilen treten Windänderungen von bis zu $3 \text{ m s}^{-1}/200 \text{ m}$ auf. Dagegen sind in den modellierten Windprofilen nur Scherungen von etwa $1 \text{ m s}^{-1}/150 \text{ m}$ zu beobachten. Ähnliche Beobachtungen machten auch Balaji und Clark (1988). Sie vermuteten, dass bei ihren Untersuchungen der zu schnelle Abbau der Windscherung am Grenzschichtoberrand durch die durchmischende Wirkung der thermischen Konvektion die Entwicklung von Konvektionsrollen verhinderte.

Ein möglicher Grund für die größere tatsächlich beobachtete Scherung ist die scherungsverstärkende Wirkung der Baroklinität im Bereich geneigter Grenzschichtinversionen. Aufgrund des Anwachsens der Grenzschicht mit zunehmender Distanz vom Eisrand stellt der Grenzschichtoberrand eine im Raum geneigte Fläche dar, welche die erwärmte Luft innerhalb der Grenzschicht von der kalten Luft außerhalb der Grenzschicht trennt. Dadurch bildet sich an der im Raum geneigten Grenzfläche zwischen freier Atmosphäre

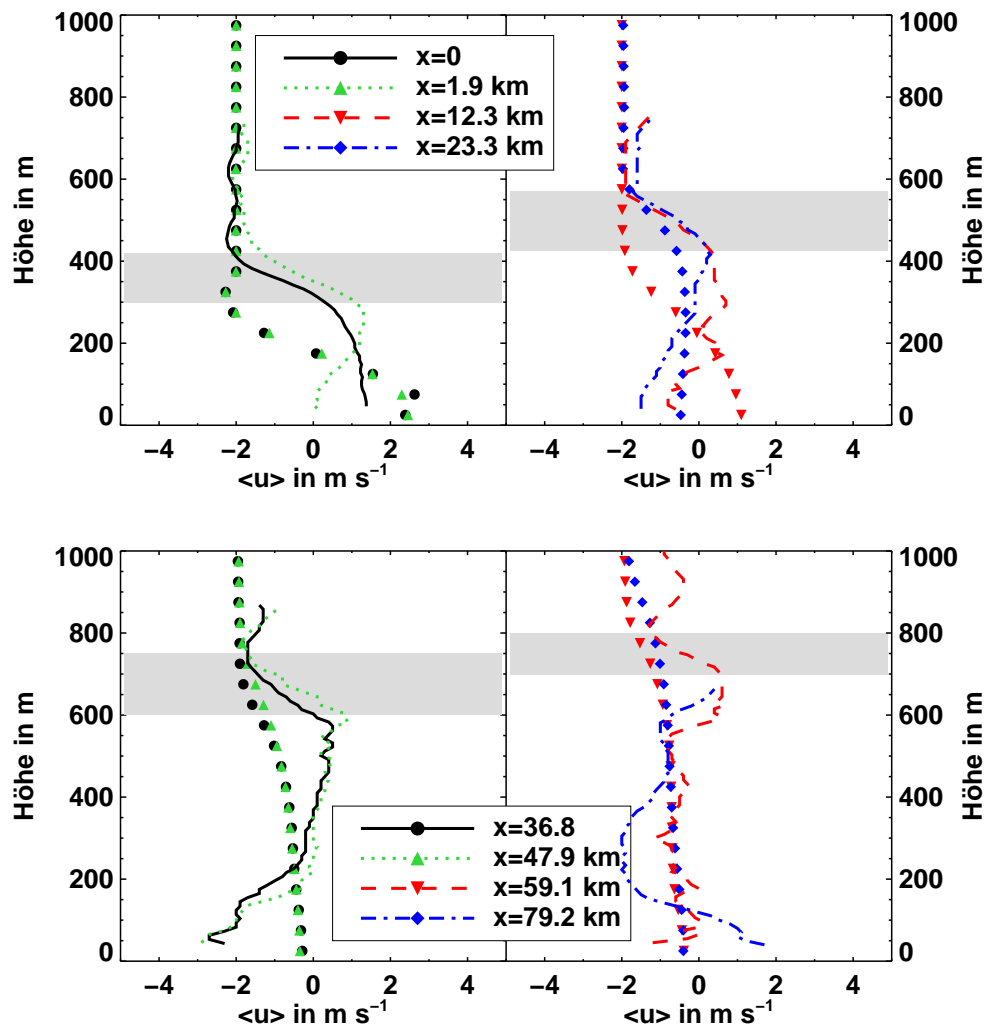


Abbildung 3.26: Vergleich der Ergebnisse der Messkampagne ARTIST (Linien) und der Simulationsergebnisse von **PALM** (Symbole) für den 5.4.1998. Dargestellt sind die Vertikalprofile der u -Komponente des Geschwindigkeitsvektors in verschiedenen Abständen von der Eiskante (siehe Legende). Der Übergangsbereich zwischen Grenzschicht und freier Atmosphäre ist grau hinterlegt.

und der Grenzschicht ein horizontaler Temperaturgradient. Dieser horizontale Temperaturgradient induziert einen thermischen Wind, der eine Änderung des mittleren Windes mit der Höhe bewirkt. Zwar kann die Grenzschichtinversion im Modell aufgrund überschießender Aufwindgebiete (engl. *penetrating thermals*) und der dadurch bedingten vertikalen Auslenkung der Grenzschichtobergrenze lokal Neigungen aufweisen, doch im horizontalen Mittel kann sie aufgrund der zyklischen Randbedingungen keine Neigung aufweisen und muss räumlich gleichmäßig anwachsen. Folglich ist im Modell im Mittel kein horizontaler Temperaturgradient am Grenzschichtoberrand vorhanden, der einen thermischen Wind und damit eine Änderung der mittleren Windgeschwindigkeit mit der Höhe induzieren könnte.

Die scherungsverstärkende Wirkung der Baroklinität kann mit Hilfe der thermischen Windbeziehung

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_3} = \frac{g}{fT} \varepsilon_{i3k} \frac{\partial T}{\partial x_k} \quad (3.13)$$

und des beobachteten Temperaturfeldes abgeschätzt werden. Dazu wurden die tatsächlich beobachteten Vertikalprofile der Temperatur, die als Funktion der Eisranddistanz vorliegen, in einen y - z -Schnitt umgesetzt. Anschließend wurde daraus der horizontale Temperaturgradient im Bereich der Grenzschichtoberkante abgeschätzt. Die Abschätzung ergab eine durchschnittliche Temperaturänderung von etwa 0.5 K auf 10 km im Bereich der Grenzschichtinversion. Unter der Annahme einer homogenen Temperaturverteilung senkrecht zur Hauptströmungsrichtung ($\partial T/\partial x = 0$) ergibt sich mit $T \approx 250$ K, $f = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ($\varphi = 80^\circ$ N) für die Änderung der u -Komponente:

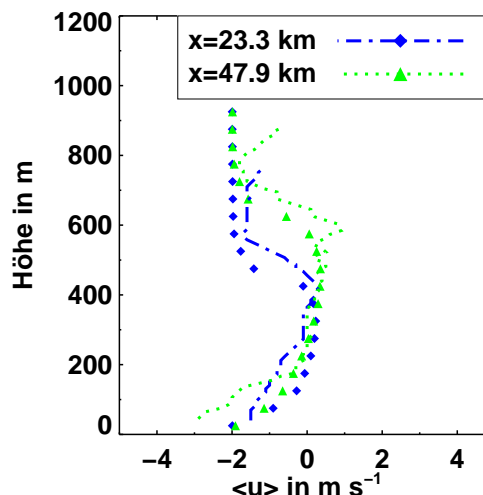
$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{g}{fT} \frac{\partial T}{\partial y} \approx -\frac{10 \cdot 0.5}{1.4 \cdot 10^{-4} \cdot 250 \cdot 10^4} \text{ s}^{-1} \approx -0.015 \text{ s}^{-1}. \quad (3.14)$$

Durch die Baroklinität im Bereich der geneigten Grenzschichtinversion wird für den hier betrachteten Fall eine Scherung von etwa $-1.5 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ auf die u -Komponente aufgeprägt und verstärkt in diesem Fall die aufgrund der Bodenreibung bereits vorhandene Scherung. Der Vergleich mit der tatsächlich beobachteten Scherung zeigt, dass der abgeschätzte Wert des „baroklinen“ Scherungsanteils ungefähr der Differenz zwischen der simulierten Windscherung und der tatsächlich gemessenen Windscherung entspricht. Dies bestärkt die oben geäußerte Vermutung, dass die geneigte Inversionsfläche für die Bildung von Konvektionsrollen verantwortlich ist.

Ergebnisse einer Simulation mit künstlich aufgeprägter Scherung am Grenzschichtoberrand

Müller et al. (1999) stellten in ihrer Simulation eines Kaltluftausbruchs ebenfalls eine deutliche Diskrepanz zwischen der tatsächlich beobachteten Windscherung und der von ihnen modellierten Scherung am Grenzschichtoberrand fest. Im Unterschied zu der in dieser Arbeit untersuchten Situation trat bei Müller et al. (1999) die Differenz zwischen Beobachtung und Simulation in der Windkomponente in Hauptströmungsrichtung auf. Zur Reproduktion des beobachteten Windprofils passten Müller et al. (1999) das simulierte Windprofil durch Einfügen eines zusätzlichen Antriebsterms in die Bewegungsgleichung an ein Referenzprofil, das dem tatsächlich beobachteten Windprofil ähnlich war,

Abbildung 3.27: Vergleich der Ergebnisse der Messkampagne ARTIST (Linien) und der Simulationsergebnisse von PALM (Symbole) für den 5.4.1998. Dargestellt sind die Vertikalprofile der u -Komponente des Geschwindigkeitsvektors in verschiedenen Abständen von der Eiskante (siehe Legende).



an (für eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens wird der Leser auf die Arbeit von Müller et al., 1999 verwiesen). Dadurch wurde der Strömung ein künstlicher Scherungsanteil aufgeprägt. Die Anwendung dieser Technik auf die von Müller et al. (1999) untersuchte Situation eines Kaltluftausbruchs führte tatsächlich zur Entwicklung einer rollenähnlichen Zirkulation, wobei die Wirbelachsen in Hauptströmungsrichtung orientiert waren. Für die Entstehung der Zirkulation konnte jedoch keine Wendepunktinstabilität verantwortlich sein, da die Scherung auch in Hauptströmungsrichtung aufgeprägt wurde. Müller et al. (1999) führten die Entstehung der Zirkulation auf die Scherung selbst zurück. Durch die starke vertikale Scherung wurden die Auf- und Abwindgebiete stark gestreckt und in Richtung des mittleren Windes ausgedehnt, so dass sich eine rollenähnliche Zirkulation in Hauptströmungsrichtung ausbilden konnte. Um zu zeigen, dass diese Technik dennoch eine Wendepunktinstabilität hervorrufen kann, mit einer Rollenzirkulation senkrecht zur Richtung der aufgeprägten Windscherung, schalteten Müller et al. (1999) für die Fortsetzung der Simulation den thermischen Antrieb in Form des bodennahen fühlbaren Wärmestroms ab. In der nun rein dynamisch angetriebenen Grenzschichtströmung bildete sich eine rollenartige Zirkulation senkrecht zur Richtung der aufgeprägten Scherung aus.

Diese Ergebnisse der Untersuchungen von Müller et al. (1999) gaben den Anlass dazu, die dort angewendete Technik auch auf den hier untersuchten Fall anzuwenden. Dazu wurde die Simulation ART1 erneut durchgeführt, wobei die Anzahl der Gitterpunkte in den beiden horizontalen Raumrichtungen verdoppelt wurde (die Simulation wird im folgenden mit ART1a bezeichnet). Im Gegensatz zu den Simulationen ART1-3 wird das gemessene Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit durch ART1a reproduziert. Insbesondere die Windscherung am Oberrand der Grenzschicht wird sehr gut wiedergegeben. Abbildung 3.27 zieht dazu einen Vergleich der gemessenen Windprofile mit den prognostizierten Windprofilen. Dargestellt sind, stellvertretend für die anderen Messpunkte, die Vertikalprofile in 23.3 km und 47.9 km Abstand von der Eiskante. Die geringen vertikalen Abweichungen zwischen der gemessenen Höhe der Scherungsschicht und der

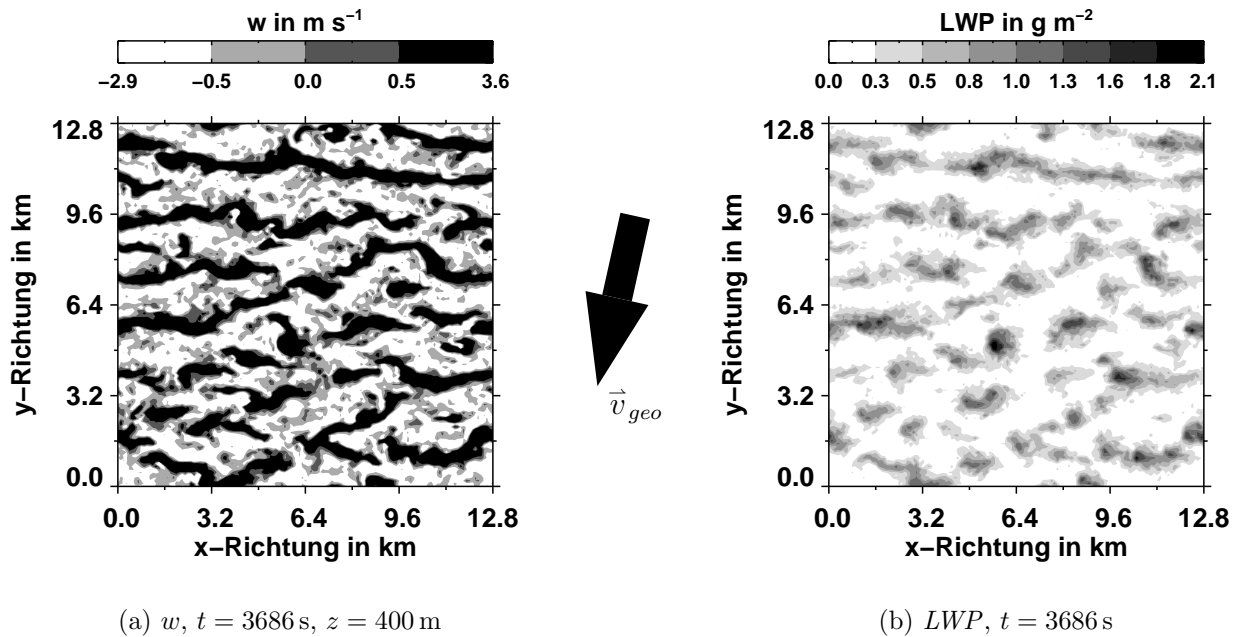


Abbildung 3.28: Isoflächendarstellung eines Horizontalschnitts durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit in der Mitte der Grenzschicht von ART1a 47.9 km südlich der Eiskante ($t = 3686$ s). Die Richtung des geostrophischen Winds ist durch einen Pfeil markiert.

prognostizierten Höhe sind auf Schwierigkeiten bei der Vorgabe des Referenzwindprofils zurückzuführen. Diese Abweichungen haben jedoch keinen Einfluss auf die prinzipiellen Simulationsergebnisse. Da das Hauptaugenmerk hier auf die Reproduktion der Scherung und nicht der exakten Grenzschichthöhe gelegt wird, soll an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen werden.

Abbildung 3.28 zeigt Isoflächendarstellungen von typischen Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit und des Flüssigwasserwegs in der Mitte der Wolkenschicht und einen Vergleich der Windprofile in 47.9 km Entfernung von der Eiskante. Da sich die Simulationsergebnisse an den anderen Messpunkten qualitativ von den gezeigten Horizontalschnitten nicht unterscheiden, werden diese hier stellvertretend für die Ergebnisse der gesamten Simulation gezeigt.

Sowohl das Feld der Vertikalgeschwindigkeit als auch das Feld des Flüssigwasserwegs zeigen langgestreckte, zusammenhängende kohärente Bereiche, die nahezu senkrecht zur Richtung des geostrophischen Windvektors orientiert sind. Sie sind damit in Richtung des künstlich aufgeprägten Scherungsanteils ausgerichtet. Die kohärenten Bereiche können somit kein Resultat einer Wendepunktinstabilität sein, da sich die Strukturen sonst in Richtung des geostrophischen Windvektors ausrichten müssten (und senkrecht zur Richtung des künstlich aufgeprägten Scherungsanteils). Vielmehr „zwingt“ die künstliche Scherung den Auf- und Abwindgebiete ihre Vorzugsrichtung auf. Die von Müller et al. (1999) angewendete Technik führte zwar in dem in ihrer Arbeit untersuchten Szenarium zur Bildung einer rollenähnlichen Zirkulation in Richtung des geostrophischen Windvek-

tors, eignet sich aber offensichtlich nicht dazu, die scherungsverstärkende Wirkung von geneigten Grenzschichtflächen künstlich zu simulieren.

3.4 Zusammenfassung und denkbare Folgeuntersuchungen

Die Ergebnisse der Simulationen zum Studium der Rollenkonvektion lassen die möglichen Ursachen für ihre Entstehung bei Kaltluftausbrüchen wieder offen erscheinen. In allen im Rahmen dieser Studien unter den Bedingungen eines Kaltluftausbruchs durchgeführten Simulationen konnten unabhängig von der verwendeten Modellauflösung und der eingesetzten Modellgebietsgröße keine Signale von Konvektionsrollen beobachten werden. Die von einigen Autoren (Etlings und Brown, 1993, z. B.) geäußerte Vermutung, dass die bisher verwendeten kleinen Modellgebiete der Grund für das Ausbleiben der Entwicklung von Rollenkonvektion in vielen numerischen Untersuchungen sind, konnte somit nicht bestätigt werden. Darüberhinaus wurde gezeigt, dass die in jüngeren Studien als Konvektionsrollen identifizierten Strukturen nicht mit den tatsächlich beobachteten Strukturen der Rollenkonvektion vergleichbar sind, sondern auf die Verwendung ungeeigneter Modelle zur Turbulenzparametrisierung zurückzuführen sind. Als möglicher Grund für das Ausbleiben der Entwicklung von Rollenkonvektion wurde die fehlende scherungsverstärkende Wirkung der Baroklinität im Bereich geneigter Grenzschichtinversionen identifiziert. Folglich wäre der Übergang vom Rollen- zum Zellenregime einzig durch die Abnahme der Windscherung am Oberrand der Grenzschicht, aufgrund einer zunehmend waagrecht verlaufenden Inversionsfläche, bestimmt.

Als weiterführende Untersuchungen zur Problematik der Konvektionsrollen könnten Simulationen mit stationären, also nicht mit der Strömung driftenden Modellgebieten durchgeführt werden. Dabei muss sich das Modellgebiet von der Küste bis einige hundert Kilometer auf das offene Meer hin erstrecken. In Richtung senkrecht zur mittleren Windrichtung genügt dagegen eine Modellgebietserstreckung von einigen 10 km aus, da in dieser Richtung weiterhin der periodische Charakter des Phänomens ausgenutzt werden kann. Mit solchen Simulationen könnte die Baroklinität, die durch die sich entwickelnde Grenzschicht bedingt ist, berücksichtigt werden. Rechnungen dieser Art erfordern bei Gitterweiten von $\Delta = 50 \text{ m}$ etwa $4000 \times 200 \times 100$ ($8 \cdot 10^7$) Gitterpunkte. Nach einer Umstellung der Randbedingungen und damit auch einiger implementierter numerischer Verfahren ist die Durchführung solcher Simulationen mit **PALM** prinzipiell möglich. Die Untersuchungen sollen im Rahmen einer Diplomarbeit am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover durchgeführt werden (Gryschka, 2002/2003: Arbeitstitel: Grobstruktursimulation von Kaltluftausbrüchen mit stationärem Modellgebiet).

4 Studien zur Zellenkonvektion

4.1 Einleitende Bemerkungen – Ziele – Vorgehensweise

Aufgrund der Leistungsfähigkeit von **PALM** und der modernen parallelen Rechenanlagen ist es nun erstmals möglich, Simulationen mit einem turbulenzauflösenden Modell über eine große Zeitspanne hinweg durchzuführen und dabei die kleinen Gitterweiten in Verbindung mit einer großen Modellgebietserstreckung über die gesamte Dauer der Simulation beizubehalten. Die Unsicherheiten bei der Interpretation der Ergebnisse früherer Untersuchungen können dadurch beseitigt werden (siehe dazu Kapitel 1). Die hier durchgeführten Studien können so den uneingeschränkten und vollständigen Nachweis erbringen, dass die von [Fiedler und Khairoutdinov \(1994\)](#), [Müller und Chlond \(1996\)](#) sowie [Dörnbrack \(1997\)](#) als Ursache für das Auftreten großer Aspektverhältnisse identifizierte Prozesse tatsächlich die Entstehung großer Aspektverhältnisse bewirken.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum Wachstum der Konvektionszellen wurde ein Szenarium gewählt, das bereits von [Müller und Chlond \(1996\)](#) für deren Untersuchungen zur mesoskaligen Zellenkonvektion herangezogen wurde. Es handelt sich dabei um die Situation eines Kaltluftausbruchs, der am 8.3.1991 während des Feldexperiments ARKTIS 1991 beobachtet wurde ([Brümmer, 1992](#)).

Insgesamt wurden für diese Studien zwei Simulationen durchgeführt, die jeweils entsprechend der Vorgaben von [Müller und Chlond \(1996\)](#) initialisiert wurden. Die erste Simulation entspricht dem Referenz-Modelllauf von [Müller und Chlond \(1996\)](#) und wird mit dem vollständig eingeschalteten wolkenphysikalischen Modul durchgeführt. Für die zweite Simulation wird das wolkenphysikalische Modul vollständig abgeschaltet. Dadurch bleiben die Bildung von Flüssigwasser und damit die Freisetzung latenter Wärme, die Niederschlagsbildung sowie die langwelligen Strahlungsprozesse unberücksichtigt. Diese Simulation entspricht „Experiment 1“ der Sensitivitätsstudien von [Müller und Chlond \(1996\)](#). Diese Simulation soll zeigen, wie sich die Summe aller wolkenphysikalischer Prozesse auf das Wachstum von Konvektionszellen auswirkt. Insgesamt soll diese Simulationsreihe zeigen, inwieweit sich die „Gitterumspeichertechnik“ von [Müller und Chlond \(1996\)](#) denn tatsächlich auf das Anwachsen der Aspektverhältnisse auswirkt. Darüber hinaus soll sie neue, bisher nicht zugänglich gewesene Einblicke in die Prozesse geben, die zum Anwachsen von Konvektionszellen unter den Bedingungen von Kaltluftausbrüchen führen.

4.2 Simulation des Kaltluftausbruchs vom 8. März 1991

Die Beschreibung der synoptischen Situation des 8. März 1991 und die daraus abgeleiteten Eingabeparameter für die Simulation werden ausführlich von Müller und Chlond (1996) beschrieben und aufgezeigt. Die Situation innerhalb des Untersuchungsgebiets wird von Müller und Chlond (1996) wie folgt idealisiert beschrieben: Eine Eiskante, die sich in Nord-Süd-Richtung erstreckt, trennt die offene Wasserfläche im Westen von einer festen Eisfläche im Osten. Der geostrophische Wind weht mit 22 m s^{-1} abeisig aus östlicher Richtung. Die Seeoberflächentemperatur beträgt nahe des Eisrands 273 K und nimmt senkrecht zur Eiskante mit einer Änderungsrate von $6 \cdot 10^{-6} \text{ K m}^{-1}$ zu. Zur Zeit der ARKTIS-Messungen betrug die Grenzschichthöhe in etwa 1000 km Abstand von der Eiskante ca. 3000 m , und die Struktur der Konvektionsmuster entsprach offener Zellenkonvektion mit Aspektverhältnissen von etwa 7.5 bis 9.8 (siehe dazu Brümmer, 1999).

Die Initialisierung des 3-D-Modells erfolgt durch einen horizontal homogenen Anfangszustand der prognostischen Variablen. Dazu wird die stationäre Lösung der 1-D-Version des Modells unter der Voraussetzung horizontaler Homogenität auf das Gitter des 3-D-Modells übertragen (vergl. Abschn. 2.2.6). Dem 1-D-Vorlauf wird eine wolkenfreie, stabil geschichtete Atmosphäre zugrunde gelegt, wobei die Temperatur an der Erdoberfläche 261.87 K beträgt. Der Vertikalgradient der potenziellen Flüssigwassertemperatur wird mit $\Gamma_{\theta_l} = 5.18 \cdot 10^{-3} \text{ K m}^{-1}$ festgesetzt. Die spezifische Feuchte nimmt ausgehend von einem Wert von $1.5 \cdot 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ an der Oberfläche mit einem konstanten Gradienten von $\Gamma_q = -2.73 \cdot 10^{-4} \text{ kg kg}^{-1} \text{ m}^{-1}$ ab. Zum Zeitpunkt $t = 0$ befindet sich das Modellgebiet an der Eiskante und wird während der Simulation mit dem geostrophischen Wind mitgeführt. Seine x -Achse ist dabei parallel zur Eiskante orientiert. Mit Beginn der 3-D-Simulation wird die Oberflächentemperatur schlagartig auf 273 K erhöht und der Wert der spezifischen Feuchte an der Oberfläche dem Sättigungswert gleichgesetzt. Die Oberflächentemperatur wird dann entsprechend der räumlichen Änderungsrate (s. o.) mit fortschreitender Simulationszeit erhöht. Der korrespondierende Sättigungswert der spezifischen Feuchte stellt die untere Randbedingung für den Gesamtwassergehalt dar. Um die Entwicklung eines turbulenten Zustandes anzuregen, werden den Geschwindigkeitsfeldern in der Anfangsphase der Simulation zwischen dem ersten und 25. vertikalen Gitterpunkt räumlich unkorrelierte Zufallsstörungen mit einer Amplitude von 0.25 m s^{-1} aufgeprägt.

Die Simulation erstreckt sich über einen Zeitraum von 12.5 h , was einer Verlagerungsdistanz des Modellgebiets von 990 km entspricht. Am Ende der Simulation überdeckt damit das Modellgebiet das Messgebiet der ARKTIS-Messkampagne. Das Modellgebiet hat eine horizontale Erstreckung von $70.4 \text{ km} \times 70.4 \text{ km}^1$ bei einer vertikalen Ausdehnung von etwa 5500 m . Die zeitlich konstanten horizontalen Gitterweiten betragen

¹ Aus rechenzeitökonomischen Gründen konnte die horizontale Ausdehnung des Modellgebiets nicht so groß gewählt werden, dass es die Grundfläche der letzten Gitterstufe ($102.4 \text{ km} \times 102.4 \text{ km}$) des Modellgebiets von Müller und Chlond (1996) einnimmt. Dementsprechend wurde auch die Zeitspanne der Simulation von 15 h auf 12.5 h verringert.

$\Delta x = \Delta y = 100$ m. Vertikal wurde bis 3400 m eine Gitterweite von $\Delta z = 50$ m verwendet, darüber wurden die Abstände der Gitterebenen sukzessive um den Faktor 1.08 vergrößert. Entsprechend der Modellgebietsgröße und der Gitterweiten wurde die Simulation mit $704 \times 704 \times 82$ Gitterpunkten durchgeführt. Jeder der eingesetzten 256 Prozessoren der CRAY T3E-1200 LC136/900 LC272 des ZIB in Berlin benötigte für diese Simulation 115 h CPU-Zeit (4.8 Tage)². Wie oben bereits erwähnt, wurde für diese Simulation das vollständige wolkenphysikalische Modul zugeschaltet, so dass alle in den Gleichungen (2.17) und (2.18) aufgeführten Quellen- und Senkenterme berücksichtigt wurden. Das Verhältnis von horizontaler zu vertikaler Erstreckung der Grenzschicht beträgt zu Beginn der Simulation ($t \approx 5000$ s) etwa 70:1 und nimmt mit Anwachsen der Grenzschicht bei fortschreitender Simulationsdauer auf etwa 20:1 ab³ (vergl. auch Abschnitt 4.2.1). Im Vergleich zu den Studien von Fiedler und Khairoutdinov (1994) bzw. Dörnbrack (1997) ist damit das Aspektverhältnis von Modellgebietsgröße zu Grenzschichthöhe am Ende der in dieser Arbeit durchgeführten Simulation zwar nur unwesentlich größer, jedoch ist das Verhältnis von Zelldurchmesser zu Modellgebietsgröße hier deutlich günstiger (in den oben genannten Arbeiten füllte am Ende der Simulation eine Konvektionszelle das gesamte Modellgebiet aus). Die Simulationsdauer von 12.5 h entspricht zudem mehr als 50 konvektiven Turnover-Zeiten.

4.2.1 Entwicklung der mittleren Grenzschichtströmung

Bevor das Zellenwachstum näher untersucht wird, soll zunächst die zeitliche Entwicklung der mittleren Grenzschichtströmung betrachtet werden. Dazu ist in Abbildung 4.1 der zeitliche Verlauf der mittleren Grenzschichthöhe dargestellt. Außerdem ist der Stabilitätsparameter z_i/L aufgetragen. Die Grenzschichthöhe $\langle z_i \rangle_h$ ist durch die Höhe im Bereich der Wolkenobergrenze definiert, in der der Auftriebsfluss ein Minimum annimmt. Zusätzlich sind in Abbildung 4.2 die mittleren Vertikalprofile der potenziellen Virtuelltemperatur (4.2(a)), des Flüssigwassergehalts, des Auftriebsflusses (4.2(c), aufgeteilt in subskaligen und aufgelösten Anteil) sowie der aufgelösten Varianz der Vertikalgeschwindigkeit (4.2(d)) zu den Zeitpunkten $t = 0$, $t = 0.5$ h, $t = 2$ h, $t = 4$ h, $t = 7$ h, $t = 9$ h und $t = 12.5$ h dargestellt. Neben der Mittelung über alle Gitterpunkte einer x - y -Ebene wurden alle Vertikalprofile einer zeitlichen Mittelung von 900 s unterzogen, was der mittleren konvektiven Zeitskala dieser Simulation entspricht (eine Ausnahme stellen die Profile des Ausgabezeitpunkts $t = 0.5$ h dar, hier wurde aufgrund der rasch zunehmenden Grenzschichthöhe nur über 300 s gemittelt).

Durch die Erhöhung der Oberflächentemperatur zu Beginn der Simulation wird bodennah eine labile Schicht initiiert, die die Entwicklung einer konvektiven Grenzschicht hervorruft. Die Mächtigkeit der konvektiven Grenzschicht nimmt mit zunehmendem Abstand von der Eiskante monoton zu (Abb. 4.1). Nur zu Beginn der Simulation sind für

² Die tatsächliche Turnover-Zeit (berücksichtigt alle Wartezeiten im Queuing-System des Großrechners) betrug für diese Simulation über einen Monat!

³ In den Untersuchungen von Fiedler und Khairoutdinov (1994) bzw. Dörnbrack (1997) entsprach der Modelloberrand der Obergrenze der Grenzschicht, so dass das Verhältnis von horizontaler zu vertikaler Erstreckung mit fortschreitender Simulationsdauer mit 16:1 konstant blieb.

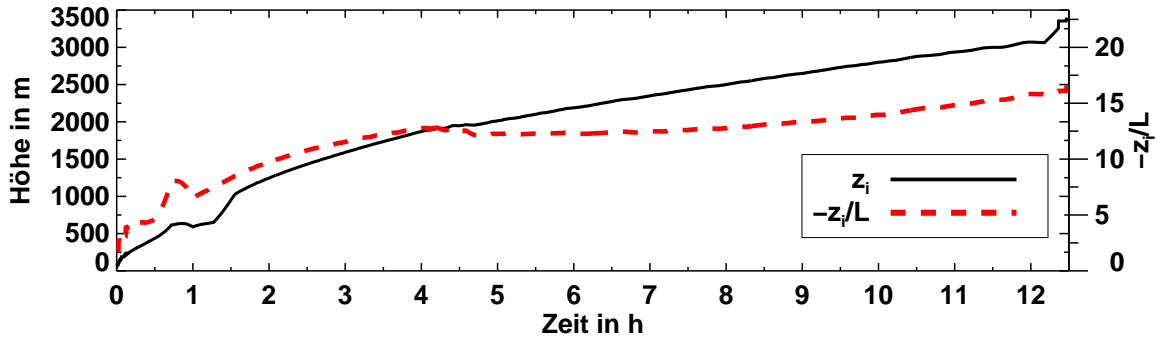


Abbildung 4.1: Darstellung der Entwicklung der mittleren Grenzschichtdicke z_i und des Stabilitätsparameters z_i/L als Funktion der Zeit.

$t < 5000$ s Abweichungen vom monotonen Grenzschichtwachstum zu erkennen, die auf das Einsetzen der thermischen Konvektion und die dadurch hervorgerufene „Überentwicklung“ zurückzuführen sind (vergl. Abschnitt 3). Zum Ende der Simulation, nach 12.5 h, erreicht die Grenzschicht eine Mächtigkeit von $\langle z_i \rangle_h \approx 3300$ m. Der Stabilitätsparameter $-z_i/L$ liegt für die gesamte quasi-stationäre Phase der Simulation ($2 \text{ h} < t < 12.5 \text{ h}$) zwischen 10 und 17, weshalb die Grenzschichtströmung als konvektiv eingestuft werden kann.

Die nach etwa 2000 s einsetzende thermische Konvektion führt zur vertikalen Durchmischung der Grenzschicht, wobei warme und feuchte Luft nach oben transportiert wird und im Ausgleich kältere und trockenere Luft absinkt. Im Mittel stellt sich dabei ein adiabatisches Temperaturprofil ein (Abb. 4.2(a)). Erreicht die aufsteigende Luft das Sättigungsniveau, so setzt Kondensation bzw. Wolkenbildung ein. Unterhalb des Kumulus-kondensationsniveaus ist die Grenzschicht trockenadiabatisch geschichtet, während sie innerhalb der Wolkenschicht, welche durch $\langle q_l \rangle_{h,t} > 0$ repräsentiert wird (Abb. 4.2(b)), feuchtadiabatisch geschichtet und damit leicht stabil ist. Eine starke Inversion am Ober-rand der Wolkenschicht trennt die Grenzschicht von der freien, nicht reibungsbeeinflussten Atmosphäre. Entsprechend der starken vertikalen Durchmischung stellt sich auch im Vertikalprofil der spezifischen Feuchte der für eine konvektive Grenzschicht typische Verlauf ein. Die Unterkante der Wolkenschicht steigt im Laufe der Simulation von etwa 500 m nach 2 h auf ca. 1250 m nach 12.5 h kontinuierlich an. Gleichzeitig nimmt die Mächtigkeit der Wolkenschicht von 900 m auf über 2000 m zu und der mittlere maximale Flüssigwassergehalt steigt auf bis zu 0.6 g kg^{-1} an.

Da die Temperatur an der Wolkenunterkante geringer als die Temperatur der Erdoberfläche und der darüber befindlichen Luft ist, wird in diesem Niveau mehr langwellige Strahlung absorbiert als emittiert, was zu einer Strahlungserwärmung von etwa 1 K h^{-1} führt (hier nicht abgebildet). Zusammen mit der durch Kondensation freiwerdenden latenten Wärme und der Strahlungsabkühlung von bis zu ca. -4 K h^{-1} an der Wolkenoberkante regt die Strahlungserwärmung eine Durchmischung innerhalb der Wolkenschicht an, was an dem sekundären Maximum des Auftriebfusses (Abb. 4.2(c)) und dem primären Maximum der Varianz der Vertikalgeschwindigkeit (Abb. 4.2(d)) in der Mitte der Wolkenschicht deutlich wird. Unterhalb der Wolkenschicht nimmt der Auftriebsfluss

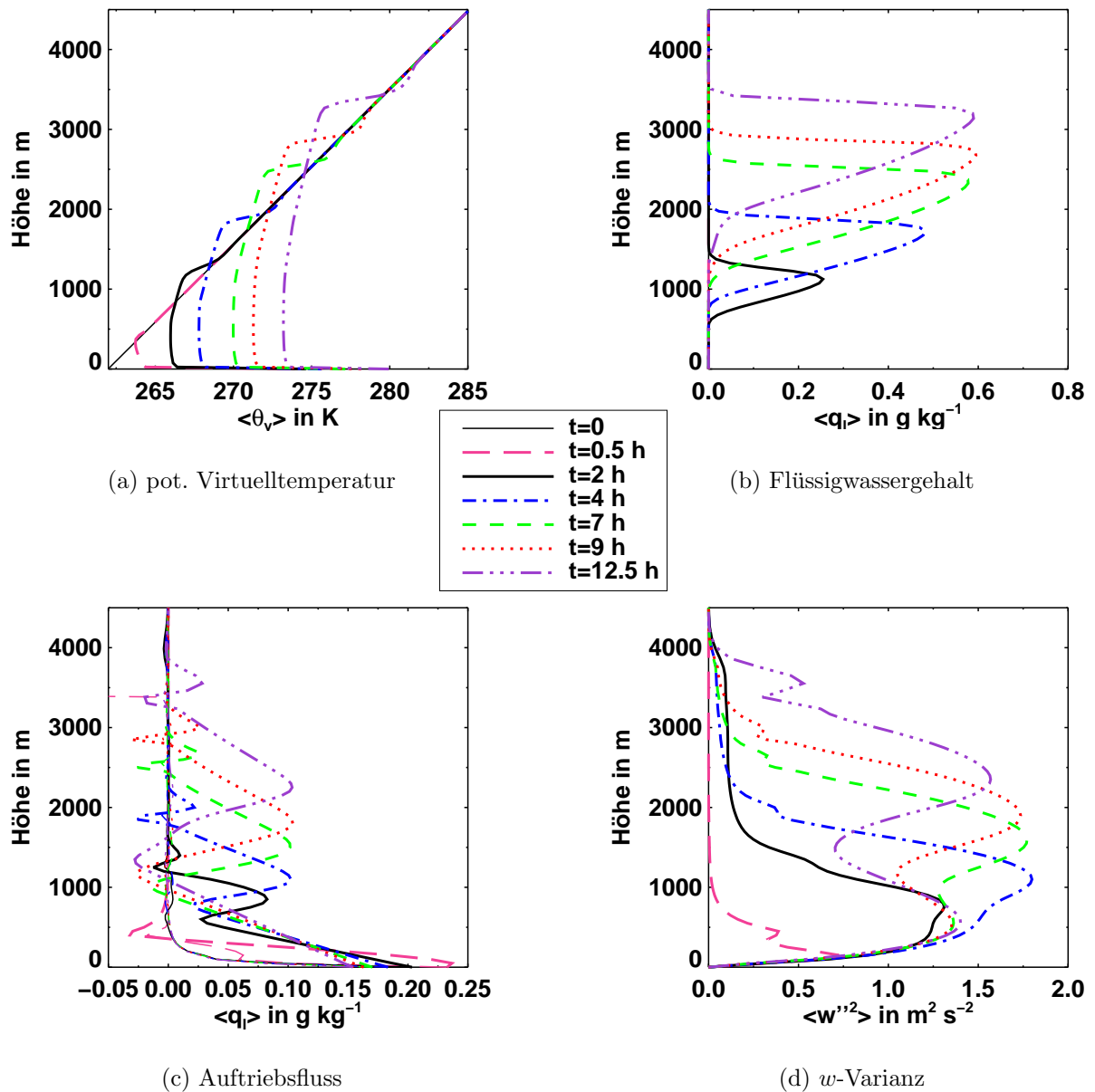


Abbildung 4.2: Darstellung der mittleren Vertikalprofile der potenziellen Virtuelltemperatur (a) des Flüssigwassergehalts (b), des Auftriebsflusses (c) und der aufgelösten Varianzen der Vertikalgeschwindigkeit (d) zu den Zeitpunkten $t = 0$, $t = 0.5$ h, $t = 2$ h, $t = 4$ h, $t = 7$ h, $t = 9$ h und $t = 12.5$ h. Der subskalige Anteil des Auftriebsflusses ist durch dünne Linien und der aufgelöste Anteil ist durch dickere Linien dargestellt. Zuordnung der Auswertzeitpunkte zu den Linien: siehe Legende.

linear mit zunehmender Höhe ab und erreicht im Bereich der Wolkenunterkante negative Werte. Hier findet ein Entrainment ungesättigter Luft in die Wolkenschicht statt. Die trockenadiabatisch aufsteigende Luft dringt hier in den feuchtadiabatischen und damit leicht stabil geschichteten Bereich ein. Ist dabei die aufsteigende Luft kälter als die umgebende Luft, verliert sie ihren Auftrieb, wodurch ein weiteres Aufsteigen verhindert wird. Gleichzeitig wird aus Kontinuitätsgründen warme Luft aus dem Bereich der Wolkenschicht in den ungesättigten Raum darunter eingemischt, was einen negativen Auftriebsfluss hervorruft. Gleichzeitig wird aber Luft im Bereich der Wolkenunterkante durch die Absorption langwelliger Strahlung und die Freisetzung latenter Wärme bei der Kondensation erwärmt. Diese Warmluft gewinnt neuen Auftrieb und steigt innerhalb der Wolkenschicht auf, dringt in den stabil geschichteten Bereich der Inversion ein und initiiert ein Einmischen wärmerer und trockenerer Luft aus Bereichen oberhalb der Grenzschicht. Die Transportprozesse innerhalb dieser beiden „internen Grenzschichten“ verlaufen quasi-stationär, wie der lineare Verlauf des Auftriebsflusses in diesen Teilbereichen zeigt.

Der subskalige Anteil an den turbulenten Transportprozessen ist mit Ausnahme des unteren Randbereichs über den gesamten Verlauf der Simulation hinweg vernachlässigbar gering. Dies ist repräsentativ und exemplarisch für diese Simulation in Abbildung 4.2(c) anhand des subskaligen Anteils des Auftriebsflusses (dünne Linien) dargestellt.

4.2.2 Struktur der Grenzschichtströmung – Analyse der Sekundärzirkulation

Die Betrachtungen zur Entwicklung der mittleren Grenzschichtströmung gewähren noch keinen Einblick in die Struktur und den Charakter der Grenzschichtströmung. Offen bleibt damit zunächst die Frage nach einer möglichen Organisationsform der Strömung, d. h. ob sich zum Beispiel im Laufe der Simulation mesoskalige Zellenkonvektion entwickelt und ob deren Aspektverhältnis im Laufe der Simulation anwächst.

Visuelle Feldanalyse

Zur ersten qualitativen Erfassung der Strömungsstruktur werden im Folgenden Momentaufnahmen von Feldern einiger Modellvariablen in Form von Horizontalschnitten untersucht. In Abbildung 4.3 sind dazu Isoflächendarstellungen von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit w zum Zeitpunkt $t = 0.5$ h, für $z = 200$ m und $z = 500$ m abgebildet.

Beide Abbildungen zeigen, dass die Strömung auch in dieser Simulation vor Einsetzen der eigentlichen thermischen Konvektion eine rollenähnliche Zirkulation entwickelt. Sie bildet sich zum Beispiel im Feld der Vertikalgeschwindigkeit durch eine regelmäßigen Abfolge von Auf- (helle Flächen) und Abwindgebieten (dunkle Flächen) ab (Abb. 4.3(a) und 4.3(b)). Es sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, dass diese Form der Organisation der Strömung nicht mit der tatsächlich in der Natur beobachteten Rollenkonvektion vergleichbar ist, da sich die rollenähnliche Zirkulation in der Simulation grundsätzlich mit Einsetzen der eigentlichen thermischen Konvektion auflöst, was den tatsächlichen Beobachtungen in der Natur widerspricht. Diese Simulation stellt damit

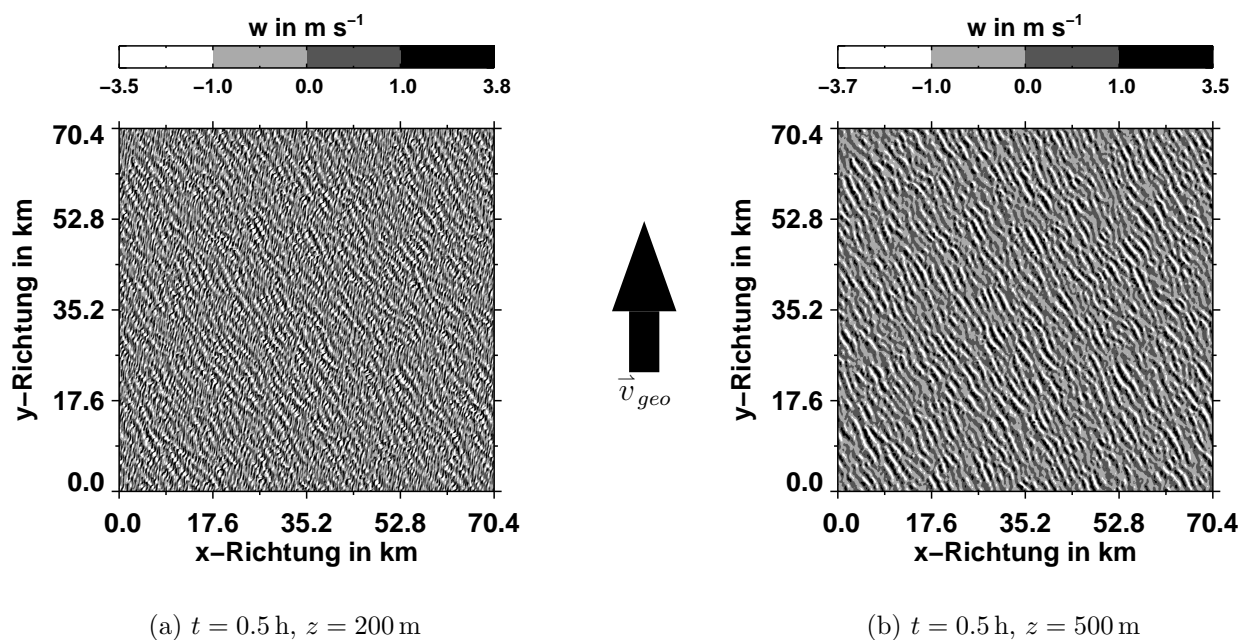


Abbildung 4.3: Isoflächendarstellung von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = 0.5 \text{ h}$ in den Höhen $z = 200 \text{ m}$ (a) und $z = 500 \text{ m}$ (b).

einen weiteren Beweis dafür dar, dass das Ausbleiben der Entwicklung von Konvektionsrollen in früheren Studien mit turbulenzauflösenden Simulationen nicht allein auf die zu kleinen verwendeten Modellgebiete zurückgeführt werden kann. Die Grundfläche des hier verwendeten Modellgebiets ist nochmals um den Faktor 7.5 größer als die des größten zur Untersuchung der Rollenkonvektion herangezogenen Modellgebiets.

Die thermische Konvektion setzt während dieser Simulation nach etwa 2000 s simulierter Zeit ein. Nach einer kurzen, stark instationären Phase erreicht die Grenzschichtströmung einen quasi-stationären Zustand mit nahezu linearem Grenzschichtwachstum (vergl. Abbildung 4.1). Während dieses quasi-stationären Zustands wird die Sekundärzirkulation der Strömung durch Zellstrukturen, die bereits nach 2 h simulierter Zeit deutlich im Feld des Flüssigwassergehalts zu erkennen sind, bestimmt. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 4.4 Isoflächendarstellungen von Horizontalschnitten durch das Feld des Flüssigwassergehalts zu den Zeitpunkten $t = 2 \text{ h}$ ($z = 1000 \text{ m}$), $t = 4 \text{ h}$ ($z = 1600 \text{ m}$), $t = 9 \text{ h}$ ($z = 2700 \text{ m}$) und $t = 12.5 \text{ h}$ ($z = 3100 \text{ m}$) dargestellt. Zwar liegt der Gesamtbedeckungsgrad über die Dauer der Simulation bei nahe 100 %, doch die Zellstruktur bildet sich deutlich in der Verteilung des Flüssigwassers ab. In den schmalen, annähernd polygonalen Randbereichen der Zellstrukturen (weiße und helle Flächen) werden die niedrigsten Flüssigwasserkonzentration beobachtet, während im Zentrum der Zellen hohe Flüssigwasserkonzentrationen mit bis zu 1.2 g kg^{-1} auftreten. Der Durchmesser der Zellstrukturen beträgt nach 2 h etwa 5 km und wächst im weiteren Verlauf der Simulation kontinuierlich an, so dass am Ende der Simulation, nach 12.5 h, die Horizontalerstreckung einiger

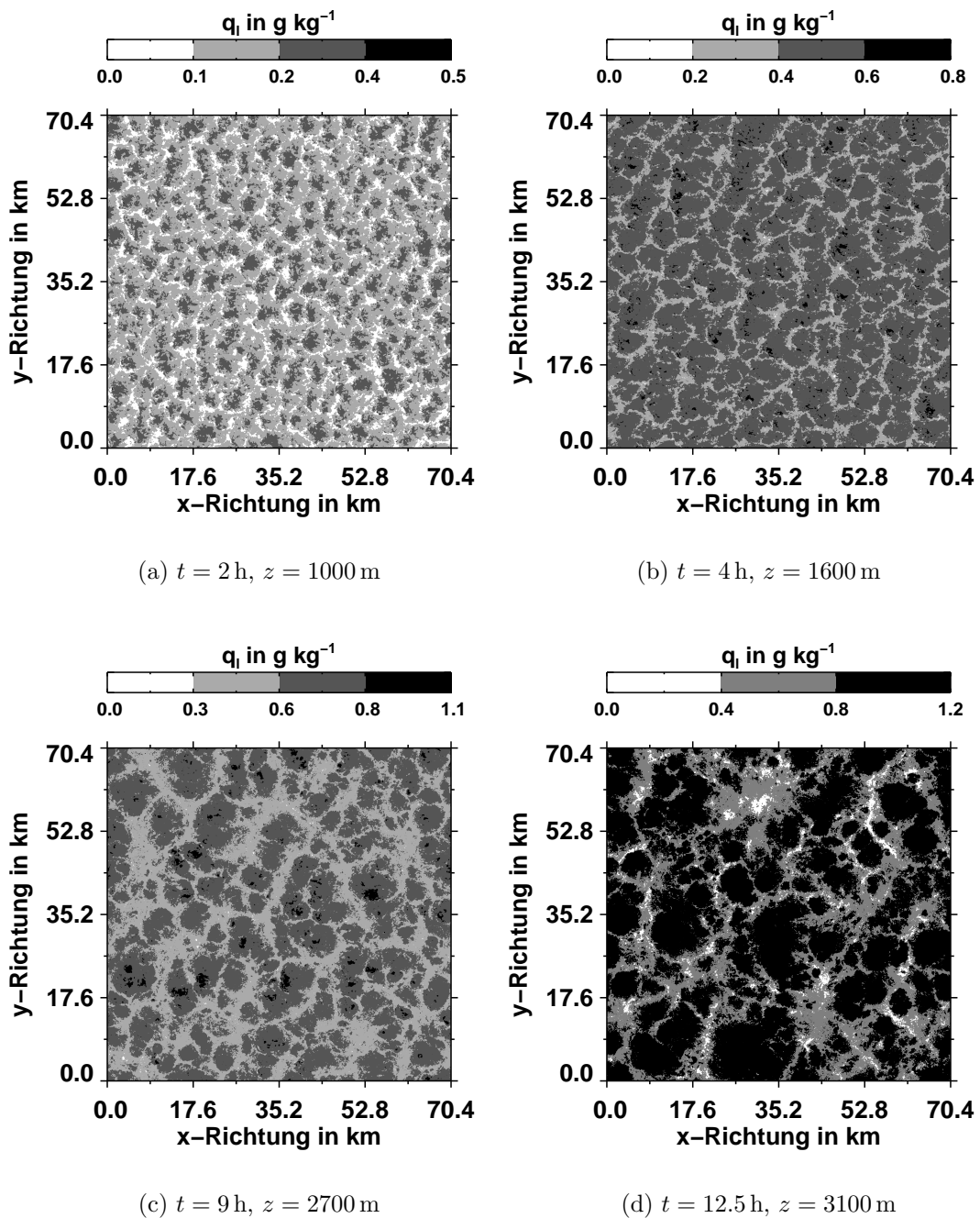


Abbildung 4.4: Isoflächendarstellung von Horizontalschnitten durch das Feld des Flüssigwassergehalts zu den Zeitpunkten $t = 2 \text{ h}$, $t = 4 \text{ h}$, $t = 9 \text{ h}$ $t = 12.5 \text{ h}$.

Zellen über 20 km in beide Raumrichtungen beträgt. Die Zelldurchmesser liegen somit im Größenordnungsbereich von mesoskaliger Zellenkonvektion.

Das Bild der Flüssigwasserverteilung lässt auf eine geschlossene Form der Zellenkonvektion schließen (vergl. Abb 1.4). Bezüglich des Typs der mesoskaligen Zellenkonvektion treten damit Unterschiede zum tatsächlich beobachteten Zelltyp auf. Während der ARKTIS 1991-Messkampagne wurde nämlich im Gegensatz zu der hier durchgeführten Simulation offene Zellenkonvektion beobachtet. Eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanz könnte das Fehlen großräumiger Vertikalbewegungen in der Simulation sein. Wie in dem Review-Artikel von [Atkinson und Zhang \(1996\)](#) zusammengefasst wird, besteht ein Zusammenhang zwischen dem Vorhandensein großräumiger Absinkbewegungen und dem Auftreten von offener Zellenkonvektion. Umgekehrt wird im Falle großräumiger Hebung häufig der geschlossene Zelltyp beobachtet. Diese Zusammenhänge wurden sowohl in der Natur und in Laborexperimenten beobachtet ([Krishnamurti, 1975b,c](#)) als auch durch theoretische Studien bestätigt ([Krishnamurti, 1975a](#); [Somerville und Gal-Chen, 1979](#)). Tatsächlich zeigen die Sensitivitätsstudien von [Müller \(1995\)](#), dass bei der Vorgabe einer großskaligen Absinkbewegung für den hier untersuchten Kaltluftausbruch die Wolkenschicht weniger stratiform ist und die beobachteten Zellmuster denen der offenen Zellenkonvektion ähnlich sind.

Im Gegensatz zu den thermodynamischen Variablen scheint das Feld der Vertikalgeschwindigkeit auf den ersten Blick innerhalb der Wolkenschicht keine Anzeichen von Zellstrukturen zu zeigen. Diese Beobachtung stünde im Einklang mit den Ergebnissen von [Dörnbrack \(1997\)](#), der ausschließlich im Temperaturfeld organisierte Zellstrukturen mit anwachsenden Aspektverhältnissen vorfand. Erst auf den zweiten Blick sind jedoch auch im Feld der Vertikalgeschwindigkeit Zellstrukturen zu erkennen. Dazu zeigen die Abbildungen 4.5(a)-4.5(d) Isoflächendarstellungen von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zu verschiedenen Zeitpunkten der Simulation. Alle Schnitte wurden etwa durch die Mitte der sich entwickelnden Wolkenschicht gelegt. Die Identifizierung der Zellstrukturen im Feld der Vertikalgeschwindigkeit ist aufgrund einer positiven Korrelation mit dem Flüssigwasserfeld möglich. Bereiche mit niedrigen Flüssigwassergehalten korrelieren mit zusammenhängenden Abwindgebieten, die mit annähernd polygonaler Form Bereiche mit hohen Flüssigwassergehalten umschließen. Im Bereich hoher Flüssigwasserkonzentrationen – dem Zellinneren – herrscht eine zufällige und unkorrelierte Verteilung von Auf- und Abwindgebieten vor. Jede mesoskalige Konvektionszelle erscheint damit im Feld der Vertikalgeschwindigkeit als eine zufällig verteilte Ansammlung von einzelnen Auf- und Abwindgebieten, die von einem schmalen Randbereich mit annähernd polygonaler Form umschlossen wird.

Der durchschnittliche Flächenanteil der Aufwindgebiete liegt innerhalb der gesamten Grenzschicht bei etwa 48 %, während ca. 52 % der Gesamtfläche durch Abwindgebiete eingenommen werden. Anhand dieser Gesamtverteilung von Auf- und Abwindgebieten wäre der vorliegende Konvektionszustand ohne Berücksichtigung des Flüssigwasserfelds weder eindeutig der Klasse der geschlossenen noch der offenen Konvektion zuzuordnen. Unter Berücksichtigung des Flüssigwasserfelds, das das Verhalten geschlossener Konvektion zeigt, nehmen jedoch auch die Zellen im Feld der Vertikalgeschwindigkeit den Charakter von geschlossener Zellenkonvektion mit Aufwindgebieten im Zentrum der Zell-

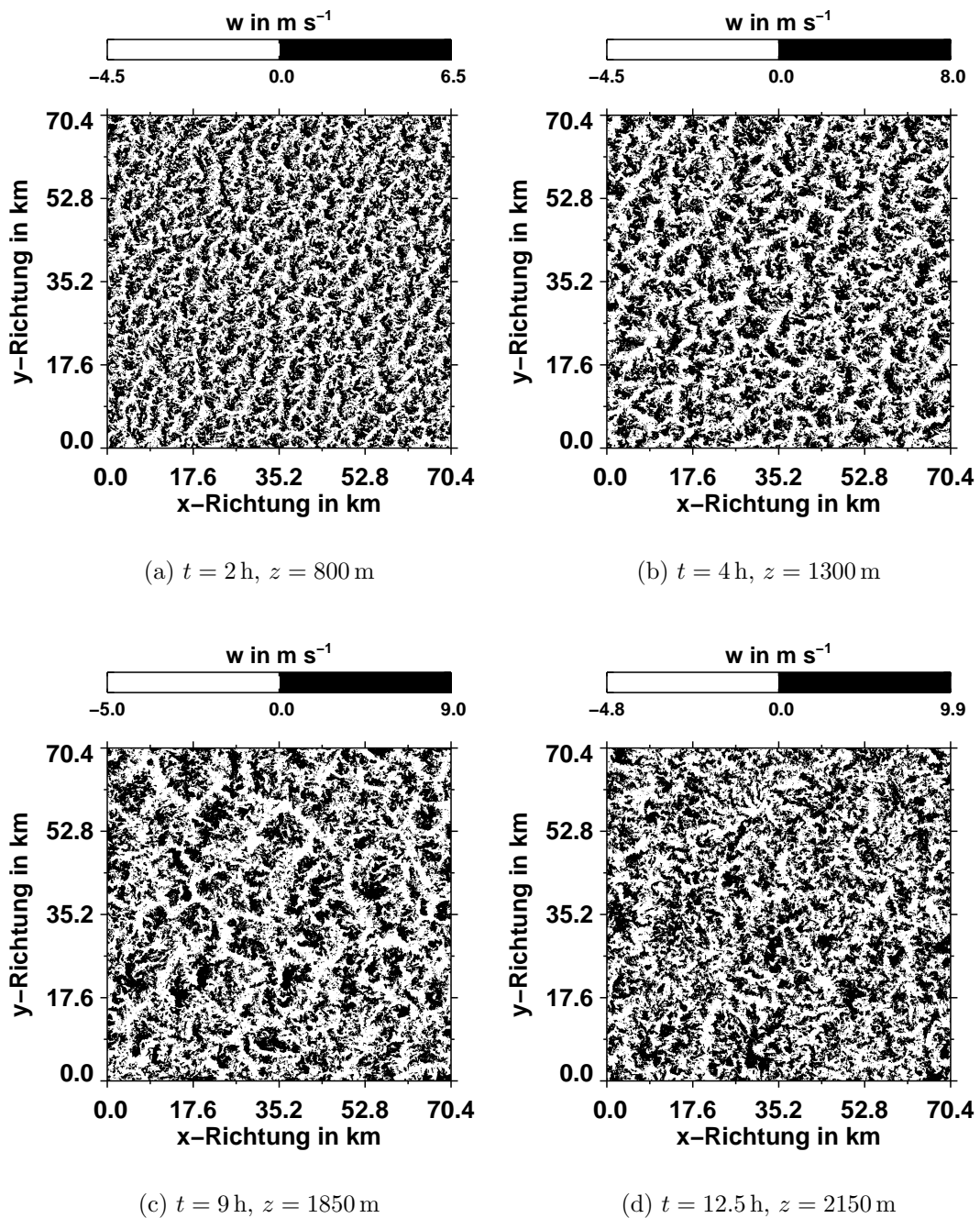


Abbildung 4.5: Isoflächendarstellung von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zu den Zeitpunkten $t = 2 \text{ h}$, $t = 4 \text{ h}$, $t = 9 \text{ h}$ und $t = 12.5 \text{ h}$.

strukturen und überwiegend Abwindgebieten in den schmalen Randbereichen an. Tatsächlich beträgt die mittlere Vertikalgeschwindigkeit in den kohärenten Randbereichen -0.3 m s^{-1} , und der Flächenanteil der Abwindgebiete beträgt über 70 %. Im Zellenzentrum liegt die mittlere Vertikalgeschwindigkeit bei etwa 0.15 m s^{-1} , und 55 % der Fläche werden von Aufwindgebieten eingenommen. In den schmalen Randbereichen der Zellen sinkt demnach die Luft im Mittel ab, es kommt zu einer feuchtadiabatischen Erwärmung, wodurch die Verdunstung von Wolkentröpfchen angeregt wird und sich die niedrigeren Flüssigwassergehalte erklären lassen. Im Inneren der Zellen steigt die Luft dagegen im Mittel auf, kühlt sich dabei ab, und es kommt zur Kondensation, wodurch der Flüssigwassergehalt steigt. Obwohl die Luft im Inneren der Zellen im großräumigen Mittel langsamer aufsteigt als die Luft in den Randbereichen absinkt, sind die maximal beobachteten Vertikalgeschwindigkeiten mit bis zu 10 m s^{-1} größer als die stärksten Abwinde mit bis zu -5 m s^{-1} .

Hier nicht gezeigt sind Abbildungen aus dem Temperaturfeld. Auch hier sind deutlich Zellenstrukturen zu erkennen. Ähnlich wie das Flüssigwasserfeld ist die räumliche Variabilität des Temperaturfelds deutlich homogener als für das Feld der Vertikalgeschwindigkeit. Bereiche mit hohen Flüssigwassergehalten zeichnen sich durch positive Abweichungen der Temperatur von horizontalen Mittelwert aus, während Gebiete mit niedriger Flüssigwasserkonzentration mit negativen Temperaturabweichungen korrelieren. Dementsprechend fallen die Zentren der großen mesoskaligen Zellenstrukturen mit positiven Temperaturabweichungen zusammen. Die Randbereiche mit überwiegend negativen Vertikalgeschwindigkeiten und niedrigen Flüssigwassergehalten korrelieren wiederum mit negativen Temperaturabweichungen. Diese Korrelation ist durch die bei der Kondensation freiwerdende latente Wärme bzw. den Entzug von Wärme bei der Verdunstung zu erklären.

Spektrale Feldanalyse

Die visuelle Feldanalyse hat bereits gezeigt, dass der mittlere Durchmesser der Zellen mit fortschreitender Simulationsdauer anwächst und die Zellstrukturen die Größenordnung von mesoskaliger Zellenkonvektion erreichen. Das Wachstum der Zellen soll im Folgenden anhand einer Spektralanalyse genauer untersucht werden. Dazu wurden die Felder der Vertikalgeschwindigkeit zu den jeweiligen Zeitpunkten zunächst einer zweidimensionalen Fourier-Transformation in der x - y -Ebene unterzogen. Anschließend wurde das 2-D-Varianzspektrum über Wellenzahlvektoren gleichen Betrags gemittelt. Dadurch wird eine eindimensionale Darstellung der Spektren möglich. Zur Erhöhung der statistischen Signifikanz wurde abschließend eine Mittelung der Spektren über drei benachbarte Höhenniveaus, die symmetrisch um die Mitte der Wolkenschicht liegen, durchgeführt.

Die Abbildung 4.6 zeigt die 1-D-Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit, die nach der oben beschriebenen Methode berechnet wurden, zu den Zeitpunkten $t = 2 \text{ h}$, $t = 4 \text{ h}$, $t = 7 \text{ h}$, $t = 9 \text{ h}$ und $t = 12.5 \text{ h}$ als Funktion der Wellenzahl k (erste x -Achse) und der Wellenlänge λ (zweite x -Achse).

Grundsätzlich zeigen die Spektren eine Verschiebung des Maximums der Energiedichte zu größeren Wellenlängen und damit eine Erhöhung der Bandbreite auftretender Skalen. Die Wellenlänge der Wirbel, die die Grenzschichtströmung dominieren, wächst

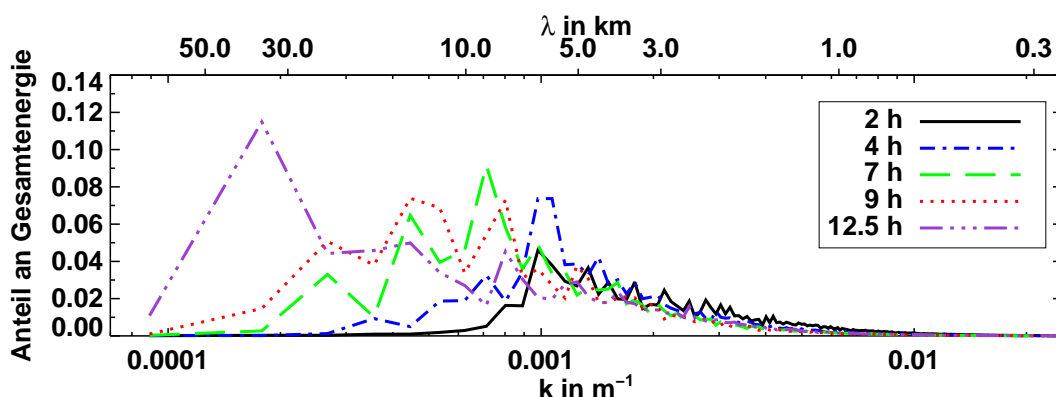


Abbildung 4.6: Darstellung der Varianzspektren des Feldes der Vertikalgeschwindigkeit zu den Zeitpunkten $t = 2\text{ h}$, $t = 4\text{ h}$, $t = 7\text{ h}$, $t = 9\text{ h}$ und $t = 12.5\text{ h}$ als Funktion der Wellenzahl k . An der Ordinate ist der auf die jeweilige Wellenzahl fallende Anteil an der gesamten spektralen Energie aufgetragen. Als zweite x -Achse ist die Wellenlänge λ aufgetragen.

mit der Zeit an. Zu den Zeitpunkten $t = 2\text{ h}$ und $t = 4\text{ h}$ haben die dominierenden Wirbel Wellenlängen von etwa 5-6 km. Bis zum Ende der Simulation wächst die Wellenlänge der energiereichsten Wirbel auf etwa 35 km an. Das Wachstum der dominierenden Wirbel deutet sich in den Spektren zu früheren Zeitpunkten durch eine Zunahme der spektralen Energiedichten für Skalen mit größeren Wellenlängen an. Dieser „Fluss spektraler Energiedichte“ zu Wirbeln mit größeren Wellenlängen zeigt sich an der Bildung von Nebenmaxima in den Spektren für Skalen mit größeren Wellenlängen bei fortschreitender Simulationsdauer. Während nach 2 h simulierter Zeit noch keine Wirbel mit Wellenlängen größer als 10 km zu beobachten sind, haben sich nach 4 h simulierter Zeit bereits erste Nebenmaxima bei Wellenlängen größer 10 km gebildet. Diese Nebenmaxima gewinnen mit zunehmender Zeit weiter an Energie. Gleichzeitig bilden sich neue Nebenmaxima bei größeren Wellenlängen. Die großen mesoskaligen Konvektionszellen existieren somit scheinbar bereits zu früheren Zeitpunkten. Erst im Lauf der Simulation bilden sie sich jedoch weiter aus, ihre Energie nimmt zu, bis sie die dominierenden Skalen sind.

Parallel zum Anwachsen der dominierenden Skalen bleibt die Energiedichte für Wirbel mit kleinen Wellenlängen nahezu konstant. Hier wird ein Unterschied zu den Untersuchungen von Müller und Chlond (1996) deutlich, der gleichzeitig die Vorzüge und Stärken der hier durchgeführten hochaufgelösten Simulation verdeutlicht. Aufgrund der Verdopplung der Gitterweite bei der Anwendung der Gitterumspeichertechnik waren Müller und Chlond (1996) gezwungen, die kleinen Skalen sukzessive abzuschneiden, womit diese für die weitere Entwicklung der Strömung nicht berücksichtigt werden. Für eine detaillierte Analyse der Turbulenzstruktur der Strömung sind daher Simulationen unter Verwendung der Gitterumspeichertechnik nur eingeschränkt geeignet.

Als Maß zur Beurteilung der Asymmetrie zwischen dem vertikalen und dem horizontalen Anwachsen der mesoskaligen Konvektionszellen und damit zur Beschreibung des tatsächlichen Wachstums der dominierenden konvektiven Strukturen dient das Aspektverhältnis λ/z_i . Dazu sind in Abbildung 4.7 die 1-D-Varianzspektren als Funktion des

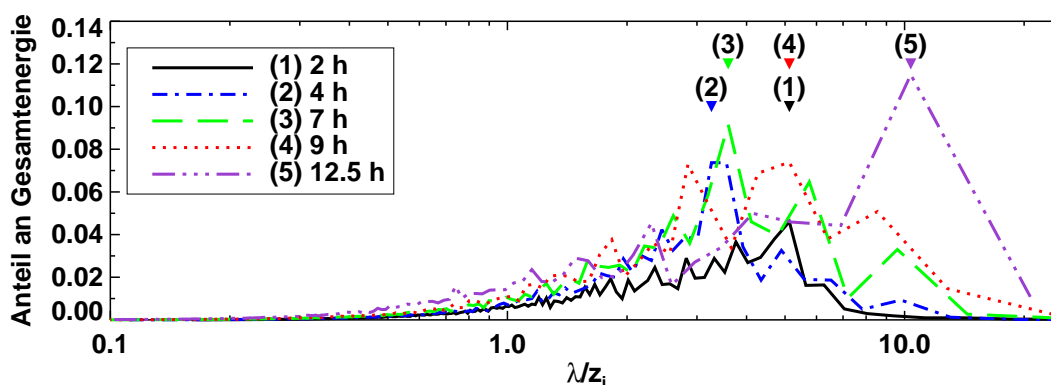


Abbildung 4.7: Darstellung der Varianzspektren des Feldes der Vertikalgeschwindigkeit zu den Zeitpunkten $t = 2$ h, $t = 4$ h, $t = 7$ h, $t = 9$ h und $t = 12.5$ h als Funktion des Aspektverhältnisses λ/z_i . An der Ordinate ist der auf die jeweilige Wellenzahl fallende Anteil an der gesamten spektralen Energie aufgetragen. Die dominierenden Aspektverhältnisse zu den jeweiligen Zeitpunkten sind durch Dreiecke markiert.

Aspektverhältnisses dargestellt. Nach 2 h simulierter Zeit beträgt das dominierende Aspektverhältnis etwa 5.2 und nimmt bis $t = 4$ h auf 3.3 ab. Die Abnahme des Aspektverhältnisses ist darauf zurückzuführen, dass die Grenzschicht in diesem Zeitraum im Verhältnis zu den dominierenden Skalen rascher anwächst. Im weiteren Verlauf der Simulation wächst jedoch das Aspektverhältnis der dominierenden Skalen kontinuierlich an (3.6 für $t = 7$ h, 5.2 für $t = 9$ h) und beträgt zum Ende der Simulation etwa 10.4. Die Varianzspektren für den Flüssigwassergehalt und die potenzielle Temperatur, die hier nicht dargestellt sind, zeigen eine ähnliche zeitliche Entwicklung, mit einer Verschiebung der dominierenden Aspektverhältnisse zu größeren Werten mit fortschreitender Zeit. Am Ende der Simulation beträgt im Flüssigwasser- und im Temperaturfeld das dominierende Aspektverhältnis ebenfalls 10.4. Mit dieser Simulation wurde erstmals die Entwicklung mesoskaliger Zellenkonvektion mit einem turbulenzauflösenden Modell dokumentiert, bei dem die hohe Modellauflösung in Verbindung mit einem ausreichend großen Modellgebiet bis zum Ende der Simulation beibehalten werden konnte. Im Gegensatz zu früheren Untersuchungen (z. B. Dörnbrack, 1997) erstreckt sich hier am Ende der Simulation eine Konvektionszellen nicht über das gesamte Modellgebiet.

Die bisherigen Ergebnisse dieser Simulation bestätigen die Simulation von Müller und Chlond (1996). Müller und Chlond (1996) beobachteten eine ähnliche Entwicklung der Sekundärzirkulation. Sowohl die Aspektverhältnisse der dominierenden Skalen als auch deren zeitliche Entwicklung stimmen sehr gut mit den Beobachtung von Müller und Chlond (1996) während ihres Kontrolllaufs überein. Das dominierende Aspektverhältnis im Feld der Vertikalgeschwindigkeit und des Flüssigwassergehalts betrug am Ende ihrer Simulation ebenfalls etwa 10. Im Gegensatz zur hier durchgeführten Simulation fanden Müller und Chlond (1996) im Feld der Vertikalgeschwindigkeit eine homogenere Verteilung mit deutlich ausgeprägten Zellstrukturen, aber geringeren Amplituden der Sekundärzirkulation. Die Extrema der w -Amplituden lagen hier bei 4 m s^{-1} bzw. -3 m s^{-1} . Diese Tatsachen sind vermutlich Folgen der geringeren Gitterauflösung, denn jeder Gitterpunktswert stellt einen

Mittelwert für das entsprechende Gittervolumen dar. Folglich repräsentiert ein Gitterpunktwert bei Müller und Chlond aufgrund der größeren Gitterweite (bis zu $\Delta x = 1600$ m) ein größeres Volumen. Die Verteilung der Variablen muss deshalb deutlich glatter erscheinen als bei höherer Modellauflösung. Dies ist vermutlich auch die Erklärung dafür, dass Müller und Chlond (1996) die Zellen, die sich während ihrer Simulationen entwickelten, weder eindeutig dem geschlossenen noch dem offenen Zelltyp zuordnen.

Im Unterschied zu den Untersuchungen von Fiedler und Khairoutdinov (1994), Dörnbrack (1997) sowie Jonker et al. (1999b) können hier sowohl in den Feldern der thermodynamischen Variablen als auch in den dynamischen Feldgrößen Signale von mesoskaligen Konvektionszellen beobachtet werden. In allen eben genannten Studien wurden nur in den thermodynamischen Feldgrößen Zellstrukturen mit anwachsenden Aspektverhältnissen beobachtet. Offensichtlich ist dieses Verhalten auf die zu kleinen Modellgebiete zurückzuführen, die in diesen Studien zum Einsatz kamen, denn es kann ein Anwachsen der Skalen in den dynamischen Feldgrößen beobachtet werden, wenn Modellgebiete eingesetzt werden, die groß genug sind, um alle relevanten Skalen zu erfassen.

Dörnbrack (1997) begründete seine Aussage auf eine Autokorrelationsanalyse des simulierten Strömungsfeldes. Die Autokorrelationsfunktion ϱ_ψ für eine beliebige Feldgröße ψ in einer Höhe z zur Zeit t ist unter Anwendung einer Verschiebung r in beide horizontale Richtungen durch

$$\varrho_\psi(r, z, t) = \frac{\int dx_h \psi'(x_h, z, t) \cdot \psi'(x_h + r, z, t)}{\int dx_h \psi'(x_h, z, t) \cdot \psi'(x_h, z, t)}, \quad \text{mit } x_h = (x, y) \quad (4.1)$$

definiert. Dabei ist $\psi'(x, y, z, t)$ die Abweichung der Feldgröße an dem Ort (x, y, z) zur Zeit t vom Mittelwert der Feldgröße in der Höhe z zur Zeit t . Die Längenskala ℓ_ψ ist als diejenige Verschiebung definiert, zu der ϱ_ψ auf das $1/e$ -fache des Anfangswerts abgenommen hat, und ist ein Maß für die typische Ausdehnung von einzelnen Strukturen im Feld von ψ . Abbildung 4.8 zeigt ϱ_w zu den Zeitpunkten $t = 4$ h und $t = 12.5$ h in unterschiedlichen Höhen. Diese Zeitpunkte sind repräsentativ für die gesamte Dauer der Simulation. Abbildung 4.9 zeigt ϱ_θ zu den gleichen Zeitpunkten und in den gleichen Höhen.

Unabhängig vom Zeitpunkt der Simulation sinkt ϱ_w bereits für kleine Verschiebungen auf Null und liegt auch für größere Verschiebungen nahe Null. Das typische Aspektverhältnis einzelner Auf- und Abwindgebiete, repräsentiert durch das Verhältnis ℓ_w/z_i , bleibt über die Dauer der Simulation hinweg etwa konstant, zeigt jedoch zu jedem Einzelzeitpunkt eine typische Höhenabhängigkeit. Ausgehend von geringen Werten nahe der Erdoberfläche nimmt ℓ_w/z_i zunächst mit der Höhe zu, erreicht für $0.5 \leq z/z_i \leq 0.75$ maximale Werte und nimmt mit weiter zunehmender Höhe wieder ab (siehe dazu Bildauschnitte in Abb. 4.8). Diese funktionale Abhängigkeit von der Höhe und die gleiche Größenordnung für ℓ_w/z_i wurden auch von Deardorff und Willis (1985) in Labor-Experimenten sowie von Mason (1989) in LES generierten Strömungen beobachtet. ϱ_θ zeigt dagegen bezüglich seiner zeitlichen Entwicklung ein gänzlich anderes Verhalten: ℓ_θ/z_i wächst mit zunehmender Simulationsdauer an und ist zu allen Zeiten und in allen Höhen größer als

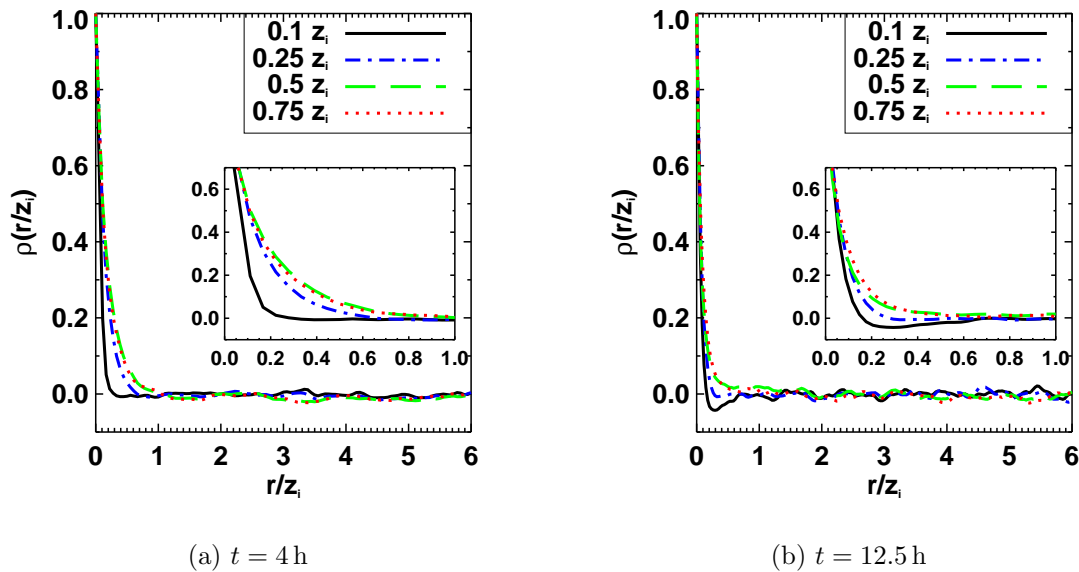


Abbildung 4.8: Darstellung der Autokorrelationsfunktion ρ_w als Funktion des Aspektverhältnisses r/z_i zu den Zeitpunkten $t = 4 \text{ h}$ und $t = 12.5 \text{ h}$ in den Vertikalniveaus $z/z_i = 0.1$, $z/z_i = 0.25$, $z/z_i = 0.5$ und $z/z_i = 0.75$. Bildausschnitte zeigen ρ_w für Aspektverhältnisse $0 \leq r/z_i \leq 1.0$.

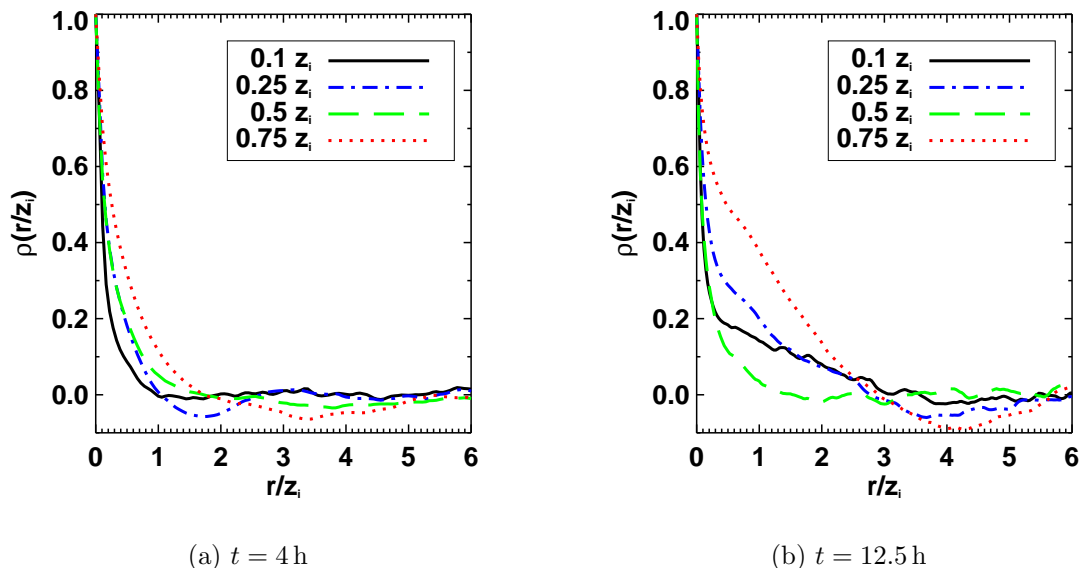


Abbildung 4.9: Darstellungen der Autokorrelationsfunktion ρ_θ als Funktion des Aspektverhältnisses r/z_i zu den Zeitpunkten $t = 4 \text{ h}$ und $t = 12.5 \text{ h}$ in den Vertikalniveaus $z/z_i = 0.1$, $z/z_i = 0.25$, $z/z_i = 0.5$ und $z/z_i = 0.75$.

ρ_w . Dabei werden insbesondere innerhalb der Wolkenschicht bei $z = 0.75 z_i$ die größten Werte erreicht.

Diese Beobachtungen stimmen sehr gut mit den Ergebnissen von Dörnbrack (1997) überein. Er stellte ein ähnliches Verhalten von ℓ_w/z_i und ℓ_θ/z_i in seinen Simulationen fest und leitete daraus seine Behauptung ab, dass die dominierenden Skalen in den dynamischen Feldern mit der Zeit nicht anwachsen. Die Ergebnisse der Spektralanalyse zeigen jedoch, dass allein aus einer Autokorrelationsanalyse nicht abgeleitet werden kann, dass die dominierenden Skalen in den dynamischen Feldern mit der Zeit nicht anwachsen. Anhand dieser Betrachtungen werden die Unsicherheiten und Einschränkungen bei der Interpretation der Simulationsergebnisse von Dörnbrack (1997) deutlich. Hätte er ein größeres Modellgebiet für seine Simulationen verwenden können, so hätte er vermutlich auch mesoskalige Zellstrukturen im Feld der Vertikalgeschwindigkeit erkennen können. Jonker et al. (1999b) beobachteten in ihren Simulationen ebenfalls kein Anwachsen der dynamischen Skalen. Vermutlich sind auch ihre Modellergebnisse und daruch auch ihre Schlussfolgerungen durch die Tatsache beeinflusst, aufgrund eringer verfügbarer Computressourcen nur ein relativ kleines Modellgebiet verwenden zu können.

Um die Bewegungsvorgänge innerhalb einer mesoskaligen Konvektionszelle genauer zu untersuchen, wurden aus den dreidimensionalen Feldern der Geschwindigkeit, der Temperatur und des Flüssigwassergehalts ein Teilfeld mit $15 \text{ km} \leq x \leq 45 \text{ km}$ und $10 \text{ km} \leq y \leq 45 \text{ km}$ herausgeschnitten. In diesem Teilbereich des Modellgebiets befindet sich zum Zeitpunkt $t = 12.5 \text{ h}$ eine mesoskalige Konvektionszelle (siehe dazu Abbildung 4.4(d)). Durch dieses Teilgebiet wurde bei $y = 25 \text{ km}$ ein Vertikalschnitt gelegt. Abbildung 4.10 zeigt neben der Isoflächendarstellung des Flüssigwassergehalts Vektorpfeile der Windgeschwindigkeit, die aus der u - und w -Komponente des Geschwindigkeitsvektors ermittelt wurden. Abbildung 4.11 zeigt die Isoflächendarstellung von Temperaturfluktuationen sowie wieder die u - und w -Komponenten der Windgeschwindigkeit als Vektorpfeile. Der mittlere Wind weht in dieser Abbildung aus dem Rücken des Betrachters in die Blattebene hinein. Die Windgeschwindigkeit wurde für diese Darstellung einer Mittelung über fünf Gitterpunkte in der x -Richtung unterzogen, und die Temperaturfluktuationen wurden durch Subtraktion des Mittelwerts der Temperatur in dem jeweiligen Höhengniveau ermittelt.

Deutlich ist die Zirkulation der Strömung innerhalb der betrachteten mesoskaligen Konvektionszelle zu erkennen. Im Inneren der Konvektionszelle, zu erkennen an den Bereichen mit hohen Flüssigwasserkonzentrationen (dunkle Flächen), steigt die Luft auf. Durch die bei der Kondensation freigesetzte latente Wärme erfährt die aufsteigende Luft neuen Auftrieb, so dass hier die größten Vertikalgeschwindigkeiten erreicht werden. Am Oberrand der Grenzschicht divergiert die Strömung in Richtung der Zellränder und beginnt dort langsam abzusinken. Die bodennah schwach konvergente Strömung in Richtung des Zellenzentrums schließt die Zirkulation. Die Mächtigkeit der Wolkenschicht und die Temperaturverteilung stehen in starker Korrelation zu den Vertikalbewegungen. Durch positive Vertikalbewegungen wird warme und feuchte Luft nach oben transportiert, diese kondensiert, wodurch der Flüssigwassergehalt und die Temperatur steigen. In den Zellrändern, die sich durch Bereiche mit überwiegend negativen Vertikalbewegungen definieren, sinkt die Luft ab. Dabei verdunsten die Wolkentröpfchen teilweise, und

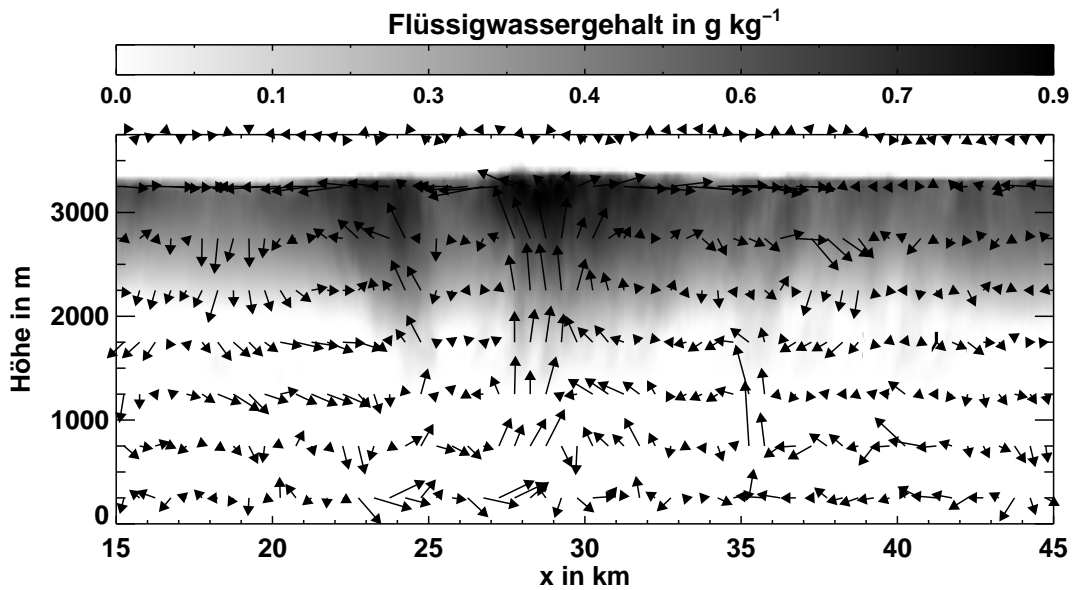


Abbildung 4.10: Vertikalschnitt durch ein Teilgebiet des Gesamtmodellgebiets ($15 \text{ km} \leq x \leq 45 \text{ km}$, $10 \text{ km} \leq y \leq 45 \text{ km}$). Der Flüssigwassergehalt ist als Isoflächendarstellung und die Windgeschwindigkeit mittels Vektorpfeilen dargestellt. Aufgrund der unterschiedlich skalierten Achsen kann hier aus der Länge der Vektorpfeile nicht auf den Betrag der Windgeschwindigkeit geschlossen werden. Der geostrophische Wind weht aus dem Rücken des Betrachters in die Bildebene hinein.

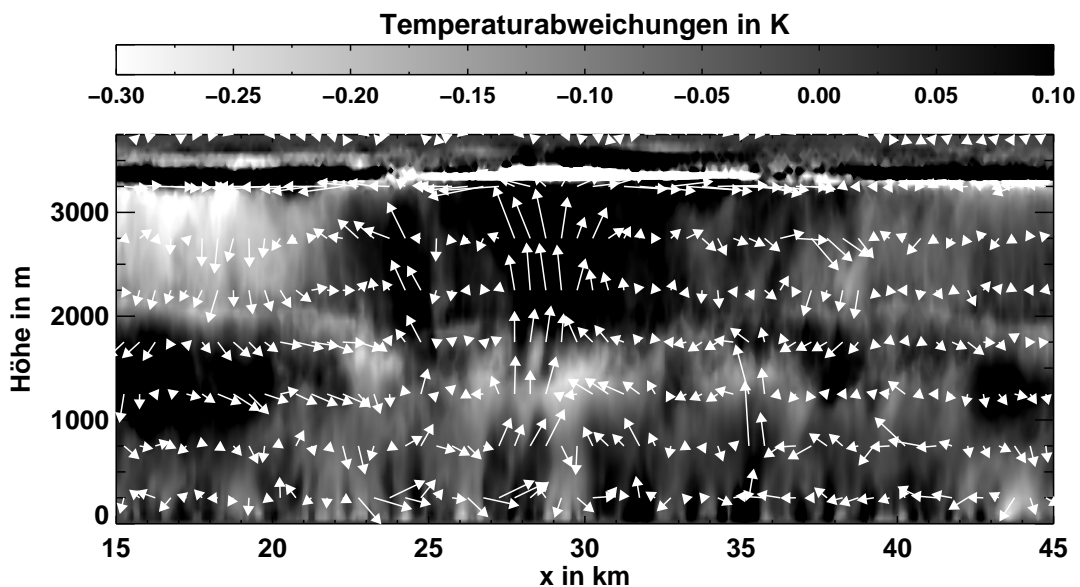


Abbildung 4.11: Vertikalschnitt durch ein Teilgebiet des Gesamtmodellgebiets ($15 \text{ km} \leq x \leq 45 \text{ km}$, $10 \text{ km} \leq y \leq 45 \text{ km}$). Das Feld der Temperaturfluktuationen ist als Isoflächendarstellung und die Windgeschwindigkeit mittels Vektorpfeilen dargestellt. Aufgrund der unterschiedlich skalierten Achsen kann hier aus der Länge der Vektorpfeile nicht auf den Betrag der Windgeschwindigkeit geschlossen werden. Der geostrophische Wind weht aus dem Rücken des Betrachters in die Bildebene hinein.

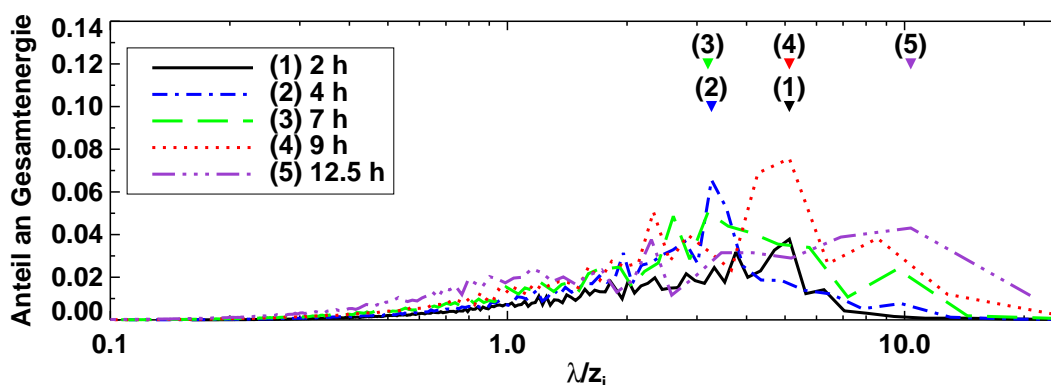


Abbildung 4.12: Darstellung der Varianzspektren des Felds der Vertikalgeschwindigkeit für Höhen unterhalb der Wolkenschicht zu den Zeitpunkten $t = 2$ h, $t = 4$ h, $t = 7$ h, $t = 9$ h und $t = 12.5$ h als Funktion des Aspektverhältnisses λ/z_i . An der Ordinate ist der auf die jeweilige Wellenzahl fallende Anteil an der gesamten spektralen Energie aufgetragen. Die dominierenden Aspektverhältnisse zu den jeweiligen Zeitpunkten sind durch Dreiecke markiert.

die Flüssigwasserkonzentrationen nimmt ab und entzieht dem absinkenden Luftpaket Wärme. Folglich werden in diesem Bereich der Wolke negative Temperaturfluktuationen beobachtet. In Übereinstimmung zu den Ergebnissen von [Jonker et al. \(1999b\)](#) treten direkt unterhalb der Wolkenschicht Bereiche mit vergleichsweise homogener Temperaturverteilung auf. Auch innerhalb der Wolkenschicht zeigt das Temperaturfeld eine sehr homogene Verteilung. Dieses Verhalten hat sich bereits bei der Betrachtung der Autokorrelationsfunktionen ([Abb. 4.9](#)) angedeutet. Dagegen lässt das Temperaturfeld bodennah eine sehr heterogene Struktur erkennen. Hier reihen sich warme und kalte Bereiche mit etwa 1 km horizontaler Ausdehnung aneinander. Zusammen mit den warmen Bereichen treten in den meisten Fällen Aufwindgebiete mit dieser Horizontalausdehnung auf. Einige Aufwindgebiete vereinigen sich in größerer Höhe zu einem einzigen größeren Aufwindgebiet, das dann bis an den Oberrand der Grenzschicht reicht.

Beobachtungen in der Natur verdeutlichen, dass Signale der mesoskaligen Konvektionszellen auch nahe der Erdoberfläche zu erkennen sind. [Abbildung 4.12](#) zeigt Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit zu verschiedenen Zeitpunkten als Funktion des Aspektverhältnisses. Sie wurden jeweils über drei Höhenniveaus unterhalb der Wolkenschicht vertikal gemittelt ($0.1z_i$, $0.3z_i$, $0.4z_i$). Die Spektralanalyse des Feldes der Vertikalgeschwindigkeit für Bereiche unterhalb der Wolkenschicht zeigt wieder deutliche Signale der mesoskaligen Konvektionszellen. Die Aspektverhältnisse der dominierenden Skalen unterhalb der Wolkenschicht entsprechen exakt den in der Wolkenschicht beobachteten dominierenden Aspektverhältnissen. Die großen Zellstrukturen, die sich direkt im Feld des Flüssigwassergehalts abbilden, lassen sich also auch im Feld der Vertikalgeschwindigkeit über die gesamte vertikale Erstreckung der Grenzschicht hinweg identifizieren, auch wenn das Feld der Vertikalgeschwindigkeit in Bodennähe eine heterogene Verteilung aufweist.

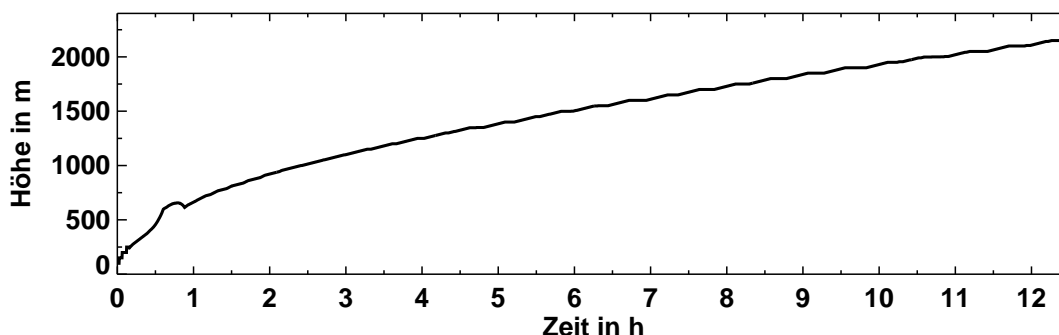


Abbildung 4.13: Zeitliche Entwicklung der mittleren Grenzschichthöhe für Z2.

4.2.3 Untersuchungen zum Einfluss nichtadiabatischer Prozesse auf die Entwicklung mesoskaliger Konvektionszellen

Bei der oben beschriebenen Simulation eines Kaltluftausbruchs wurde **PALM** im Modus mit eingeschalteter Wolkenphysik betrieben. Damit wurde der Einfluss von nichtadiabatischen Prozessen, wie die Freisetzung und der Entzug latenter Wärme bei Kondensation bzw. Verdunstung sowie langwellige Strahlungsprozesse an Wolkenunter- und -oberkanten, in der Entwicklung der Grenzschichtströmung mit berücksichtigt. Die Ergebnisse zeigen, dass für diesen Fall mesoskalige Konvektionszellen im Feld der Vertikalgeschwindigkeit und des Flüssigwassergehalts auftreten. Um den Einfluss dieser Prozesse auf das Zellwachstum zu untersuchen, wurde eine zweite Simulation mit **PALM** durchgeführt. Modellgebietserstreckung, Gitterauflösung, Simulationsdauer und der äußere dynamische Antrieb entsprachen dabei der oben beschriebenen Simulation. Im Unterschied zu dieser Simulation wurde nun jedoch eine trockene konvektive Grenzschicht simuliert, d. h. das wolkenphysikalische Modul wurde vollständig abgeschaltet. Die Bildung von Flüssigwasser wurde so unterbunden und alle nichtadiabatischen Wärmequellen ausgeschaltet. Diese Simulation wird im Folgenden mit Z2 und die oben beschriebene Simulation mit Z1 bezeichnet.

Die Entwicklung der mittleren Grenzschichtströmung ist in Abbildung 4.13 anhand der zeitlichen Entwicklung der Grenzschichthöhe zusammengefasst. Im Vergleich zu Z1 zeichnet sich Z2 durch ein deutlich geringeres Grenzschichtwachstum aus (vergl. dazu Abb. 4.13). Nach 12.5 h beträgt die Mächtigkeit der Grenzschicht etwa 2200 m, im Gegensatz zu 3400 m bei Z1. Das geringere Grenzschichtwachstum ist Folge einer geringeren Durchmischung der Grenzschicht. Da für Z2 die Bildung von Flüssigwasser unterbunden wurde, fehlen die Freisetzung latenter Wärme und die langwelligeren Strahlungsprozesse als Wärmequellen, die eine zusätzliche Verstärkung der Durchmischung und damit ein rascheres Grenzschichtwachstum anregen könnten. Besonders im oberen Bereich der Grenzschicht werden größere Geschwindigkeitsvarianzen beobachtet. Zur Verdeutlichung zeigt Abbildung 4.14 die Gegenüberstellung von Vertikalprofilen der aufgelösten Varianzen der u -Komponente des Geschwindigkeitsvektors. Während in Bodennähe die Geschwindigkeitsvarianzen für beide Simulationen etwa gleich sind, übersteigen die u -Varianzen für Z1 diejenigen aus Z2 am Oberrand der Grenzschicht um den Faktor 2. Ähnliche Aussagen

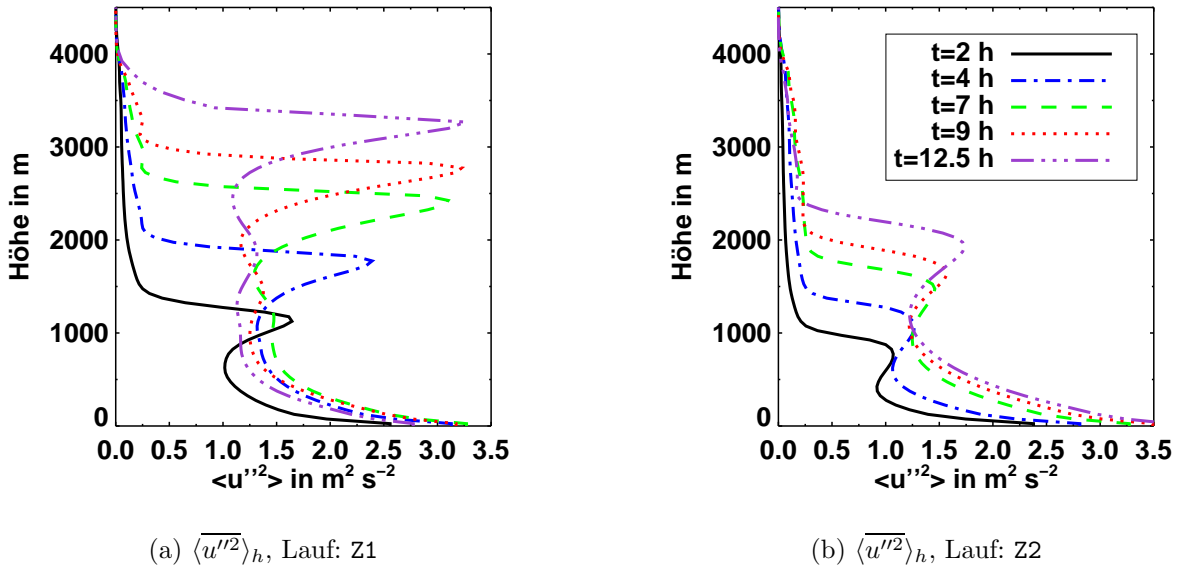


Abbildung 4.14: Gegenüberstellung von Vertikalprofilen der aufgelösten Varianzen der u -Komponente des Geschwindigkeitsvektors aus Z1 (a) und Z2 (b) für verschiedene Zeitpunkte (siehe Legende).

treffen auch für die aufgelösten Varianzen der v - und der w -Komponente zu.

Die fehlenden diabatischen Wärmequellen haben nicht nur Auswirkungen auf die mittlere Entwicklung der Grenzschicht, sie beeinflussen auch die Entwicklung der Sekundärzirkulation. In Abbildung 4.15 sind Isoflächendarstellungen von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zu den Zeitpunkten $t = 7 \text{ h}$ und $t = 12.5 \text{ h}$ von Z2 dargestellt. Der Schnitt wurde durch die Höhe mit maximaler aufgelöster Vertikalwindvarianz gelegt. Im Gegensatz zu Z1 zeigen die Horizontalschnitte durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit keine Anzeichen von mesoskaliger Zellenkonvektion. Zwar sind zu beiden dargestellten Zeitpunkten Zellenstrukturen zu erkennen, diese haben jedoch den typischen Charakter der Zellenkonvektion einer trockenen konvektiven Grenzschicht, mit polygonalen Aufwindgebieten in den schmalen Rändern und ausgedehnten Abwindgebieten im Zellinnern. Die Durchmesser dieser „trockenen“ Zellen betragen nach 2 h etwa 1-2 km und wachsen auf etwa 5 km zum Ende der Simulation an. Der Flächenanteil der Abwindgebiete beträgt über die gesamte Simulation hinweg etwa 60%. Nur etwa 40% der Gesamtfläche werden von Aufwindgebieten eingenommen. Auch diese Beobachtung ist typisch für eine trockene konvektive Grenzschicht. Obwohl die aufgelösten Varianzen in Z2 geringer sind im Vergleich zu Z1 und damit die Durchmischung der Grenzschicht schwächer ausfällt, werden in Z2 etwa die gleichen Amplituden der Sekundärzirkulation beobachtet. Die maximalen Vertikalgeschwindigkeiten erreichen 9 m s^{-1} und sind auch hier dem Betrage nach größer als die größten abwärtsgerichteten Vertikalbewegungen ($\approx -5 \text{ m s}^{-1}$).

Abbildung 4.16 zeigt Varianzspektren der Vertikalgeschwindigkeit als Funktion des

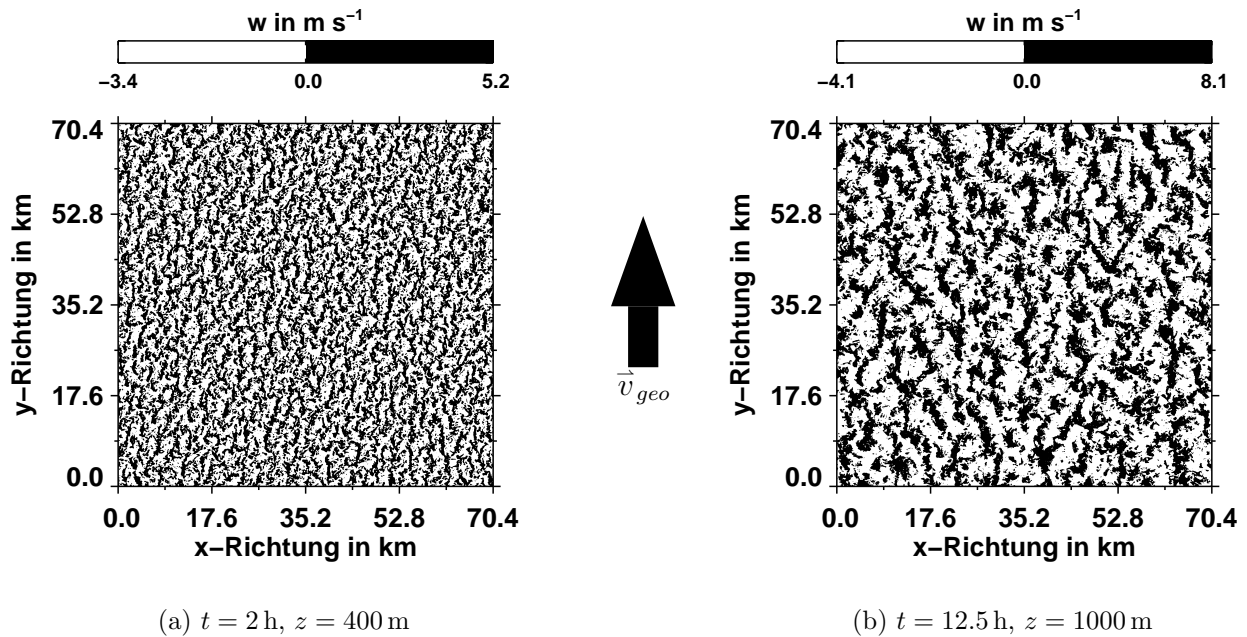


Abbildung 4.15: Isoflächendarstellung von Horizontalschnitten durch das Feld der Vertikalgeschwindigkeit zu den Zeitpunkten $t = 7 \text{ h}$ und $t = 12.5 \text{ h}$ für Lauf Z2.

Aspektverhältnisses. Die Durchmesser der „trockenen“ Zellen wachsen zwar wie oben gesehen im Laufe der Zeit an, doch die Aspectverhältnisse der dominierenden Skalen bleiben über die Gesamtdauer der Simulation hinweg konstant. Unabhängig vom Beobachtungszeitpunkt liegen die dominierenden Aspectverhältnisse zwischen 3 und 4. Die hier beobachteten Aspectverhältnisse liegen alle im Bereich der innerhalb wolkenfreier, konvektiver Grenzschichten tatsächlich beobachteten Werte (z. B. [Hardy und Ottersten, 1969](#)). Die Varianzspektren der potenziellen Temperatur (hier nicht gezeigt) zeigen ein ähnliches zeitliches Verhalten. Die dominierenden Aspectverhältnisse im Spektrum der potenziellen Temperatur stimmen mit denen im Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit zu jedem Zeitpunkt der Simulation überein. Die Varianzspektren aus Z2 bestätigen damit die Aussage, dass im Verlauf von Z2 die Entwicklung von mesoskaligen Konvektionszellen ausbleibt.

Die Ergebnisse aus Z2 stehen ebenfalls in sehr guter Übereinstimmung zu den Resultaten von [Müller und Chlond \(1996\)](#). Sie beseitigen damit die Unsicherheiten bei der Interpretation der Ergebnisse von [Müller und Chlond \(1996\)](#) und zeigen, dass diabatische Wärmequellen tatsächlich sowohl für das Auftreten von mesoskaliger Zellenkonvektion als auch dessen Wachstum verantwortlich sind. Die Unsicherheiten früherer Untersuchungen sind damit beseitigt. Eine sukzessive Vernachlässigung von kleinen Skalen, wie es bei der Gitterumspeichertechnik von [Müller und Chlond \(1996\)](#) der Fall ist, hat auf die Entwicklung mesoskaliger Konvektionszellen keinen Einfluss. Folglich trägt die Interaktion von einzelnen Auf- und Abwindgebieten mit einer räumliche Erstreckung von wenigen 100 m bis zu wenigen Kilometern nicht zum Zellenwachstum bei. Andere Prozesse müssen

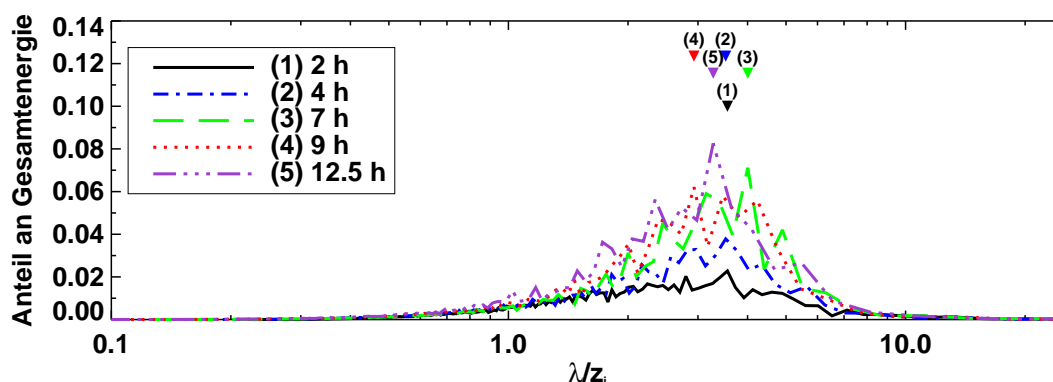


Abbildung 4.16: Darstellung der Varianzspektren des Feldes der Vertikalgeschwindigkeit zu den Zeitpunkten $t = 2\text{ h}$, $t = 4\text{ h}$, $t = 7\text{ h}$, $t = 9\text{ h}$ und $t = 12.5\text{ h}$ als Funktion des Aspektverhältnisses. Die dominierenden Aspektverhältnisse zu den jeweiligen Zeitpunkten sind durch Dreiecke markiert.

dafür verantwortlich gemacht werden.

4.3 Mechanismen des Zellenwachstums

Nachdem in den vergangenen zwei Abschnitten gezeigt wurde, dass sowohl das Auftreten mesoskaliger Zellenkonvektion als auch dessen Wachstum auf das Vorhandensein diabatische Wärmequellen, wie Kondensations- und Verdunstungsprozesse sowie langwellige Strahlungsprozesse, zurückzuführen sind, soll in diesem Abschnitt versucht werden, die gewonnenen Ergebnisse dieser Studie in die Reihe der bisher vorhandenen Resultate einzuordnen. Es soll dadurch ein weiterer Schritt in Richtung zur Beantwortung der Frage, welche physikalischen Mechanismen nun endgültig zum Zellenwachstum führen, getan werden.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, schlugen Müller und Chlond (1996) basierend auf den Ergebnissen ihrer Sensitivitätsstudien ein konzeptionelles Modell vor, welches das Wachstum mesoskaliger Konvektionszellen erklären soll. Darin ruft die zusätzliche strahlungsbedingte Abkühlung der Abwinde am Wolkenoberrand das Wachstum der Aspektverhältnisse hervor, da die nun kältere Luft am Boden eine größere horizontale Distanz zurücklegen muss, ehe sie erneut Auftrieb erfährt und in einem Aufwindgebiet aufsteigt. Dieses konzeptionelle Modell lässt sich anhand der im Rahmen dieser Studien gewonnenen Ergebnisse nicht bestätigen. Die Erhöhung der Temperaturdifferenz zwischen Erdoberfläche und der darüber hinweg strömenden Luft erhöht den bodennahen Wärmestrom. Kälterer Luft wird so bei sonst unveränderten Bedingungen mehr Energie zugeführt als vergleichsweise warmer Luft. Dadurch wird die Zeit verringert, die verstreicht, ehe die Luft wieder positiven Auftrieb erfährt. Dieses Gegenargument wird gestützt durch Beobachtungen aus Abbildung 4.11. Dem Modell von Müller und Chlond

(1996) folgend, sollten bodennah Strukturen im Temperaturfeld mit den gleichen Aspektverhältnissen wie die dominierenden Skalen vorzufinden sein. Abbildung 4.11 zeigt aber, dass bodennah nur relativ kleinräumige, zufällig verteilte Bereiche mit einheitlicher Temperatur auftreten. In positiver Korrelation dazu treten bodennah auch kleinskalige Auf- und Abwinde auf. Homogene Strukturen im Temperaturfeld werden nur innerhalb und direkt unterhalb der Wolkenschicht beobachtet, so dass hier eher die Mechanismen, die zum Zellenwachstum führen, zu suchen sind.

Dörnbrack (1997) fand in seinen Simulationen, dass die zusätzliche Strahlungsabkühlung am Wolkenoberrand die Geschwindigkeits- und Temperaturvarianzen erhöht, was zum Anwachsen der Varianzen dieser Variablen führt und die turbulente kinetische Energie der Strömung erhöht. Diese Beobachtung wurde auch für die hier durchgeführten Simulationen gemacht, wie die Diskussion zu Abbildung 4.14 zeigt. Nach Dörnbrack (1997) führt die höhere turbulente kinetische Energie der Strömung zu einer stärkeren effektiven horizontalen Durchmischung, die dann vermutlich zum Wachstum der Zellen führt. Diese Hypothese wird derzeit⁴ in der LES-Arbeitsgruppe des Instituts für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover näher untersucht. Durch die Ermittlung effektiver horizontaler Diffusionskoeffizienten soll zunächst untersucht werden, ob zusätzliche diabatische Wärmequellen tatsächlich eine stärkere horizontale Durchmischung bewirken. Die Diffusionskoeffizienten werden dabei aus der Verlagerung von passiven Partikeln abgeleitet. Ein Partikelkollektiv, das eine ausreichende Zahl von Partikeln umfasst und dessen Mitglieder gleichmäßig verteilt im Modellgebiet freigesetzt werden, liefert nach einer bestimmten Verlagerungszeit eine Verteilung um den Startort der Partikel mit einer Standardabweichung σ_P . Unter der Annahme einer Gauß-Verteilung ist der Diffusionskoeffizient K_{eff} mit der Standardabweichung der Verteilung durch die Beziehung

$$\sigma_P^2 = 2 K_{\text{eff}} t \quad (4.2)$$

miteinander verknüpft. Die Standardabweichung der Partikelverteilung kann aus der Varianz der zurückgelegten Wegstrecken der Partikel ermittelt werden:

$$\sigma_P^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r'^2. \quad (4.3)$$

Hier ist N die Gesamtzahl aller Partikel und r' die Gesamtverlagerungsdistanz der Partikel mit

$$r' = \sqrt{x'^2 + y'^2}, \quad (4.4)$$

wobei x' und y' die zur mittleren Verlagerung aller Partikel relativen zurückgelegten Wegstrecken in x - bzw. y -Richtung darstellen. Da nur die effektive horizontale Diffusion untersucht werden soll, wird die Verlagerung in vertikaler Richtung hier nicht berücksichtigt.

Erste Ergebnisse dieser Studien deuten darauf hin, dass die effektive Horizontaldiffusion tatsächlich größer ist, wenn alle zusätzlichen adiabatischen Wärmequellen berücksich-

⁴ Stand: Juni 2002

sichtigt werden, als im Falle einer Nichtberücksichtigung. Insbesondere innerhalb der Wolkenschicht ist die Horizontaldiffusion deutlich größer.

5 Schlussbemerkungen und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung organisierter Grenzschichtkonvektion bei Kaltluftausbrüchen. Die Untersuchungen wurden mit Hilfe eines Grobstruktursimulationsmodells, das speziell für die Nutzung auf massiv-parallelen Rechenanlagen optimiert wurde, durchgeführt. Das Hauptaugenmerk sollte dabei auf die Frage gerichtet sein, welche physikalischen Bedingungen zum Übergang von Rollenkonvektion zu Zellenkonvektion führen und wo die Ursachen für die großen beobachteten Aspektverhältnisse der organisierten Konvektion liegen. Darüber hinaus sollten die Studien zeigen, inwieweit die in der Anfangsphase vieler Simulationen unter den Bedingungen eines Kaltluftausbruchs beobachteten Strukturen mit den tatsächlich in der Natur beobachteten Konvektionsrollen übereinstimmen und ob das Ausbleiben der Rollenkonvektion auf die verwendeten kleinen Modellgebiete zurückzuführen ist.

Die anfängliche Aufgabe dieser Arbeit bestand darin, vor Beginn der eigentlichen Untersuchungen das parallelisierte LES-Modell **PALM**, welches zu Beginn der Arbeit nur trockene Konvektion simulieren konnte, um diejenigen physikalischen Prozesse zu erweitern, die für Konvektionsstrukturen von Bedeutung sind. Die Ergebnisse der Validierungsrechnungen mit dem neuen wolkenphysikalischen Modul stehen in sehr guter Übereinstimmung zu den Ergebnissen von LES-Modellen anderer international anerkannter Arbeitsgruppen. Es konnten weder qualitative noch große quantitative Unterschiede festgestellt werden, die nicht auf die natürliche Schwankungsbreite der jeweiligen Parameter zurückzuführen sind.

Mit der Hilfe von **PALM** wurden so erstmals Simulationen durchführbar, anhand derer die Unsicherheiten in der Interpretation der Ergebnisse jüngerer Studien, die auf die geringen zu dieser Zeit verfügbaren Computerkapazitäten zurückzuführen sind, beseitigt werden können. Durch die Entwicklung des wolkenphysikalischen Moduls ist nun auch die Miteinbeziehung diabatischer Wärmequellen möglich. Die Simulationen können so im Vergleich zur „trockenen Version“ von **PALM** unter noch realistischeren Bedingungen durchgeführt werden.

Die Ergebnisse der Simulationen zum Studium der Rollenkonvektion lassen die möglichen Ursachen für ihre Entstehung bei Kaltluftausbrüchen wieder offen erscheinen. In allen im Rahmen dieser Studien unter den Bedingungen eines Kaltluftausbruchs durchgeführten Simulationen konnten unabhängig von der verwendeten Modellauflösung und der eingesetzten Modellgebietsgröße keine Signale von Konvektionsrollen beobachten werden. Die von einigen Autoren (z. B. [Etling und Brown, 1993](#)) geäußerte Vermutung, dass die bisher verwendeten kleinen Modellgebiete der Grund für das Ausbleiben der Entwicklung von Rollenkonvektion in vielen numerischen Untersuchungen sind, konnte somit nicht be-

stätigt werden. Darüberhinaus wurde gezeigt, dass in jüngeren Studien die als Konvektionsrollen identifizierten Strukturen nicht mit den tatsächlich beobachteten Strukturen der Rollenkonvektion vergleichbar sind, sondern auf eine ungeeignete Turbulenzparametrisierung zurückzuführen sind. Als möglicher Grund für das Ausbleiben der Entwicklung von Rollenkonvektion wurde die fehlende scherungsverstärkende Wirkung der Baroklinität im Bereich geneigter Grenzschichtinversionen identifiziert. Folglich wäre der Übergang vom Rollen- zum Zellenregime einzig durch die Abnahme der Windscherung am Oberrand der Grenzschicht, aufgrund einer zunehmend waagrecht verlaufenden Inversionsfläche, bestimmt. Diese Vermutung gibt Anlass zu weiterführenden Untersuchungen, die im Rahmen einer Diplomarbeit durchgeführt werden. In jener Arbeit ist vorgesehen, Simulationen mit stationären, also nicht mit der Strömung driftenden Modellgebieten durchzuführen. Dabei muss sich das Modellgebiet von der Küste bis einige hundert Kilometer auf das offene Meer hin erstrecken, um so den gesamten Bereich, in dem das Rollenregime vorherrscht, erfassen zu können. Auf diese Weise kann die Baroklinität, die durch die sich entwickelnde Grenzschicht bedingt ist, berücksichtigt werden. Wird in Richtung senkrecht zur mittleren Windrichtung die periodische Eigenschaft des Rollenphänomens ausgenutzt, so genügt eine Modellgebietserstreckung von einigen 10 km in diese Richtung aus. Rechnungen dieser Art erfordern bei Gitterweiten von $\Delta = 50$ m etwa $4000 \times 200 \times 100$ ($8 \cdot 10^7$) Gitterpunkte. Nach einer Umstellung der Randbedingungen und damit auch einiger implementierter numerischer Verfahren ist die Durchführung solcher Simulationen mit **PALM** prinzipiell möglich.

Im Rahmen der Studien zur Zellenkonvektion wurde erstmalig eine Simulation mit einem turbulenzauflösenden Modell durchgeführt, bei der die geringe Gitterweite in Verbindung mit einer großen horizontalen Modellgebietserstreckung bis zum Ende der Simulation beibehalten wurde. Es wurde so ein Datensatz zur Untersuchung des Zellenwachstums generiert, mit dem Wirbel über einen bisher unerreichten Wellenzahlbereich hinweg für die Dauer der gesamten Simulation aufgelöst werden. Damit konnten die Unsicherheiten früherer Untersuchungen beseitigt werden, die entweder zu kleine Modellgebiete (z. B. [Dörnbrack, 1997](#)) oder zu geringe Auflösungen ([Müller und Chlond, 1996](#)) verwendeten. Damit gelang so der uneingeschränkte vollständige Nachweis, dass große Aspektverhältnisse tatsächlich diabatische Wärmequellen wie die Freisetzung von Kondensationswärme in den Wolken und die langwelligen Strahlungsabkühlung an der Wolkenobergrenze zur Voraussetzung haben. Zukünftig soll in weiterführenden Studien geprüft werden, ob die von [Dörnbrack \(1997\)](#) geäußerte Hypothese, dass durch eine zusätzliche Strahlungsabkühlung am Wolkenoberrand die effektive horizontale Diffusion verstärkt wird und so ein Anwachsen der Konvektionszellen verstärkt bestätigt werden kann. Dazu sollen effektive Diffusionskoeffizienten anhand einer passiven Partikelverlagerung abgeleitet werden.

Literaturverzeichnis

- Agee, E. M., 1984: Observations from space and thermal convection: A historical perspective. — *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **65**, 938–949.
- , 1987: Mesoscale cellular convection over the oceans. — *Dyn. Atmos. Oceans*, **10**, 317–341.
- Agee, E. M., T. S. Chen und K. E. Dowell, 1973: A review of mesoscale cellular convection. — *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **54**, 1004–1012.
- Andreas, E. L. und B. Murphy, 1986: Bulk transfer coefficients for heat and momentum over leads and polynyas. — *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 1875–1883.
- Asai, T., 1970a: Stability of a plane parallel flow with variable vertical shear and unstable stratifications. — *J. Meteor. Soc. Japan*, **48**, 129–139.
- , 1970b: Three-dimensional features of thermal convection in a plane cuette flow. — *J. Meteor. Soc. Japan*, **48**, 18–29.
- , 1972: Thermal instability of a shear flow turning the direction with height. — *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 525–532.
- Atkinson, B. W. und J. W. Zhang, 1996: Mesoscale shallow convection in the atmosphere. — *Rev. Geophys.*, **34**, 403–431.
- Balaji, V. und T. L. Clark, 1988: Scale selection in locally forced convective fields and the initiating of deep cumulus. — *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3188–3211.
- Betts, A. K., 1973: Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **99**, 178–196.
- Birnbaum, G., 1998: Numerische Modellierung der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Meereis in der arktischen Eisrandzone. — *Forschungsbericht 168 '99*, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 160 S.
- Blackadar, A. K., 1997: *Turbulence and Diffusion in the Atmosphere*. — Springer Verlag, 185 S.
- Bott, A., 1989a: A positive definite advection scheme obtained by non-linear normalization of the advective fluxes. — *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1006–1015.

- , 1989b: Reply. — *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 2633–2636.
- Bougeault, P., 1982: Modeling the trade-wind cumulus boundary layer. Part I: Testing the ensemble cloud relations against numerical data. — *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2414–2428.
- Brown, R. A., 1972: On the inflection point instability of a stratified Ekman layer. — *J. Atmos. Sci.*, **27**, 851–859.
- , 1980: Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer: A review. — *Rev. Geophys. Space. Phys.*, **18**, 683–697.
- Brümmer, B., 1985: Structure, dynamics and energetics of boundary layer rolls from KonTur aircraft observations. — *Beitr. Phys. Atmosph.*, **58**, 237–254.
- , 1989: ARKTIS 1988 – Field phase report. — *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Reihe B Heft 6*, 282 S.
- , 1992: ARKTIS 1991 – Report on the field phase with examples of measurements. — *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Reihe A Nr. 3*, 216 S.
- , 1999: Roll and cell convection in wintertime arctic cold-air outbreak. — *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2613–2636.
- Brümmer, B., S. Bakan und H. Hinzpeter, 1985: *KonTur*. Observations of cloud streets and open cellular structures. — *Dyn. Atmos. Ocean.*, **9**, 281–296.
- Brümmer, B. und S. Pohlmann, 2000: Wintertime roll and cell convection over Greenland and Barents Sea regions: A Climatology. — *J. Geophys. Res.*, **105 (D12)**, 15559–15566.
- Brümmer, B., B. Rump und G. Kruse, 1992: A cold air outbreak near Spitzbergen in springtime – Boundary-layer modification and cloud development. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **61**, 13–46.
- Brutsaert, W. P., 1979: Heat and mass transfer to and from surfaces with dense vegetation or similar permeable roughness. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **16**, 365–388.
- Charnock, H., 1955: Wind stress on a water surface. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **81**, 639–640.
- Chlond, A., 1987: A numerical study of horizontal roll vortices in neutral and unstable boundary layers. — *Beitr. Phys. Atmosph.*, **60**, 144–169.
- , 1988: Numerical and analytical studies of diabatic heating effect upon flatness of boundary layer rolls. — *Beitr. Phys. Atmosph.*, **61**, 312–329.
- , 1992: Three-dimensional simulation of cloud street development during a cold air outbreak. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **58**, 161–200.

- , 1994: Locally modified version of Bott's advection scheme. — *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 111–125.
- , 1998: Large-eddy simulation of contrails. — *J. Atmos. Sci.*, **55**, 796–819.
- , 1999: Grobstruktursimulation – Eine Methode zur Berechnung turbulenter atmosphärischer Strömungen. — *Examensarbeit Nr. 66*, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, 181 S.
- , 2000: persönliche Kommunikation. — Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- , 2001: persönliche Mitteilung. — Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- Chlond, A. und G. Müller, 1998: Mesoscale cellular convection during cold air outbreaks: A numerical study. — In: *Clear and Cloudy Boundary Layers*, Hg. A. A. M. Holtslag und P. G. Duynkerke, Proceedings of the colloquium *Clear and Cloudy Boundary Layers*, Amsterdam, S. 67–83.
- 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.
- De Roode, S. R. 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.
- Deardorff, J. W., 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. — *J. Atmos. Sci.*, **29**, 91–115.
- , 1976: Usefulness of liquid-water potential temperature in a shallow-cloud model. — *J. Appl. Meteor.*, **15**, 98–102.
- , 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **18**, 495–527.
- Deardorff, J. W. und G. E. Willis, 1985: Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **32**, 205–236.
- Deutscher Wetterdienst, 1998: Amtsblatt des Deutschen Wetterdienstes: Europäischer Wetterbericht.
- Dörnbrack, A., 1997: Broadening of convective cells. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **123**, 829–847.
- Etling, D., 1971: Einfluß der thermischen Schichtung auf die Stabilität einer Ekman'schen Grenzschichtströmung. — *Beitr. Phys. Atmosph.*, **44**, 169–186.

- , 1987: *The Planetary Boundary Layer PBL*. — In: Landolt-Börnstein, New-Series, Group V, Volume 4, Meteorology, Subvolume c, Climatology, Part 1, Springer Verlag, S. 151–188.
- , 1996: *Theoretische Meteorologie. Eine Einführung*. — Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft, Braunschweig/Wiesbaden, 318 S.
- Etling, D. und R. A. Brown, 1993: Roll vortices in the planetary boundary layer: A review. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **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., 1963: An experimental study of the instability of the laminar Ekman boundary layer. — *J. Fluid. Mech.*, **15**, 560–576.
- Faller, A. J. und R. E. Kaylor, 1966: A numerical study of the laminar Ekman layer. — *J. Atmos. Sci.*, **23**, 466–480.
- Ferrare, R. A., J. L. Schols, E. W. Eloranta und R. Coulter, 1991: Lidar observations of banded convection during BLX83. — *J. Appl. Meteor.*, **30**, 312–326.
- Fiedler, B. H., 1993: Cell broadening in three-dimensional thermal convection between poorly conducting boundaries. — *Beitr. Phys. Atmosph.*, **66**, 173–181.
- Fiedler, B. H. und M. Khairoutdinov, 1994: Cell broadening in three-dimensional thermal convection between poorly conducting boundaries: Large eddy simulation. — *Beitr. Phys. Atmosph.*, **3**, 235–241.
- Garrat, J. R., 1992: *The atmospheric boundary layer*. — Cambridge University Press, Cambridge, 316 S.
- Gropp, W., E. Lusk und A. Skjellum, 1994: *Using MPI: Portable Parallel Programming with the Message-Passing Interface*. — MIT Press, Cambridge, 307 S.
- Grossman, R. L., 1982: An analysis of vertical velocity spectra obtained in the BOMEX fair-weather, trade-wind boundary layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **23**, 323–357.
- Guest, P. S. und K. L. Davidson, 1991: The aerodynamic roughness of different types of sea ice. — *J. Geophys. Res.*, **96**, 4709–4721.
- Hardy, K. R. und H. Ottersten, 1969: Radar investigations of convective patterns in the clear atmosphere. — *J. Atmos. Sci.*, **26**, 666–672.
- Hartmann, J., F. Albers, S. Argentini, A. Borchert, U. Bonafe, W. Cohrs, A. Conidi, D. Freese, T. Georgiadis, A. Ippoliti, L. Kaleschke, C. Lüpkes, U. Maixner, G. Mastrantonio, F. Ravegnani, A. Reuter, G. Trivellone und A. Viola, 1999: Arctic radiation and turbulence interaction study (ARTIST). — *Forschungsbericht 305 '99*, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 81 S.

- Hartmann, J., C. Kottmeier und S. Raasch, 1997: Roll vortices and boundary-layer development during a cold air outbreak. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **84**, 45–65.
- Hubert, L. F., 1966: Mesoscale cellular convection. — *Meteor. Satellite Lab. Rep.*, **37**, 68.
- Jonker, H. J. J., P. G. Duynkerke und J. W. M. Cuipers, 1999a: Mesoscale fluctuations in scalars generated by boundary layer convection. — *J. Atmos. Sci.*, **56**, 801–808.
- Jonker, H. J. J., P. G. Duynkerke und A. P. Siebesma, 1999b: Development of mesoscale fluctuations in cloud topped boundary layers. — In: *13th Symposium on boundary Layers and Turbulence*, S. 197–200.
- Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, D. A. Haugen, O. R. Coté und Y. Izumi, 1976: Turbulence structure in the convective boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2152–2169.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. — *Met. Monogr.*, **32**, 84 pp.
- 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.
- Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub und P. W. Runstadler, 1967: The structure of turbulent-boundary layers. — *J. Fluid. Mech.*, **30**, 741–773.
- Kolmogorow, A. N., 1941: Die lokale Struktur der Turbulenz in einer inkompressiblen zähen Flüssigkeit bei sehr großen REYNOLDSSchen Zahlen. — *Dokl. Akad. Nauk. SS-SR*, **32**, 299–303, Nachdruck in: H. Goering (Hsg.), 1958: *Statistische Theorie der Turbulenz*. — Akademie-Verlag, Berlin, 77–81.
- Krishnamurti, R., 1975a: On cellular cloud pattern, I, Mathematical Model. — *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1353–1363.
- , 1975b: On cellular cloud pattern, II, Laboratory Model. — *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1364–1372.
- , 1975c: On cellular cloud pattern, III, Applicability and the Mathematical and the Laboratory Model. — *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1373–1383.
- Krueger, A. F. und S. Fritz, 1961: Cellular cloud pattern revealed by TRIOS I. — *Tellus*, **13**, 1–7.
- Küttner, J. P., 1959: The band structure of the atmosphere. — *Tellus*, **11**, 267–294.
- , 1971: Cloud bands in the atmosphere. — *Tellus*, **23**, 404–425.
- 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. und R. J. Meitin, 1984: Three examples for fair-weather meso-scale boundary layer convection in the tropics. — *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 1985–1997.
- Leonard, A., 1974: Energy cascade in large eddy simulation of turbulent fluid flows. — In: *Advances in Geophysics*, Bd. 18, Academic Press, S. 237–248.
- Lewellen, W. S., 1977: Use of invariant modeling. — In: *Handbook of Turbulence*, Plenum, S. 237–290.
- Lilly, D. K., 1966: On the instability of Ekman boundary flow. — *J. Atmos. Sci.*, **23**, 481–494.
- Lüpkes, C., 2000: persönliche Mitteilung. — Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven.
- Mason, P. J., 1983: On the influence of variation on Monin-Obukhov Length on horizontal roll vortices in an inversion-capped boundary layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **27**, 43–68.
- , 1989: Large-eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1492–1516.
- , 1994: Large-eddy simulation: A critical review of the technique. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **120**, 1–26.
- Mason, P. J. und A. R. Brown, 1999: On subgrid models and filter operations in large-eddy simulations. — *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2101–2114.
- Mason, P. J. und D. J. Thompson, 1987: Large-eddy simulations of the neutral-static-stability planetary boundary layer. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 413–443.
- Mellor, G. L. und T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. — *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791–1806.
- Miura, Y., 1986: Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. — *J. Atmos. Sci.*, **43**, 29–39.
- Moeng, C. 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., 1984: A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. — *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2053–2062.
- , 1998: Large eddy simulation of atmospheric boundary layers. — In: *Clear and Cloudy Boundary Layers*, Hg. A. A. M. Holtslag und P. G. Duynkerke, Proceedings of the colloquium *Clear and Cloudy Boundary Layers*, Amsterdam, S. 67–83.
- Moeng, C.-H. und J. C. Wyngaard, 1988: Spectral analysis of large-eddy simulations of the convective boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3573–3587.

- Müller, D., D. Etling, C. Kottmeier und R. Roth, 1985: On the occurrence of cloud streets over Northern Germany. — *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, **111**, 761–772.
- Müller, G., 1995: Mesoskalige Zellularkonvektion in Abhängigkeit von unterschiedlichen physikalischen Prozessen und synoptischen Randbedingungen – Numerische Simulationen. — *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Reihe A Nr. 16*, 143 S.
- Müller, G., B. Brümmer und W. Alpers, 1999: Roll convection within an arctic cold-air outbreak: Interpretation of in situ aircraft measurements and spaceborne SAR imagery by a three-dimensional atmospheric model. — *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 363–380.
- Müller, G. und A. Chlond, 1996: Three-dimensional numerical study of cell broadening during cold-air outbreaks. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **81**, 289–323.
- Muschinski, A., 1996: A similarity theory of locally homogeneous and isotropic turbulence generated by a Smagorinsky-type LES. — *J. Fluid. Mech.*, **325**, 239–260.
- Piacsek, S. A. und G. P. Williams, 1970: Conservation properties of convection difference schemes. — *J. Comput. Phys.*, **6**, 392–405.
- Priestley, C. H. B., 1962: Width-height ratio of large convection cells. — *Tellus*, **14**, 123–124.
- Purnell, D. K., 1976: Solution of the advective equation by upstream interpolation with a cubic spline. — *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 42–48.
- Raasch, S. und D. Etling, 1991: Numerical simulation of rotating turbulent thermal convection. — *Beitr. Phys. Atmosph.*, **64**, 185–199.
- , 1998: Modeling deep ocean convection: Large eddy simulation in comparison with laboratory experiments. — *J. Phys. Oceanog.*, **28**, 1786–1802.
- Raasch, S. und G. Harbusch, 2001: An analysis of secondary circulations and their effects caused by small-scale surface inhomogeneities using large-eddy simulation. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **101**, 31–59.
- Raasch, S. und M. Schröter, 2001: **PALM** - A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers. — *Meteorol. Z.*, **10**, 363–372.
- Ray, D., 1986: Variable eddy diffusivities and atmospheric cellular convection. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **30**, 117–131.
- Roache, P. J., 1985: *Computational Fluid Dynamics*. — Hermosa Publishers, Albuquerque, New Mexiko, 446 S.
- Rothermel, J. und E. M. Agee, 1986: A numerical study of atmospheric convective scaling. — *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1185–1197.

- Sagaut, P., 2001: *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. — Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 319 S.
- Schröter, M., J. Bange und S. Raasch, 2000: Simulated airborne flux measurements in a LES generated convective boundary layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **95**, 437–456.
- 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. und R. A. Sweet, 1988: Fast Fourier transforms for direct solution of Poisson's equation with staggered boundary conditions. — *J. Comput. Phys.*, **75**, 123–137.
- Sheu, P. J. und J. J. Agee, E. M. Tribia, 1980: A numerical study of physical processes affecting convective cellular geometry. — *J. Meteorol. Soc. Japan*, **58**, 489–498.
- Somerville, R. C. J. und T. Gal-Chen, 1979: Numerical simulation of convection with mean vertical motion. — *J. Atmos. Sci.*, **36**, 805–815.
- Sommeria, G. und J. W. Deardorff, 1977: Subgrid-scale condensation in models of non-precipitating clouds. — *J. Atmos. Sci.*, **34**, 344–355.
- Sorbjan, Z., 1989: *Structure of the Atmospheric Boundary Layer*. — Prentice-Hall, 317 S.
- Stull, R. B., 1994: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. — Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 666 S.
- Sykes, R. I. und D. S. Henn, 1989: Large-eddy simulation of turbulent sheared convection. — *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1106–1118.
- 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.
- , 1990: Numerical simulation of the boundary-layer eddy structure during the cold-air outbreak of gale iop 2. — *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 363–375.
- Walter, B. A., 1980: Wintertime observations of roll clouds over the Bering Sea. — *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 2024–2031.
- Weckworth, T. M., J. W. Wilson, R. M. Wakimoto und N. A. Crook, 1997: Horizontal convective rolls: Determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics. — *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 505–526.
- Weinbrecht, S. und S. Raasch, 2001: High resolution simulations of the turbulent flow in the vicinity of an Arctic lead. — *J. Geophys. Res.*, **106**, C11, 27035–27046.
- Wilczak, J. M. und J. A. Businger, 1983: Thermally indirect motions in the convective atmospheric boundary layer. — *J. Atmos. Sci.*, **40**, 343–358.

Symbolverzeichnis

Symbol	Erklärung
Abkürzungen	
ASTEX	Atlantic S tratocumulus T ransition E xperiment
CAOB	C old A ir O utbreak
DNS	D irekte n umerische S imulation
EUCREM	E uropean C loud R esolving M odelling
FFT	F ast- F ourier T ransformation
LES	L arge- E ddy S imulation
LWP	L iquid W ater P ath
MPI	M essage P assing I nterface
MCC	M esoscale C ellular C onvection
PE	P rozessorelement
NIC	John von N eumann- I nstitut für C omputing
PALM	p aralleliertes L ES M odell
RRZN	R egionales R echenzentrum für N iedersachsen
TLGS	T ridiagonales l ineares G leichungssystem
ZIB	Konrad Zuse Z entrum für I nformationstechnik in B erlin
Lateinische Symbole	
A	Eisbedeckungsgrad
a, b	Massenaustauschkoeffizienten
$B(z)$	Schwarzkörperstrahlung in der Höhe z
C_{ij}	Kreuzspannungstensor
c_p	spezifische Wärme trockener Luft bei konstantem Druck
\bar{E}	mittlere kinetische Energie des Grundstroms
E'	Störungsenergie
e	subskalige turbulente kinetische Energie
e_s	Partialdruck des Wasserdampfs bei Sättigung
f_{dt}	Sicherheitsfaktor für das Zeitschrittkriterium
$F\uparrow, F\downarrow$	auf- und abwärtsgerichtete langwellige Strahlungsflüsse
f_1, f_2, f_3	Komponenten des Coriolisparameters
$G(x_i - x'_i, t - t')$	Filterfunktion
g	Schwerebeschleunigung
H_j	subskaliger Fluss der potenziellen Flüssigwassertemperatur in die Raumrichtung j

Symbol	Erklärung
$H_{v,j}$	subskaliger Auftriebsfluss in die Raumrichtung j
i, j, k	Raumrichtungsindizes
K_{eff}	effektiver Diffusionskoeffizient
L	Verdunstungswärme, Monin-Obukhov-Stabilitätslänge
L_x, L_y, L_z	Modellgebietsgröße in x -, y - und z -Richtung
L_{ij}	Leonard-Stresstensor
N	Anzahl der Freiheitsgrade eines Systems
N_x, N_y, N_z	Gitterpunktzahl in die x -, y - und z -Richtung
P	Prozessoranzahl
Pr	Prandtl-Zahl
p	Luftdruck
Q_χ	Quell- und Senkraten der Variable χ
q	Gesamtwassergehalt
q_l	Flüssigwassergehalt
$q_{l,\text{krit}}$	Schwellwert des Wolkenwassergehalts
q_s	spezifische Sättigungsfeuchte
q_v	spezifische Feuchte
Re	Reynolds-Zahl
Rif	Richardson-Fluss-Zahl
R_{ij}	Reynolds-Spannungstensor
Sc	Schmidt-Zahl
$s(P)$	Speed-Up als Funktion der Prozessoranzahl P
T	Temperatur
T_l	Flüssigwassertemperatur
t	Zeitkoordinate
t_{end}	Endzeitpunkt einer Simulation
u, v, w, u_i	Vektorkomponenten der Geschwindigkeit
u_\star	charakteristische Geschwindigkeit
u_\ast	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u_{k_{\text{geo}}}$	geostrophischer Windvektor
W_j	subskaliger Fluss von Gesamtwasser in die Raumrichtung j
w_\star	konvektive Skalierungsgeschwindigkeit
x, y, z, x_i	Raumrichtungen in kartesischen Koordinaten
z_i	Inversionshöhe
$z_{0m}, z_{0\psi}$	Rauigkeitslängen für Impuls und skalare Größen
z_p	Höhe der Prandtl-Schicht
z_{top}	Höhe der Modellobergrenze

Griechische Symbole

β	Korrekturfaktor für die spezifische Sättigungsfeuchte
χ, ϕ, ψ	beliebige Variablen
$\bar{\Delta}$	charakteristische Längenskala des Filters
δ_{ij}	Kronecker-Symbol
ℓ	typische Längenskala

Symbol	Erklärung
ϵ	Dissipationsrate
η	Kolmogorovsche Mikroskala
κ	Adiabatenkoeffizient, von-Kármán-Konstante
ν_m, ν_ψ	molekulare Diffusionskoeffizienten für Impuls und skalare Größen
ν_{SGS}^m, ν_{SGS}^h	Subskalen-Viskositäten für Impuls und skalare Größen
ν_χ	molekularer Diffusionskoeffizient für die skalare Variable χ
ϕ_m, ϕ_h, ϕ_w	universelle Stabilitätsfunktionen für Impuls, Wärme und Wasser
Ψ_m, Ψ_h	stabilitätsabhängige Profildfunktionen für Impuls und skalare Größen
σ_P	Standardabweichung einer Partikelverteilung
τ	Zeitkonstante
τ_{ij}	Subfilter-Tensor
θ	potenzielle Temperatur
θ_l	potenzielle Flüssigwassertemperatur
θ_v	potenzielle Virtuelltemperatur
ϑ_*	charakteristische Temperatur der Prandtl-Schicht
q_*	charakteristische Feuchte der Prandtl-Schicht
ε_{ijk}	alternierender Einheitstensor
$\varepsilon^\uparrow, \varepsilon^\downarrow$	effektive Emissivitäten von Flüssigwasser
ρ	Luftdichte

Indizes und Mittelungen einer beliebigen Größe ψ

$\overline{\psi}$	gefilterte Größe
$\tilde{\psi}$	Spektrum von ψ
$\hat{\psi}$	vorläufig prognostizierter Wert
ψ_{ref}	Referenzwert für die Variable ψ
ψ_{00}	synoptisch-/großskaliger Referenzwert der Variable ψ
ψ^*	Abweichung des lokalen Werts von ψ vom synoptisch-/großskaligen Referenzwert ψ_{00}
ψ'	subskalige Fluktuation
ψ''	Abweichung vom horizontalen Mittel, aufgelöste Fluktuation
$\langle \psi \rangle_h$	horizontales Mittel über alle Gitterpunkte einer Modellgitterebene der Größe ψ

Sonstige Symbole und Abkürzungen

Δ_i	Differenzenapproximation des Differenzialoperators
$\Delta_{i,i}^2$	Differenzenapproximation des Laplace-Operators
Δ_s	charakteristische Gitterweite
Δt	Zeitschritt
Δt_{CFL}	Zeitschritt nach dem CFL-Kriteriums
Δt_{DIFF}	Zeitschritt nach dem Diffusionskriterium
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Modellgitterweite

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. D. Etling, der als Doktorvater die Betreuung und Begutachtung dieser Arbeit übernommen hat. Gerade in der Schlussphase der Arbeit hat er mit konstruktiven Anmerkungen die Fertigstellung der Arbeit vorangetrieben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Siegfried Raasch. Er war der Initiator dieser Arbeit sowie mein direkter Betreuer und Ansprechpartner. Ohne seine ständige Hilfsbereitschaft, seine wichtigen Hinweise, Ratschläge und Anregungen wäre die Durchführung und Fertigstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr. G. Groß für die Übernahme des Korreferats.

Für die Bereitstellung der Daten aus der ARTIST-Messkampagne und die anregenden Diskussion um die Gründe für das Ausbleiben der Rollenkonvektion in meinen Simulationen möchte ich Herrn Dr. Christof Lüpkes und Herrn Dr. Jörg Hartmann vom Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung in Bremerhaven danken. Ebenso danke ich Herrn Dr. Andreas Chlond, der mir bei der Entwicklung und Validierung des wolkenphysikalischen Moduls mit wichtigen Anmerkungen weiterhalf.

Meinen ehemaligen und aktuellen Kollegen im Theoriezimmer Frau Dr. Ulrike Pahl, Herrn Micha Gryschka, Herrn Guido Harbusch und Herrn Jörg Uhlenbrock danke ich für das sehr angenehme Arbeitsklima.

Meiner Freundin Frau Merle Glandorf gilt mein herzlichster Dank. Sie hat nicht nur meine Arbeit Korrektur gelesen und damit für die Bereinigungen des Großteils meiner grammatikalischen und orthographischen Schwächen gesorgt, sie hat mir auch außerhalb der Arbeitszeit den notwendigen Rückhalt gegeben.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Michael Schröter
Geburtsdatum, -ort 1. Juni 1971, Fulda

Bildungsweg

1977 - 1981	Grundschule Gersfeld/Rhön
1981 - 1987	Besuch der Rhönschule Gersfeld
1987 - 1990	Gymnasium Freiherr vom Stein Schule Fulda
Juni 1990	Abitur
1990 - 1991	Grundwehrdienst
Okt. 1991 - 1998	Studium der Meteorologie an der Universität Hannover
Apr. 1994	Vordiplom
Dez. 1996 - Dez. 1997	Diplomarbeit, Titel: „Grobstruktursimulation von Flugzeugmessungen in der konvektiven Grenzschicht“
30.03.1998	letzte Diplomprüfung; Abschluß: Diplom-Meteorologe
Juni 1998 - Juni 2001	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover, Bearbeitung des DFG-Projekts „Untersuchung der Evolution von Konvektionsstrukturen bei Kaltluftausbrüchen mit Hilfe eines parallelisierten Grobstrukturmodells“ mit dem Ziel der Promotion zum Dr. rer. nat.
seit Juni 2001	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover, Bearbeitung des im Rahmen des BMBF-Förderschwerpunktes „Atmosphärenforschung 2000 (AFO2000)“ finanzierten Projekts „Vertikaltransporte von Energie und Spurenstoffen an Ankerstationen unter komplexen natürlichen Bedingungen (VERTIKO) – Struktur des turbulenten Transports über inhomogener Unterlage (STINHO)“

Liste wissenschaftlicher Veröffentlichungen:

- Schröter, M., J. Bange und S. Raasch, 2000:** Simulated airborne flux measurements in a LES generated convective boundary layer. — *Boundary-Layer Meteorol.*, **95**, 437–456.
- Raasch, S. and Schröter, M., 2001:** PALM - A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers. — *Meteorol. Z.*, **10**, 363–372.
- Raasch, S. and Schröter, M., 2002:** Broadening of convective cells during cold air outbreaks: A numerical study using a parallelized LES model. — In: *NIC Symposium 2001*, H. Rollnik und D. Wolff (Ed.), John von Neumann Institut für Computing, Jülich, pp. 433–441.
- Schröter, M. and Raasch, S., 2002:** Broadening of convective cells during cold air outbreaks: A high resolution study using a parallelized LES model. — In: *15th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, American Meteorological Society, pp. 45–48.