

# Untersuchungen zur Entwicklung von Rollenkonvektion in Kaltluftausbrüchen mittels Grobstruktursimulationen

Von der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Met. Micha Gryschka

geboren am 10.03.1976 in Garbsen

Hannover 2010

Referent: Prof. Dr. Dieter Etling  
Korreferent: Prof. Dr. Thomas Hauf  
Tag der Promotion: 21. Dezember 2009

## Kurzfassung

Die atmosphärische Grenzschicht ist im Falle eines erwärmten Untergrundes und eines mäßigen bis starken Hintergrundwindes häufig durch eine spiralförmige Strömung in Form von zahlreichen regelmäßig nebeneinander liegenden Rollen (Konvektionsrollen) mit horizontaler Rotationsachse gekennzeichnet. Im Satellitenbild lässt sich diese Art der organisierten Konvektion in Form von sogenannten Wolkenstraßen erkennen. Der Abstand zwischen zwei Wolkenstraßen liegt dabei typischerweise zwischen einigen 100 m und 10 km. Am häufigsten werden Wolkenstraßen über dem Ozean in maritimen Kaltluftausbrüchen beobachtet, in denen großräumig sehr kalte Luft vom Kontinent oder einer Meereisfläche über den relativ zur Luftmasse warmen Ozean strömt und sich dabei erwärmt. Hierbei stellen sich bodennah nicht selten Wärmeflussdichten zwischen 500 und 1000 W/m<sup>2</sup> ein.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten mit Hilfe eines Grobstrukturmodells zum ersten Mal Konvektionsrollen unter den Bedingungen eines Kaltluftausbruches (Wärmeflussdichten von bis zu 650 W/m<sup>2</sup>) simuliert werden. In bisherigen Studien dieser Art blieb die Entwicklung von Konvektionsrollen aus, bzw. konnten diese nur für geringe Wärmeflussdichten von unter 100 W/m<sup>2</sup> reproduziert werden. In den meisten bisherigen numerischen und theoretischen Studien wurde die Entstehung von Konvektionsrollen auf eine reine Selbstorganisation der Strömung in Folge einer Instabilität der Grenzschichtströmung zurückgeführt. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass in einem Kaltluftausbruch Diskontinuitäten zwischen Eis und Wasser in der Eisrandzone zur Entstehung von Konvektionsrollen führen. Diese Rollen entstehen nicht durch eine Selbstorganisation, sondern werden in der Eisrandzone durch thermisch induzierte Sekundärströmungen erzwungen. Daher wird in dieser Arbeit zwischen freien und erzwungenen Rollen unterschieden.

Bisherige Grobstruktursimulationen von Kaltluftausbrüchen wurden mit verhältnismäßig kleinen Modellgebieten mit zyklischen Randbedingungen in beiden lateralen Richtungen durchgeführt. Hierbei wurde das Modellgebiet quasi mit dem Grundstrom mitbewegt, sodass die räumliche Entwicklung der Grenzschicht durch eine zeitliche Entwicklung simuliert wurde. In dieser Studie wurde erstmals ein Kaltluftausbruch mittels eines Grobstrukturmodells unter Verwendung eines stationären Modellgebietes mit einem festen Einström- und offenen Ausströmrand simuliert. So lässt sich die räumliche Entwicklung der Grenzschicht bzw. Strömungsstrukturen nachvollziehen. Die hier simulierten Wolkenstraßen weisen große Ähnlichkeiten zu denen in Satellitenbildern von Kaltluftausbrüchen auf.

**Schlagworte:** Rollenkonvektion, Kaltluftausbrüche, Grobstruktursimulation

**Abstract**

Under conditions of a heated surface and a moderate or strong background wind the atmospheric boundary layer is often characterized by a flow in the form of a helical structure of numerous rolls (convective rolls) parallel to each other with a horizontal rotational axis. In satellite images this kind of organized convection can be seen as so-called cloud streets. The distance between two cloud streets typically varies between some hundred meters and ten kilometer. Most frequently, cloud streets are observed in maritime cold air outbreaks, where on a large scale cold air from the continent or sea-ice flows over the relatively warm ocean and is heated from below. Surface heat fluxes with magnitudes between 500 and 1000 W/m<sup>2</sup> are typical for this phenomenon.

Within the scope of this work for the first time convective rolls could be reproduced in a large eddy simulation under conditions of a cold air outbreak (with heat fluxes of up to 650 W/m<sup>2</sup>). In previous studies of this kind the development of convective rolls failed to appear or only appeared under conditions of weak surface heat fluxes (below 100 W/m<sup>2</sup>). Most theoretical and numerical studies attributed convective rolls to pure self organization as a result of an instability of the boundary layer flow. In this study, however, it could be shown that under conditions of a cold air outbreak discontinuities between ice and sea in the marginal ice zone result in the development of convective rolls. These rolls do not develop in terms of a self organization of the flow, but they are forced by thermally induced secondary circulations in the marginal ice zone. Therefore, in this work it will be distinguished between free rolls and forced rolls.

Previous large eddy simulations of cold air outbreaks used relatively small model domains with cyclic boundary conditions in both lateral directions. Here, the model domain drifted with the mean wind and therefore the development of the boundary layer in space was simulated by a development in time. In this study for the first time a large eddy simulation of a cold air outbreak was carried out using a stationary model domain with a fixed inflow boundary and an open outflow boundary condition. Hence, the development of the boundary layer and the flow structures can be followed in space. The simulated cloud streets in this study show striking similarities to cloud streets as they appear in satellite images of cold air outbreaks.

**Keywords:** roll convection, cold-air outbreaks, large-eddy simulation

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iv</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Phänomenologie eines Kaltluftausbruchs . . . . .	2
1.2 Grundlegendes Gleichungssystem für atmosphärische Bewegungsvorgänge	6
1.3 Über den Begriff der „hydrodynamischen Instabilität“ . . . . .	7
1.4 Allgemeine Eigenschaften entwickelter Turbulenz . . . . .	10
1.5 Stand der Forschung und Ziele der Arbeit . . . . .	11
<b>2 Das numerische Modell PALM</b>	<b>17</b>
2.1 Trennung der Skalen . . . . .	18
2.2 Das räumlich diskretisierte Gleichungssystem . . . . .	19
2.2.1 Filterung der Schallwellen . . . . .	19
2.2.2 Prognose des Geschwindigkeitsfeldes . . . . .	20
2.2.3 Gewährleistung der Inkompressibilität . . . . .	21
2.2.4 Prognose des Temperatur- und Feuchtefeldes . . . . .	22
2.2.5 Das wolkenphysikalische Modell . . . . .	23
2.2.6 Das Feinstruktur-Modell . . . . .	24
2.3 Randbedingungen . . . . .	26
2.3.1 Der untere Rand und die Prandtl-Schicht . . . . .	26
2.3.2 Der obere Rand . . . . .	28
2.3.3 Die lateralen Ränder . . . . .	29
2.3.4 Die Initialisierung . . . . .	34
2.3.5 Verifizierung der Ein- und Ausströmrandbedingungen . . . . .	35
<b>3 Simulation von Kaltluftausbrüchen mit stark idealisierten Eisrand-</b>	<b>39</b>
<b>zonen</b>	
3.1 Fallstudie mit moderater Konvektion . . . . .	39
3.1.1 Publikation I: Gryschka und Raasch [2005] . . . . .	40
3.1.2 Publikation II: Gryschka et al. [2008b] . . . . .	50
3.2 Fallstudie mit kräftiger Konvektion (ARTIST 1998) . . . . .	63
3.2.1 Aufbau der Simulation . . . . .	64
3.2.2 Grenzschichtenwicklung und der Einfluss der Baroklinität auf den Grenzschichtwind . . . . .	65
3.2.3 Strömungsstrukturen . . . . .	69
3.3 Schlussbemerkungen . . . . .	72

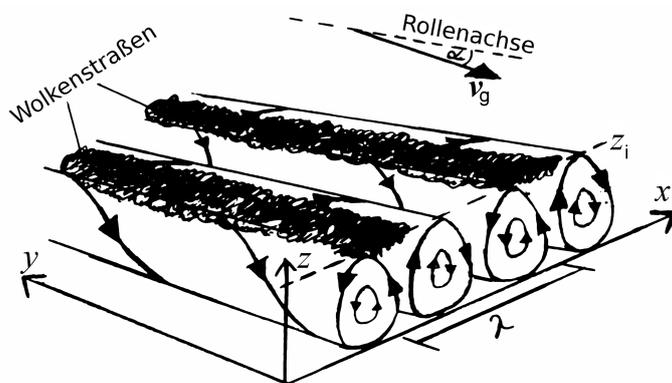
<b>4 Simulation von Kaltluftausbrüchen unter expliziter Berücksichtigung von flächenhaften Diskontinuitäten in der Eisrandzone</b>	<b>73</b>
4.1 Publikation III: Gryschka et al. [2008a] . . . . .	74
4.2 Ausblick auf weiterführende Studien zur Publikation III . . . . .	85
<b>5 Schlussbemerkungen und Ausblick</b>	<b>87</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>89</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>97</b>
<b>Danksagung</b>	<b>101</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>103</b>

# 1 Einleitung

Innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht ist die Strömung bei einem mäßigen bis starken Hintergrundwind häufig durch eine spiralförmige Struktur in Form von zahlreichen regelmäßig nebeneinander liegenden Rollen (im Folgenden *Grenzschichtrollen* genannt) mit horizontaler Rotationsachse gekennzeichnet, wie in Abb. 1.1 dargestellt. Da die sich vom Boden über die gesamte Grenzschichthöhe  $z_i$  erstreckenden Grenzschichtrollen zueinander gegenläufig zirkulieren, ergeben sich innerhalb der Grenzschicht bänderartig angeordnete Auf- und Abwindgebiete. Der Abstand  $\lambda$  zwischen zwei Aufwind-, bzw. Abwindbändern liegt dabei etwa zwischen dem zweifachen und zehnfachen der Grenzschichthöhe  $z_i$  ( $2 < \lambda/z_i < 10$ ). In den Aufwindbändern kann es zu Kondensationsprozessen kommen, sichtbar im Satellitenbild in Form von sogenannten Wolkenstraßen. Die Rotationsachsen der Grenzschichtrollen bilden mit der Richtung des geostrophischen Windes  $\mathbf{v}_g$  einen Winkel  $\alpha$  (Abb. 1.1), der nach Beobachtungen zwischen  $-20^\circ$  und  $+30^\circ$  variiert [Etling und Brown, 1993]. Der Anteil des vertikalen Transportes durch Grenzschichtrollen am gesamten Transport von Impuls, Temperatur und Feuchte innerhalb der Grenzschicht kann bis zu 100% betragen. Messungen zeigen, dass der Anteil bodennah am geringsten ist und mit der Höhe zunimmt [siehe z.B. Brümmner, 1999; Chou und Zimmermann, 1989].

Grenzschichtrollen innerhalb einer konvektiven Grenzschicht werden im Folgenden auch *Konvektionsrollen* genannt. Der Prozess der Konvektion zusammen mit Grenzschichtrollen wird als *Rollenkonvektion* bezeichnet. Das Hauptaugenmerk liegt in der vorliegenden Arbeit auf Konvektionsrollen innerhalb der maritimen Grenzschicht im Falle von sogenannten Kaltluftausbrüchen. Die Phänomenologie eines typischen Kaltluftausbruches wird im nächsten Abschnitt erläutert.

Da Grenzschichtrollen die Folge einer *strömungsmechanischen Instabilität* darstellen, wird dieser Begriff in Abschnitt 1.3 erläutert, nachdem zuvor die grundlegenden Gleichungen zur Beschreibung atmosphärischer Bewegungsvorgänge eingeführt wor-



**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellung von organisierter Konvektion in Form von Grenzschichtrollen

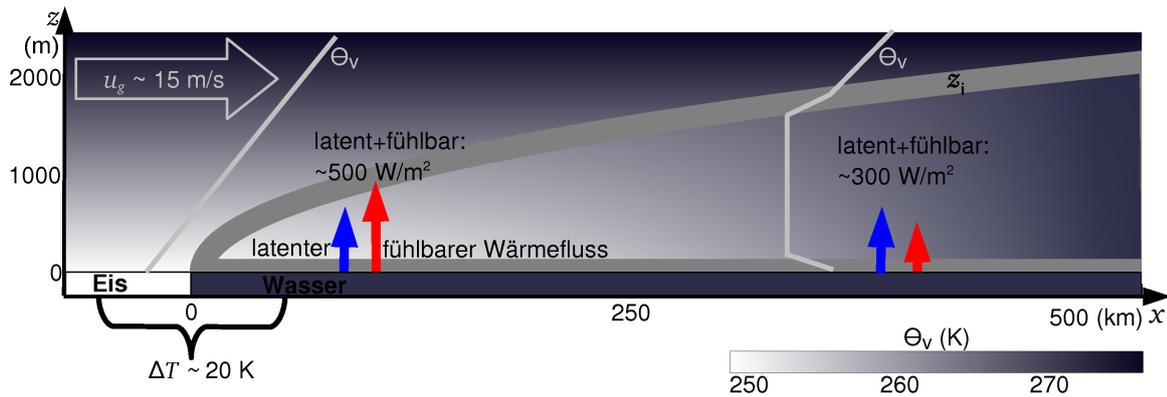


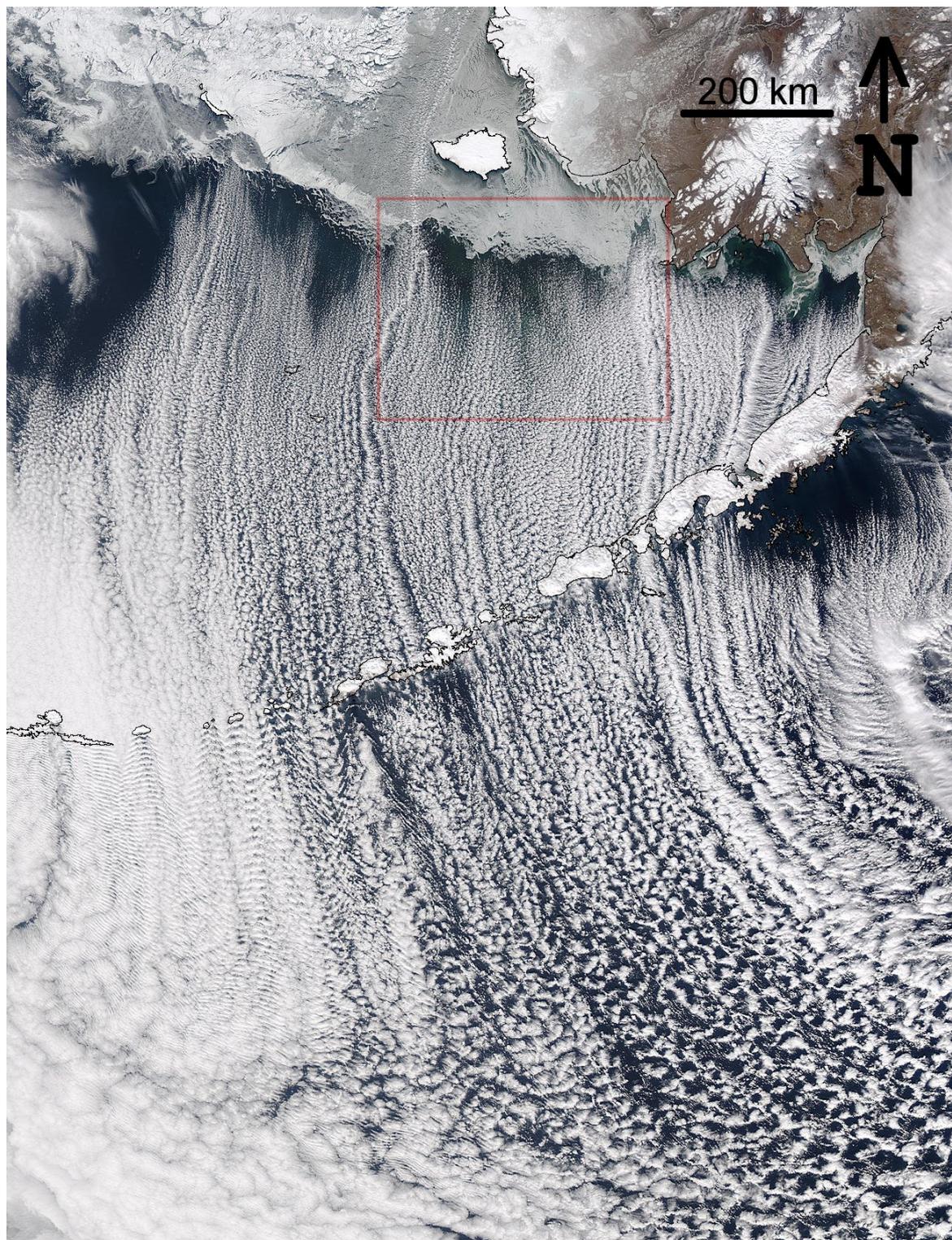
Abbildung 1.2: Schematische Darstellung eines Kaltluftausbruchs im Vertikalschnitt

den sind. In den letzten zwei Abschnitten des Kapitels wird der aktuelle Stand der Forschung dargelegt und die Ziele dieser Arbeit werden formuliert.

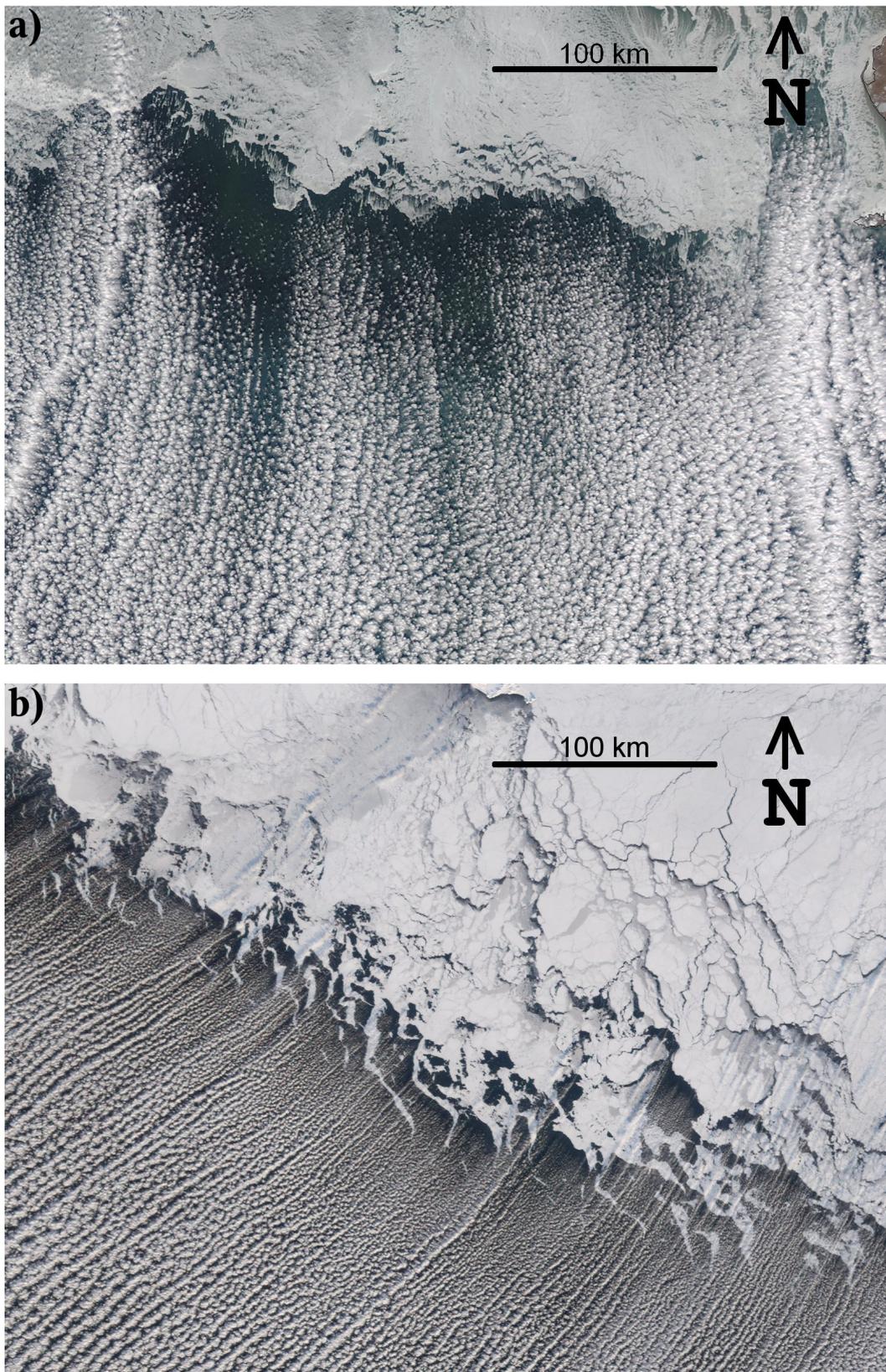
## 1.1 Phänomenologie eines Kaltluftausbruchs

In einem maritimen Kaltluftausbruch (KLA) strömt großräumig eine sehr kalte und trockene Luftmasse vom Kontinent oder einer Meereisfläche über den relativ zur Luftmasse warmen Ozean. Typischerweise weist in einem KLA die Ozeanoberfläche eine um 10 bis 30 K höhere Temperatur auf als die darüber befindliche Luftmasse. Demzufolge bildet sich bei bodennahen Wärmeflussdichten von mehreren  $100 \text{ W/m}^2$  eine konvektive Grenzschicht aus, deren Höhe  $z_i$  mit zunehmendem Abstand zur Küste, bzw. zur Eisrandzone anwächst (auf bis zu 3000 m). Eine schematische Darstellung der Grenzschichtentwicklung im Vertikalschnitt ist in Abb. 1.3 gezeigt. Gesamtwärme Flüsse (Summe aus latentem und fühlbarem Wärmestrom) von 500 bis  $1000 \text{ W/m}^2$  sind dabei keine Seltenheit. Mit zunehmender Erwärmung der Grenzschicht in Strömungsrichtung nehmen die bodennahen fühlbaren Wärme Flüsse im Allgemeinen monoton ab, während der latente Wärme fluss über Wasser etwa konstant bleibt. Das Verhältnis aus fühlbarem zu latentem Wärme fluss (Bowenverhältnis) liegt nahe der Eiskante typischerweise zwischen 1,2 und 1,5 und nimmt entsprechend monoton ab mit Werten um 0,6 einige 100 Kilometer stromabwärts [Brümmer, 1997]. Die sich bei dem hohen Feuchteintrag über dem Ozean (bzw. der Eisrandzone) bildenden Wolken weisen gleichmäßig geordnete Strukturen auf, wie in Abb. 1.3 idealisiert dargestellt. So sind diese anfänglich in Form von Wolkenstraßen angeordnet, welche einige 100 Kilometer stromabwärts in eine wabenförmige Struktur übergehen — ein Kennzeichen von organisierter Konvektion, wie sie stets in KLA auftritt. Dabei handelt es sich zunächst um die eingangs erläuterte Rollenkonvektion, welche stromabwärts in eine mesoskalige hexagonale Zellenkonvektion übergeht. Die Aspektverhältnisse  $\lambda/z_i$  der Rollen wachsen dabei monoton von 2 bis 3 auf Werte von bis zu 8 an, während die Zellen Aspektverhältnisse von bis zu 30 aufweisen können [z.B. Brümmer, 1999]. Es wird zwischen offener und geschlossener Zellenkonvektion unterschieden [Hubert,





**Abbildung 1.4:** Kaltluftausbruch über dem Beringmeer und dem Golf von Alaska, aufgenommen am 14.03.2003 vom Satelliten „Aqua“ im sichtbaren Frequenzspektrum. Oben rechts im Bild befindet sich Südalaska, in der Bildmitte die Inselkette der Aleuten. Das rote Rechteck markiert einen Bereich, welcher in Abb. 1.5 vergrößert dargestellt ist. Quelle: NASA/GSFC, MODIS Rapid Response (<http://www.rapidfire.sci.gsfc.nasa.gov>)



**Abbildung 1.5:** a) Vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 1.4; b) Kaltluftausbruch über dem Beringmeer, aufgenommen vom Satelliten „Terra“ am 20.01.2006 im sichtbaren Frequenzspektrum. Quelle: NASA (<http://visibleearth.nasa.gov>)

## 1.2 Grundlegendes Gleichungssystem für atmosphärische Bewegungsvorgänge

Zur Beschreibung der Bewegungsvorgänge des Mischgases in der Atmosphäre wird dieses als *Kontinuum* betrachtet. D.h. infinitesimale Volumenelemente des Gases behalten ihre makroskopischen Eigenschaften und gehen nicht in einzelne Moleküle über. Die Annahme eines Kontinuums ist für Strömungen gerechtfertigt, dessen kleinste Abmessungen  $\ell_0$  (nähere Bedeutung von  $\ell_0$  siehe Abschnitt 1.4) wesentlich größer sind als die freie Weglänge  $\ell_{\text{mol}}$  der Moleküle, d.h. für

$$Kn := \frac{\ell_{\text{mol}}}{\ell_0} \ll 1, \quad (1.1)$$

mit  $Kn$  der sogenannten *Knudsenzahl*. Flüssige und gasförmige Kontinua werden in der Strömungsmechanik unter dem Begriff *Fluid* zusammengefasst. Dabei wird zwischen Fluiden unterschieden dessen Viskosität  $\mu$  unabhängig vom Spannungs- bzw. Deformationszustand ist (*Newtonsche Fluide*) und solchen dessen Viskosität eine entsprechende Abhängigkeit aufweist (*Nicht-Newtonsche Fluide*). Strömungen Newtonscher Fluide, wie z.B. das Mischgas der Atmosphäre, lassen sich mit Hilfe der *Navier-Stokes-Gleichungen* beschreiben. Diese lauten für ein rotierendes kartesisches Koordinatensystem  $\mathbf{r} = (x, y, z) = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$ , welches tangential zur Erdoberfläche orientiert ist und dessen  $z$ -Achse mit einem Winkel  $90^\circ - \varphi$  zur Rotationsachse orientiert ist

$$\partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - g\mathbf{k} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \frac{\mu}{\rho} \left[ \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) \right], \quad (1.2)$$

mit  $t$  der Zeit,  $\mathbf{v} = (u, v, w)$  dem Geschwindigkeitsvektor,  $g$  der Gravitationskonstanten,  $\boldsymbol{\Omega} = \frac{2\pi}{24\text{h}} [\cos(\varphi)\mathbf{j} + \sin(\varphi)\mathbf{k}]$  der Winkelgeschwindigkeit,  $p$  dem Druck und  $\rho$  der Dichte des Fluids. Die Erhaltung der Masse wird mittels der Kontinuitätsgleichung beschrieben:

$$\partial_t \rho + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \rho = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (1.3)$$

Da die Navier-Stokes-Gleichungen Strömungen eines Kontinuums beschreiben, werden molekulare Prozesse indirekt mit Hilfe der Thermodynamik über die Dichte  $\rho$  und dem Druck  $p$  berücksichtigt, wobei diese über die Zustandsgleichung (für reale Gase)

$$p = \rho RT \quad (1.4)$$

verknüpft sind, mit  $R$  der spezifischen Gaskonstante und  $T$  der aktuellen Temperatur als Maß für die innere Energie. Die Bilanzierung von beliebigen Skalaren  $\Psi$  innerhalb eines Fluids wird beschrieben durch

$$\partial_t \Psi + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \Psi = Q_\Psi + \nu_\Psi \nabla^2 \Psi, \quad (1.5)$$

mit  $Q_\psi$  den Quellen und Senken und  $\nu_\psi$  dem molekularen Diffusionskoeffizienten. So lässt sich mittels (1.5) eine die innere Energie beschreibende Größe, wie z.B. die aktuelle Temperatur, prognostizieren. Für eine trockene Atmosphäre ist das Gleichungssystem bestehend aus sechs Gleichungen ((1.2) bis (1.5)) für sechs Größen ( $u, v, w, p, \rho, T$ ) geschlossen.

Im Falle von Feuchteprozessen in der Atmosphäre ist die Temperatur  $T$  in der Gasgleichung (1.4) durch die *virtuelle Temperatur*

$$T_v = (1 + 0,608q_v - q_1)T \quad (1.6)$$

zu ersetzen, mit  $q_v$  der spezifischen Feuchte und  $q_1$  dem Flüssigwassergehalt. Der Anteil von gasförmigen und flüssigem Wasser wird dabei mit Hilfe von (1.5) prognostiziert, wobei Niederschlagsprozesse über die Quellen und Senken  $Q_\psi$  berücksichtigt werden, wie in Kapitel 2 noch erläutert wird.

Da es sich hierbei um ein nichtlineares partielles Differentialgleichungssystem zweiter Ordnung handelt, lässt sich dieses nur in einigen Spezialfällen analytisch lösen. D.h. im Allgemeinen müssen numerische Lösungsmethoden bemüht werden oder das Gleichungssystem und die Randbedingungen müssen für eine analytische Herangehensweise vereinfacht werden.

## 1.3 Über den Begriff der „hydrodynamischen Instabilität“

Mit dem Begriff der Stabilität einer Strömung ist gemeint, ob der aktuelle Strömungszustand stabil gegenüber dem Einfluss von zeitweiligen Störungen ist oder sich dieser verändert. D.h. eine instabile Strömung befindet sich im Allgemeinen im Wechsel von einem Zustand zu einem anderen, z.B. von einem laminaren zu einem turbulenten Zustand. Hydrodynamische Instabilitäten beschäftigen die Natur- und Ingenieurwissenschaften in vielen Disziplinen angefangen im Bereich der Medizin (Bioströmungsmechanik) über den des Maschinenbaus (z.B. Hydraulik) bis hin zum Bereich der Geophysik (z.B. Strömungen im Ozean oder der Atmosphäre). Von Interesse ist dabei stets die Kenntnis darüber unter welchen Umständen eine Strömung instabil wird, bzw. welches die bestimmenden Parameter hierfür sind (z.B. Geometrie der Ränder oder eines Hindernisses, Strömungsgeschwindigkeiten, Schichtung des Fluids, etc). Dabei werden die bestimmenden Parameter (charakteristische Größen) im Rahmen einer Dimensionsanalyse zu einer *dimensionslosen Maßzahl* bzw. *Ähnlichkeitszahl* zusammengefasst. Letzterer Begriff rührt daher, dass zwei Strömungen mit zueinander unterschiedlichen charakteristischen Größen aber gleicher Ähnlichkeitszahl gleiche Eigenschaften aufweisen. Des Weiteren dienen derartige Maßzahlen häufig auch als Prediktor für das Auftreten einer Instabilität (Überschreiten einer kritischen Zahl). Ein im Experiment ermittelter kritischer Wert lässt sich folglich auf Strömungen anderer Abmessungen, aber gleicher Geometrie, übertragen. Die Dimensionsanalyse beruht auf dem sogenannten Pi-Theorem welches von Buckingham im Jahre 1914 formuliert wurde [Buckingham, 1914].

### Laminarer- und turbulenter Zustand

Eine der wohl bekannteste Maßzahlen der Strömungsmechanik dürfte die Reynoldszahl  $Re$  sein. Diese ergibt sich bei der Entdimensionalisierung der Navier-Stokes-Gleichungen und tritt reziprok als Vorfaktor vor dem dimensionslosen linearen Reibungsterm auf, während der Vorfaktor der dimensionslosen Trägheitsbeschleunigung sich zu eins ergibt. Daher wird die Reynoldszahl auch als für eine Strömung charakteristisches Verhältnis von Trägheitskraft zu innerer Reibungskraft interpretiert. Die Reynoldszahl setzt sich aus den Größen  $U$  für die charakteristische Geschwindigkeit,  $L$  für die charakteristische Länge und  $\nu_m = \mu/\rho$  für den molekularen Diffusionskoeffizienten wie folgt zusammen:

$$Re = \frac{U L}{\nu_m}. \quad (1.7)$$

Zwei Strömungen sind bei gleicher Reynoldszahl geometrisch ähnlich, wenn die jeweils umströmten Objekte geometrisch ähnlich sind. Dieser Sachverhalt rechtfertigt auch die Übertragung von Erkenntnissen aus Untersuchungen von Umströmungen maßstabgetreuer Modelle in Windkanälen auf Umströmungen des entsprechenden Originals. Dabei wird in einigen Windkanälen die Reynoldszahl nicht nur über die Anströmgeschwindigkeit angepasst, sondern auch über Veränderung der Viskosität durch Kühlen des Fluids (Kryotechnik) oder durch Erhöhung des statischen Druckes.

Es wird zwischen Strömungen bei *kleiner* ( $Re \ll 1$ ) und bei *großer Reynoldszahl* ( $Re \gg 1$ ) unterschieden. Während erstere gegenüber Störungen stabil und laminar sind, sind letztere instabil gegenüber Störungen und turbulent. Dieser Umstand demonstriert, dass der turbulente Zustand einer Strömung seine Ursache im nichtlinearen Term der Advektion von Geschwindigkeiten  $(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}$  hat, da dieser für kleine Reynoldszahlen vernachlässigbar gegenüber der inneren Reibung ist und für große Reynoldszahlen dominant gegenüber der inneren Reibung.

Als klassisches Beispiel von technischem Interesse sei die Rohrströmung genannt. Hierbei werden der Rohrdurchmesser und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit als charakteristische Größen zur Bildung der Reynoldszahl verwendet. In zahlreichen Experimenten wurden kritische Reynoldszahlen bestimmt, unterhalb derer die Rohrströmungen laminar blieben und bei deren Überschreitung die Strömungen turbulent wurden. Der Wert der kritischen Reynoldszahl  $Re_{\text{krit}}$  weist allerdings eine Abhängigkeit von den Störungen im Rohreinlauf auf, wo sich noch kein parabolisches Geschwindigkeitsprofil eingestellt hat. Es konnten bei einem besonders ungestörten Zulauf laminare Rohrströmungen für Reynoldszahlen von bis zu 40000 beobachtet werden. Für  $Re < 2000$  bleibt die Rohrströmung auch für starke Störungen im Zulauf laminar [Spurk und Aksel, 2006].

Allgemeine Eigenschaften voll entwickelter Turbulenz werden in Abschnitt 1.4 behandelt.

### Geordnete Strukturen als Übergangsmoden zur Turbulenz

Häufig nehmen Strömungen, die beim Überschreiten eines kritischen Parameters instabil werden, gleichmäßig geordnete Strukturen an. Der neue Zustand kann seinerseits

bei weiterer Erhöhung des Parameters wieder instabil werden (*sekundäre Instabilität*) und neue geordnete Strömungsmuster zur Folge haben (z.B. eine andere Wellenlänge). Bei weiterer Erhöhung führt eine Folge von Bifurkationen im Allgemeinen zum Chaos, bzw. zu einer turbulenten Strömung [Guyon et al., 1997]. Eine solche Instabilität in Grenzschichtströmungen sind z.B. die sogenannten *Tollmien-Schlichting-Wellen*, für welche eine kritische Reynoldszahl als Stabilitätskriterium dient, deren Wert kleiner ist als der kritische Wert für den Übergang zur Turbulenz [siehe z.B. Oertel, 2001, S.117]. Bei den bisher genannten Beispielen handelte es sich um rein *dynamische Instabilitäten*, die eine Grundströmung voraussetzen. Als weiteres Beispiel sei nun eine Instabilität aus dem Bereich der *thermischen Instabilitäten* genannt, bei welchen Auftriebskräfte entscheidend für das Auftreten dieser sind. Ein sich zwischen zwei horizontalen Platten (mit Abstand  $L$ ) in Ruhe befindliches Fluid wird bei Überschreiten einer kritischen Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen der unteren und der oberen Platte instabil werden, sofern sich die wärmere Platte unten befindet. Dabei bilden sich gleichmäßig angeordnete, entgegengesetzt zueinander drehende Konvektionsrollen aus, ähnlich den Konvektionsrollen in Kaltluftausbrüchen. Diese so genannte *Rayleigh-Bénard-Instabilität* wird beschrieben durch die Rayleighzahl:

$$Ra = \frac{g\alpha\Delta TL^3}{\nu_m\nu_h}, \quad (1.8)$$

mit  $\alpha$  dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten, sowie  $\nu_m (= \mu/\rho)$  und  $\nu_h$  den molekularen Diffusionskoeffizienten für Impuls und Wärme. Der kritische Wert von  $Ra_{\text{krit}} = 1708$  für die primäre Instabilität wurde sowohl durch Störungsrechnungen als auch in Experimenten gefunden. Für größere Rayleigh-Zahlen treten weitere Instabilitäten auf, die vom „Zick-Zack“-Muster der Rollen bis hin zum turbulenten Zustand reichen. Im Falle einer freien Oberfläche bilden sich infolge der primären Instabilität hexagonale Konvektionszellen anstelle der Konvektionsrollen aus, auch Bénard-Marangoni-Konvektion genannt. Der hierbei durch Konvektion erfolgende Wärmetransport ist wesentlich größer als der durch molekulare Wärmeleitung. Beliebige Kombinationen aus thermischen und dynamischen Instabilitäten sind möglich.

### Organisierte Turbulenz

Der turbulente Zustand einer Strömung ist nicht unbedingt der letzte Strömungszustand in einer Kette von Instabilitäten. So kann einer turbulenten Strömung eine organisierte Struktur, z.B. ähnlich der Strukturen der Rayleigh-Bénard-Instabilität, überlagert sein. Die eingangs genannte organisierte Konvektion in atmosphärischen Strömungen in Form von Rollen, sowie offenen und geschlossenen Zellen stellt solch einen Zustand dar. Häufig wird versucht die Erkenntnisse der Stabilitätsuntersuchungen laminarer Strömungen auf die turbulenter Strömungen zu übertragen. Hierbei wird die Turbulenz auf einer Skala kleiner als die zu untersuchenden organisierten Strukturen als eine Art Zähigkeit des Fluids aufgefasst. Kritisch hierbei ist, dass die molekulare Zähigkeit eines Fluids weitestgehend räumlich und zeitlich konstant ist, während die turbulente Zähigkeit räumlich und zeitlich stark variieren kann.

## 1.4 Allgemeine Eigenschaften entwickelter Turbulenz

Voll entwickelte Turbulenz kann als eine Überlagerung von Turbulenzelementen oder Wirbeln verschiedener Größe  $l$  (lokale Längenskala) mit einer jeweils charakteristischen Eigengeschwindigkeit  $u_l$  angesehen werden. Strömungen großer Reynoldszahlen weisen dabei ein breites Turbulenzspektrum auf, in welchem es Bereiche gibt in denen die lokale Turbulenz allgemeingültige Eigenschaften aufweist, unabhängig vom übergeordneten Strömungstyp. Da man sich diese Eigenschaften beim Lösen der strömungsmechanischen Gleichungen zu Nutze macht (siehe Kapitel 2), sei hier kurz darauf eingegangen. Die Abmessungen der größten Turbulenzelemente (äußere Skala) sind von der gleichen Größenordnung wie die charakteristischen Längen der betrachteten Strömung ( $U$  und  $L$ ). Die großen Turbulenzelemente sind stark von der Geometrie der Grundströmung geprägt. Demzufolge sind turbulente Strukturen der äußeren Skala im Allgemeinen anisotrop. Wie bereits Richardson in den 1920ern postuliert hat [Richardson, 1920, 1922], zerfallen die großen (energiereichen) Turbulenzelemente in immer kleinere (energieärmere) Turbulenzelemente. Aufbauend auf dieser Theorie der Turbulenzenergiekaskade folgerte Kolmogoroff [1941], dass die Struktur der lokalen Turbulenz mit kleiner werdender Skala  $l < L$  progressiv isotrope Eigenschaften annimmt. D.h., der Einfluss der großen auf die kleinen Turbulenzelemente geht zunehmend verloren. Mittels einer Dimensionsanalyse für einen Skalenbereich, in dem sowohl der Einfluss der großen Turbulenzelemente als auch der Einfluss der Viskosität klein ist (für lokale Reynoldszahlen  $Re_l = u_l l / \nu_m \gg 1$  und  $l \ll L$ ), leitete Kolmogoroff folgende Beziehung zwischen der Eigengeschwindigkeit  $u_l$ , der lokalen Längenskala  $l$  und der pro Zeiteinheit und Masseneinheit dissipierten Energie  $\varepsilon$  ab:

$$\varepsilon \propto \frac{u_l^3}{l} = \text{const} . \quad (1.9)$$

D.h., obwohl die Dissipation  $\varepsilon$  letztlich von der Zähigkeit  $\nu_m$  verursacht wird und auf kleinen Skalen stattfindet, in welchen die lokale Reynoldszahl  $Re_l \ll 1$  ist, lässt sich  $\varepsilon$  über solche Größen bestimmen, die für deutlich größere Turbulenzelemente charakteristisch sind.

In einem Skalenbereich in dem die viskosen Kräfte dominieren ( $Re_l \ll 1$ ) führt eine Dimensionsanalyse zu folgender Beziehung zwischen der Eigengeschwindigkeit  $u_l$ , der Viskosität  $\nu_m$  und der Dissipation  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon \propto \frac{u_l^4}{\nu_m} . \quad (1.10)$$

Aus der Forderung  $Re_l = u_l l / \nu_m \ll 1$  lässt sich der Skalenbereich eingrenzen in dem die Turbulenz ausschließlich in Wärme übergeht:

$$l \ll \left( \frac{\nu_m^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} =: \ell_0 . \quad (1.11)$$

$\ell_0$  wird dabei als *innere Skala* (im Gegensatz zur äußeren Skala  $L$ ) oder auch als

*Kolmogoroff-Mikroskala* bezeichnet. In atmosphärischen Strömungen ist die innere Skala von der Ordnung  $\ell_0 = O(10^{-3} \text{ m})$ , wohingegen die mittlere freie Weglänge der Moleküle von der Ordnung  $\ell_{\text{mo1}} = O(10^{-8} \text{ m})$  ist. Dies rechtfertigt im Übrigen mit einer entsprechenden Knudsen-Zahl von  $Kn = O(10^{-5})$  die Verwendung der Navier-Stokes-Gleichungen in atmosphärischen Strömungen (siehe Abschnitt 1.2).

Für die turbulente kinetische Energie (TKE) pro Masseneinheit  $e$  der Skala  $l$  ergibt sich im Bereich  $\ell_0 \ll l \ll L$  aus (1.9)

$$e(l) \propto (\varepsilon l)^{2/3}. \quad (1.12)$$

Die Energiedichte  $e'(l)$  definiert über  $e(l) = \int_0^l dl' e'(l')$  lautet somit für  $\ell_0 \ll l \ll L$

$$e'(l) = C_1 \varepsilon^{2/3} l^{5/3}, \quad (1.13)$$

$$= C_2 \varepsilon^{2/3} k_l^{-5/3}, \quad (1.14)$$

mit  $C_2$  der Kolmogoroff-Konstanten (experimentell und durch Rechnungen zu  $C_2 \approx 1,5$  bestimmt [z.B. Sreenivasan, 1995]),  $C_1 = C_2(2\pi)^{-5/3}$  und  $k_l = 2\pi/l$  der Wellenzahl. Die Form (1.14) ist auch unter der Bezeichnung  $k^{-5/3}$ -Gesetz bekannt. Der Skalenbereich in dem Gleichungen (1.12) bis (1.14) Gültigkeit haben ( $\ell_0 \ll l \ll L$ ) wird *Trägheitsbereich* genannt.

## 1.5 Stand der Forschung und Ziele der Arbeit

Kaltluftausbrüche und die hiermit einhergehende Rollenkonvektion sind in den vergangenen drei Jahrzehnten sowohl im Rahmen von großen Feldmesskampagnen (z.B. das Experiment MASEX vor der US-amerikanischen Ostküste [Melfi et al., 1986] oder ARKTIS 1991 und ARKTIS 1992 über der Grönland- und Barentssee [Brümmer, 1999]), als auch mit Hilfe von numerischen Modellen untersucht worden (z.B. Sykes et al. [1990] auf kleiner Skala oder Pagowski und Moore [2001] auf großer Skala). Hauptbestandteile der Untersuchungen waren die Bestimmung der fühlbaren und latenten Wärmeflüsse, u.a. im Hinblick auf deren Parametrisierungen in großskaligen Modellen, sowie die Bedingungen für das Auftreten der unterschiedlichen Organisationsformen der Konvektion.

Ausgehend von theoretischen Studien (lineare Störungsrechnung) zu Grenzschichtrollen in Grenzschichtströmungen werden verschiedene Instabilitätsmechanismen diskutiert (siehe z.B. im Übersichtsartikel Etling und Brown [1993]). Hierbei wird zwischen dynamischen und thermischen Instabilitäten unterschieden.

Bei dynamischen Instabilitäten wird die Energie für die Sekundärzirkulation dem Grundstrom entnommen. Die sogenannte Wendepunktinstabilität wird unter den dynamischen Instabilitäten von vielen Autoren als der wahrscheinlichste Mechanismus zur Bildung von atmosphärischen Grenzschichtrollen angenommen, da diese unter allen Schichtungsverhältnissen, sowie für hohe Reynoldszahlen wirksam ist [Etling und Brown, 1993]. Ein Wendepunkt im vertikalen Profil der Windkomponente quer zur Rollenachse ist hierbei eine Notwendigkeit für die Entstehung von Grenzschichtrol-

len. Erste Untersuchungen unter neutralen Bedingungen und mit konstanter Diffusion wurden z.B. von Lilly [1966] durchgeführt. Darauf aufbauend berücksichtigten spätere Studien auch diabatische Schichtungen, sowie eine höhenveränderliche Diffusion [z.B. Etling und Wippermann, 1975].

Im Falle von thermischen Instabilitäten wird die Energie für die Sekundärzirkulation Auftriebskräften entnommen. Da Grenzschichtrollen zumeist unter labilen Bedingungen, wie z.B. bei Kaltluftausbrüchen beobachtet werden, wird die thermische Instabilität als weitere mögliche Ursache angesehen. Auch eine Kombination aus Wendepunktinstabilität und thermischer Instabilität wird z.B. in Wippermann et al. [1978] diskutiert. In Anlehnung an die in Abschnitt 1.3 erläuterte Rayleigh-Bénard-Instabilität wurde versucht das Einsetzen der Rollenkonvektion auf eine kritische Rayleigh-Zahl zurückzuführen. Da es sich im Falle der atmosphärischen Grenzschicht — im Gegensatz zum klassischen Rayleigh-Bénard-Problem — um eine hochgradig turbulente Strömung handelt, wurde eine turbulente Rayleigh-Zahl definiert, welche anstelle der molekularen die turbulenten Diffusionskoeffizienten  $K_m$  und  $K_h$  für Impuls und Wärme enthält [z.B. Etling und Brown, 1993]:

$$Ra_t = \frac{gz_i^3}{K_m K_h} \frac{(\Theta(z=z_i) - \Theta(z=0))}{\Theta_0}, \quad (1.15)$$

mit  $\Theta$  der potentiellen Temperatur. Problematisch hierbei ist, dass die turbulente Reynoldszahl für eine atmosphärische Grenzschichtströmung nicht eindeutig definiert ist, da die turbulenten Diffusionskoeffizienten mit der Höhe variieren, sowie oftmals nicht bekannt sind und abgeschätzt werden müssen (wie z.B. in den Auswertungen von Messungen von zahlreichen KLA in Brümmer [1999]). Stattdessen wird insbesondere in experimentellen Studien der Stabilitätsparameter  $\zeta = -z_i/L$  als Kriterium für Rollenkonvektion verwendet, mit

$$-\frac{z_i}{L} = z_i \frac{\kappa g (\overline{w'\Theta'})_0}{\theta_0 u_*^3}. \quad (1.16)$$

$L$  steht für die Monin-Obukhov-Stabilitätslänge,  $u_*$  für die Schubspannungsgeschwindigkeit,  $\kappa$  ( $\approx 0,4$ ) für die Karman-Konstante, sowie  $(\overline{w'\Theta'})_0$  für den bodennahen Temperaturfluss.

In zahlreichen Feldstudien wurden für  $\zeta < 10$  deutliche Signale von Rollenkonvektion beobachtet, während für  $10 < \zeta < 20$  Rollenkonvektion zusammen mit dominierender Zellenkonvektion beobachtet wurde und für  $\zeta > 20$  reine Zellenkonvektion [z.B. Grossman, 1982; Le Mone, 1973]. Dies bekräftigt die Ergebnisse theoretischer Studien, dass vertikale Windscherung die Entwicklung von Konvektionsrollen durch thermische Instabilität begünstigt [z.B. Asai, 1970; Brown, 1972], da für große  $\zeta$  die Produktion von Turbulenz durch Scherung klein gegenüber der durch Auftrieb ist. Dagegen berichten u.a. Brümmer [1999] und Christian und Wakimoto [1989] von Rollenkonvektion für sehr große Werte von  $\zeta$  von bis zu 250. Im Folgenden seien die Gruppe von Autoren, die Rollen nur für kleine  $\zeta$  beobachteten als BI und die Rollen auch für große  $\zeta$  beobachteten als BII bezeichnet. Die Untersuchungen im Rahmen von Kaltluftaus-

bruchsituationen sind größtenteils BII zuzuordnen.

Numerische Studien zur Rollenkonvektion beschränkten sich zunächst aus Kapazitätsgründen größtenteils auf 2D-Simulationen [z.B. Mason und Sykes, 1981; Raasch, 1990]. Diese bestätigten weitestgehend die Ergebnisse der linearen Theorie hinsichtlich der Stabilitätsmechanismen. Sykes et al. [1988] untersuchte mit Hilfe eines 2D-Modells den Einfluss von Feuchteprozessen (Kondensation und Evaporation) auf das Wellenlängenwachstum von Rollenkonvektion. Während sich bei Rechnungen mit trockener Atmosphäre maximale Aspektverhältnisse  $\lambda/z_i$  von 4 einstellten, entwickelten sich unter Berücksichtigung der Feuchte Aspektverhältnisse von bis zu 10.

Nun lässt sich in einem 2D-Modell keine Aussage bezüglich der dreidimensionalen räumlichen Struktur der simulierten Konvektion treffen, sodass unklar bleibt ob es sich bei den Strömungsstrukturen um Rollen oder Zellen handelt. Dies veranschaulichte Sykes et al. [1990] in einem Vergleich zweier Simulationen eines im Rahmen des Experimentes GALE beobachteten Kaltluftausbruches mittels eines 2D- und eines turbulenzauflösenden 3D-Modells, wobei es sich im 3D-Fall um eine Grobstruktursimulation (engl. *Large Eddy Simulation, LES*) handelte. Während die Strömung der 2D-Simulation im gesamten Integrationszeitraum Ähnlichkeiten mit Querschnitten von Rollenkonvektion aufwies, blieb in der 3D-Simulation die Entwicklung von Konvektionsrollen aus. Im Feldexperiment konnten im gesamten Untersuchungsgebiet deutliche Signale von Rollenkonvektion bzw. Wolkenstraßen beobachtet werden. Der Stabilitätsparameter  $\zeta$  wies hier Werte zwischen 20 und 50 auf. Auch in den von Müller et al. [1999] durchgeführten LES eines während des Feldexperimentes ARKTIS 1993 beobachteten Kaltluftausbruches ( $\zeta \approx 14$ ,  $\Delta T_s \approx 30$  K) entwickelten sich zunächst keine Konvektionsrollen. Erst nach Aufprägung einer künstlichen Windscherung in der oberen Hälfte der Grenzschicht bildeten sich Rollen aus. In den gemessenen Windprofilen hingegen sind derartige Windscherungen nur oberhalb der Grenzschicht zu erkennen, wie Abb. 4 in Müller et al. [1999] zu entnehmen ist.

Erste LES-Studien zu Strömungsstrukturen in konvektiven atmosphärischen Grenzschichten unter Einfluss von vertikaler Windscherung gehen auf das Jahr 1972 zurück. So beobachtete Deardorff [1972] in seinen LES Rollenkonvektion für die untersuchten Fälle mit  $\zeta = 1,5$  und  $4,5$ , nicht aber für den Fall  $\zeta = 45$ . Spätere LES-Studien dieser Art [z.B. Moeng und Sullivan, 1994; Glendening, 1996; Khanna und Brasseur, 1998] lieferten ähnliche Ergebnisse bezüglich der Abhängigkeit der Rollenentstehung von  $\zeta$ . Khanna und Brasseur [1998] führten als mögliche Ursache für die Entstehung von Rollen unter leicht bis moderat konvektiven Bedingungen das Vorhandensein von streifenförmigen kohärenten Strukturen im bodennahen Geschwindigkeitsfeld (untersten 100 m) auf. Diese auch in der Natur beobachteten Strukturen weisen Wellenlängen von 300 bis 600 m auf und erstrecken sich mit Längen von 500 bis 1000 m etwa in Richtung des bodennahen Windes [z.B. Young et al., 2002]. Die Strukturen treten auch unter statisch neutralen Bedingungen auf und sind rein scherungsbedingt. Khanna und Brasseur [1998] argumentieren, dass es unter statisch labilen Verhältnissen zu einer Konzentration von warmen Luftmassen in den Streifen mit negativen Geschwindigkeitsabweichungen (bezüglich der Windkomponente in Hauptströmungsrichtung) kommt, sodass die kohärenten Strukturen durch Auftrieb angehoben werden, wobei sich einige bis zur Inversion fortsetzen. Zwischen den sich bis zur Inversion erstre-

ckenden Aufwindbändern kommt es aus Kontinuitätsgründen zum Absinken und es bildet sich letztlich eine Rollenzirkulation aus mit größerer Wellenlänge, als die der bodennahen kohärenten Strukturen.

Nach dem Wissensstand des Autors gibt es bislang keine Grobstruktursimulationen welche unter stark konvektiven Bedingungen, bzw. für  $\zeta > 10$  (wie in Kaltluftausbrüchen üblich) ohne künstlicher Modifikation der Windprofile Konvektionsrollen produzieren konnte. Andererseits ist Rollenkonvektion in Kaltluftausbrüchen ein sehr „robustes“ Phänomen. So legten Brümmer und Pohlmann [2000] anhand von Satellitenbildern dar, dass in mehr als 50% der Zeit über der Grönland-, sowie Barentssee Wolkenmuster in Form von organisierter Konvektion auftreten — je geringer der Abstand zur Eiskante desto größer der Anteil an Wolkenstraßen (bis zu 100%). Zu ähnlichen Ergebnissen kamen Kristovich und Steve [1995] für die Great Lakes. Es stellt sich nun die Frage, welche Idealisierungen in den LES für das Ausbleiben der Rollen verantwortlich sein könnten. So z.B. waren sämtlichen genannten LES aus rechenzeit-ökonomischen Gründen die Verwendung lateral doppel-periodischer Randbedingungen gemeinsam. Im Falle von Kaltluftausbrüchen bedeutet dies, dass das Modellgebiet quasi mit der Strömung mitgeführt wird und daher nicht die Größe des Untersuchungsgebietes aufweisen muss. Die räumliche Entwicklung wird hier durch eine zeitliche Entwicklung simuliert. So können z.B. die Wellenlängen möglicher Rollen nur auf zeitlicher Skala wachsen, nicht aber auf räumlicher. Auch kann sich zwischen zwei lateral gegenüberliegenden Rändern kein Gradient in den prognostischen Größen einstellen. So weist ein Kaltluftausbruch aufgrund der in Strömungsrichtung zunehmenden Temperatur innerhalb der Grenzschicht und der Neigung der Inversion (siehe Abb. 1.2) einen hohen Grad an Baroklinität auf, welche sich in einer doppelperiodischen Simulation nicht einstellen kann. Nach einer Hypothese von Schröter [2003] könnte der mit der Baroklinität einhergehende thermische Wind eine erhöhte Windscherung im Bereich der Inversion verursachen welche möglicherweise die Entstehung von Konvektionsrollen begünstigt. Ein weiterer Aspekt ergibt sich bei näherer Betrachtung von Satellitenbildern im Bereich Eisrandzone. So können einzelne Wolkenstraßen häufig bereits über dem durchbrochenen Meereis beobachtet werden (siehe z.B. Abb 1.5 b)), welche sich bis zu einige 100 km auf das offene Wasser erstrecken. Dies deutet darauf hin, dass möglicherweise der Übergang Land-Meereis-Ozean entscheidend für die Ausbildung von Rollenkonvektion ist.

In Simulationen von Kaltluftausbrüchen (mit  $\zeta > 10$ ) mittels so genannter wolkenauflösender Modelle (engl. *Cloud Resolving Model*, *CRM*) hingegen traten häufig Grenzschichtrollen auf, wie z.B. in Liu et al. [2004, 2006] oder Tripoli [2005]. Die hier aufgezählten Studien wurden im Unterschied zu den oben genannten LES mit nicht-periodischen Randbedingungen und mit mehr oder weniger idealisiertem Übergang vom Land bzw. Eis auf den Ozean durchgeführt. Dies lässt vermuten, dass die verwendeten Randbedingungen in bisherigen LES-Studien zu Kaltluftausbrüchen für das Ausbleiben von Konvektionsrollen verantwortlich sein könnten. Andererseits traten in früheren CRM-Simulationen von z.B. Weckwerth et al. [1997] und Cooper et al. [2000] unter Verwendung von doppelperiodischen Randbedingungen ebenfalls Konvektionsrollen auf. Ein weiterer Unterschied zwischen sämtlichen CRM-Simulationen und LES ist die Behandlung der turbulenten Diffusion. Während die Turbulenz in LES bei Gitterweiten von einigen 10 m größtenteils explizit aufgelöst wird (siehe nächstes

Kapitel), sind die Simulationen mit CRM bei Gitterweiten von einigen 100 m quasi laminar. D.h., die Ergebnisse hängen stark vom verwendeten Parametrisierungsschema der turbulenten Diffusion ab. Daher ist nicht auszuschließen, dass zumindest einige der CRM generell eine Tendenz dahingehend haben, Rollenstrukturen zu erzeugen. So weisen z.B. die Rollen in Liu et al. [2004] bei einer durchgängigen Wellenlänge  $\lambda$  von etwa 5 km eine Abnahme der Aspektverhältnisse  $\lambda/z_1$  in Strömungsrichtung auf, während in der Natur eine Zunahme der Aspektverhältnisse beobachtet wird (siehe Abschnitt 1.1).

Hauptziel der Arbeit ist die möglichst realistische Abbildung von Konvektionsrollen unter stark konvektiven Bedingungen eines Kaltluftausbruches mittels eines Grobstrukturmodells ohne künstlichen Eingriff in die Bewegungsgleichungen (im Gegensatz zu Müller et al. [1999]). Dabei sollen die zuvor genannten Idealisierungen, die möglicherweise für das Ausbleiben von Konvektionsrollen in sämtlichen LES bisher verantwortlich sein könnten, vermieden werden. Hierzu muss das für diese Studie verwendete Grobstrukturmodell PALM (siehe Kapitel 2) um nicht-periodische Ein- und Ausströmrandbedingungen erweitert werden, sodass die räumliche Entwicklung sowie die barokline Natur (im Gegensatz zu bisherigen LES) eines Kaltluftausbruches wiedergeben werden kann. D.h., das Modellgebiet wird hier nicht mit dem Grundstrom mitbewegt, sondern ist ortsfest. Des Weiteren ermöglicht die Verwendung eines stationären Modellgebietes die Untersuchung von flächenhaften Strukturen in der Eisrandzone auf die Strömungsstrukturen im Nachlauf. Die Ergebnisse der Simulationen sollen auch Aufschluss über den vermeintlichen Widerspruch zwischen den oben genannten Autorengruppen BI und BII hinsichtlich der Abhängigkeit der Rollenkonvektion von  $\zeta$  geben.



## 2 Das numerische Modell PALM

Wie im einleitenden Kapitel 1.2 erläutert, lassen sich die Navier-Stokes-Gleichungen (1.2) im Allgemeinen nur auf numerischem Wege lösen, d.h. diskret in Raum und Zeit. Soll dies auf direktem Wege geschehen, müssen sämtliche Turbulenzstrukturen erfasst werden. Das bedeutet, das Modellgebiet muss zum einen die größten Skalen der Turbulenz ( $L$ ) abdecken und zum anderen muss das Gitter ( $\Delta x_i$ ) fein genug sein, als dass die Energie der kleinsten noch aufgelösten Wirbel gerade überwiegend in Wärme übergeht ( $\Delta x_i \leq \ell_0$ ). Numerische Simulationen, die diese Bedingungen erfüllen, werden als *Direkte Numerische Simulation* (DNS) bezeichnet. Der Rechenaufwand steigt dabei exponentiell mit zunehmender Reynoldszahl an, da die notwendige Anzahl von Gitterpunkten  $N$  von der Größenordnung

$$N = \left(\frac{L}{\ell_0}\right)^3 = O(Re^{9/4}) \quad (2.1)$$

ist. Diese Abschätzung lässt sich aus den im Abschnitt 1.4 erläuterten allgemeinen Eigenschaften der Turbulenz herleiten (siehe z.B. Landau und Lifschitz [1991], § 33; Fröhlich [2006], Kap. 2.4)<sup>1</sup>. Für charakteristische Werte der in dieser Arbeit betrachteten Phänomene innerhalb der atmosphärischen konvektiven Grenzschicht ( $U = 10$  m/s,  $L = 1000$  m,  $\nu \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s) ergibt sich eine Reynoldszahl von  $Re \approx 7 \cdot 10^9$  und folglich eine Gitterpunktzahl von der Größenordnung  $N = O(10^{22})$ . Hierbei ist noch nicht berücksichtigt, dass in der vorliegenden Arbeit nicht nur die Rollenkonvektion als solches erfasst werden soll, sondern auch deren Entwicklung über mehrere 100 km Distanz, sodass die für eine DNS benötigte Gitterpunktzahl noch um zwei weitere Größenordnungen größer ausfällt. Das übersteigt bei Weitem die Kapazitäten heutiger Großrechneranlagen.

Dagegen bietet die in dieser Arbeit verwendete Methode der *Grobstruktursimulation* die Möglichkeit Strömungen großer Reynoldszahlen bei einer um mehrere Größenordnungen gröberen Auflösung zu berechnen, bei gleichzeitig expliziter Berechnung der für die Strömung wesentlichen Turbulenzelemente (Grobstruktur). Hingegen werden die kleineren Skalen (Feinstruktur) parametrisiert, wobei die Trennung zwischen Grobstruktur und Feinstruktur im Trägheitsbereich erfolgt. Somit können zur Parametrisierung der Feinstruktur die in Kapitel 1.4 erläuterten allgemeinen Eigenschaften der Turbulenz herangezogen werden.

In dieser Arbeit findet das parallelisierte Grobstrukturmodell **PALM** (**P**arallelized **L**arge-eddy simulation **M**odel) [Raasch und Schröter, 2001; Raasch und Etling, 1991]

---

<sup>1</sup>Die Herleitung geschieht unter Verwendung von Gleichung (1.9), der lokalen Reynoldszahl für die innere Skala ( $Re_l(l = \ell_0) = 1$ ) und der Annahme von isotroper Turbulenz auch für große Abmessungen  $L$ .

Anwendung. Das Modell ist in Fortran 95 geschrieben und aufgrund seiner Parallelisierung für den Betrieb auf Massiv-Parallel-Rechnern ausgelegt. Die Parallelisierung erfolgt dabei über eine horizontale ein- oder zweidimensionale Zerlegung des Modellgebietes. Realisiert ist die Parallelisierung über das so genannte *Message Passing Interface MPI*. Für Details zur Parallelisierung sei auf Raasch und Schröter [2001] und Schröter [2003] verwiesen.

## 2.1 Trennung der Skalen

Die Trennung der Grobstruktur von der Feinstruktur kann auf verschiedene Weisen erfolgen. Eine Methode ist die Anwendung einer Filteroperation auf das zu Grunde liegende Gleichungssystem, welches im Weiteren diskretisiert wird. Die Gitterweite muss hierbei nicht zwangsläufig der verwendeten Filterweite entsprechen. Verschiedenste Ansätze zur Filterung werden z.B. in Fröhlich [2006] vorgestellt. Neben den zahlreichen Filteransätzen findet auch häufig der in PALM verwendete Ansatz der *Skalentrennung durch die Diskretisierung* Anwendung, wie er von Schumann [1975] vorgeschlagen wurde. Hierbei werden die Grundgleichungen zunächst analytisch über Volumina  $V$  gemittelt, welche über das Rechengitter mit den Gitterweiten  $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3$  definiert sind:

$${}^V\bar{\Psi} = \frac{1}{V} \iiint_V dV' \Psi \quad (2.2)$$

$\Psi$  steht hierbei für eine beliebige Variable, bzw. einen beliebigen Term in den Grundgleichungen über welchen die Volumenmittelung erfolgt. Die volumengemittelten Größen  ${}^V\bar{\Psi}$  sind dabei an diskreten Punkten  $(i, j, k)$  definiert, da die Volumina über das feststehende Gitter definiert sind. Wird die Operation (2.2) auf einen Gradienten  $\partial_{x_i} \Psi$  angewandt<sup>2</sup>, folgt unter Verwendung des Gaußschen Integralsatzes

$${}^V\bar{\partial_{x_i} \Psi} = \frac{1}{\Delta x_i} \left\{ {}^{F_i}\bar{\Psi}(x_i + 0, 5\Delta x_i) - {}^{F_i}\bar{\Psi}(x_i - 0, 5\Delta x_i) \right\} =: \delta_i {}^{F_i}\bar{\Psi}, \quad (2.3)$$

wobei  $\delta_i$  für den *Differenzenoperator* steht und  ${}^{F_i}\bar{\Psi}$  für das Mittel von  $\Psi$  über die Oberfläche  $F_i$  eines Zellvolumens mit der Flächennormale in Richtung der  $i$ -Koordinate:

$${}^{F_i}\bar{\Psi} = \frac{1}{F_i} \iint_{F_i} dF'_i \Psi \quad (2.4)$$

D.h. durch Anwendung des Gaußschen Integralsatzes wurde das Volumenmittel eines Gradienten in eine diskrete Form überführt, ohne dass an dieser Stelle eine Approximation vorgenommen wurde. Allerdings wird hierbei die Kenntnis über die flächenge-

<sup>2</sup>Es sei bemerkt, dass hier nach Anwendung der Volumenmittelung innerhalb des Volumens keineswegs die Kommutation der Ableitungen gilt, da es sich nicht um ein gleitendes Mittel handelt, d.h. im Allgemeinen gilt  ${}^V\bar{\partial_{x_i} \Psi} \neq \partial_{x_i} {}^V\bar{\Psi} = 0$ .

mittelte Größen verlangt. Da die zeitliche Integration der gemittelten prognostischen Gleichungen volumengemittelte Größen als Lösung aufweist, sind die flächengemittelten Größen im Allgemeinen unbekannt. Daher besteht die eigentliche Approximation im in PALM verwendeten Diskretisierungs- und Mittelungsprozess darin, dass die in den gemittelten Gleichungen auftretenden Flächenmittel durch Volumenmittel ersetzt werden, unter der Annahme

$${}^V\overline{\Psi} \approx {}^F\overline{\Psi}. \quad (2.5)$$

Somit werden im Folgenden Modellvariablen nicht mit Mittelungsindizes „ $V$ “ bzw. „ $F$ “ versehen.

Des Weiteren ist das gemittelte Produkt zweier Größen  $\overline{\Psi_i\Psi_j}$ , wie es bei der Anwendung von (2.2) auf die Grundgleichungen vorkommt, im Allgemeinen unbekannt. Dies lässt sich zerlegen in

$$\overline{\Psi_i\Psi_j} = \overline{\Psi_i}\overline{\Psi_j} + \overline{\Psi'_i\Psi'_j}, \quad (2.6)$$

mit  $\Psi' = \Psi - \overline{\Psi}$  (Feinstruktur). Hierbei wurde davon Gebrauch gemacht, dass im Falle von diskreten Mitteln  $\overline{\overline{\Psi}} = \overline{\Psi}$  und  $\overline{\overline{\Psi'}} = 0$  gilt<sup>3</sup>. Somit kann zumindest ein Teil des gemittelten Produktes auf bekannte Größen  $\overline{\Psi_i}$  und  $\overline{\Psi_j}$  zurückgeführt werden. Für den die Feinstruktur enthaltenen Term  $\overline{\Psi'_i\Psi'_j}$  müssen hingegen Ansätze gefunden werden, wie im konkreten Fall der diskretisierten Grundgleichungen noch erläutert wird.

## 2.2 Das räumlich diskretisierte Gleichungssystem

Die räumlich diskretisierten Gleichungen werden in PALM auf einem rechtwinklig versetzten Gitter, wie es in Abb. 2.1 dargestellt ist, gelöst. Während die horizontalen Gitterweiten ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ) äquidistant sind, können die vertikalen Gitterweiten  $\Delta z(z)$  mit zunehmender Höhe gestreckt werden.

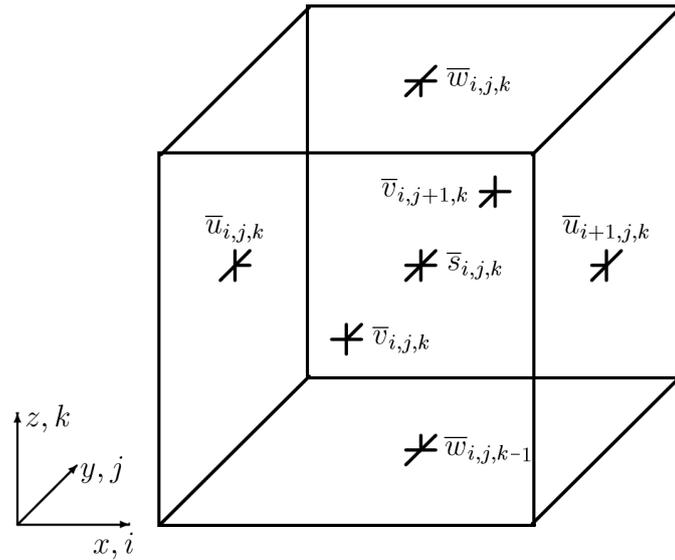
Die zeitliche Integration erfolgt nach dem Runge-Kutta-Verfahren dritter Ordnung, wie es von Jansen [2004] implementiert wurde. Der Zeitschritt  $\Delta t$  muss hierbei das so genannte CFL-Kriterium und Diffusionskriterium erfüllen, dessen Implementierung z.B. in Schröter [2003] nachzulesen ist.

### 2.2.1 Filterung der Schallwellen

Bevor die in Abschnitt 1.2 genannten Grundgleichungen räumlich diskretisiert werden, werden an diesen zur Einschränkung der Lösungsvielfalt noch einige Approximationen vorgenommen. Vornehmlich sollen hierbei Schallwellen gefiltert werden, welche einen vernachlässigbaren Einfluss auf die betrachteten Strömungen haben. Da die Schallwellen relativ zu den zu untersuchenden Bewegungsvorgängen hohe Geschwindigkeiten

<sup>3</sup>Im Falle eines gleitenden Mittels bzw. bei Anwendung der in Fröhlich [2006] vorgestellten Filtermethoden sind diese Bedingungen im Allgemeinen nicht erfüllt und es treten noch weitere Terme in der Zerlegung (2.6) auf.

**Abbildung 2.1:** Anordnung der drei Geschwindigkeitskomponenten  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  und  $\bar{w}$ , sowie der Skalare  $\bar{s}$  im in PALM verwendeten versetzten Gitter.



aufweisen, würde die Berücksichtigung jener einen erheblich kleineren Zeitschritt erfordern. Unter Annahme eines inkompressiblen Fluids können Schallwellen als Lösung ausgeschlossen werden. Allerdings würden mit dieser Annahme auch Auftriebskräfte unterbunden werden, welche in der konvektiven Grenzschicht essentiell sind.

Die Anwendung der Boussinesq-Approximation auf die Navier-Stokes-Gleichungen (1.2) erlauben nun, trotz Annahme einer inkompressiblen Strömung, die Wirkung von Auftriebskräften auf die Strömung zu berücksichtigen. Hierbei wird angenommen, dass die Atmosphäre großskalig horizontal homogen, stationär und hydrostatisch beschaffen ist. Die thermodynamischen Variablen  $\Psi$  werden in einen Grundzustand  $\Psi_0$ , welcher die Atmosphäre auf großer Skala repräsentiert, und eine Abweichung  $\psi^* = \Psi - \Psi_0$  aufgeteilt. Die Voraussetzung  $\varrho^*/\varrho_0 \ll 1$  liefert mittels einer umfangreichen Skalenanalyse, wie sie in Dutton und Fichtel [1969] diskutiert wird, welche Terme in der Kontinuitätsgleichung (1.3) und den Bewegungsgleichungen (1.2) vernachlässigt werden dürfen. Unter der weiteren Annahme von flacher Konvektion<sup>4</sup> ( $z \lesssim 3000$  m), d.h. für eine höhenkonstante Dichte im Grundzustand, ergibt sich die Kontinuitätsgleichung (1.3) zu  $\partial_{x_i} u_i = 0$ , bzw. unter Anwendung von (2.3) in diskreter Form zu<sup>5</sup>

$$\delta_i \bar{u}_i = 0. \quad (2.7)$$

## 2.2.2 Prognose des Geschwindigkeitsfeldes

Aufgrund der Divergenzfreiheit der Strömung lässt sich der Advektionsterm in den Bewegungsgleichungen nun in Flussform schreiben, sodass sich hierauf unmittelbar die Operation (2.3) komponentenweise anwenden lässt. Zusammen mit der Approximation

<sup>4</sup>Eine Auflistung von Bedingungen, unter welchen diese Annahme gerechtfertigt ist, findet sich in Stull [1988], Kap. 3.

<sup>5</sup>Unter Berücksichtigung einer höhenveränderlichen Dichte des Grundzustandes ergibt sich die Kontinuitätsgleichung zu  $\delta_i \bar{u}_i = -\varrho_0^{-1} w \delta_3 \varrho_0$  (anelastische Approximation).

(2.5) und der Zerlegung (2.6) ergibt sich dieser zu

$$\overline{u_j \partial_{x_j} u_i} = \overline{\partial_{x_j} u_i u_j} = \delta_j^{F_i} \overline{u_i u_j} = \delta_j^{F_i} \overline{u_i} \overline{u_j} + \delta_j^{F_i} \overline{u'_i u'_j} \approx \delta_j \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j + \delta_j \overline{u'_i u'_j}.$$

$\widetilde{\Psi}$  kennzeichnet hier und im Folgenden die lineare Interpolation einer Größe  $\Psi$  durch umliegende Gitterpunkte derart, dass alle Terme in einer Gleichung auf denselben Punkten definiert sind.

Unter der Voraussetzung dass der großskalige horizontale Druckgradient durch die geostrophische Windbeziehung beschreibbar ist und der vertikale Gradient der statischen Grundgleichung genügt, d.h.

$$\partial_{x_i} p_0 = 2\varrho_0 \Omega_3 \varepsilon_{ij3} u_{g_j} - \varrho_0 g \delta_{i3},$$

lauten die unter Anwendung von (2.2) bis (2.6) über Gittervolumen gemittelten Boussinesq-approximierten Navier-Stokes-Gleichungen

$$\partial_t \overline{u_i} = -\delta_j \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j - \frac{1}{\varrho_0} \delta_i \overline{p^*} - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_k (u_{g_j} \delta_{k3} - \widetilde{u}_j) + \frac{\widetilde{\Theta}_v - \Theta_{v_0}}{\Theta_{v_0}} g \delta_{i3} - \delta_j \overline{u'_i u'_j}. \quad (2.8)$$

Neben der Vernachlässigung der molekularen Diffusion wurden die mit dem Grundzustand normierten Dichteschwankungen ( $\varrho^* = \varrho - \varrho_0$ ) durch normierte Temperaturschwankungen ( $\Theta_v^* = \Theta_v - \Theta_{v_0}$ ) ersetzt, unter der Voraussetzung

$$\varrho^* / \varrho_0 \approx \Theta_v^* / \Theta_{v_0},$$

mit

$$\Theta_v = T_v (p_{\text{ref}} / p_0(z))^{0,286} = \Theta (1 + 0,608 q_v - q_l) \quad (2.9)$$

der virtuell-potentiellen Temperatur und  $p_{\text{ref}} = 1000$  hPa, bzw.  $\Theta$  der potentiellen Temperatur. Über die Verwendung der virtuell-potentiellen Temperatur im Auftriebsterm werden Dichteunterschiede aufgrund des Wasserdampf- und Flüssigwassergehalts berücksichtigt. Während ein erhöhter Wasserdampfgehalt einem Luftpaket mehr Auftrieb verleiht, hat ein erhöhter Flüssigwassergehalt den gegenteiligen Effekt.

### 2.2.3 Gewährleistung der Inkompressibilität

Nun muss bei der zeitlichen Integration der Bewegungsgleichungen (2.8) die Massenerhaltung bzw., aufgrund der Verwendung der Boussinesq-Approximation für den Fall flacher Konvektion, die Divergenzfreiheit der Strömung (2.7) gewährleistet sein. Insofern alle Terme in den Bewegungsgleichungen (2.8) bekannt wären und sich die Gleichungen ohne die Näherung (2.5) exakt lösen ließen, würde das prognostizierte Geschwindigkeitsfeld per se divergenzfrei sein. Nun stellt der Druck  $\overline{p^*}$  eine unbekannte Größe dar für die keine explizite Bestimmungsgleichung existiert. Da für alle anderen Größen Bestimmungsgleichungen existieren, bzw. im Falle der subskaligen Flüsse sinnvolle Ansätze gemacht werden können, muss das Druckfeld letztlich so beschaffen

sein, dass das resultierende Geschwindigkeitsfeld divergenzfrei ist. Diese Bedingung fließt im in PALM verwendeten *Prädiktor-Korrektor*-Verfahren [siehe z.B. Fröhlich, 2006] ein. Nach diesem Verfahren wird zu jedem Zeitschritt zunächst ein vorläufiges Geschwindigkeitsfeld  $\bar{u}_{\text{vorl}_i}$  ohne Berücksichtigung der Druckgradientbeschleunigung prognostiziert, sodass gilt

$$\bar{u}_i^{t+\Delta t} = \bar{u}_{\text{vorl}_i}^{t+\Delta t} - \frac{\Delta t}{\rho} \delta_i \bar{p}^{*t}. \quad (2.10)$$

Die Bildung der Divergenz von (2.10) ergibt unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung (2.7) eine Poissongleichung für den Druck der Form

$$\delta_i \left( \delta_i \bar{p}^{*t} \right) = \frac{\rho_0}{\Delta t} \delta_i \bar{u}_{\text{vorl}_i}^{t+\Delta t}. \quad (2.11)$$

Mit dem hierüber bestimmten Druckfeld lässt sich nun mittels (2.10) das gesuchte divergenzfreie Geschwindigkeitsfeld  $\bar{u}_i^{t+\Delta t}$  berechnen. Zur Lösung der Poisson-Gleichung wird in dieser Arbeit das von Uhlenbrock [2001] implementierte Mehrgitter-Verfahren verwendet. Es sei bemerkt, dass das Lösen der Poisson-Gleichung 30-50% der gesamten Rechenzeit in Anspruch nimmt.

## 2.2.4 Prognose des Temperatur- und Feuchtefeldes

Thermodynamische und wolkenphysikalische Prozesse werden in PALM über die Prognose des Gesamtwassergehalts

$$q = q_v + q_1 \quad (2.12)$$

und der von Betts [1973] definierten potentiellen Flüssigwassertemperatur

$$\Theta_1 = \Theta - \frac{L}{c_p T} q_1 \quad (2.13)$$

berücksichtigt. Hierin ist  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und  $L$  die Verdunstungswärme.

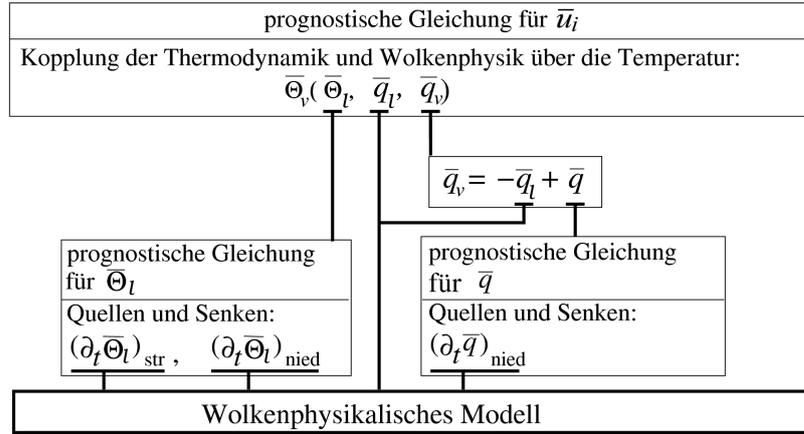
Die über Gittervolumen gemittelten prognostischen Gleichungen für  $q$  und  $\Theta_1$  lauten unter Vernachlässigung der molekularen Diffusion

$$\partial_t \bar{q} = -\delta_i \bar{u}_i \widetilde{\bar{q}} - \delta_i \bar{u}'_i \bar{q}' + (\partial_t \bar{q})_{\text{nied}}, \quad (2.14)$$

$$\partial_t \bar{\Theta}_1 = -\delta_i \bar{u}_i \widetilde{\bar{\Theta}_1} - \delta_i \bar{u}'_i \bar{\Theta}'_1 + (\partial_t \bar{\Theta}_1)_{\text{nied}} + (\partial_t \bar{\Theta}_1)_{\text{str}}. \quad (2.15)$$

Hier kennzeichnen  $(\dots)_{\text{nied}}$  und  $(\dots)_{\text{str}}$  Quellen und Senken durch Niederschlagsprozesse und langwellige Strahlungsprozesse, welche im Abschnitt 2.2.5 erläutert werden.

Die in der Bewegungsgleichung (2.8) benötigte virtuell-potentielle Temperatur  $\bar{\Theta}_v$  lässt sich mit der über (2.15) prognostizierten potentiellen Flüssigwassertemperatur



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung der Kopplung der Thermodynamik und Wolkenphysik mit der Dynamik

$\bar{\Theta}_1$  über die Beziehung

$$\bar{\Theta}_v = \left( \bar{\Theta}_1 + \bar{q}_1 \frac{L}{c_p} \left( \frac{p_{\text{ref}}}{p_0} \right)^{0,286} \right) (1 + 0,61\bar{q}_v - \bar{q}_1) \quad (2.16)$$

berechnen, welche sich aus (2.9) und (2.13) ergibt. Die hierfür erforderliche Bestimmung des Flüssigwassergehalts  $\bar{q}_1$  wird im Folgenden erläutert. In Abb. 2.2 ist die Kopplung der Thermodynamik und Wolkenphysik mit der Dynamik noch einmal veranschaulicht.

### 2.2.5 Das wolkenphysikalische Modell

In PALM werden nur vollständig gesättigte oder vollständig ungesättigte Gittervolumina zugelassen. D.h. subskalige Kondensationsvorgänge werden nicht berücksichtigt. Der über ein Gittervolumen gemittelte Flüssigwassergehalt  $\bar{q}_1$  entspricht der Differenz aus dem prognostizierten Gesamtwassergehalt und dem diagnostisch bestimmbar Sättigungswert der spezifischen Feuchte  $\bar{q}_s$  [siehe Schröter, 2003]:

$$\bar{q}_1 = \begin{cases} \bar{q} - \bar{q}_s & \text{für } \bar{q} > \bar{q}_s \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.17)$$

Die in (2.16) benötigte spezifische Feuchte  $\bar{q}_v$  ergibt sich aus (2.17) und (2.12) zu

$$\bar{q}_v = \begin{cases} \bar{q}_s & \text{für } \bar{q} > \bar{q}_s \\ \bar{q} & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.18)$$

Niederschlagsprozesse werden nach einem vereinfachten Schema von Kessler [1969], wie es von Müller und Chlond [1996] verwendet wurde, parametrisiert. Dabei wird nur die Niederschlagsbildung durch Koagulation von Wolkentropfen untereinander berücksichtigt. Überschreitet der mittlere Flüssigwassergehalt  $\bar{q}_1$  innerhalb eines Gittervolumens einen kritischen Wert  $q_{1,\text{krit}} = 0,05 \text{ g/kg}$ , führt die Differenz aus dem Flüssigwassergehalt und dem kritischen Wert unmittelbar zu einer Abnahme des Gesamtwas-

sergehaltes. Dabei wird angenommen, dass der Niederschlag sofort das Modellgebiet verlässt. Der Senktermer in der prognostischen Gleichung für  $\bar{q}$  (2.14) lautet dementsprechend

$$(\partial_t \bar{q})_{\text{nied}} = \begin{cases} -\tau(\bar{q}_1 - q_{1,\text{krit}}) & \text{für } \bar{q}_1 > q_{1,\text{krit}} \\ 0 & \text{sonst,} \end{cases} \quad (2.19)$$

mit  $\tau = 0,001 \text{ s}^{-1}$ . Der durch Niederschlag bestimmte Quellterm in der prognostischen Gleichung für  $\bar{\Theta}_1$  (2.15) ergibt sich aus der partiellen zeitlichen Ableitung von (2.13), wobei hierbei  $\bar{\Theta}$  und  $T$  als konstant betrachtet werden:

$$(\partial_t \bar{\Theta}_1)_{\text{nied}} = -\frac{L}{c_p} \frac{\bar{\Theta}}{T} (\partial_t \bar{q})_{\text{nied}} = -\frac{L}{c_p} \left( \frac{p_{\text{ref}}}{p_0} \right)^{0,286} (\partial_t \bar{q})_{\text{nied}}. \quad (2.20)$$

Hier wurde davon Gebrauch gemacht, dass  $(\partial_t \bar{q}_1)_{\text{nied}} = (\partial_t \bar{q})_{\text{nied}}$  gelten muss. Strahlungsprozesse werden in PALM mittels der sogenannten effektiven Wolkenemissivität, einem stark vereinfachten Parametrisierungsschema nach Cox [1976], berücksichtigt. Der entsprechende Quell- und Senkterm zur Prognose von  $\bar{\Theta}_1$  durch Strahlungsprozesse lautet

$$(\partial_t \bar{\Theta}_1)_{\text{str}} = -\frac{1}{\varrho_0 c_p \Delta z} \left( \frac{p_{\text{ref}}}{p_0} \right)^{0,286} \left( \Delta F(z^+) - \Delta F(z^-) \right). \quad (2.21)$$

Hierbei stellt  $\Delta F$  den Nettostrahlungsfluss am Oberrand ( $z^+$ ) und Unterrand ( $z^-$ ) der Gitterboxen in denen  $\bar{\Theta}_1$  definiert ist dar. Horizontale Strahlungsdivergenzen werden vernachlässigt. Für weitere Details zum wolkenphysikalischen Modell, wie z.B. die Berechnung des hydrostatischen Drucks  $p_0(z)$  oder der Berechnung der in (2.21) benötigten Strahlungsflüsse  $\Delta F$  sei auf Schröter [2003] verwiesen.

## 2.2.6 Das Feinstruktur-Modell

Im Feinstruktur-Modell werden die in den prognostischen Gleichungen unbekanntem subskaligen turbulenten Flüsse  $\overline{u'_i \Psi'}$  über Parametrisierungsansätze auf bekannte Größen  $\bar{u}_i$  und  $\bar{\Psi}$  der aufgelösten Skala zurückgeführt. In PALM geschieht dies nach Deardorff [1980]. Hierbei werden die unbekanntem Flüsse zunächst mit Hilfe des Gradientenansatzes ausgedrückt:

$$\overline{u'_i u'_j} = -\tilde{K}_m (\delta_i \tilde{u}_j + \delta_j \tilde{u}_i) + 2/3 \bar{e} \delta_{ij}, \quad (2.22)$$

$$\overline{u'_i \Theta'_1} = -\tilde{K}_s \delta_i \tilde{\Theta}_1, \quad (2.23)$$

$$\overline{u'_i q'} = -\tilde{K}_s \delta_i \tilde{q}. \quad (2.24)$$

Die in diesen Diffusionsgleichungen enthaltenen turbulenten Diffusionskoeffizienten für Impuls ( $K_m$ ) und für Skalare ( $K_s$ ) werden unter Verwendung der noch zu prognostizierenden subskaligen TKE

$$\bar{e} = 1/2 \overline{u_i'^2} \quad (2.25)$$

in Form eines Mischungswegansatzes parametrisiert:

$$K_m = 0,1\ell'\sqrt{\bar{e}}, \quad (2.26)$$

$$K_s = (1 + 2\ell'/\Delta s)K_m, \quad (2.27)$$

mit  $\Delta s = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$  der mittleren Gitterweite und  $\ell'$  dem subskaligen Mischungsweg. Da in einer Grobstruktursimulation definitionsgemäß die energietragenden Wirbel aufgelöst werden, sollte der tatsächliche Mischungsweg  $\ell$ , welcher ein Maß für die Größe der energietragenden Wirbel darstellt, im Allgemeinen größer sein als die Gitterweite. In diesem Fall muss der subskalige Mischungsweg  $\ell'$ , welcher ein Maß für die energietragenden Wirbel der Subskala darstellt, der Gitterweite entsprechen<sup>6</sup>. Zumeist weisen Grobstruktursimulationen aber Bereiche auf, in denen die Turbulenz nicht vollständig aufgelöst wird. So können die Abmessungen der energietragenden Turbulenzelemente in Bodennähe oder im Bereich der Inversion wesentlich kleiner ausfallen, als die verwendete Gitterweite und der tatsächliche Mischungsweg entspricht dem subskaligen. D.h., lokal kann gelten  $\ell = \ell' < \Delta s$ . Unter Berücksichtigung der Aspekte der Stabilität und des Abstandes zum Boden wird der subskalige Mischungsweg wie folgt bestimmt:

$$\ell' = \begin{cases} \min\left(\Delta s, 0,7z, 0,76\sqrt{\bar{e}}(g/\Theta_0\delta_3\tilde{\Theta}_v)^{-1/2}\right) & \text{für } \delta_3\tilde{\Theta}_v > 0 \\ \min\left(\Delta s, 0,7z\right) & \text{für } \delta_3\tilde{\Theta}_v \leq 0 \end{cases} \quad (2.28)$$

Die im Mischungswegansatz benötigte subskalige TKE  $\bar{e}$  wird durch Lösen einer weiteren prognostischen Gleichung bestimmt:

$$\partial_t \bar{e} = -\delta_j \bar{u}_j \bar{e} - \overline{u'_i u'_j} \delta_j \bar{u}_i + \frac{g}{\Theta_{v0}} \overline{w' \Theta'_v} - \delta_j \left( \overline{u'_j e} + \frac{1}{\rho_0} \overline{u'_j p'} \right) - \varepsilon. \quad (2.29)$$

Hierin werden die turbulenten Flüsse von TKE und Druckschwankungen über einen Gradientansatz parametrisiert:

$$\left( \overline{u'_j e} + \frac{1}{\rho_0} \overline{u'_j p'} \right) = -2\tilde{K}_m \delta_j \tilde{e}. \quad (2.30)$$

Die Dissipation wird in Anlehnung an Gleichung (1.12), d.h. unter Ausnutzung der allgemeinen Eigenschaften entwickelter Turbulenz, bestimmt:

$$\varepsilon = C \frac{\bar{e}^{3/2}}{\ell'}, \quad (2.31)$$

wobei mit dem Vorfaktor

$$C = (0,19 + 0,74\ell'/\Delta s) \quad (2.32)$$

<sup>6</sup>Dies lässt sich anhand der  $k^{-5/3}$ -Gesetzmäßigkeit (1.14) nachvollziehen, welche im Falle von aufgelöster entwickelter Turbulenz auch auf der Subskala Gültigkeit hat.

die Schichtung berücksichtigt wird. Der subskalige Fluss der virtuell potentiellen Temperatur  $\overline{w'\Theta_v}$  wird aus dem subskaligen Fluss der potentiellen Flüssigwassertemperatur  $\overline{w'\Theta_1}$  und dem totalen Wassergehalt  $\bar{q}$  bestimmt [siehe Schröter, 2003].

## 2.3 Randbedingungen

Die prognostischen Gleichungen sind an den Rändern des Modellgebietes nicht lösbar, da die Lösung an einem Gitterpunkt stets von den Strömungseigenschaften sämtlicher benachbarter Gitterpunkte abhängt. Somit können an den Rändern nur möglichst plausible Annahmen getroffen werden. Stellt ein Rand des Modellgebietes auch gleichzeitig einen physikalischen Rand dar, wie in dieser Studie der Unterrand das Eis bzw. die Ozeanoberfläche, so sind hier einige Randwerte bereits aufgrund der physikalischen Vorgaben definiert (z.B. das Verschwinden der Geschwindigkeiten). Für die Randwerte der nichtphysikalischen Ränder (oberer Rand und seitliche Ränder) müssen Annahmen getroffen werden, die das zu untersuchende Problem möglichst gering beeinflussen.

### 2.3.1 Der untere Rand und die Prandtl-Schicht

Der untere Rand des Modellgebietes ( $z = 0$ ) soll die physikalischen Eigenschaften einer strömungsundurchlässigen, reibungsbehafteten Berandung erfüllen. Wenngleich, wie aus Abb. 2.3 ersichtlich, nicht sämtliche Variablen auf dieser Berandung liegen, müssen die physikalischen Randbedingungen für  $z = 0$  gültig sein. Die unteren Randwerte fließen in den prognostischen Gleichungen insbesondere in dem vertikalen Anteil der Advektionsterme sowie der Druckgradientbeschleunigung bei der Bildung der vertikalen Gradienten in der ersten prognostischen Ebene über dem Modellrand ( $k = 1$ ) ein. Insofern die subskaligen vertikalen turbulenten Flüsse in der ersten prognostischen Ebene nicht fest vorgegeben werden oder, wie unten noch erläutert, über Prandtl-schichtbeziehungen bestimmt werden, fließen die Randwerte desweiteren in die Gradientensätze (2.22)-(2.24) ein.

Für die horizontalen Geschwindigkeiten werden am Unterrand Spiegelrandbedingungen angenommen, während für die Vertikalgeschwindigkeit Dirichlet-Randbedingungen verwendet werden:

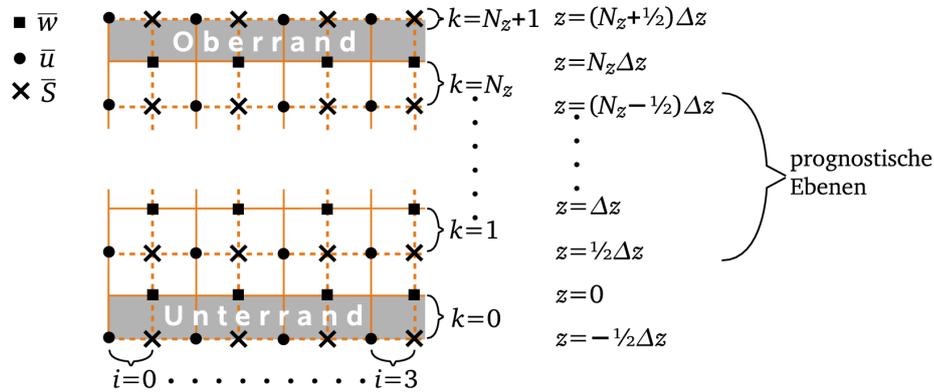
$$\bar{u}(k=0) := -\bar{u}(k=1); \quad \bar{v}(k=0) := -\bar{v}(k=1); \quad \bar{w}(k=0) := 0. \quad (2.33)$$

Für den Druck  $\bar{p}^*$  und die subskaligen TKE  $\bar{e}$  wird eine Neumann-Bedingung verwendet:

$$\bar{p}^*(k=0) := \bar{p}^*(k=1); \quad \bar{e}(k=0) = \bar{e}(k=1). \quad (2.34)$$

Die Temperatur  $\bar{\Theta}_1$  und der Gesamtwassergehalt  $\bar{q}$  werden in dieser Studie am Unterrand fest vorgeschrieben (Dirichlet-Randbedingung):

$$\bar{\Theta}_1(k=0) = \text{const}; \quad \bar{q}(k=0) = \text{const}. \quad (2.35)$$



**Abbildung 2.3:** Anordnung der Variablen im in PALM verwendeten versetzten Gitter in einem Ausschnitt im  $x$ - $z$ -Schnitt.

Die in den prognostischen Gleichungen (2.8), (2.14) und (2.15) enthaltenen vertikalen subskaligen turbulenten Flüsse werden in der ersten prognostischen Ebene über Prandtlschichtbeziehungen bestimmt:

$$\overline{w'u'}(k=1) = -u_*^2 \cos \alpha, \quad (2.36)$$

$$\overline{w'v'}(k=1) = -u_*^2 \sin \alpha, \quad (2.37)$$

$$\overline{w'\Theta'_1}(k=1) = -u_* \Theta_*, \quad (2.38)$$

$$\overline{w'q'}(k=1) = -u_* q_*, \quad (2.39)$$

mit  $u_*$  der Schubspannungsgeschwindigkeit,  $\alpha = \arctan(\overline{v}(k=1)/\overline{u}(k=1))$ , sowie  $\Theta_*$  und  $q_*$  der für die Prandtl-Schicht charakteristischen Temperatur und Feuchte. Dabei stehen die für die Prandtlschicht charakteristischen Größen mit den vertikalen Gradienten des Betrages der Horizontalgeschwindigkeit  $U = \sqrt{\overline{u}^2 + \overline{v}^2}$ , der Temperatur  $\overline{\Theta}_1$  und der spezifischen Feuchte  $\overline{q}$  wie folgt in Beziehung:

$$u_* = \frac{\kappa z}{\Phi} \partial_z U \Big|_z = \text{const}, \quad (2.40)$$

$$\Theta_* = \frac{\kappa z}{\Phi} \partial_z \overline{\Theta}_1 \Big|_z = \text{const}, \quad (2.41)$$

$$q_* = \frac{\kappa z}{\Phi} \partial_z \overline{q} \Big|_z = \text{const}, \quad (2.42)$$

mit  $\kappa = 0,4$  der von-Karman-Konstanten und  $\Phi$  der schichtungsabhängigen Profilfunktion vom Dyer-Businger Typ:

$$\Phi(z) = \begin{cases} 1 + 5z/L & \text{für } z/L \geq 0 \text{ (neutral bis stabil)} \\ (1 - 16z/L)^{-1/4} & \text{für } z/L < 0 \text{ (labil)} \end{cases}. \quad (2.43)$$

Hierin ist  $z/L$  die Richardson-Fluss-Zahl für die Prandtlschicht mit  $L$  der Monin-

Obukhov-Stabilitätslänge. Unter der Voraussetzung, dass innerhalb der Prandtl-Schicht kein Flüssigwasser vorhanden ist, bestimmt sich jene wie folgt:

$$z/L = \frac{\frac{g}{\bar{\Theta}_v} \overline{w' \Theta'_v}}{\overline{w' w' \partial_z \bar{u}} + \overline{v' w' \partial_z \bar{v}}} \Bigg|_{\text{Prandtl}} \approx \frac{\kappa g z(k=1)}{u_*^2} \frac{\Theta_* + 0,61 \Theta(k=1) q_*}{\bar{\Theta}_v(k=1)}. \quad (2.44)$$

Die für die Bestimmung der turbulenten Flüsse (2.36) bis (2.39) benötigten Größen  $u_*$ ,  $\Theta_*$  und  $q_*$  lassen sich über die Beziehungen (2.40) bis (2.42) erst nach Integration dieser über die Höhe  $z$  bestimmen, da die lokalen Gradienten  $\partial_z U$ ,  $\partial_z \bar{\Theta}$  und  $\partial_z \bar{q}$  nicht bekannt sind. Die Integration erfolgt dabei von der Rauigkeitshöhe  $z_0$  bis zur Höhe  $\Delta z/2$  (erste prognostische Ebene):

$$u_* = \frac{\kappa}{\Psi} U(k=1), \quad (2.45)$$

$$\Theta_* = \frac{\kappa}{\Psi} \left[ \bar{\Theta}_1(k=1) - \bar{\Theta}_1(k=0) \right], \quad (2.46)$$

$$q_* = \frac{\kappa}{\Psi} \left[ \bar{q}(k=1) - \bar{q}(k=0) \right], \quad (2.47)$$

mit

$$\Psi = \int_{z_0}^{\frac{\Delta z}{2}} dz \frac{\Phi(z)}{z}. \quad (2.48)$$

Hierbei wurde davon Gebrauch gemacht, dass unter der Annahme einer Prandttschicht  $U(z = z_0) = 0$  gilt. Des Weiteren sei bemerkt, dass die am Unterrand  $k = 0$  fest vorgeschriebenen Skalare  $\bar{q}$  und  $\bar{\Theta}_1$  die Werte in der Höhe  $z = z_0$  repräsentieren. Die Integration der Profilmfunktion wird in Paulson [1970] beschrieben.

### 2.3.2 Der obere Rand

Das Modellgebiet endet am Oberrand ( $k = N_z + 1$ ) mit der Ebene der Horizontalgeschwindigkeit und Skalare (siehe Abb. 2.3). Die Horizontalgeschwindigkeit wird in dieser Studie auf die Werte des fest vorgegebenen geostrophischen Windes gesetzt und dem Druck wird ebenfalls ein fester Wert zugewiesen:

$$\bar{u}(k=N_z+1) := u_g, \quad \bar{v}(k=N_z+1) := v_g, \quad (2.49)$$

$$\bar{p}^*(k=N_z+1) := 0. \quad (2.50)$$

Dagegen wird die Vertikalgeschwindigkeit am Oberrand (hier  $k = N_z$ ) nur bedingt fest vorgeschrieben. So wird hier das Feld der vorläufigen Vertikalgeschwindigkeit zu jedem Zeitschritt auf Null gesetzt, auf welches dann eine Korrektur mit Hilfe des Druckfeldes im Sinne von (2.11) angewandt wird, sodass die Divergenzfreiheit an den skalaren

Punkten in  $k = N_z$  (prognostische Ebene) gewährleistet ist:

$$\bar{w}(k=N_z) = -\frac{\Delta t}{\varrho_0} (\delta_3 \bar{p}) \Big|_{z=N_z \Delta z} . \quad (2.51)$$

Somit ist der Oberrand zwecks Gewährleistung der Divergenzfreiheit in beide Richtungen strömungsdurchlässig.

Soll die Strömungsdurchlässigkeit verhindert werden, müsste hier für den Druck eine Nullgradientbedingung verwendet werden. Nun besitzt die Poissongleichung für den Druck (2.10) nur dann eine eindeutige Lösung, wenn mindestens an einem der Modellgebietsränder feste Werte für den Druck vorgeschrieben werden. Der Oberrand erwies sich bei der Konstellation der verwendeten Randbedingungen an den sechs Rändern des Modellgebietes und des verwendeten Gittertyps als der geeignetste. So würde eine Dirichlet-Randbedingung für den Druck am Unterrand zu einer Vertikalgeschwindigkeit direkt auf Bodenhöhe führen, was entgegen der physikalischen Vorgabe wäre. Am später noch erläuterten Einström-, sowie Ausströmrand würde die Druckrandbedingung die Randbedingungen für die Komponente der Geschwindigkeit senkrecht zum Ein-, bzw. Ausströmrand modifizieren. Letzteres sollte aber vermieden werden, da so zum einen das Einströmen nicht mehr kontrollierbar bliebe und zum anderen der eigentliche Sinn der Ausströmrandbedingung, das möglichst störungsfreie Ausfließen der Strömung, nicht mehr gewährleistet wäre. Letztlich ist ein fester Wert für den Druck am Oberrand auch konform mit den fest vorgegebenen homogenen geostrophischen Verhältnissen am Oberrand. D.h., der horizontale Druckgradient wird hier ausschließlich durch den synoptischen Druckgradienten bestimmt, nicht aber durch den Stördruck  $\bar{p}^*$ .

Für die subskalige TKE  $\bar{e}$ , die spezifische Feuchte  $\bar{q}$  und die Temperatur  $\bar{\Theta}_1$  werden Neumann-Randbedingungen verwendet, wobei für letztere zwei Größen der vertikale Gradient vom Zeitpunkt der Initialisierung an ( $t = t_0$ ) konstant gehalten wird:

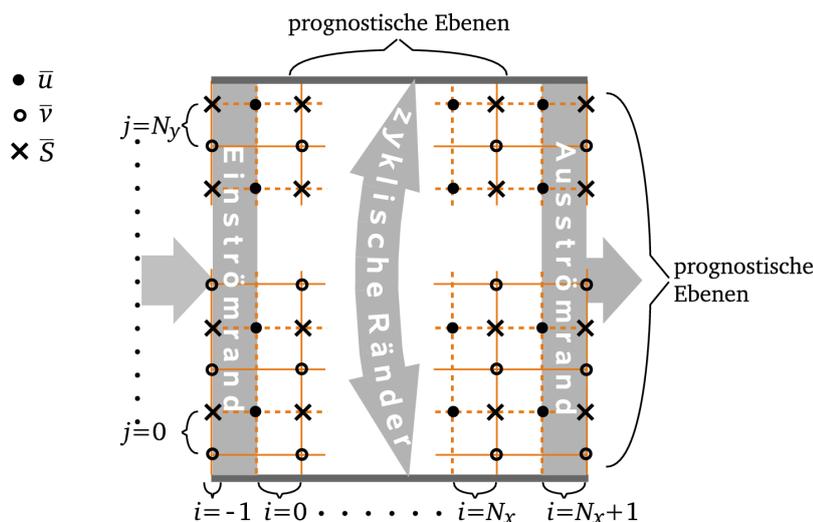
$$\bar{e}(k=N_z+1) := \bar{e}(k=N_z) , \quad (2.52)$$

$$\bar{q}(k=N_z+1) := \bar{q}(k=N_z) + \Delta z \left( \delta_3 \bar{q}(t=t_0) \right) \Big|_{z=N_z \Delta z} , \quad (2.53)$$

$$\bar{\Theta}_1(k=N_z+1) := \bar{\Theta}_1(k=N_z) + \Delta z \left( \delta_3 \bar{\Theta}_1(t=t_0) \right) \Big|_{z=N_z \Delta z} . \quad (2.54)$$

### 2.3.3 Die lateralen Ränder

Standardmäßig sind in PALM die sich jeweils gegenüberliegenden seitlichen Ränder zyklisch verbunden. Mit diesen Randbedingungen kann die Entwicklung der konvektiven Grenzschicht in einem KLA räumlich nicht wiedergegeben werden, da sich zwischen zwei gegenüberliegenden Rändern keine Gradienten in den meteorologischen Größen aufbauen können. Wie in Abschnitt 1.5 erläutert, werden daher in dieser Studie nicht-zyklische Ränder in Strömungsrichtung verwendet. Im Rahmen der Diplomarbeit Gryscha [2003] wurden bereits nicht-zyklische Randbedingungen im Modell implementiert. Allerdings erwiesen sich diese insbesondere in Fällen mit hohen bodennahen Wärmestromdichten von mehreren  $100 \text{ W/m}^2$  als empfindlich gegenüber Schwerewel-



**Abbildung 2.4:** Anordnung der Variablen im in PALM verwendeten versetzten Gitter im  $x$ - $y$ -Schnitt.

len. So bildeten sich bei Simulationen von kräftigen KLA oberhalb der konvektiven Grenzschicht stationäre Schwerewellen aus, deren Amplituden mit zunehmender Simulationsdauer auf unrealistische Werte anwuchsen und die Grenzschichtströmung markant beeinflussten. Die Umstellung der zuvor verwendeten Neumannrandbedingungen für die drei Geschwindigkeitskomponenten auf so genannte Strahlungsrandbedingungen am Ausströmrand, sowie die Einführung einer Massenflusskorrektur führten zu wesentlich geringeren Amplituden mit zeitlich konstanten Werten. Im Folgenden werden die modifizierten Randbedingungen für den Fall einer in  $x$ -Richtung orientierten Grundströmung vorgestellt<sup>7</sup>.

### Der feste Einströmrand

Am Einströmrand werden für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ , sowie für die Skalare  $\bar{\Theta}_1$  und  $\bar{q}$  zeitlich konstante Vertikalprofile vorgeschrieben, und die Vertikalgeschwindigkeit  $\bar{w}$  wird am gesamten Rand auf Null gesetzt. Während der Einströmrand für  $\bar{u}$  in  $i = 0$  liegt, befindet sich dieser für alle anderen Größen in  $i = -1$  (siehe Abb. 2.4).

Zur Berechnung des Druckes in  $i = 0$  fließen beim Lösen der Poisson-Gleichung (2.10) die Randwerte der  $u$ -Komponente der Geschwindigkeiten ein. Damit diese während des iterativen Prozesses des Lösen der Poisson-Gleichung als konstant angesehen werden, muss als Randbedingung für den Druck zu jedem iterativen Schritt eine Null-

<sup>7</sup>Es sei bemerkt, dass die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Studie Gryscha und Raasch [2005] noch mit den erst genannten Ein- und Ausströmrandbedingungen durchgeführt wurde. In diesem Fall eines moderaten KLA traten allerdings keine signifikanten Schwerewellen auf. Die in Gryscha und Raasch [2005] verwendeten Randbedingungen sind in Gryscha [2003] im Detail beschrieben.

gradientbedingung gesetzt werden:

$$\overline{p^*}(i=-1) := \overline{p^*}(i=0). \quad (2.55)$$

Gleichwohl hierdurch nun die  $j$ - und  $k$ -Komponenten der Druckgradienten in  $i = 0$  auf den Rand  $i = -1$  kopiert werden, sind diese am Rand ohne Bedeutung, da hier keine Korrektur der Geschwindigkeiten vorgenommen wird. Nur die  $i$ -Komponente der Druckgradienten muss im Einklang mit den Randwerten der Geschwindigkeit sein.

### Der offene Ausströmrand

Die Ausströmrandbedingungen müssen so beschaffen sein, dass sich Störungen in der Grundströmung möglichst ohne Reflexionen am Rand, d.h. möglichst ohne Beeinflussung der Strömung im Modellinneren, aus dem Modellgebiet bewegen können. Zu bedenken ist, dass sich Störungen sowohl durch Advektion mit der Grundströmung verlagern können, als auch in Form von Wellen. Während ersterer Verlagerungstyp in dieser Studie vor allem innerhalb der konvektiven Grenzschicht maßgebend ist, ist letzterer in einem stabil geschichteten Medium, d.h. oberhalb der konvektiven Grenzschicht, zu erwarten. Dieser Aspekt wird in der sogenannten Strahlungsrandbedingung berücksichtigt, welche von DNS über LES bis hin zur mesoskaligen Modellierung etabliert ist. Hierbei handelt es sich um eine vereinfachte 1-D Transportgleichung der Form

$$\partial_t \Psi + c_\Psi \partial_n \Psi = 0, \quad (2.56)$$

welche am Rand anstelle der eigentlichen prognostischen Gleichung gelöst wird.  $\Psi$  stellt hier die transportierte Größe dar und  $\partial_n$  die räumliche Ableitung senkrecht zum Ausströmrand. Für die Bestimmung bzw. Festlegung der Transportgeschwindigkeit  $c_\Psi$  existieren verschiedene auf das Problem angepasste Ansätze [siehe z.B. Pielke, 1984]. In dieser Arbeit wird eine Methode nach Orlanski [1976] zur Bestimmung der Transportgeschwindigkeit  $c_\Psi$  verwendet, welche zu jedem Zeitpunkt an jedem Gitterpunkt eine Ebene vor dem Ausströmrand diagnostisch bestimmt wird:

$$c_\Psi = -\frac{\partial_t \Psi}{\partial_n \Psi}. \quad (2.57)$$

Dabei darf  $c_\Psi$  weder negativ sein noch den Wert des Quotienten aus Gitterweite und Zeitschritt überschreiten.

Im Rahmen dieser Studie wurden die Strahlungsrandbedingungen für die drei Geschwindigkeitskomponenten zusammen mit einer später noch dargelegten Massenflusskorrektur umgesetzt. Für ein in positive  $x$ -Richtung strömendes Fluid lauten die Ausflussrandbedingungen in diskreter Form:

$$\bar{u}_i^{t+\Delta t}(i=N_x+1) = \bar{u}_i^t(i=N_x+1) - \frac{c_{\bar{u}_i}}{c_{\max}} (\bar{u}_i^t(i=N_x+1) - \bar{u}_i^t(i=N_x)) - \delta_{i1}^A \overline{\Delta u_1} \quad (2.58)$$

$$= \bar{u}_{\text{vorl}_i}^{t+\Delta t}(i=N_x+1) - \delta_{i1}^A \overline{\Delta u_1} \quad (2.59)$$

mit

$$c_{\bar{u}_i} = -c_{\max} \frac{\bar{u}_i^t(i=N_x) - \bar{u}_i^{t-\Delta t}(i=N_x)}{\bar{u}_i^{t-\Delta t}(i=N_x) - \bar{u}_i^{t-\Delta t}(i=N_x-1)} \quad (2.60)$$

und

$$c_{\max} = \frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad (2.61)$$

wobei  $c_{\bar{u}_i}$  auf Null gesetzt wird, sollten sich negative Werte ergeben, bzw. auf den Wert  $c_{\max}$  gesetzt wird, sollten sich größere Werte als  $c_{\max}$  ergeben. Die vorläufige Geschwindigkeit  $\bar{u}_{\text{vorl}_i}^{t+\Delta t}(i=N_x+1)$  steht hier für den Anteil der Strahlungsrandbedingung, d.h. der Ausströmrandbedingung ohne der im kommenden Abschnitt erläuterten Massenflusskorrektur  $\delta_{i1}^A \overline{\Delta u_1}$ .

Da die Randwerte der drei Geschwindigkeitskomponenten ausschließlich durch Randbedingung (2.58) bestimmt werden sollen, wird auf diese keine Korrektur über das Druckfeld im Sinne von (2.10) angewandt. Aus gleichen Gründen wie am Einströmrand wird zu jedem iterativen Schritt beim Lösen der Poisson-Gleichung (2.10) für den Druck eine Neumann-Randbedingung gesetzt:

$$\bar{p}^*(i=N_x+1) := \bar{p}^*(i=N_x). \quad (2.62)$$

D.h., mit dieser Randbedingung ist garantiert, dass für das Druckfeld eine Lösung gefunden wird, bei welcher die in der Poissongleichung (2.10) einfließenden Randwerte der  $u$ -Komponente keine Korrektur erfahren müssen.

Für sämtliche skalaren Größen werden ebenfalls Neumann-Randbedingungen in Form eines Nullgradienten verwendet:

$$\bar{e}(i=N_x+1) := \bar{e}(i=N_x), \quad (2.63)$$

$$\bar{q}(i=N_x+1) := \bar{q}(i=N_x), \quad (2.64)$$

$$\bar{\Theta}_1(i=N_x+1) := \bar{\Theta}_1(i=N_x). \quad (2.65)$$

### Die Massenflusskorrektur

Wie in Abschnitt 2.3.2 dargelegt, kann es am oberen Rand aus Gründen der Kontinuität zusammen mit der dort verwendeten Druckrandbedingung zu einem Ein- oder Ausströmen kommen. Neben lokalen Ausgleichsbewegungen bewirkt insbesondere eine Differenz der Massenflüsse zwischen Ein- und Ausströmrand einen Massenfluss durch den oberen Rand von der Größe der Differenz und entsprechende Vertikalbewegungen

im Modellgebiet. Zu bedenken ist des Weiteren, dass die verwendeten Strahlungsrandbedingungen am Ausströmrand zeitlich variabel sind und somit auch die Massenflussdifferenz zwischen Ein- und Ausströmrand, sowie die hierdurch induzierten Vertikalbewegungen. Solch eine Situation ist empfindlich gegenüber Wellenbildung innerhalb des Modellgebietes und kann durch eine Massenflusskorrektur vermieden werden. Diese garantiert, dass stets die gleiche Masse das Modellgebiet am Ausströmrand verlässt wie am Einströmrand einfließt. Die Korrektur erfolgt über den in der Randbedingung (2.58) enthaltenen Korrekturterm für die  $u$ -Komponente, welcher wie folgt berechnet wird:

$${}^A\overline{\Delta u_1} = \frac{1}{A} \sum_{j=0}^{N_y} \sum_{k=1}^{N_z} \left( \bar{u}_{\text{vorl}_1}^{t+\Delta t}(i=N_x, j, k) - \bar{u}_1^{t+\Delta t}(i=0, j, k) \right) \Delta y \Delta z(k), \quad (2.66)$$

mit  $A$  der Fläche des Ausströmrandes.

### Das turbulente Einströmen

Größtenteils wurden die Simulationen in dieser Studie mit einem laminaren Einströmen betrieben. Daher wird eine gewisse Vorlaufstrecke benötigt, bis sich ein turbulenter Zustand eingestellt hat. Im Falle der hier vorgestellten Simulationen beträgt die Vorlaufstrecke bis zu 60 Kilometer. Insbesondere war die Strömung in den später vorgestellten Simulationen über Eis (nahe des Einströmrandes) stets laminar. Zur Reduzierung der Vorlaufstrecken, bzw. zur Berücksichtigung der Turbulenz über Eis wurden einige spätere Simulationen dieser Studie mit einem turbulenten Einströmen durchgeführt. Das turbulente Einströmen nach der sogenannten *Turbulenz-Recycling-Methode* steht seit September 2008 in PALM zur Verfügung und basiert auf Kataoka und Mizuno [2002], modifiziert durch Lund et al. [1998]. Der Begriff Recycling rührt daher, dass in einem gewissen Abstand vom Einströmrand in einer Ebene parallel zu diesem — der Recycling-Ebene — das turbulente Signal  $\Psi''(j, k)|_{\text{Rec}}$  abgegriffen wird und am Einströmrand auf ein konstantes Einströmprofil  $\langle \Psi(k) \rangle|_{\text{Ein}}$  aufgeprägt wird:

$$\Psi(j, k)|_{\text{Ein}}^{t+\Delta t} = \langle \Psi(k) \rangle|_{\text{Ein}} + \Psi''(j, k)|_{\text{Rec}}^t. \quad (2.67)$$

Als turbulentes Signal ist hierbei die Abweichung vom Mittel auf jeder Höhe entlang der Recycling-Ebene definiert:<sup>8</sup>

$$\Psi''(j, k)|_{\text{Rec}}^t = \Psi(j, k)|_{\text{Rec}}^t - \frac{1}{N_y + 1} \sum_{j=0}^{N_y} \Psi(j, k)|_{\text{Rec}}^t. \quad (2.68)$$

<sup>8</sup>Standardmäßig ist in PALM das turbulente Signal als Abweichung vom Mittel über die gesamte horizontale Ebene zwischen Einström- und Recyclingebene auf jeder Höhe definiert. Da die mittlere Strömung in den Simulationen dieser Studie zwischen den beiden Ebenen nicht homogen beschaffen ist, ist die Definition über das Linienmittel erforderlich. Insbesondere verschwindet bei jener Methode nicht das Linienmittel der aufgeprägten Störungen am Einströmrand, so dass sich die mittleren Einströmprofile zeitlich ändern können. Dies ist in den Simulationen dieser Studie nicht erwünscht.

Auf diese Weise ist gewährleistet, dass das mittlere Einströmprofil konstant ist, da das Linienmittel über die aufgeprägten Störungen verschwindet. Die Recycling-Methode (2.67) wird auf die drei Geschwindigkeitskomponenten  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  und  $\bar{w}$ , sowie auf die Temperatur  $\bar{\Theta}_1$  und die subskalige TKE  $e$  angewandt.

Bezüglich des Abstandes  $\Delta x_{\text{Rec}}$  zwischen Recycling-Ebene und Einströmrand gibt es zwei Bedingungen. Zum einen muss die Recycling-Ebene weit genug vom Einströmrand entfernt sein, als dass das anfängliche turbulente Signal am Einströmrand unkorreliert ist, bevor es wieder recycelt wird. Zum anderen muss die Recycling-Ebene nahe genug am Einströmrand gelegen sein, als dass die Grenzschichthöhe in beiden Ebenen möglichst auf gleichem Niveau liegt. Andernfalls würden für die Grenzschicht typische Signale auf Höhenbereiche oberhalb der Grenzschicht geprägt werden.

Zur Abschätzung eines Minimalabstandes zwischen Einström- und Recyclingebene wurde folgende Überlegung angestellt: Die erst genannte Bedingung ist äquivalent der Aussage, dass der Abstand größer sein muss als die Abmessung  $L_x$  der größten aufgelösten Turbulenzelemente in  $x$ -Richtung. Im Falle einer konvektiven Grenzschicht dürfte diese Abmessung durch die konvektive Zeitskala  $t_*$  [Stull, 1988], sowie der  $u$ -Komponente des mittleren Windes innerhalb der Grenzschicht, welche in den hier betrachteten Fällen näherungsweise  $u_g$  entspricht, bestimmt sein. D.h. es muss bezüglich der unteren Schranke gelten:

$$\Delta x_{\text{Rec}} > t_* u_g. \quad (2.69)$$

Die konvektive Zeitskala bestimmt sich aus der Grenzschichthöhe  $z_i$  und der konvektiven Geschwindigkeitsskala  $w_*$  [Stull, 1988]:

$$t_* = \frac{z_i}{w_*} = \left( \frac{z_i^2 \bar{\Theta}_v(k=1)}{g w' \Theta'_v(k=1)} \right)^{1/3} \quad (2.70)$$

In den später noch vorgestellten Simulationen ergab sich mit einem schwachen bodennahen Wärmestrom von 10 bis 15 W/m<sup>2</sup> und einer Grenzschichthöhe von bis zu 350 m innerhalb des Recycling-Bereiches (über Eis), sowie einem geostrophischen Wind  $u_g$  von 16,5 m/s ein minimaler Wert für  $\Delta x_{\text{Rec}}$  von 10 km.

## 2.3.4 Die Initialisierung

### Initialisierung mit laminarer Strömung

Simulationen ohne turbulentem Einströmen werden in dieser Studie horizontal homogen mittels der stationären Lösung einer eindimensionalen Version des Modells initialisiert. Während das vertikale Temperatur- und Feuchteprofil, sowie der höhenkonstante geostrophische Wind vorgegeben werden und während der zeitlichen Integration des eindimensionalen Modells festgehalten werden, stellt sich eine stationäre Lösung des Windprofils ein. Nachdem die dreidimensionale Simulation hiermit initialisiert wurde, werden in den ersten Zeitschritten, zwecks Anregung eines turbulenten Zustandes, auf die Geschwindigkeitskomponenten Zufallsstörungen aufgeprägt. Dies geschieht solange, bis die aufgelöste TKE einen bestimmten Schwellwert überschreitet. Ist die Auflösung

des Rechengitters hoch genug gewählt (d.h. Turbulenzelemente des Trägheitsbereiches werden aufgelöst), entwickelt sich nun die aufgelöste Turbulenz von selbst weiter. Die Vertikalprofile der Lösung des eindimensionalen „Vorlaufes“ dienen in dem dreidimensionalen „Hauptlauf“ als Einströmprofile.

### Initialisierung mit turbulenter Strömung

Simulationen mit turbulenter Einströmung werden in dieser Studie mittels eines dreidimensionalen Vorlaufs mit im Verhältnis zum Hauptlauf relativ kleinem Modellgebiet initialisiert. Der Vorlauf wird lateral mit doppel-zyklischen Randbedingungen durchgeführt, sodass im Mittel horizontal homogene Verhältnisse vorliegen. Die Auflösung und die Höhe des Modellgebietes muss der des Hauptlaufes entsprechen. Initialisiert wird der 3-D-Vorlauf mittels eines 1-D-Vorlaufs, wie oben beschrieben. Nachdem sich im 3-D-Vorlauf ein turbulenter Zustand eingestellt hat und die Strömung die für die Initialisierung des Hauptlaufes gewünschten Eckdaten aufweist (so muss ggf. der richtige Zeitpunkt abgewartet werden, zu welchem die Grenzschicht die gewünschte Höhe aufweist), wird die turbulenzbehaftete Lösung zyklisch fortsetzend auf das horizontal größere Gitter des Hauptlaufes geprägt. Die über den Raum und die Zeit gemittelten Profile aus dem 3-D-Vorlauf dienen im Weiteren als feste Einströmprofile im Hauptlauf, auf welche dann im weiteren im Rahmen der erläuterten Turbulenz-Recycling-Methode Störungen aufgeprägt werden.

### 2.3.5 Verifizierung der Ein- und Ausströmrandbedingungen

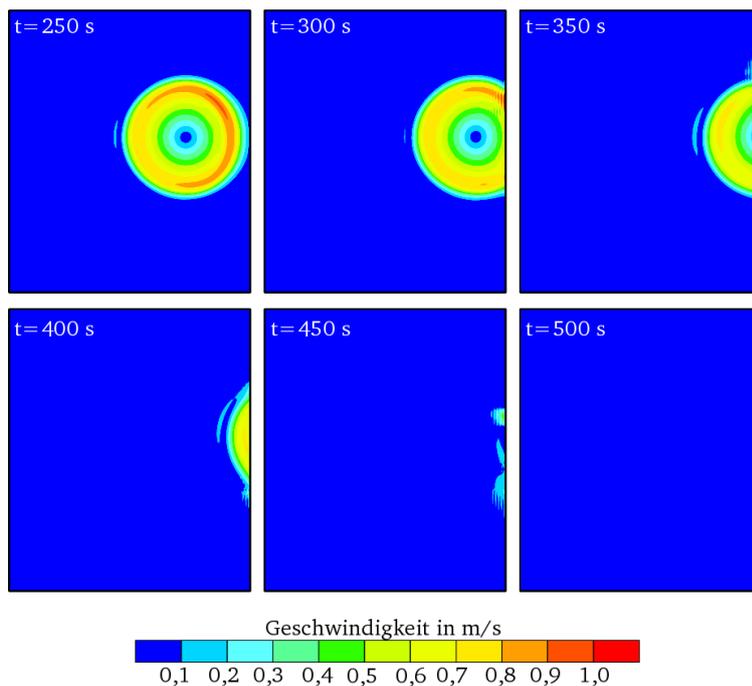
In diesem Abschnitt sei anhand von zwei Fallbeispielen demonstriert, dass Strömungsstrukturen weitestgehend störungsfrei das Modellgebiet verlassen können und dass die Massenflusskorrektur die Ausbildung von unerwünschten Schwerewellen nahe des Einströmrandes deutlich vermindert.

Im ersten Fall wurde die Verlagerung eines Rankine-Wirbels mit vertikaler Achse simuliert. Das Modellgebiet wies eine Gitterpunktzahl von  $N_x = N_y = 320$  und  $N_z = 64$  auf, bei einer Auflösung von 10 m. Am Ober- und Unterrand wurden Gleitrandbedingungen angenommen. In der Mitte des Modellgebietes (lateral betrachtet) wurde ein Rankine-Wirbel mit einer maximalen Radialgeschwindigkeit von 1 m/s im Abstand von 10 Gitterpunkten vom Wirbelmittelpunkt über die gesamte Höhe aufgeprägt. Der Gesamtradius des Wirbels betrug 140 Gitterpunkte. Die Simulation erfolgte ohne Berücksichtigung der Corioliskraft und mit einem konstanten Diffusionskoeffizienten<sup>9</sup>  $K_m = 1 \text{ m}^2/\text{s}$ . Abb. 2.5 zeigt die Verlagerung des Wirbels im Horizontalschnitt. Dargestellt ist der Absolutwert der dem Grundstrom überlagerten Geschwindigkeit  $\sqrt{(\bar{u} - 5 \text{ m/s})^2 + \bar{v}^2}$ . Die Struktur des Wirbels bleibt beim Ausströmen im Wesentlichen erhalten. Rückläufige Störungen weisen Geschwindigkeiten von weniger als 10% der Maximalgeschwindigkeit des aufgeprägten Wirbels auf.

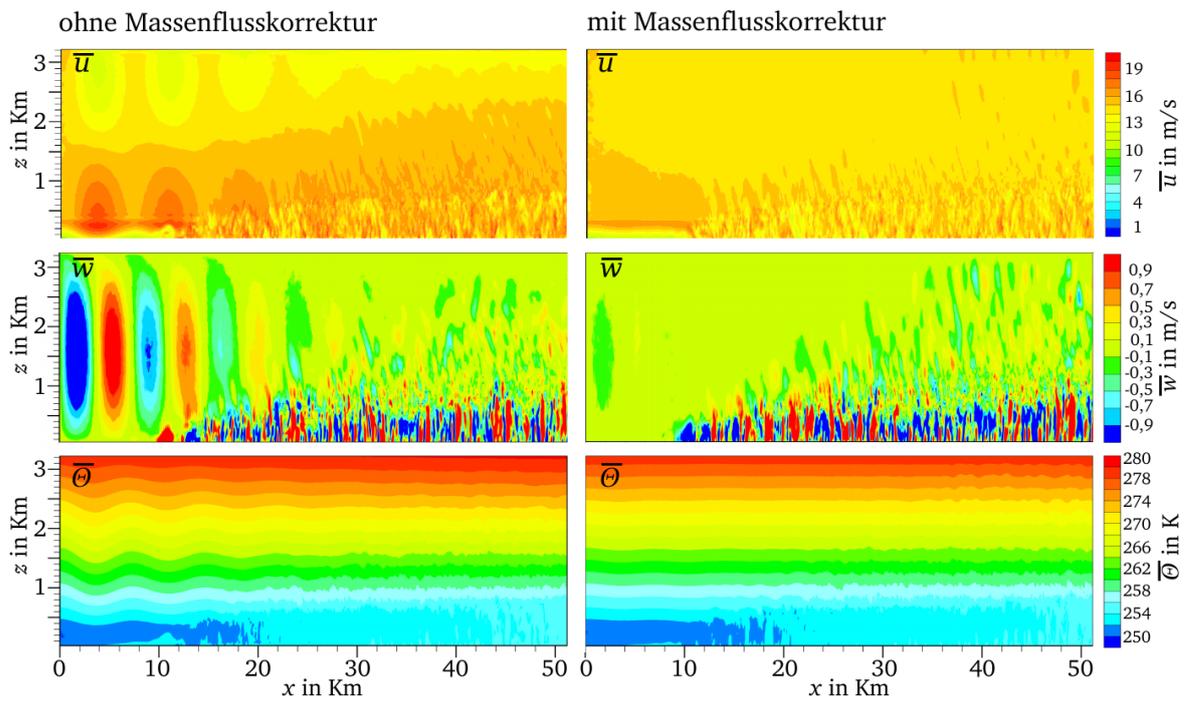
---

<sup>9</sup>Ohne Diffusion wird der Rankinewirbel aufgrund der numerischen Eigenschaften des Advektionsverfahrens zu stark deformiert bevor dieser den Ausströmrand erreicht hat, bzw. diesen passiert hat, sodass der Einfluss des Randes auf eine mögliche Deformation des Wirbels nicht studiert werden kann. Der Effekt der Deformation des Wirbels aufgrund der Diffusion ist dagegen gering.

**Abbildung 2.5:** Advektion eines Rankine-Wirbels: Horizontalschnitte der Geschwindigkeit  $\sqrt{(\bar{u} - 5 \text{ m/s})^2 + \bar{v}^2}$  für einen Ausschnitt des Modellgebietes zu verschiedenen Zeiten  $t$ . Die Länge der Abszisse entspricht 100 Gitterpunkten, bzw. 1000 m. Der rechte Rand der Einzelbilder entspricht dem Ausströmrand.



Im zweiten Fall wurde ein stark idealisierter Kaltluftausbruch (ohne Feuchte) simuliert. Die Simulation wurde mit einer durchgängig stabilen Schichtung mit  $\partial_z \Theta = 1 \text{ K}/100 \text{ m}$  initialisiert und mit einem geostrophischen Wind von  $u_g = 15 \text{ m/s}$ . Das anfängliche Windprofil wurde in einem 1D-Vorlauf berechnet. Die initialen Profile dienten im Weiteren als Einströmprofile (linker Rand). Das Modellgebiet wies bei einer Auflösung von 50 m eine Gitterpunktzahl von  $N_x = 1024$ ,  $N_y = 31$  und  $N_z = 64$  auf. Zu Beginn der Simulation wurde im gesamten Modellgebiet die Bodentemperatur um 20 K erhöht, sodass sich in Strömungsrichtung eine konvektive Grenzschicht ausbildete, mit einer Höhe von bis zu 900 m nahe des Ausströmrandes (rechter Rand). Abbildung 2.6 zeigt Vertikalschnitte der  $\bar{u}$ - und  $\bar{w}$ -Komponente, sowie der potentiellen Temperatur für einen Fall ohne Massenflusskorrektur und einen mit Massenflusskorrektur nach 5 Stunden simulierter Zeit. Deutlich lassen sich im erst genannten Fall Wellen mit einer Wellenlänge von etwa 7 km erkennen mit einer zunehmenden Amplitude in Richtung des Einströmrandes. Der Wellenvektor ist hierbei in Richtung der  $x$ -Achse orientiert. Die Amplituden der stationären Schwerewellen wuchsen mit zunehmender Simulationszeit kontinuierlich an. Die Massenflusskorrektur bewirkte eine Verminderung der Amplituden um etwa 90%. Des Weiteren lässt sich in den Schnitten der potentiellen Temperatur nahe des Ausströmrandes erkennen, dass die Temperaturniveaus im Falle der Simulation ohne Massenflusskorrektur um etwa 100 m nach unten verschoben sind, gegenüber der Simulation mit Massenflusskorrektur. D.h., im Falle ohne Massenflusskorrektur kommt es zu einem großräumigen Absinken. Während im Falle mit Massenflusskorrektur oberhalb der Grenzschicht nahezu geostrophische Verhältnisse vorherrschen, weist die  $\bar{u}$ -Komponente im Falle ohne Massenflusskorrektur einen großflächigen vertikalen Gradienten auf mit einer Geschwindigkeitsabnahme von etwa 1 bis 2 m/s pro Kilometer.



**Abbildung 2.6:** Vertikalschnitte der  $\bar{u}$ - und  $\bar{w}$ -Komponente, sowie der potentiellen Temperatur  $\bar{\theta}$  einer Simulation einer Kaltluftausbruches mit und ohne Massenflusskorrektur nach 5 h. Links in den Schnitten befindet sich der Einströmrand, rechts der Ausströmrand.



# 3 Simulation von Kaltluftausbrüchen mit stark idealisierten Eisrandzonen

In den ersten Simulationen dieser Studie wurde die Eisrandzone stark idealisiert berücksichtigt, wie auch in sämtlichen LES-Studien zuvor (siehe Abschnitt 1.5). Während in der Simulation eines KLA mit moderaten bodennahen Wärmeflüssen (Abschnitt 3.1) klare Signale von Rollenkonvektion identifiziert werden konnten, waren diese im Falle von kräftigen bodennahen Wärmeflüssen (Abschnitt 3.2) nur bedingt nachweisbar.

## 3.1 Fallstudie mit moderater Konvektion

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse einer Simulation mit für Kaltluftausbrüche moderaten bodennahen Wärmeflussdichten von etwa  $100 \text{ W/m}^2$  präsentiert. Der Übergang von Eis zu Wasser erfolgt abrupt in 5 km Entfernung vom Einströmrand. Dies ist die erste Grobstruktursimulation eines Kaltluftausbruches mit stationärem Modellgebiet, welches groß genug ist zur Erfassung der großskaligen organisierten Strukturen, bei gleichzeitig expliziter Auflösung der feinskaligen nicht-organisierten Turbulenz [Gryschka und Raasch, 2005].

Im Verlauf der Simulation organisierte sich die Strömung in Form von Konvektionsrollen mit typischen Merkmalen wie sie aus Beobachtungen bekannt sind, wie z.B. das Anwachsen der Aspektverhältnisse  $\lambda/z_i$  stromabwärts [Miura, 1986], sowie der Ausrichtung der Rollenachsen in Richtung des Windscherungsvektors innerhalb der Grenzschicht [z.B. Lohou et al., 1998]. Diese Ergebnisse, sowie der Aufbau der Simulation werden in Abschnitt 3.1.1 behandelt. Dieser entspricht der ersten aus dieser Arbeit entstandenen Publikation [Gryschka und Raasch, 2005].

Eine weitere Analyse der Strukturen des simulierten Wolkenfeldes führte auf gewisse Gesetzmäßigkeiten bezüglich der Zellgrößenverteilung, sowie der horizontalen Aspektverhältnisse in Abhängigkeit von der Zellgröße. Diese Ergebnisse werden im Vergleich mit entsprechenden Analysen von Satellitenbildern in Abschnitt 3.1.2 diskutiert, welcher der zweiten aus dieser Arbeit entstandenen Publikation [Gryschka et al., 2008b] entspricht.

### 3.1.1 Publikation I: Gryschka und Raasch [2005]

An edited version of this paper was published by AGU.  
Copyright 2005 American Geophysical Union.

GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS, VOL. 32, L14805, doi:10.1029/2005GL022872, 2005

## Roll convection during a cold air outbreak: A large eddy simulation with stationary model domain

M. Gryschka and S. Raasch

Institute of Meteorology and Climatology, University of Hannover, Germany

Received 2 March 2005; revised 23 April 2005; accepted 20 June 2005; published 20 July 2005.

A large eddy simulation (LES) of a cold air outbreak along with organized convection is presented. The computational grid was chosen to be fine enough to explicitly resolve small scale unorganized turbulence, while the size of the model domain was large enough to include the evolution of large scale organized convection. For the first time such an LES was performed with a stationary model domain, being one of the most extensive LES in meteorology so far. During the simulation, convective rolls were formed which showed typical characteristics as observed in nature, such as significantly increasing aspect ratios with increasing distance from the ice edge and orientation of the roll axes in direction of the mean wind shear vector.

### 1. Introduction

Cold air outbreaks (CAO), in which cold and dry polar air flows over the relatively warm ocean, often feature roll convection transmuted into cellular convection further downstream. As a result bandlike cloud patterns (cloud streets) and subsequently cellular cloud patterns develop. Roll convection during CAOs has been frequently examined in the last two decades within the scope of large field experiments (e.g., ARKTIS 1991 and 1993, Brümmer [1999]) as well as by numerical modeling. Whereas initially numerical investigations of roll convection were carried out with two dimensional models [Etling and Raasch, 1987, e.g.], the realization of three dimensional studies became possible with increasing performance of super computers [Chlond, 1992, e.g.]. So far, in three dimensional LES studies of CAOs model domains moving with the mean wind were applied; that is, periodicity at the lateral boundaries was assumed. Using this technique, mesoscale spatial gradients in the meteorological quantities cannot evolve.

For instance, in reality the boundary layer height  $z_i$  in CAOs has an inclination in direction to the mean flow. In principle, in simulations with cyclic boundary conditions the boundary layer is not slanted and therefore possible influences of this inclination on the flow are neglected. Furthermore, the cyclic horizontal boundaries may also directly bias the development of the flow structures.

Recently, Liu et al. [2004] presented the first simulation of a CAO with stationary model domain (non-cyclic boundaries in direction of the mean flow), in which convection was explicitly resolved and the model domain size was sufficient to include the development of large scale flow structures. However, small scale unorganized turbulence was still not resolved, because a relatively coarse horizontal grid spacing of 500 m was used. During their simulation, organized flow structures developed which were associated with roll convection and transmuted into cellular convection 200 km downstream. Contrary to observations, the wavelength  $\lambda$  of the rolls (about 5 km) did not increase downstream (see Liu et al. [2004], Figure 4). In consideration of the inclination of the boundary layer height  $z_i$  the aspect ratio  $\lambda/z_i$  even decreased downstream, while in nature increasing aspect ratios are observed [Miura, 1986].

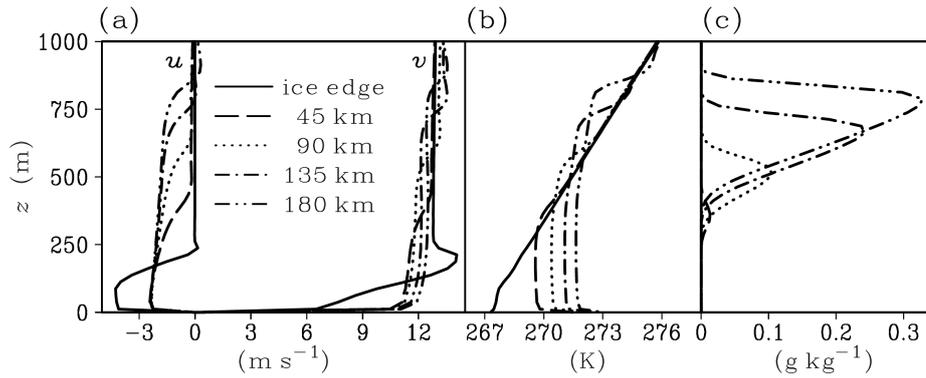
In our simulation of a CAO we used for the first time a stationary model domain, which was both large enough to capture the evolution of the large scale organized structures and able to explicitly resolve the small scale unorganized turbulence. Thus, the simulation allowed us to explicitly simulate the possible interactions between these two different scales of turbulence. With  $3 \times 10^8$  grid points the present simulation is one of the most extensive LES in meteorology so far.

## 2. Simulation Setup

The LES model PALM (parallelized LES model) optimized for parallel computing was applied. A detailed description of the model is given by Raasch and Raasch and Schröter [2001]. The model is based on the filtered non-hydrostatic Boussinesq equations. Prognostic quantities are the three velocity components, the potential liquid water temperature, the total water content, and the subgrid-scale turbulent kinetic energy as a 1.5 order closure is used. Moisture and longwave radiation processes are taken into account.

For this study, PALM was upgraded with an inflow and an outflow boundary. At the inflow, stationary vertical profiles are prescribed (Dirichlet boundary condition) for all quantities, irrespective of the perturbation pressure, for which a zero gradient (Neumann boundary condition) is used. The latter boundary condition is also used for all scalar quantities at the outflow and for the velocity component normal to the outflow boundary. On the contrary, for the two tangential velocity components a Dirichlet boundary condition is used. Therefore, incompressibility is guaranteed at the outflow. The two remaining lateral boundaries are periodic. The Poisson equation for the pressure is solved iteratively by a multigrid procedure [Zhang, 1998].

The model domain has a length ( $y$ -direction) of 204.8 km, a width ( $x$ -direction) of 25.6 km, and a height ( $z$ -direction) of 3.2 km with a resolution of 25 m vertically and 50 m horizontally. As initial and boundary conditions typical values of a moderate CAO were used, which had already been chosen by Chlond [1992], except for the geostrophic



**Figure 1:** Vertical profiles averaged in time (15 min) and space (along  $x$ ) of (a) the horizontal velocity components, (b) the virtual potential temperature and (c) the liquid water content at successive distances from the ice edge after 5 hours simulated time.

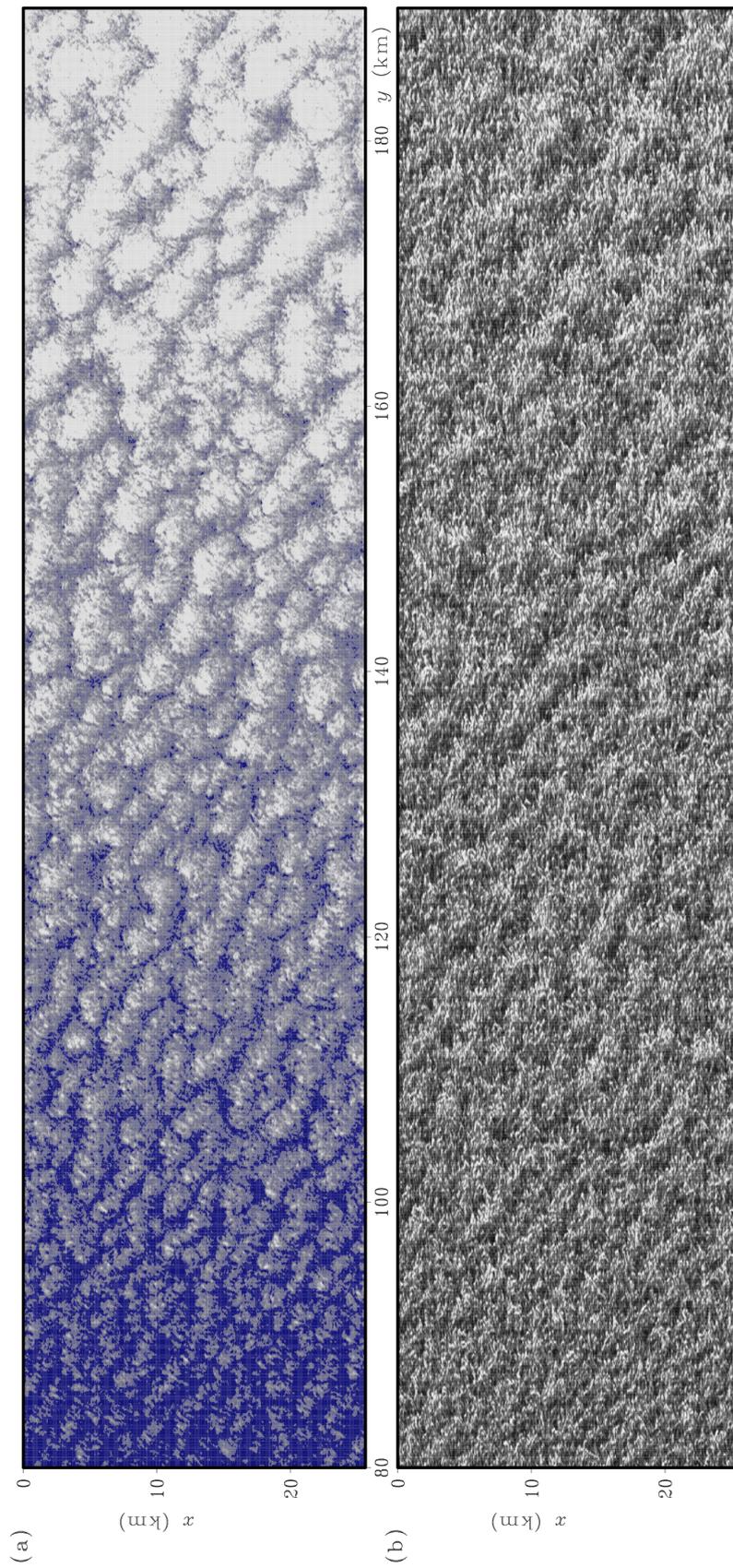
wind. The stability parameter  $z_1/L$ , in which  $L$  denotes the Monin-Obukhov stability length, was aimed to range between  $-6$  and  $-16$ , as frequently observed in nature during roll convection [Etling and Brown, 1993]. From test runs with cyclic boundary conditions we found a value of  $z_1/L = -7$  for a geostrophic wind of  $13 \text{ m/s}$ , which was then used for the simulations with stationary model domain. The vertical profiles at the inflow represent a completely stably stratified dry air mass coming from the ice region with a potential temperature gradient of  $8.9 \times 10^3 \text{ K m}^{-1}$  and a specific humidity of  $2.2 \text{ g kg}^{-1}$ . The wind profile is the result of a one dimensional prerun using the given geostrophic wind and the inflow profiles of temperature and humidity, assumed to be constant in time. The model domain situated at  $79^\circ \text{ N}$  was aligned in direction of the northerly geostrophic wind. For the first  $5 \text{ km}$ , the ground was specified as ice with a temperature of  $266.72 \text{ K}$ . At the ice edge the surface temperature was instantaneously raised to  $272.16 \text{ K}$ , followed by a further increase of  $0.75 \text{ K}$  per  $100 \text{ km}$  downstream. During the whole simulation perturbations were added onto the velocity field above the ice region to initiate turbulence. A computation time of 10.5 days on 256 processor elements of an IBM-Regatta was necessary for a total simulated time of five hours.

### 3. Results

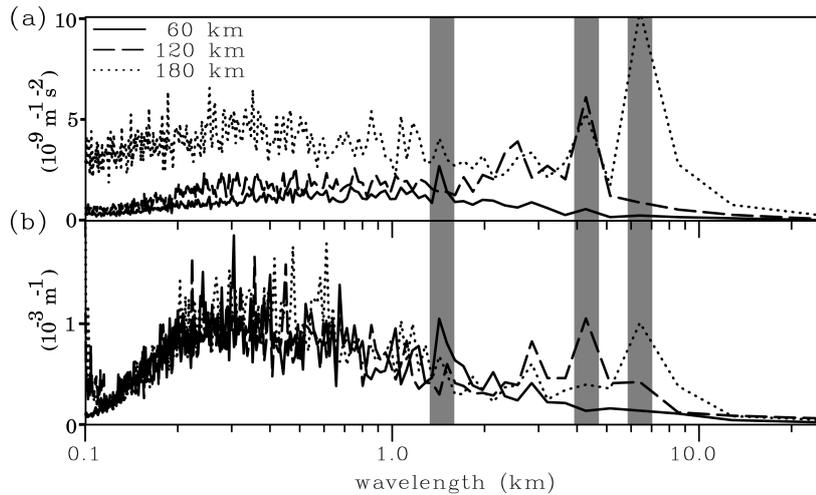
After four hours simulated time the flow reached a stationary state. The given surface temperatures led to a surface heat flux of about  $100 \text{ W m}^{-2}$  over water. The height of the convective boundary layer increased up to  $800 \text{ m}$  at a distance of  $180 \text{ km}$  from the ice edge. The evolution of the boundary layer is illustrated in Figure 1.

#### 3.1 Flow Structures

During the simulation organized flow structures evolved. The field of the liquid water path  $\text{LWP} = \int_0^\infty dz q_1 \varrho$ , with  $\varrho$  the density of air and  $q_1$  the liquid water content, reveals horizontal bandlike structures, with an angle between  $25^\circ$  and  $35^\circ$  to the right



**Figure 2:** Horizontal cross-sections of a part of the model domain of (a) the liquid water path LWP and (b) the square of the shear stress velocity  $u_*^2$  at 5 hours. The brighter the greyscale the larger the values.

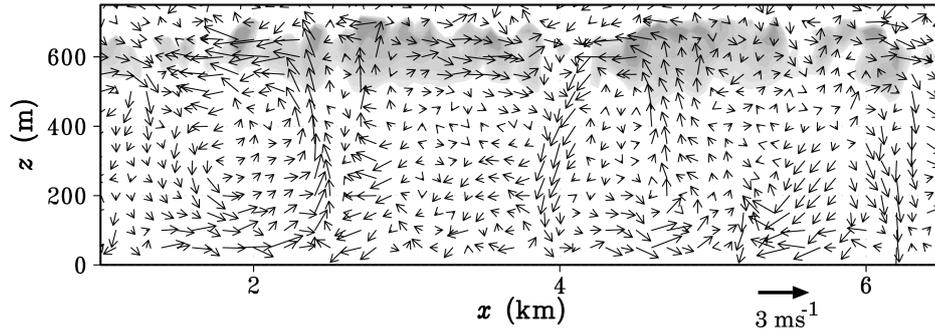


**Figure 3:** Spectra multiplied with the wavenumber at successive distances from the ice edge at 5 hours of (a) the liquid water content  $q_l$  at the top of the boundary layer and of (b) the shear stress velocity  $u_*$  in the Prandtl layer. The shaded bars indicate the wavelengths at which clear maxima appears as well in (a) as in (b).

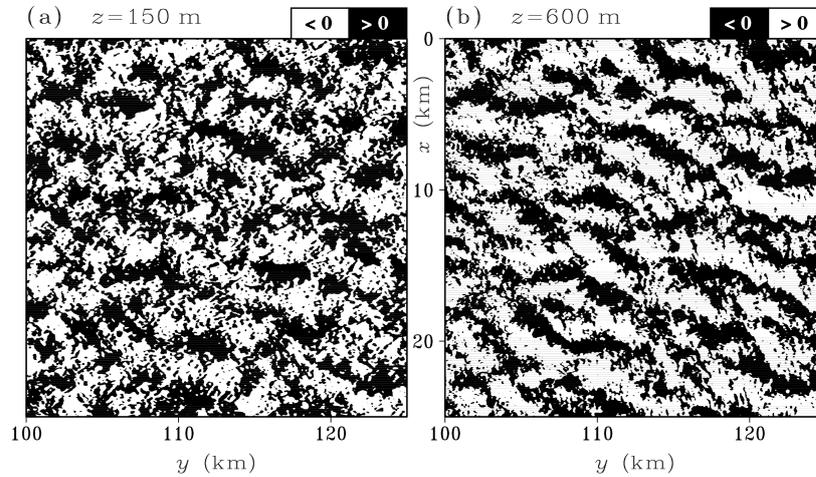
of the geostrophic wind (Figure 2a). Generally, the LWP field from a simulation is comparable to satellite images of the visual spectrum of clouds. The thicker the clouds, the brighter they appear in the image and the larger the LWP. As can be gathered from Figure 2a, these bands are interrupted chaotically. Sporadically, bands join an adjacent band, in that way the flow structures are growing downstream. The LWP field in our stationary simulation is very similar to highly resolved satellite images of the visual spectrum of cloud streets during CAOs. A single snapshot of a stationary simulation like in Figure 2 shows all stages of the evolution of the flow structures, contrary to simulations with moving model domain.

Observations from satellites equipped with synthetic aperture radar (SAR) show patterns of roll convection at the ocean surface as a result of the shear stress of the airflow [e.g. Babin et al., 2003]. This circumstance can also be found in our results. Figure 2b shows a horizontal cross section of the square of the friction velocity  $u_*^2$  in the surface layer (first grid layer above the surface) as a measure for the shear stress. The same patterns as in the LWP field can be identified (Figure 2a).

To underline this, one dimensional spectra along  $x$  of  $q_l$  at the top of the boundary layer and of the friction velocity in the surface layer are presented in Figure 3, multiplied with the wave number and averaged over 5 km along  $y$ . The spectra of  $q_l$  show clear maxima at wavelengths of 1200 m, 3000 m, and more than 6000 m at distances of 60 km, 120 km, and 180 km from the ice edge, respectively. In the spectra of  $u_*$  clear maxima for the same wavelengths can be found. Signals with less than 1000 m are dominant here in contrast to the spectrum of  $q_l$ , since near the ground small eddies carry most of the TKE. The aspect ratios  $\lambda/z_i$  increase from 2 at 60 km to 7 at 180 km distance. This is supposed to be due to effects of radiation and latent heat as pointed out by Müller and Chlond [1996].

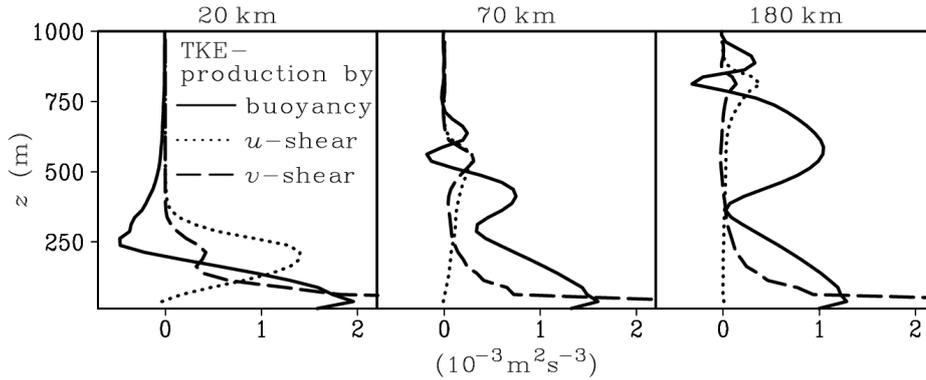


**Figure 4:**  $x$ - $z$  cross-section of the secondary flow at 120 km distance from the ice edge at 5 hours. The shading indicates areas containing liquid water.



**Figure 5:** Lateral velocity perturbations  $\bar{u}''$  at 5 hours at two different heights.

The velocity field shows that these bandlike structures are associated with a helical circulation consisting of longitudinal rolls extended throughout the whole boundary layer with an alternately clockwise and counterclockwise rotation, as can be seen in Figure 4. Here, an instantaneous  $x$ - $z$  view of the secondary flow at a distance of 120 km from the ice edge is shown. Contrary to Liu et al. [2004], the secondary flow has a much more turbulent character. Therefore, in most  $x$ - $z$  views, this kind of circulation is not as obvious as in Figure 4. To demonstrate that this mean circulation exists nevertheless, horizontal cross sections of the deviations from the average of  $u$  along  $x$  ( $\bar{u}''$ ) at a height of 150 m and 600 m are shown in Figure 5. In Figure 5a black and white areas mark positive and negative deviations, respectively. In Figure 5b the meaning of black and white has been interchanged. Since the positions of black and white areas on both figures are quite the same, the secondary flow near the ground is antiparallel to the one in the upper boundary layer, indicating the existence of a roll-like circulation. Likewise, analysis of the vertical velocity  $w$  is in agreement with such a circulation.



**Figure 6:** Vertical profiles of the resolved contributions to the TKE production by vertical shear of  $u$  and  $v$  and by buoyancy at successive distances from the ice edge at 5 hours.

### 3.2 Formation Mechanism of the Rolls

To clarify the formation mechanism of the rolls we will now discuss the production of turbulent kinetic energy (TKE). In Figure 6 vertical profiles of the resolved scale contributions to the TKE production by vertical wind shear of the  $u$ -component

$$P_{\mathbf{u}} = -\langle \bar{w}'' \bar{u}'' \rangle \partial_z \langle \bar{u} \rangle ,$$

of the  $v$ -component

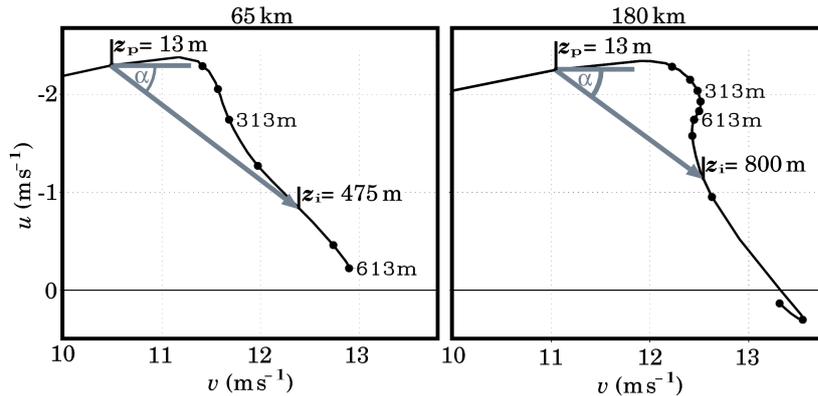
$$P_{\mathbf{v}} = -\langle \bar{w}'' \bar{v}'' \rangle \partial_z \langle \bar{v} \rangle ,$$

and by buoyancy

$$P_{\mathbf{b}} = \langle \bar{w}'' \bar{\Theta}_v'' \rangle g \Theta_0^{-1}$$

are shown. Here  $\bar{\Psi}$  indicates the resolved scale of a quantity  $\Psi$ . Double primes indicate deviations from the average along  $x$  and brackets the average in time and along  $x$ .  $\Theta_0$  is a reference temperature and  $g$  the gravitational acceleration. Close to the ice edge the magnitude of  $P_{\mathbf{b}}$  is about the same as that of  $P_{\mathbf{u}}$ . With increasing distance to the ice edge the shear contribution decreases due to the mixing process in the convective boundary layer, while the buoyancy contribution becomes dominant. First  $P_{\mathbf{b}}$  has only one maximum close to the ground. With onset of the condensation processes, latent heat is set free and a second maximum in the upper half of the boundary layer develops, which finally reaches the same magnitude as the first maximum. Here the contribution  $P_{\mathbf{u}}$  amounts to only a fraction of that by buoyancy. At the inversion, the TKE production by shear is about the same as the destruction by negative buoyancy. In the lowest 50 m,  $P_{\mathbf{v}}$  is dominant over the whole distance.

The most discussed mechanisms for such rolls are the inflection point instability and the convective instability [Etling and Brown, 1993]. The first mechanism requires a strong enough inflection point in the vertical profile of the wind component perpendicular to the mean flow. Considering the small contributions of the wind shear perpendicular to the mean flow, the inflection point instability seems not to be the es-



**Figure 7:** Hodographs at 65 km and 180 km distance from the ice edge at 5 hours. The distance between two points indicates vertical distances of 100 m. The grey arrow indicates the mean wind shear vector and  $\alpha$  the angle between the shear vector and the geostrophic wind.

sential mechanism in our study. Furthermore, underlying this mechanism, the roll axes should be oriented to the left of the mean flow. Perturbation analysis has shown that the axes of rolls created by convective instability are oriented in the direction of the mean wind shear vector [Asai, 1970]. This behavior was also observed in field experiments [e.g. Lohou et al., 1998]. The mean wind shear vector, based on the difference between the wind at the top of the surface layer and the inversion base, consistently exhibits an angle of about  $35^\circ$  to the right of the geostrophic wind in this study, as can be gathered from the hodographs in Figure 7. This is in good agreement with the angle of the roll axis. Using aerological data and satellite images of several CAOs, Miura [1986] pointed out that roll convection appears when the value of the mean wind shear lies between  $10^{-3}$  and  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . For smaller values open cells are observed. In this study the mean shear amounts to  $5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  at a distance of 65 km from the ice edge and decreases to  $2.5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  at 180 km, which is within the range mentioned for roll appearance.

In the simulation of Liu et al. [2004] a free slip boundary condition was applied at the ground. Thus the mean wind shear vector from this study might not be comparable with that in nature. Nevertheless, there was an initial wind shear in the simulation, which decreased downstream. Liu et al. [2004] suggested that the transition from roll to cellular convection in their simulation is the result of the elimination of the shear by the secondary flow. It can be expected that in case of a nonslip boundary condition the decreasing rate of the shear with distance would be smaller and therefore the transition to cellular convection would appear further downstream. Furthermore, it can be expected that also the angle of the roll axes is affected by the bottom boundary conditions. However, this can not be proved by our results, since the meteorological situations simulated were not the same.

## 4. Conclusions

To the authors knowledge, this simulation is the first LES of a CAO with stationary model domain which was large enough to capture the evolution of the large scale organized structures, while at the same time the small scale unorganized turbulence was explicitly resolved. Rolls caused by convective instability with the typical characteristics as observed in nature were simulated successfully. The influence of the small scale turbulence on the organized flow structures causes the cloud streets in this study not to appear as laminar as in simulations with less resolution. In contrast to the simulation of Liu et al. [2004] the aspect ratios of the rolls increased significantly downstream as observed.

For comparison, we additionally performed an LES with moving model domain using cyclic boundaries. The analysis of differences to the stationary simulation is still in progress. The vertical wind shear at the inversion is about 2.4 times smaller in the non-stationary simulation. Convective rolls developed with the same characteristics as in the stationary simulation. Later on, the rolls turned into cells, while in the stationary simulation the roll regime dominated. This demonstrates that cyclic boundary conditions in direction of the mean flow may bias the development of the boundary layer and the flow structures.

The simulation of interactions between different scales of turbulence like in this study puts very high demands on the computing power that are now accomplished by state-of-the-art massively parallel systems.

**Acknowledgments.** M. Gryschka was supported in part through the German Science Foundation (DFG) under grant ET 8/12. We would like to thank Prof. Dr. D. Etling for his useful comments. All runs were performed on an IBM pSeries 690 supercomputer of the Norddeutscher Verbund für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN).

## References

- Asai, T. (1970). Stability of a plane parallel flow with variable vertical shear and unstable stratification. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 48:129–139.
- Babin, S., Sikora, T. D., and Winstead, N. S. (2003). A case study of satellite synthetic aperture radar signatures of spatially evolving atmospheric convection over the western atlantic ocean. *Boundary-Layer Meteorol.*, 106:527–546.
- Brümmer, B. (1999). Roll and cell convection in wintertime arctic cold-air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, 56:2613–2636.
- Chlond, A. (1992). Three-dimensional simulation of cloud street development during a cold air outbreak. *Bound.-Layer Meteorol.*, 58:161–200.
- Etling, D. and Brown, R. A. (1993). Roll vortices in the planetary boundary layer: A review. *Boundary-Layer Meteorol.*, 65:215–248.

- Etling, D. and Raasch, S. (1987). Numerical simulation of vortex roll development during a cold air outbreak. *Dyn. Atmos. Ocean*, 10:277–290.
- Liu, A. Q., Moore, G., Tsuboki, K., and Renfrew, I. A. (2004). A high-resolution simulation of convective roll clouds during a cold-air outbreak. *Geophys. Res. Lett.*, 31. L03101.
- Lohou, F., Druilhet, A., and Campistron, B. (1998). Spatial and temporal characteristics of horizontal rolls and cells in the atmospheric boundary layer based on radar and in situ. *Boundary-Layer Meteorol.*, 89:407–444.
- Miura, Y. (1986). Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, 43:26–39.
- Müller, M. and Chlond, A. (1996). Three-dimensional numerical study of cell broadening during cold air outbreaks. *Boundary Layer Meteorol*, 81:289–323.
- Raasch, S. and Schröter, M. (2001). Palm—a large-eddy simulation model performing on massively parallel computers. *Meteorol. Z.*, 10:363–372.
- Zhang, S. (1998). Fast and high accuracy multigrid solution of the three dimensional poisson equation. *Meteorol. Z.*, 10:363–372.

### 3.1.2 Publikation II: Gryschka et al. [2008b]

An edited version of this paper was published by Gebrüder Borntraeger.  
Copyright 2008 Gebrüder Borntraeger, <http://www.borntraeger-cramer.de>

METEOROLOGISCHE ZEITSCHRIFT, Vol. 17, No. 6, 785-791 (December 2008)

## Scale analysis of convective clouds

M. Gryschka, B. Witha, D. Etling

Institute of Meteorology and Climatology, Leibniz University of Hannover, Germany

(Manuscript received February 29, 2008; in revised form September 12, 2008; accepted September 12, 2008)

### Abstract

The size distribution of cumulus clouds due to shallow and deep convection is analyzed using satellite pictures, LES model results and data from the German rain radar network. The size distributions found can be described by simple power laws as has also been proposed for other cloud data in the literature. As the observed precipitation at ground stations is finally determined by cloud numbers in an area and individual sizes and rain rates of single clouds, the cloud size distributions might be used for developing empirical precipitation forecasts or for validating results from cloud resolving models being introduced to routine weather forecasts.

### Zusammenfassung

Die Größenverteilung von Kumuluswolken, die sich auf Grund flacher oder hochreichender Konvektion bildet, wird anhand von Satellitenbildern, numerischen Simulationen mit einem LES Modell und Daten des Radarverbundes des Deutschen Wetterdienstes analysiert. Die Größenverteilungen lassen sich durch einfache Potenzgesetze darstellen, wie sie auch für andere Wolkenanalysen gefunden wurden. Da sich der am Boden gemessene Niederschlag letztendlich aus dem Zusammenwirken der Anzahl, Größe und Niederschlagsintensität von Kumuluswolken ergibt, können die gefundenen Größenverteilungen beispielsweise für die Entwicklung empirischer Niederschlagsvorhersagen oder zur Validierung von wolkenauflösenden Modellen der Wetterdienste herangezogen werden.

## 1 Introduction

The observed precipitation at rain gauges on the ground due to convective clouds is the result of the combined effect of rain intensity of single clouds, the spatial distribution of cloud fields and the motion of clouds within the observation area. Any satellite picture of convective cloud fields (see e.g. Figure 1) reveals a great variety of cloud patterns and cloud sizes. The size distribution of convective clouds might give hints of the precipitation observed at ground stations.

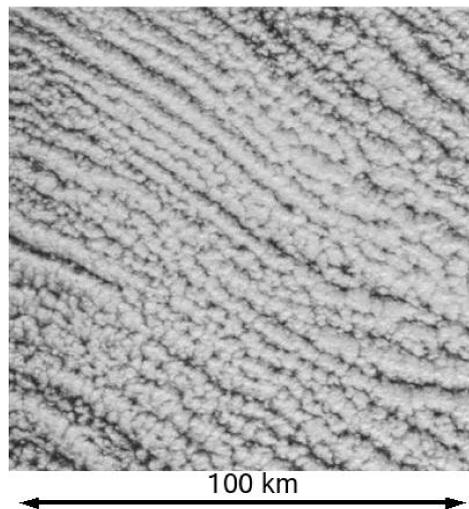
In this paper we will present scale analyses for shallow and deep convective clouds. We will mainly focus on the size distribution for those cloud fields. The relation of our results to possible precipitation forecasts will be outlined in the final section.

Scale analysis of cloud fields is not new but has been provided for shallow cumulus clouds e.g. by Welch et al. [1988] or Rodts et al. [2003] using satellite data and by Neggers et al. [2002] from large eddy simulations (LES). Concerning deep convective shower clouds, scale analyses has been provided e.g. by Mesnard and Sauvageot [2003], Theusner and Hauf [2004], and by Karklinsky and Morin [2006] using precipitation radar observations as provided by radar networks of national weather services. The results obtained in these papers will be discussed together with our results in the following chapters. The new aspect of the investigation presented here is to provide cloud size statistics for shallow and deep convection as test cases for cloud resolving models.

## 2 Shallow convective clouds

Although the rain amount from shallow convective clouds is not as large as from deep convective shower clouds (which will be discussed later), they can still be important for the annual rain budget in certain areas. As an example we might mention the interest in precipitation due to shallow cumulus clouds in tropical and subtropical regions which has led to the recent field experiment RICO [Rauber and coauthors, 2007]. Similar aspects of precipitation due to shallow cumulus clouds might also be found in high latitudes, where large areas of organized cumulus clouds can be observed during cold air outbreaks (e.g. Liu et al. [2004] and Gryschka and Raasch [2005], see also Figure 1), although not all clouds necessarily precipitate.

We focused our analysis on the situation of a cold air outbreak, where we combine the analysis of satellite data with cloud fields obtained from our own LES model PALM (parallelized LES model). A description of the model is given in Raasch and Schröter [2001]. The simulations are carried out for LES-models with relatively large model domains (with a length of up to 400 km and width of up to 64 km) and a high resolution of 50 m horizontally and 25 m vertically, so that the development of cloud cells with length scales of some hundred meters up to some tenth of kilometers is made possible. Especially the interaction between the small-scale, unorganized turbulence and the large-scale, organized turbulence is considered explicitly. Two simulations of cold air outbreaks, whose results are used in this study, are described in Gryschka et al. [2007] and Gryschka and Raasch [2005]. For satellite data we use high resolution (250 m) Modis Terra and Aqua images (Figure 1). The clouds are identified by a



**Figure 1:** Terra-Satellite image of cloud streets during a cold air outbreak over Davis Strait on April 23, 2002 (visible channel).

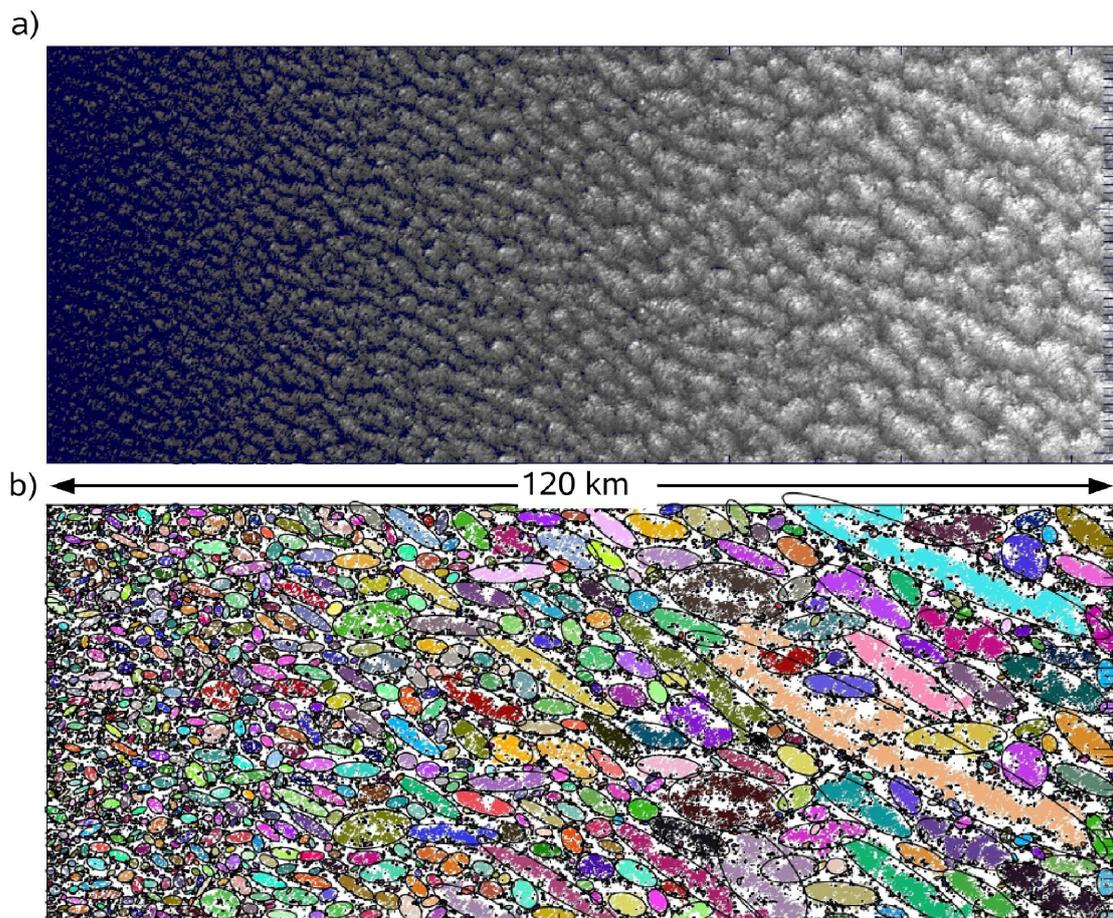
pattern recognition algorithm available within the IDL graphics package. The same routine was used for the results from LES runs, where the clouds were identified by their vertically integrated liquid water content (the so called liquid water path, LWP). For this routine first a field with the information “cloud” or “no cloud” is provided by choosing a certain threshold of the LWP or grey scale in case of satellite images. An example of the cloud field obtained by the LES model for a cold air outbreak is shown in Figure 2a). The pattern recognition algorithm identified the shape of single clouds by ellipses, as shown for the LES data in Figure 2b). From these ellipses we can determine the horizontal aspect ratio of the clouds, i.e the relation between the major and minor axes. The equivalent cloud diameter  $l$  itself is simply taken as the square root of the area size of single clouds, as calculated from the number of pixels in satellite pictures or number of grid cells in the model simulations covered by single clouds. The equivalent diameter of each cell is grouped into length size classes.

The size distribution  $n(l)$  of cells within the cloud field is then calculated from the data (satellite or LES). An example is given in Figure 3. The data can be fitted to a power law by

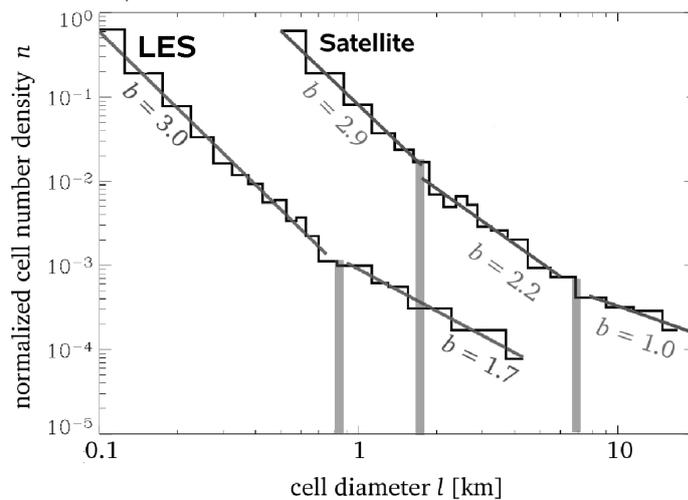
$$n(l) = al^{-b}, \quad (3.1)$$

with  $a$  and  $b$  constants. The exponent  $b$  is indicated on the graphs in the figure. The power laws for satellite observations and LES are quite similar, indicating that the model captures the cloud statistics quite well (the shift in the graphs is due to the different spatial resolution in satellite pictures and LES).

As can be seen, the size distribution cannot be described by a single power exponent  $b$  because there is a scale break at a size  $l_b$  of about 1 km. In the satellite data even a second scale break at  $l_b = 7$  km appears. This scale break in size distributions for



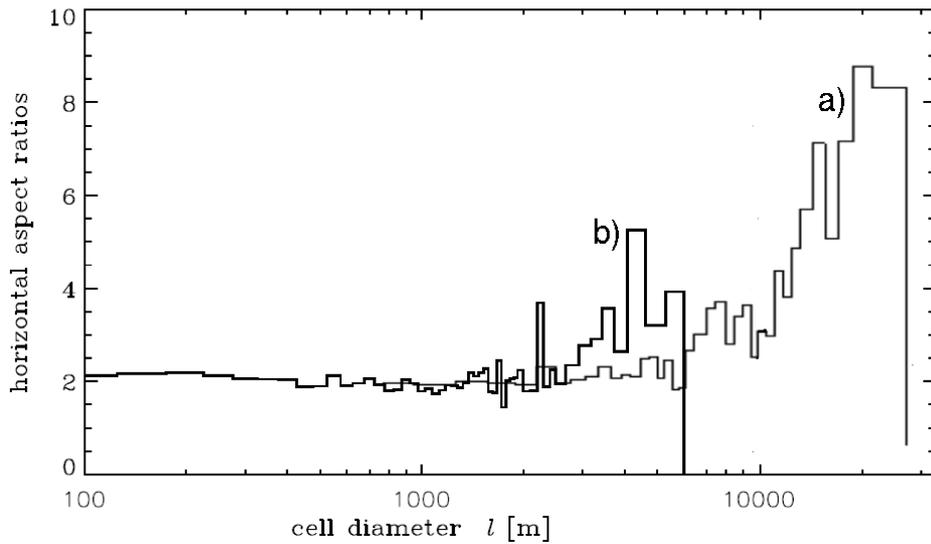
**Figure 2:** a) Simulated cloud field of a cold air outbreak from Gryschka and Raasch [2005] and b) recognized patterns of the cloud field in a). Each color represents a continuous cell, whereas it should be noticed that the colors recur cyclically. Furthermore, each cell is fitted by an ellipse.



**Figure 3:** Example of cell size distribution (normalized with total number of cells) for the simulated cloud field shown in Fig. 2 and for the satellite image of the cloud field shown in Fig. 1. The vertical bars mark the scale breaks  $l_b$ .

cumulus clouds is not new but has been found by various analyses of satellite pictures (e.g. Sengupta and coauthors [1990], Kuo et al. [1993], Benner and Curry [1998], Rodts et al. [2003]) and in LESs by Neggers et al. [2002]. For small cumulus clouds, this scale break has been found within a size of 600 m to 1000 m, depending on the area of investigation. Also the power law exponent  $b$  before and after the scale break varies in those observations. For cumulus clouds with equivalent diameters smaller than the scale break ( $l < l_b$ ) values are in the range  $b = 1$  to  $2$ , whereas for larger clouds ( $l > l_b$ ),  $b = 2$  to  $4$  has been found. Hence the size distribution for cumulus clouds falls off more rapidly for larger clouds (after the scale break) than for smaller clouds (before the scale break).

In our investigation however, this behavior has just the opposite trend: power exponent  $b$  is smaller for clouds after the scale break than for those before the break. Although at present we have no simple explanation for this result (further analyses with different data sets have to be performed), we might argue that we have focused on the special case of cumulus convection during cold air outbreaks. In contrast to most cases of cumulus fields analyzed by the groups mentioned above (mostly for trade wind areas), cumulus clouds in cold air outbreaks are highly organized into lineal patterns (cloud streets) as can be seen from Figure 1. These line patterns consist of single cumulus clouds of more or less elliptical form (see also Figure 2) which are aligned with their major axis in the downstream direction. The horizontal aspect ratio of these clouds (as determined by the major and minor axis of the ellipses) is about 2 up to an equivalent cloud diameter of about 1 km to 7 km and increases up to 8 for larger clouds. This behavior was found both for the LES studies and satellite studies (example in Fig. 4). In the case analyzed by Kuo et al. [1993] and Benner and Curry [1998], the horizontal aspect ratio remained around 2. Hence, it may be the increasing



**Figure 4:** Horizontal aspect ratios of the cells fitted by ellipses for a) the observed cloud field shown in Fig. 1 and b) the simulated cloud field shown in Fig. 2.

ellipticity of single clouds during cold air outbreaks which is responsible for the power law behavior in the size distribution found in our analysis as contrasted to the results obtained for less organized cumulus cloud fields in the papers mentioned above. However, this deserves further evaluation of satellite data and LESs of cold air outbreaks, which is beyond the scope of the present article.

We found that  $b$  and  $l_b$  depend strongly on the development of the underlying boundary layer. For example, when analyzing a single satellite image of a cold air outbreak situation in different subdomains with sizes of  $100 \times 100 \text{ km}^2$  (as in Fig. 1), those parameters vary remarkably from subdomain to subdomain. E.g., in case of the cold air outbreak on April 23, 2002 over the Davis Strait, as shown for a subdomain in Fig. 1,  $b$  varies between 1.3 and 3.0 for  $l < l_b$  and between 0.7 and 2.3 for  $l > l_b$  (not shown here). Since in a cold air outbreak the boundary layer is growing downstream and the embedded organized convection fulfills a evolution downstream (first from roll convection with growing wave length and later on transforming into cellular convection) and the clouds are in interaction with these processes, an influence onto the cloud structure and their statistics is expected. Therefore, it does not seem reasonable to calculate those cloud statistics for a large area in which a variety of development stages are present. Especially for the statistics of larger cloud cells this is a dilemma, since for a good statistics a large number of larger cloud cells is desirable and therefore a large investigation area. Alternatively, numerous satellite images of different times could be used, in which subdomains are chosen which corresponds to similar stages in the boundary layer development. However, the availability of those boundary layer data is low. Using LES, both cloud field and boundary layer data are available with a much better resolution.

From our analyzed simulation data we suggest that the first scale brake  $l_b$  is due

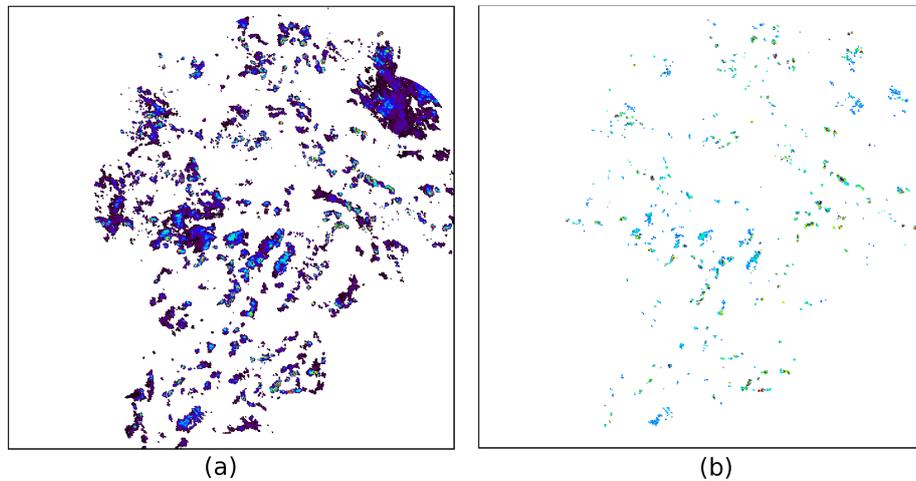
to the boundary layer height. When analyzing subdomains in which the boundary layer height varies in height by less than 10%, the first scale break was always close to the averaged boundary layer height in this sub domain (about  $50 \times 50 \text{ m}^2$ ). For a better statistics (using these quite small sub domains) we used outputs of four different times at intervalls of 15 minutes simulation time. Since the outputs were all within a stationary state of the simulation, only the random cloud structure changed, but not the mean boundary layer characteristics. We investigated cases with boundary layer heights between 600 m and 2000 m. Furthermore, when analyzing satellite pictures of cold air outbreaks (as on April 23, 2002 over the Davis Strait) for sub domains in different distances to the ice edge, the first scale break  $l_b$  appears for larger values of  $l$  in larger distances from the ice edge (downstream). If we assume that the boundary layer height is increasing downstream, this is in agreement with the findings in the LES study. However, this aspect needs further investigation.

### 3 Deep convective clouds

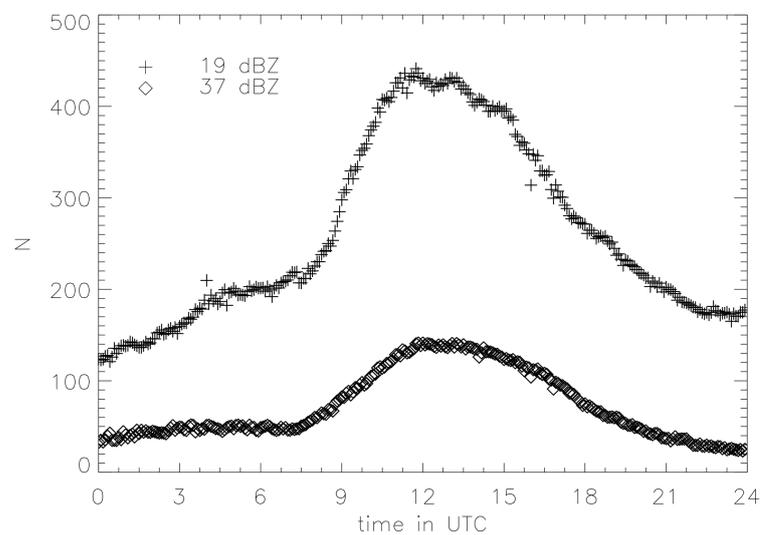
For the case of deep convective clouds we follow the work of Theusner and Hauf [2004], who investigated the structure of post frontal showers over Germany using the data from the radar network of the Deutscher Wetterdienst (DWD). The main focus of their analysis was concerned with reflectivity peaks within rain areas identified in the radar pictures. They used radar composites with a spatial resolution of  $2 \times 2 \text{ km}^2$  and a temporal resolution of 15 minutes. In the analysis presented here, we make use of a new radar product of the DWD radar network, consisting of RZ composites with 5 minute temporal and  $1 \times 1 \text{ km}$  spatial resolution (details are shown in *Weusthoff and Hauf* [2008 a,b]. This increase in resolution by a factor of 4 results in a much better identification of single rain cells and a significant enlargement of the data set available for statistical analysis. Various cutoffs of radar reflectivity (in dBZ) have been applied to identify the rain cells. Following the earlier analyses by Mesnard and Sauvageot [2003] and Theusner and Hauf [2004], we choose a lower cutoff of 19 dBZ (or rain rate of 0.48 mm/h) which delivers the total size of the rain cells and a higher cutoff of 37 dBZ (or 8.16 mm/h) which indicates only cell cores with smaller area size (see also the analysis by Von Hardenberg et al. [2003]). Rain areas which do not belong to the post-frontal showers are excluded. An example of the rain cells as seen in the radar images for the cutoffs 19 dBZ and 37 dBZ is provided in Figure 5.

As can be seen, there are more and larger rain cells for the lower cutoff and fewer and smaller rain areas for the higher cutoff. This behavior is found not only for this single snapshot of a radar image containing post frontal showers but also for the total amount of data used in this investigation which covers 20 days from the years 2004-2007 with a total of nearly 6000 radar images. Fig.6 shows the total number of rain cells averaged over 15 days as a function of day time.

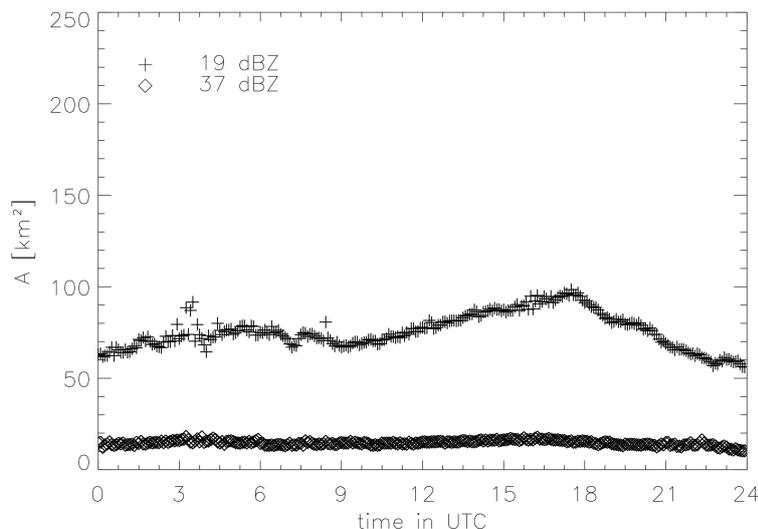
It is clearly visible that the number of rain cells with lower cutoff (19 dBZ) is considerably larger than for the higher cutoff (37 dBZ) as was also found for the single situation depicted in Figure 5. There is also a pronounced diurnal variation in cell number with a maximum around and shortly after noon. As we have investigated only similar situations with post frontal showers, the maximum in the afternoon hours



**Figure 5:** a) Radar reflectivity for post frontal showers over Germany on July 4, 2007, 13:00 UTC as observed from the DWD radar-network. Reflectivity cut off is 19 dBZ (equivalent to 0.48 mm/h), resolution  $1 \times 1$  km. b) Same as Figure a) but for a reflectivity cutoff of 37 dBZ (8.16 mm/h).



**Figure 6:** Total number  $N$  of post frontal rain cells over Germany as a function of day time for reflectivity cutoffs of 19 and 37 dBZ. Averaged data over 15 days.



**Figure 7:** Average area size  $A$  of post frontal rain cells as a function of day time for reflectivity cutoffs of 19 and 37 dBZ. Averaged data over 15 days.

indicates an enhancement of this airmass shower activity by daytime convection over land areas. The average area size of these rain cells shown in Figure 6 is displayed in Figure 7. As already indicated in Figure 5 for one snapshot of the radar image, the average area size of rain cells with lower cutoff is larger (about 60 to 100 km) than for those with higher cutoff (about 10 to 20 km). In contrast to the number of rain cells, there is no marked diurnal variation in the area size. The behavior of post frontal shower cells as depicted in Figures 6 and 7 has also been found by Theusner and Hauf [2004] for the same area (Germany) using the former DWD radar products with lower resolution.

The size distribution of post frontal rain cells was obtained by determining the area covered by radar reflectivity pixels for each individual cell with cutoffs of 19 and 37 dBZ respectively. (The average area size was already shown in Fig. 7). The equivalent cell diameter was simply defined as the square root of the area size of each rain cell, in line with the analysis of the shallow clouds in section 2. The analysis has been performed for 20 days with post frontal showers where in total about 6000 radar images were available. The size distribution was calculated for each day separately in order to check whether the distributions were similar for different situations of post frontal showers over Germany. As an example, the normalized cell number density as a function of the cell diameter for one single day (04 July, 2007) is shown in Figure 8 a) for 19 dBZ and in b) for 37 dBZ cutoff on double-log representation. Similar size distributions have also been presented in Mesnard and Sauvageot [2003], Theusner and Hauf [2004] and Karklinsky and Morin [2006]. These authors fit their cell size distribution by a log-normal density distribution. However, as was pointed out by Mesnard and Sauvageot, the size distribution can be also described quite well by a power law (like in equation

1).

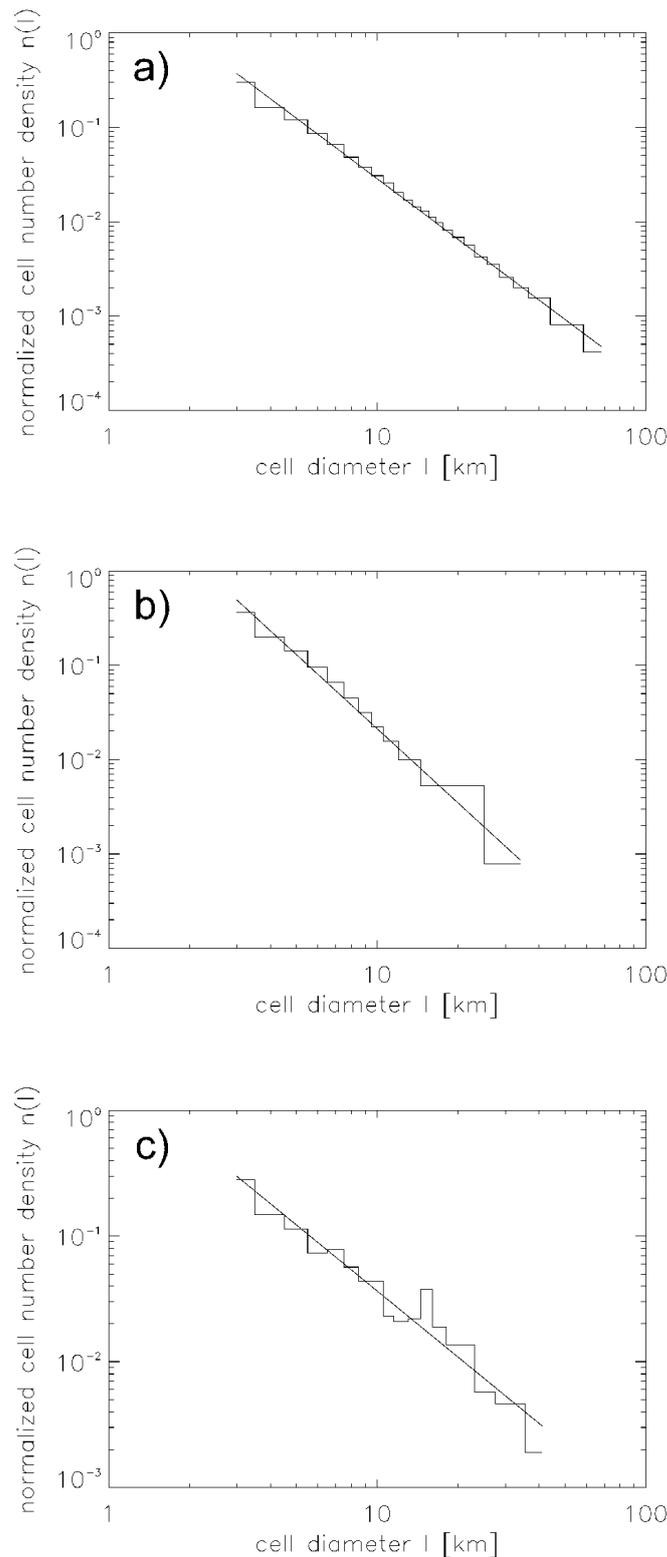
Hence, we have taken this option and fitted the results by a power law, as has been also done for the case of shallow convection in chapter 2. This is given by the regression line in Figures 8 a), b) and c) which fits the data quite well. The exponent is determined as  $b = 2.13$  for the case of 19 dBZ cutoff and as  $b = 2.62$  for 37 dBZ. For all 20 days analyzed, the exponent  $b$  varied between 2.04 and 2.44 with an average of 2.24 for the 19 dBZ cutoff and between 2.61 and 3.03 with an average of 2.80 for the 37 dBZ cutoff. This seems to indicate, that the size distribution for post frontal showers over Germany is similar for different synoptic situations. Mesnard and Sauvageot [2003] found  $b = 2.07$  at Bordeaux for a cutoff 23 dBZ and  $b = 2.88$  for a 39 dBZ cutoff which is similar to our values. For a radar station further away from the coast (Toulouse) they found  $b = 1.68$  and 1.70, respectively, which indicates that the size distributions of rain showers might depend on the local situation too. One might argue that the size distribution shown in Figures 8 a) and b) is influenced by the diurnal variation of cell numbers and mean cell area size, as shown in Figures 6 and 7. Therefore we present also a size distribution obtained from one single radar image of the data set analyzed in Figures 8 a) and b) . This is shown in Figure 8 c). Here, the exponent of the power law is  $b = 1.75$  which is close to the one obtained for the whole day of radar data.

## 4 Conclusions and discussion

We have presented analyses of cloud size distributions for shallow and deep convection based on different data sets. Although similar investigations have been performed before, there are some new aspects in our results. Concerning shallow convection, we have presented an analysis of cumulus clouds formed during cold air outbreaks. The power law scaling indicates a different behavior as compared to similar analyses performed for cumulus cloud fields in tropical and subtropical regions which might be due to the high degree of organization of the cloud patterns during cold air outbreaks. Furthermore, we suggest that the first scale break is due to the boundary layer height. This, however, has to be tested further with more data sets.

Concerning deep convection we have analyzed precipitation fields for the cases of post frontal showers as provided by the radar network of the Deutscher Wetterdienst. Also for these data, we have found a cloud size distribution following a simple power law. By comparison with the few available data from other studies using the same method, it might be concluded that the exponent of the power law could be related to the special situation (e.g. post frontal showers) or geographical location (i.e. near the coast or inland).

With respect to the final goal of the SPP 1167, to improve the quantitative precipitation forecast, the scale analysis presented here could be used for the following applications. The first is concerned with the validation of cloud resolving models which are being developed and put into operation by various national weather services. In Germany, the local forecast model COSMO operates with a horizontal resolution of 2.8 km at present (some research versions at universities are run even with 1 km resolution). Hence, large convective clouds are now resolved explicitly. As the model resolution is now in the order of the resolution of the DWD rain radar network, it



**Figure 8:** Normalized cell size distribution for post frontal rain cells on July 4, 2007. The solid line indicates a power law fit. a) contains 288 radar images (the whole day) with cutoff 19 dBZ and power law exponent (in the double-log representation equivalent to the slope)  $b = 2.13$ . b) Same as a) but for cutoff 37 dBZ,  $b = 2.62$ . c) contains only one single radar image (13:00 UTC) with cutoff 19 dBZ and  $b = 1.75$ .

should be possible to compare the model output of precipitating deep cumulus clouds with the observed radar signal directly. Of course one can not compare single clouds in the model and the radar, but the statistics of large cumulus clouds (showers) should be comparable, as for the case of shallow convective clouds as presented in Fig.3. Hence, if the data from the COSMO model runs were analyzed in the same way as presented here in section 3, one could get a measure of the quality of the precipitation forecast for the cases of deep convective cumulus clouds. This kind of analysis has just started in the second part of our project but no results can be presented so far.

Another possible application is concern us with the use of shower size distribution in constructing empirical methods for precipitation forecast over shorter time scales (Nowcast) based on actual observed rain radar information. Such methods have been developed by a related project within SPP 1157 [Weusthoff and Hauf, 008a,b].

## Acknowledgments

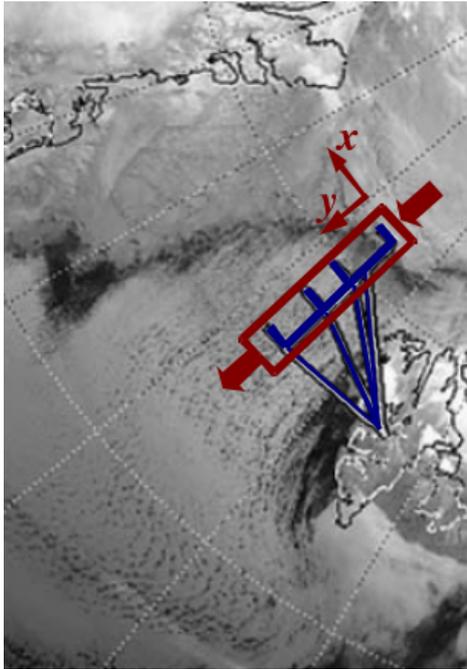
This work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft within the SPP 1157 under grant ET8/12. The radar data were kindly provided by the Deutscher Wetterdienst. The kind help by our colleagues M. Theusner, T. Weusthoff and T. Hauf concerning the analysis of the radar data is also acknowledged.

All simulations were performed on an IBM pSeries 690 supercomputer of the Norddeutscher Verbund für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN).

## References

- Benner, T. and Curry, J. (1998). Characteristics of small tropical cumulus clouds and their impact on the environment. *J. Geophys. Res.*, 103:28,753–28,767.
- Gryschka, M., Etling, D., and Raasch, S. (2007). Large eddy simulation of a cold air outbreak during artist98: stationary versus non-stationary model domain. *Geophys. Res. Abstracts*, 9:09937.
- Gryschka, M. and Raasch, S. (2005). Roll convection during a cold air outbreak: A large eddy simulation with stationary model domain. *Geophys. Res. Lett.*, 32. L14805, doi:10.1029/GL022872.
- Karklinsky, M. and Morin, E. (2006). Spatial characteristics of radar-derived convective rain cells over southern israel. *Meteorol. Z.*, 15:513–520.
- Kuo, K.-S., Welch, R., Weger, R., Engelstad, M., and Sengupta, S. (1993). The three-dimensional structure of cumulus clouds over the ocean: 1. structural analysis. *J. Geophys. Res.*, 15:513–520.
- Liu, A. Q., Moore, G. W., Tsuboki, K., and Renfrew, I. A. (2004). A high-resolution simulation of convective roll clouds during a cold-air outbreak. *Geophys. Res. Lett.*, 31. L03101.

- Mesnard, F. and Sauvageot, H. (2003). Structural characteristics of rain fields. *J. Geophys. Res.*, 108:4385.
- Neggens, R., Jonker, H., and Siebesma, A. (2002). Size statistics of cumulus cloud populations in large-eddy simulations. *J. Atmos. Sci.*, 60:1060–1074.
- Raasch, S. and Schröter, M. (2001). Palm—a large-eddy simulation model performing on massively parallel computers. *Meteorol. Z.*, 10:363–372.
- Rauber, R. and coauthors, . (2007). Rain in shallow cumulus over the ocean: The rico campaign. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 88:1912–1928.
- Rodts, S., Duijkerke, P., and Jonker, H. (2003). Size distributions and dynamical properties of shallow cumulus clouds from aircraft observations and satellite data. *J. Atmos. Sci.*, 60:1895–1912.
- Sengupta, S. and cauthors (1990). Cumulus cloud morphology and spatial patterns derived from high resolution landsat imagery. *J. Appl. Meteor.*, 29:1245–1267.
- Theusner, M. and Hauf, T. (2004). A study on the small scale precipitation structure over germany using the radar network of the german weather service. *Meteorol. Z.*, 13:311–322.
- Von Hardenberg, J., Ferraris, L., and Provenzale, A. (2003). The shape of convective rain cells. *Geophys. Res. Lett.*, 30:2280.
- Welch, R., Kuo, K., Wielicki, B., Sengupta, S., , and Parker, L. (1988). Marine stratocumulus cloud fields off the coast of southern california observed using landsat imagery, part i: Structural characteristics. *J. Appl. Meteor.*, 27:341–362.
- Weusthoff, T. and Hauf, T. (2008a). Basic characteristics of post-frontal shower precipitation rates. *Meteorol. Z.*, 17:793–805.
- Weusthoff, T. and Hauf, T. (2008b). Life cycle of convective shower cells under post-frontal conditions. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 134:841–857.



**Abbildung 3.1:** Kaltluftausbruch über der Framstraße während der Kampagne ARTIST98, am 4.4.1998 vom polarumlaufenden Satelliten NOAA im infraroten Kanal aufgenommen. Rechts im Bild befindet sich Spitzbergen und oben links Ostgrönland. Die blauen Linien kennzeichnen das Flugmuster, das rote Rechteck das Modellgebiet und die roten Pfeile den Einström- und Ausströmrand bzw. die Orientierung des Koordinatensystems des Modellgebiets.

## 3.2 Fallstudie mit kräftiger Konvektion (ARTIST 1998)

Die hier vorgestellte Simulation bezieht sich auf die Situation eines Kaltluftausbruches, welcher im Rahmen der Messkampagne *ARTIST*, welche von März bis April 1998 stattfand, beobachtet wurde. Zwischen einem Tiefdruckgebiet über Spitzbergen und einem Hochdruckgebiet über Grönland stellte sich am 4. April über der Framstraße in einer Nord-Süd-Strömung die Situation eines Kaltluftausbruches ein, welche bis zum nächsten Tag weitestgehend erhalten blieb. Aufgrund der Stationarität über einen längeren Zeitraum ist diese Situation für einen Vergleich mit einer Simulation mit stationärem Einströmprofil besonders geeignet. In Abbildung 3.1 ist ein Satellitenbild der Situation vom 4. April dargestellt. Hierin lassen sich Wolkenstraßen im gesamten Untersuchungsgebiet erkennen, welche in Nord-Süd-Richtung ausgerichtet sind. Neben dem Modellgebiet sind noch die Flugmuster eines Messflugzeuges, welches im Rahmen von *ARTIST* eingesetzt wurde, eingezeichnet. Nicht im Bild zu erkennen ist, dass das Flugmuster auch eine Vertikalkomponente beinhaltet, sodass Vertikalsondierungen der Temperatur-, Feuchte- und Windverhältnisse innerhalb der Grenzschicht vorgenommen werden konnten. Diese werden später für einen qualitativen Vergleich zwischen Simulation und Messung herangezogen. Des Weiteren wurden vom Messflugzeug mittels eines Strahlungsthermometers die Temperaturverhältnisse am Boden (Eis und Wasser) aufgezeichnet. Aus den Aufzeichnungen wurde für die Simulation die untere Randbedingung für die Temperatur abgeleitet. Die Einströmprofile wurden aus Messungen durch Fesselsonden abgeleitet. Details zu den Messverfahren, sowie zur Kampagne sind in Hartmann et al. [1999] nachzulesen. Die Daten für diese Fallstudie wurden freundlicherweise von Dr. Jörg Hartmann und Dr. Christof Lüpkes vom

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung (AWI) zur Verfügung gestellt.

Derselbe Kaltluftausbruch diente bereits als Grundlage für eine von Schröter [2003] durchgeführte Grobstruktursimulation<sup>1</sup>. Im Gegensatz zu der hier vorgestellten Studie, wurden dort lateral doppelzyklische Randbedingungen verwendet (instationäres Modellgebiet). In dieser Simulation blieb die Entwicklung von Konvektionsrollen aus. Hierfür gibt Schröter als möglichen Grund die Vernachlässigung der Grenzschichtneigung und der damit verbundenen Baroklinität aufgrund der verwendeten lateralen Randbedingungen an. So vermutete Schröter, dass der damit einhergehende thermische Wind eine erhöhte vertikale Windscherung in der  $u$ -Komponente im Bereich der Inversion verursachen könnte, welche im Zusammenhang mit einer Wendepunktinstabilität zur Ausbildung von Rollen förderlich wäre. Auf diesen Punkt wird im Folgenden noch näher eingegangen.

### 3.2.1 Aufbau der Simulation

Das Modellgebiet weist eine Länge von 260 km, Breite von 64 km und Höhe von 5 km auf, bei einer Auflösung von 50 m horizontal und 25 m vertikal. Die Nord-Süd-Strömung wird von einem Druckgradienten entsprechend einem geostrophischen Wind von 16,5 m/s angetrieben. Das Modellgebiet ist mit der  $y$ -Achse parallel zur Richtung des geostrophischen Windes ausgerichtet. Im Gegensatz zur Simulation in Abschnitt 3.1 wird hier implizit die Eisverteilung in der Eisrandzone berücksichtigt. Dazu wurde aus Messungen der Bodentemperatur in der Eisrandzone ein mittlerer Eisbedeckungsgrad  $A$  in Abhängigkeit von  $y$  (Nord-Süd-Orientierung) abgeleitet. Am Einströmrand wurde dieser auf 90% gesetzt, mit einer linearen Abnahme auf 60% in 25 km Entfernung und einer weiteren linearen Abnahme auf 0% in 50 km Entfernung vom Einströmrand. Die Stelle  $y = 25$  km wird im Folgenden als Eiskante bezeichnet. Hiermit bestimmt sich die den mittleren Eisbedeckungsgrad repräsentierende Bodentemperatur zu

$$T_s(y) = A(y)T_i + [1 - A(y)]T_w, \quad (3.2)$$

mit  $T_i = 247,6$  K der Temperatur des Eises und  $T_w = 271,35$  K der Temperatur des Wassers. Des Weiteren wurde der Einfluss des Eisbedeckungsgrades auf die Rauheitslänge berücksichtigt:

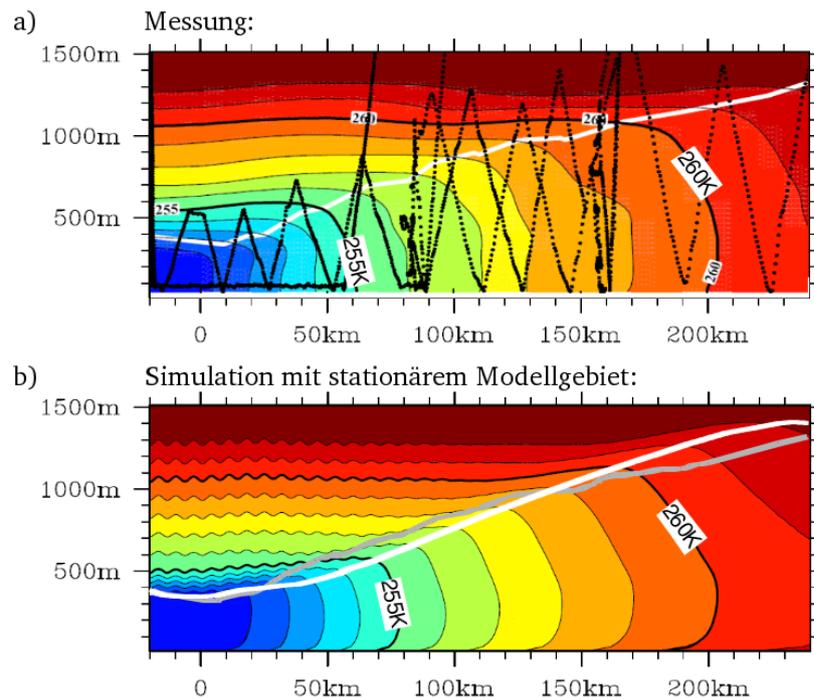
$$z_0 = f(z_{0c}(x, y), A(y)). \quad (3.3)$$

Die Funktion  $f$  bestimmt sich nach Lüpkes und Birnbaum [2005, Abschnitt 4.1], worin der Anteil der Rauheitslänge über Wasser  $z_{0c}$  nach Charnock [1955] bestimmt wird:

$$z_{0c} = 0,018u_*^2/g \quad (3.4)$$

---

<sup>1</sup>Als Grundlage dienten hier die Messdaten vom 5. April. In der vorliegenden Studie wurden dagegen die Daten vom 4. April verwendet, da die Einströmprofile des Windes (Profile über Eis) für diesen Messtag im 1-D Vorlauf besser reproduziert werden konnten. Des Weiteren lagen an diesem Messtag oberhalb der Grenzschicht horizontal homogenere Windverhältnisse vor.



**Abbildung 3.2:** Vertikalschnitte der potentiellen Temperatur in Kelvin mit einem Isolinienabstand von 1 K. Auf der Abszisse ist der Abstand zur Eiskante aufgetragen, auf der Ordinate die Höhe. Die weiße Linie kennzeichnet jeweils die Grenzschichthöhe. In b) ist die Grenzschichthöhe aus Messungen zusätzlich als graue Linie eingetragen. Die gepunkteten Linien in a) kennzeichnen das Flugmuster des Messflugzeuges. Die Punkte stehen hierbei für Einzelmessungen, aus welchen das Temperaturfeld interpoliert wurde. Das in b) dargestellte Temperaturfeld nach 5h simulierter Zeit stellt ein Mittel über  $x$  dar.

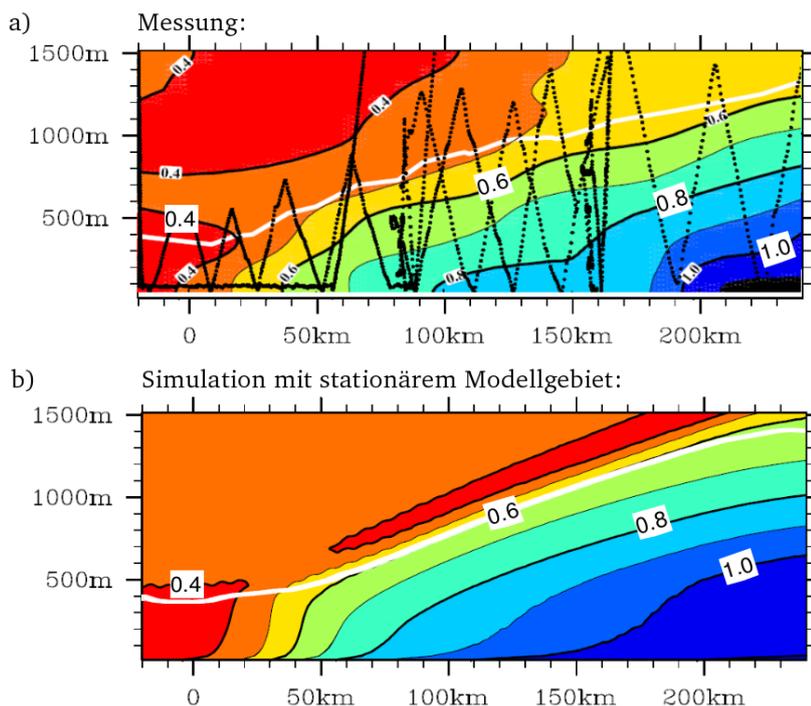
Des Weiteren wird hier, wie auch in der zuvor genannten Simulation von Schröter [2003], zwischen der Rauigkeitslänge für Skalare ( $z_{0s}$ ) und Impuls ( $z_0$ ) unterschieden:

$$z_{0s} = 0,1 z_0. \quad (3.5)$$

Die Einströmprofile für die Komponenten des Windes wurden aus einem 1-D-Vorlauf bestimmt (siehe Abschnitt 2.3.4), in welchem die aus Messungen abgeleiteten Profile für die spezifische Feuchte  $\bar{q}$  und die Temperatur  $\Theta_1$  während der zeitlichen Integration konstant gehalten wurden. Die einströmende Luft ist wolkenfrei. Wie auch in allen anderen Simulationen, erfolgt der Feuchteeintrag durch Annahme von Sättigung direkt über Wasser.

### 3.2.2 Grenzschichtenwicklung und der Einfluss der Baroklinität auf den Grenzschichtwind

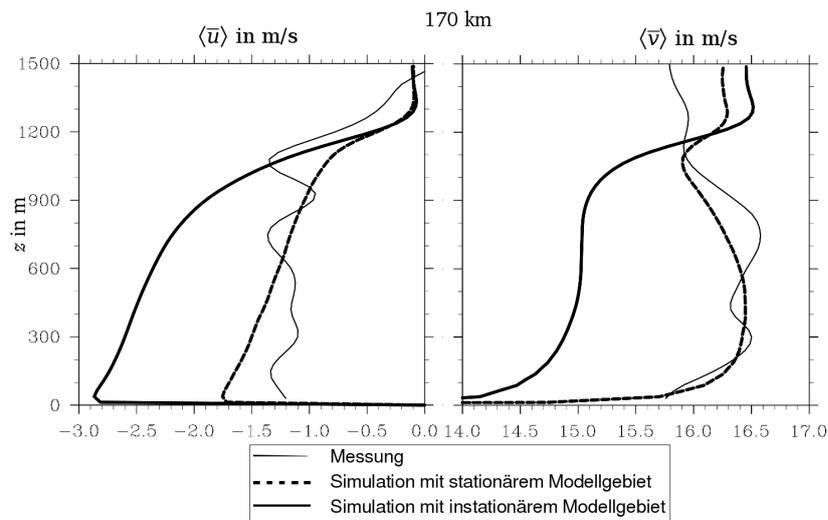
In den Abbildungen 3.2 und 3.3 lässt sich die Entwicklung der Grenzschicht stromabwärts anhand von Vertikalschnitten der potentiellen Temperatur und der spezifischen



**Abbildung 3.3:** Vertikalschnitte der spezifischen Feuchte in g/kg mit einem Isolinienabstand von 0,1 g/kg. Sonstige Darstellung wie in Abb. 3.2 a) und b)

Feuchte aus Messungen und Simulation nachvollziehen. Qualitativ werden die wesentlichen Merkmale der Grenzschichtentwicklung in der Simulation wiedergegeben. Die Erwärmung der Grenzschicht stimmt auf 1 K genau überein. Die Grenzschichthöhen weichen je nach Abstand zur Eiskante um  $\pm 10\%$  voneinander ab. Die spezifische Feuchte wird innerhalb der Grenzschicht in der Simulation um ca. 0,1 g/Kg bzw. um bis zu 20% überschätzt. Die Neigung, sowie die Abstände der Isolinien zueinander sind innerhalb der Grenzschicht in etwa gleich.

In Abb. 3.4 sind Vertikalprofile des Windes in 170 km Entfernung von der Eiskante dargestellt. Die Grenzschichthöhe beträgt hier etwa 1200 m. Zusätzlich sind hier noch die Profile einer Vergleichssimulation mit periodischen Randbedingungen in  $x$ - und  $y$ -Richtung abgebildet. In diesem Fall wurde das instationäre Modellgebiet, welches in Strömungsrichtung ( $y$ ) nur 25 km lang ist, mit dem geostrophischen Wind verlagert. Hier lassen sich deutliche Unterschiede zur Simulation mit stationärem Modellgebiet erkennen. Während im stationären Fall der Grenzschichtwind einen Winkel von etwa  $5^\circ$  links zum geostrophischen Wind aufweist, beträgt dieser im instationären Fall ca.  $10^\circ$ . Der Betrag des Grenzschichtwindes fällt im instationären Fall ca. 1,5 m/s bzw. 10% geringer aus und ist stets untergeostrophisch. Die  $u$ - und  $v$ -Komponente ist dabei innerhalb der Grenzschicht mit der Höhe monoton steigend. Dagegen weist das Profil der  $v$ -Komponente im stationären Fall eine konvexe Form auf mit einem Maximum von der Stärke des geostrophischen Windes in der unteren Hälfte der Grenzschicht in 450 m Höhe. Im Bereich der Inversion nimmt das Profil eine konkave Form an, mit



**Abbildung 3.4:** Vertikalprofile der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten in 170 km Distanz von der Eiskante. Die Profile aus der Simulation mit stationärem Modellgebiet sind über  $x$  gemittelt ( $t = 3h$ ), die aus der Simulation mit instationärem Modellgebiet über  $x$  und  $y$  ( $t = 5h$ ). Bei den gemessenen Profilen handelt es sich um instantane Flugzeugmessungen.

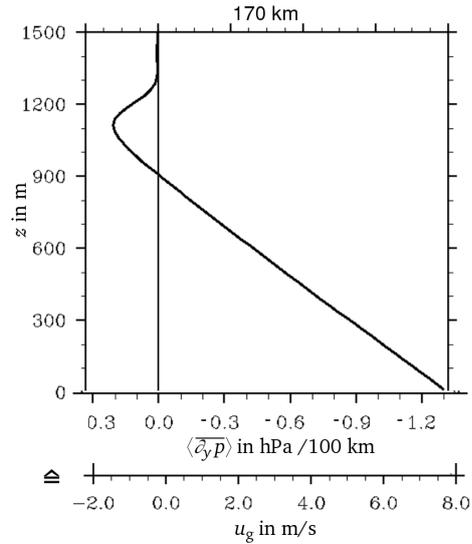
einem Minimum in etwa 1050 m Höhe. Die Windscherung im Bereich der Inversion fällt im stationären Fall um 40% geringer aus, als im instationären. Eine Hauptursache für diese Unterschiede dürfte die Baroklinität sein, welche sich im stationären Fall einstellt, nicht aber im instationären. Im letzteren Fall ist dies aufgrund der periodischen Randbedingung in Strömungsrichtung nicht möglich, da sich zwischen den beiden Rändern im Mittel kein Gradient in der Temperatur aufbauen kann.

Auch wenn ein Vergleich der mittleren Profile aus den Simulationen mit den instantanen Profilen aus Messungen im Detail nicht möglich ist, lässt sich doch festhalten, dass die wesentliche Struktur der gemessenen Profile in der Simulation mit stationärem Modellgebiet besser wiedergegeben wird, als in der mit instationärem.

Zur Untersuchung des Effektes der Baroklinität auf die Windprofile soll nun der barokline Anteil des Druckgradienten in der Simulation mit stationärem Modellgebiet abgeschätzt werden. Aus der *thermischen Windbeziehung* [Etling, 2008, Kap. 10]

$$\partial_z \mathbf{v}_g = \partial_z \left( \frac{1}{\rho f} \mathbf{k} \times \nabla_h p \right) = \frac{g}{fT} \mathbf{k} \times \nabla_h T \quad (3.6)$$

ergibt sich für den Druckgradienten im Falle eines in  $y$ -Richtung orientierten Tempe-



**Abbildung 3.5:** Über  $x$  gemitteltetes Vertikalprofil des baroklin bedingten Druckgradienten in 170 km Distanz von der Eiskante nach 5h simulierter Zeit.

raturgradienten näherungsweise<sup>2</sup>

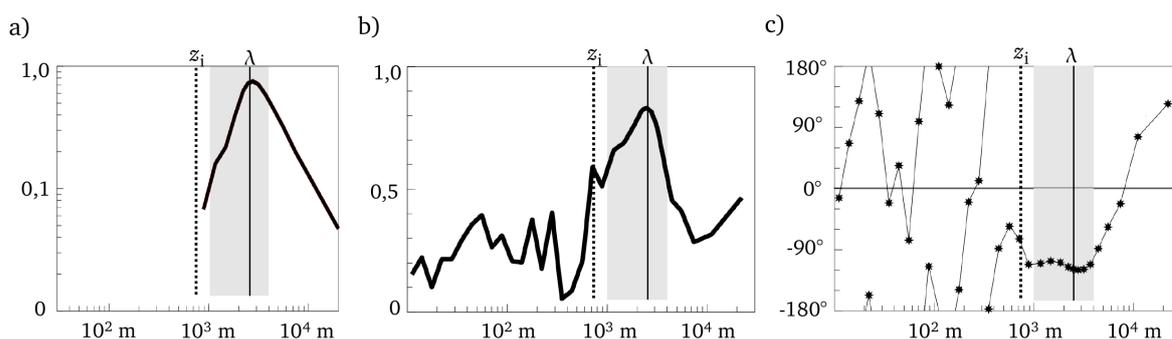
$$\overline{\partial_y p}|_{z(k)} \approx -\frac{g\varrho_0}{T_0} \int_{z(k)}^{z_T} dz' \overline{\partial_y \Theta} = -\frac{g\varrho_0}{T_0} \sum_{k'=k}^{N_z} \Delta z \delta_2 \overline{\Theta}. \quad (3.7)$$

Am Oberrand ergibt sich Gleichung (3.7), konform zu den hier fest vorgegebenen geostrophischen Verhältnissen, zu Null.

In Abbildung 3.5 ist das simulierte über  $x$  gemittelte Vertikalprofil des durch Baroklinität bedingten Druckgradienten in 170 km Entfernung von der Eiskante abgebildet. Die Integration erfolgte hier mit den Werten  $\varrho_0 = 1,3 \text{ kg/m}^3$  und  $T_0 = 255 \text{ K}$ . Während der Druckgradient in Inversionshöhe positive Werte aufweist, mit einem Maximum von 0,2 hPa pro 100 km, nimmt dieser annähernd linear zum Boden hin ab, mit bodennahen Werten von  $-1,3 \text{ hPa}$  pro 100 km. Der Verlauf innerhalb der Grenzschicht ergibt sich aus der Erwärmung der Grenzschicht in Strömungsrichtung und dem mit der Höhe annähernd konstanten horizontalen Temperaturgradienten (Vergleich Abb. 3.2). Die entsprechend zum Boden zunehmende Druckgradientbeschleunigung in  $y$ -Richtung äußert sich zunächst in einer Zunahme der  $v$ -Komponente des Windes von der Inversion bis zum unteren Drittel der Grenzschicht, bevor diese aufgrund des zunehmenden Einflusses der Bodenreibung wieder abnimmt. Dagegen zeigen die horizontalen Temperaturgradienten im Bereich der Inversion aufgrund der Neigung derselben in entgegengesetzte Richtung, womit sich das Maximum im Druckgradienten erklären lässt. Dies äußert sich offensichtlich in der  $v$ -Komponente des Windes in Form eines Minimums in Inversionshöhe.

Die in Schröter [2003] geäußerte Vermutung, dass die Berücksichtigung der Barokli-

<sup>2</sup>Hierbei wurde, da nur die untersten 1500 m einen Temperaturgradienten aufweisen und zum Integral beitragen, die Höhenabhängigkeit der Dichte  $\varrho$  und der aktuellen Temperatur  $T$  vernachlässigt. Die Vernachlässigung der Variation der beiden Größen auf diesem Höhenintervall verursacht bei geeigneter Wahl von  $\varrho_0$  und  $T_0$  einen Fehler von maximal 10%. Des Weiteren wurde angenommen, dass  $\partial_y T \approx \partial_y \Theta$  gilt.



**Abbildung 3.6:** Spektren verschiedener Größen, welche während eines Fluges quer zur Strömungsrichtung ( $y$ ) in 84 km Distanz von der Eiskante und etwa 70 m Höhe gemessen wurden. Die Abszisse kennzeichnet die Wellenlänge  $U_a/f$  mit  $U_a$  der Geschwindigkeit des Flugzeuges und  $f$  der Abtastfrequenz der Messinstrumente. In grau hinterlegt ist der Wellenlängenbereich, in welchem das Phasenwinkelspektrum von  $w$  und  $u$  etwa bei  $-90^\circ$  liegt. Die vertikale gestrichelte Linie kennzeichnet die Höhe der Grenzschicht  $z_i$ , die vertikale durchgezogene Linie die Wellenlänge der Rollenkonvektion identifiziert anhand des Maximums im Spektrum in b).

a): Normalisiertes Varianzspektrum der langwelligen Gegenstrahlung

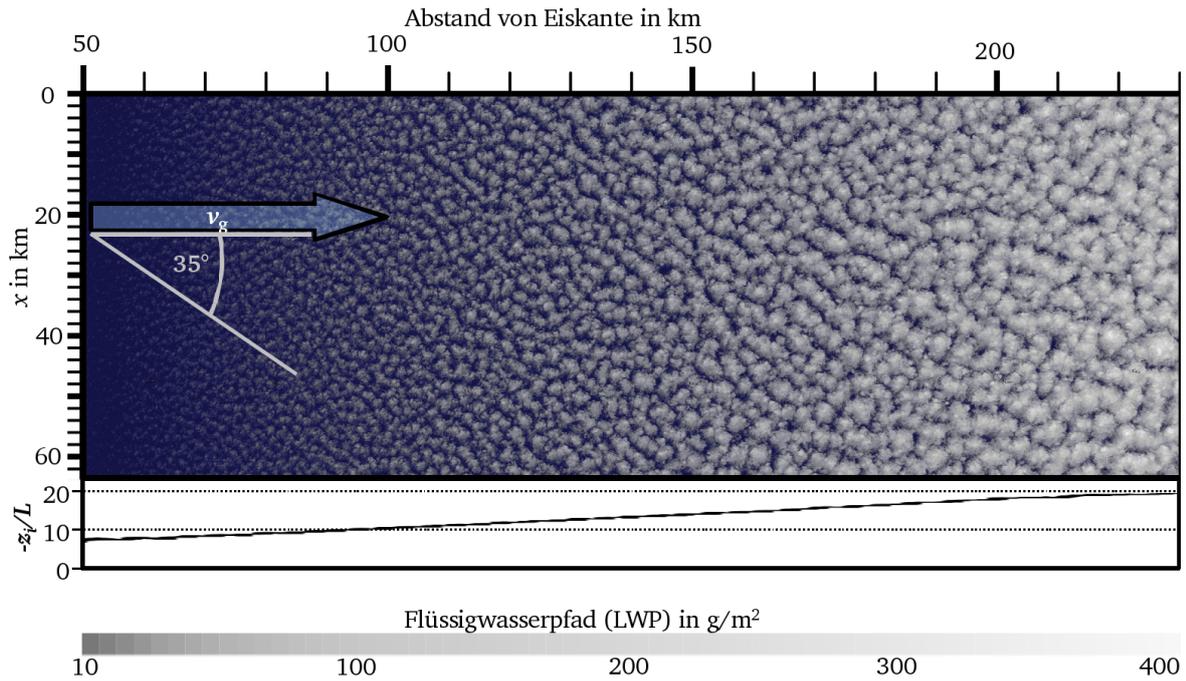
b): Kohärenzspektrum der  $w$ - und  $u$ -Komponente

c): Phasenwinkelspektrum der  $w$ - und  $u$ -Komponente

nität eine Verstärkung der vertikalen Windscherung im Bereich der Inversion bewirken könnte, kann hier nicht bestätigt werden. In seiner Abschätzung wurde davon ausgegangen, dass sich die vertikale Windscherung im Bereich der Inversion unter baroklinen Bedingungen aus der Scherung des thermischen Windes und der Scherung des Windes, wie er sich im Falle von Barotropie entwickeln würde, zusammensetzt. Dies kann allerdings nicht vorausgesetzt werden, da wie oben gezeigt das Vertikalprofil aufgrund der Baroklinität in seiner Gesamtheit modifiziert wird. So wird aufgrund des stärkeren Grenzschichtwindes gegenüber dem barotropen Fall (entspricht Simulation mit instationärem Modellgebiet) im Bereich der Inversion Scherung abgebaut. Desweiteren ist zu bedenken, dass die Strömung Lagrangsche betrachtet keineswegs in einem Gleichgewichtszustand ist. So nimmt die Druckgradientbeschleunigung in jeder Höhe innerhalb der Grenzschicht aufgrund des Anwachsens derselben in Strömungsrichtung fortwährend zu, während die Höhe des Minimums der Druckgradientbeschleunigung mit der Inversion anwächst.

### 3.2.3 Strömungsstrukturen

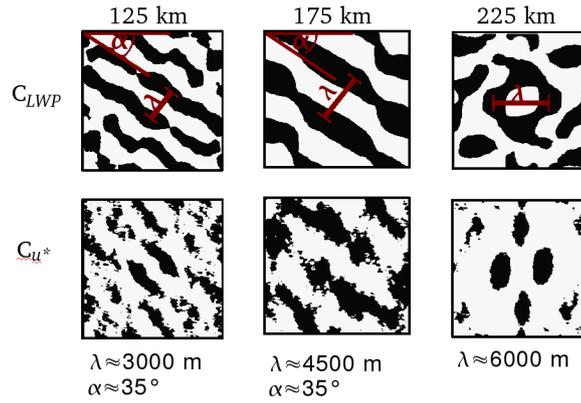
Hartmann [2007] berichtet von deutlichen Signalen von Rollenkonvektion bzw. Wolkenstraßen im gesamten Beobachtungsgebiet (stromaufwärts der Eiskante) mit einer Ausrichtung der Rollachsen von  $\pm 5^\circ$  entlang des Grenzschichtwindes. Dies sei exemplarisch anhand von Spektren verschiedener Messgrößen in 84 km Distanz von der Eiskante und 70 m Höhe dargelegt (Abb. 3.6). So ist im Varianzspektrum der langwel-



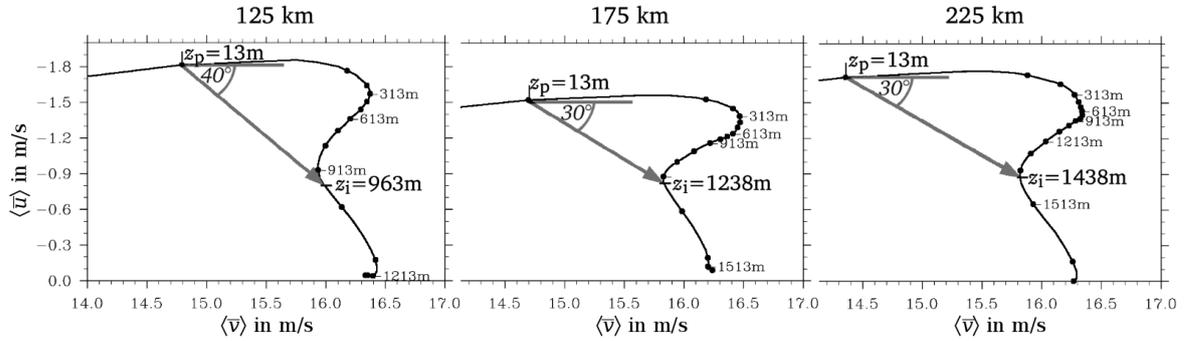
**Abbildung 3.7:** Horizontaler Querschnitt des Flüssigwasserpfades, sowie  $-z_i/L$  gemittelt über  $x$  für einen Ausschnitt des Modellgebietes nach 5h simulierter Zeit.

ligen Gegenstrahlung, welches von der räumlichen Struktur der Wolken in der Grenzschicht (vertikale Mächtigkeit und horizontale Verteilung) abhängt, ein ausgeprägtes Maximum bei einer Wellenlänge von ca. 2500 m zu erkennen. Für die gleiche Wellenlänge lässt sich ein Maximum im Kohärenzspektrum von  $w$  und  $u$  erkennen, welches im Gegensatz zum zuvor genannten Spektrum Aufschluss über die Strömungsverhältnisse in der unteren Grenzschicht gibt. Da diese Wellenlänge zudem von einem Bereich abgedeckt wird, in welchem das Phasenwinkelspektrum von  $w$  und  $u$  bei  $-90^\circ$  liegt, werden hier die typischen spektralen Eigenschaften von Rollenkonvektion erfüllt [Hartmann et al., 1997]. Mit einer Grenzschichthöhe von 750 m ergibt sich hier ein Aspektverhältnis von  $\lambda/z_i = 3,3$ . Entsprechend lassen Spektren aus Messungen in 160 km Distanz (nicht gezeigt) auf eine Wellenlänge der Rollenkonvektion von 4000 m schließen. Mit einer Grenzschichthöhe von 1050 m ergibt sich hier ein Aspektverhältnis von  $\lambda/z_i = 3,8$ .

In der Simulation haben sich ebenfalls Konvektionsrollen entwickelt, allerdings mit anderen Eigenschaften und nicht im gesamten Untersuchungsgebiet. So lässt sich im Horizontalschnitt des Flüssigwasserpfades (Abb. 3.7) eine streifenförmige Struktur mit einer Ausrichtung von etwa  $35^\circ$  rechts zum geostrophischen Wind erkennen, ähnlich – aber undeutlicher – der Struktur im schwach konvektiven Fall in Abschnitt 3.1, bzw. Gryschka und Raasch [2005]. Zur genaueren Quantifizierung dieses optischen Eindrucks wurden in Anlehnung an Lohou et al. [1998] 2D-Autokorrelationen des Flüssigwasserpfades  $LWP$ , sowie der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  bestimmt. Die Autokorrelationsfunktion  $C_\Psi(\delta_x, \delta_y)$  des diskreten Feldes  $\Psi(l, m)$  mit der Verschiebung  $\delta_x$  und  $\delta_y$



**Abbildung 3.8:** Zentrales Muster der 2D-Autokorrelationen des Flüssigwasserpfad  $LWP$  und der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ . Weiß bedeutet positive und schwarz negative Korrelation. Die Orientierung des Koordinatensystems entspricht dem in Abb. 3.7.



**Abbildung 3.9:** Hodographen des über  $x$  gemittelten Windes in verschiedenen Abständen von der Eiskante nach 5 h simulierter Zeit. Der graue Pfeil kennzeichnet den Hauptwindschervungsvektor.

ist wie folgt definiert:

$$C_{\Psi}(\delta_x, \delta_y) = \frac{1}{\langle \Psi \rangle} \sum_l \sum_m \Psi(l, m) \Psi(l + \delta_l, m + \delta_m), \quad (3.8)$$

mit  $\langle \Psi \rangle$  dem Mittelwert des Feldes  $\Psi(l, m)$ . Da die Mächtigkeit der Wolkenschicht in Strömungsrichtung zunimmt, wurde die Berechnung der Autokorrelation des Flüssigwasserpfad auf die Abweichungen vom Mittel über  $x$  angewandt. Da die Wellenlängen der untersuchten Strukturen in  $x$ -Richtung anwachsen, erfolgte die Berechnung der Autokorrelation für in  $x$ -Richtung zerlegte Teilgebiete von ca. 15 km Breite. In Abb. 3.8 sind die zentralen Muster des Feldes der Autokorrelation in verschiedenen Abständen von der Eiskante dargestellt. In 125 km und 175 km Distanz sind sowohl in der Autokorrelation des Flüssigwasserpfad  $LWP$  als auch der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  Streifen von positiver und negativer Korrelation zu erkennen, mit einer Wellenlän-

ge von 3000 m und 4500 m. Der Stabilitätsparameter  $\zeta$  weist hier Werte von 12 bzw. 16 auf. Eine weitere Analyse des Geschwindigkeitsfeldes, wie in Gryschka und Raasch [2005], bestätigt das Vorhandensein einer Rollenzirkulation. Die Aspektverhältnisse  $\lambda/z_1$  ergeben sich zu 3, 1, bzw. 3, 6. Die Orientierung der Streifen (bzw. Rollachsen) von  $35^\circ$  rechts zum geostrophischen Wind stimmt wie auch im schwach konvektiven Fall (Abschnitt 3.1.1) etwa mit der Richtung des mittleren Windscherungsvektors innerhalb der Grenzschicht überein (siehe Abb. 3.9). Weiter stromabwärts sind keine Signale von Rollen zu finden, wie aus dem zentralen Muster der Autokorrelation in 175 km Distanz hervorgeht (Abb. 3.8). Der Stabilitätsparameter  $\zeta$  weist hier Werte von 20 auf.

Im Folgenden seien die Unterschiede und Gemeinsamkeiten in den Strömungsstrukturen zwischen Simulation und Beobachtung zusammengefasst:

1. Die Aspektverhältnisse der beobachteten und simulierten Konvektionsrollen liegen im gleichen Wertebereich.
2. Die Orientierung der beobachteten zu den simulierten Rollen weicht um bis zu  $40^\circ$  voneinander ab.
3. Die mit den Rollen einhergehenden Wolkenstraßen sind in der Simulation wesentlich undeutlicher zu erkennen als in der Beobachtung.
4. Während in den Beobachtungen einzelne Wolkenstraßen Längen von mehr als 100 km aufweisen (siehe Abb. 3.1), erstrecken sich diese in der Simulation über eine Länge von maximal 20 km.
5. Während im Satellitenbild die Wolkenstraßen noch bis weit über das Beobachtungsgebiet hinaus zu erkennen sind (bis etwa 500 km Distanz von der Eiskante), sind diese in der Simulation nur bis maximal 200 km Distanz zu erkennen (für  $\zeta < 18$ ).

### 3.3 Schlussbemerkungen

Die Ergebnisse der beiden Fallstudien mit schwacher und kräftiger Konvektion sind bezüglich der Bedingungen für das Auftreten von Konvektionsrollen mit den in Abschnitt 1.5 genannten Beobachtungen BI in Übereinstimmung. So entwickelten sich in den Simulationen Rollen nur für  $\zeta < 20$ , wobei diese im schwach konvektiven Fall für  $\zeta < 10$  ausgeprägter erscheinen. Nun sind die Beobachtungen aus dem ARKTIS-Experiment eindeutig der Gruppe BII zuzuordnen (Rollenkonvektion bei starker Konvektion, bzw. bei großen Werten von  $\zeta$ ), wie überhaupt die meisten Kaltluftausbrüche. Dies deutet — zusammen mit den im Abschnitt zuvor genannten Punkten 2 und 4 — darauf hin, dass es sich in den hier vorgestellten Simulationen um einen anderen Typ von Rollen handelt, als im Allgemeinen in Kaltluftausbrüchen beobachtet wird.

Nachdem, trotz Berücksichtigung der Baroklinität, die typischen Strukturen der Wolkenstraßen insbesondere im stark konvektiven Fall nicht reproduziert werden konnten, wird im nächsten Kapitel der Einfluss von flächenhaften Diskontinuitäten in der Eisrandzone auf Rollenkonvektion diskutiert.

# 4 Simulation von Kaltluftausbrüchen unter expliziter Berücksichtigung von flächenhaften Diskontinuitäten in der Eisrandzone

Die arktische Eisrandzone ist gekennzeichnet durch eine äußerst inhomogene Struktur von Diskontinuitäten zwischen Meereis und Wasser (siehe z.B. Abb. 1.5). Die Skalen der Öffnungen im Packeis in Form von Eisrinnen (Streifenform) und Polynien (rechteckige oder elliptische Form) variieren zwischen einigen Metern und einigen 100 Kilometern. Ursache hierfür ist eine divergente Drift des Meereises hervorgerufen durch Meeresströmungen und Windeinfluss. Die bodennahen turbulenten Wärmeflüsse können während eines Kaltluftausbruches über den Eisrinnen bzw. Polynien von gleicher Größenordnung sein wie stromabwärts über dem offenen Wasser. Eine Übersicht über die physikalischen Prozesse in der Umgebung von Polynien und Eisrinnen findet sich z.B. in Stuart et al. [1990]. LES-Studien konzentrierten sich hierbei auf die Untersuchungen der turbulenten Flüsse und Strömungsstrukturen mit und ohne Hintergrundwind über einzelnen, bzw. aufgrund der verwendeten periodischen Randbedingungen über eine periodische Anordnung von Eisrinnen [z.B. Lüpkes et al., 2008; Esau, 2007; Weinbrecht und Raasch, 2001]. Wie in Abschnitt 1.5 dargelegt wurde, deuten Satellitenbilder von Kaltluftausbrüchen (z.B. Abb. 1.5), sowie einige Simulationen mittels CRM [z.B. Tripoli, 2005; Liu et al., 2006] darauf hin, dass die Struktur des Meereises einen direkten Einfluss auf Rollenkonvektion haben kann, bzw. entscheidend für die Entstehung sein könnte. Nachdem im Kapitel zuvor die Eisrandzone stark idealisiert behandelt wurde, soll in diesem Kapitel der Einfluss von flächenhaften Diskontinuitäten in der Eisrandzone auf die Strömungsstrukturen im Nachlauf untersucht werden. Folgender Abschnitt entspricht der dritten aus dieser Arbeit entstandenen Publikation Gryschka et al. [2008a].

## 4.1 Publikation III: Gryschka et al. [2008a]

An edited version of this paper was published by AGU.  
Copyright 2008 American Geophysical Union.

GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS, Vol. 35, L23804, doi:10.1029/2008GL035845, 2008

### On the influence of sea-ice inhomogeneities onto roll convection in cold-air outbreaks

M. Gryschka, C. Drüe, D. Etling, S. Raasch

Institute of Meteorology and Climatology, Leibniz University of Hannover, Germany

Received 28 August 2008; revised 20 October 2008; accepted 28 October 2008; published 3 December 2008

In this study we use large-eddy simulations (LES) to model roll convection within the convective atmospheric boundary-layer (CBL) during strong cold-air outbreaks (CAO). Previous LES were mostly unsuccessful in reproducing clear signals of roll convection, especially in case of strong surface heating and weak vertical wind shear in the CBL. In nature however, this phenomenon is very robust and roll convection can be observed as cloud streets in satellite pictures of almost any CAO. Previous LES studies assumed homogeneous sea-ice, unlike the current study, where under strong surface heating clear signals of rolls appear only when introducing sea-ice inhomogeneities in the marginal ice zone. For weaker surface heating, rolls also appear without sea-ice inhomogeneities. The results of this study suggest that in case of strong surface heating and weak vertical wind shear surface inhomogeneities increase the chance of roll formation.

#### 1. Introduction

Roll convection is a common phenomenon in atmospheric CBLs with background wind. In case of cloudy CBLs the roll updrafts are apparent by cloud streets, as seen in numerous satellite pictures. Roll convection is observed both over land and over sea for different synoptic situations. As can be inferred from the review articles Etling and Brown [1993] and Young et al. [2002] there is still some debate about the different types of roll convection and their causes.

The stability parameter  $\zeta = -z_i/L$ , with  $z_i$  the boundary-layer height and  $L$  the Monin-Obukhov stability length, is widely used as a predictor for roll convection. In various observational studies dominant signals of roll convection only appeared for values of  $\zeta < 10$  [e.g., Grossman, 1982; Le Mone, 1973]. For  $10 < \zeta < 20$  some roll

structure coexists with cells although random cells dominate. For larger  $\zeta$ , only cellular convection was observed. This coincides with theoretical findings that the shear in the flow has a supporting influence on roll development within thermal instability [e.g. Asai, 1970; Brown, 1972], as for large  $\zeta$  turbulence generation due to shear is small compared to buoyancy. Gryschka and Raasch [2005] presented an LES of a moderate CAO with a water-ice temperature difference of  $\Delta T_s \approx 6\text{K}$  and  $\zeta \approx 7$ . In that simulation roll convection was accompanied by cloud streets. They showed typical characteristics such as increasing aspect ratios  $\lambda/z_i$  with increasing distance from the ice edge ( $\lambda$  denotes the cloud street spacing). Furthermore, the roll axes were oriented in direction of the mean wind shear vector  $\vec{S} = (\vec{v}(z_i) - \vec{v}(z_s))/(z_i - z_s)$ , with  $\vec{v}$  the wind vector and  $z_s$  the top of the surface layer. This behavior was also observed in various field experiments [e.g. Lohou et al., 1998]. Accordingly, in later simulations with larger  $\zeta$  (up to 20) we found only weak signals of roll convection while cellular convection dominated. In contrast to these findings Brümmer [1999] and Christian and Wakimoto [1989] and others report roll convection for even larger values (up to 250). In observational and numerical studies Kristovich et al. [1999] and Cooper et al. [2000] attributed roll formation at large  $\zeta$  to strong low level wind shear (below  $0.3 z_i$ ).

To the authors' knowledge, there is no LES which could produce roll convection for strong CAOs (large  $\zeta$ ) so far. Müller et al. [1999] carried out a LES of a CAO with  $\Delta T_s \approx 30\text{K}$  as observed during the field experiment ARKTIS 1993. In this LES no rolls appeared although observations showed strong roll convection. Clear roll patterns developed only after they introduced an artificial wind shear in the upper half of the CBL [Fig. 9 in Müller et al., 1999]. In the measurements, however, such wind shear was only present above the inversion base.

On the other hand, roll convection is very robust in nature. Brümmer and Pohlmann [2000] showed that organized convective patterns occur in more than 50% of the time over Greenland and the Barents Sea. Depending on the distance to the sea-ice, up to 100% of these organized convective patterns were cloud streets. Kristovich and Steve [1995] found similar results for the Great Lakes. The Labrador Sea is also an area with frequent cloud street formations [Renfrew and Moore, 1999].

In contrast to previous LES, cloud streets have been simulated even for cases of strong surface heating by Cooper et al. [2000], Tripoli [2005], and Liu et al. [2004, 2006] but using cloud resolving models with a grid considerably coarser than used in LES (see Section 4.1).

In the following we will show that one possible reason for the absence of roll convection under strong surface heating in previous LES is the omission of sea-ice inhomogeneities. Furthermore, we propose that the occasional roll occurrence at large  $\zeta$  in different studies is due to two different types of roll convection caused by thermal instability.

## 2. Simulation Setup

As in a previous study [Gryschka and Raasch, 2005], we used the LES model PALM (Parallelized LES model) optimized for parallel computing (Raasch and Schröter [2001]).

The model is based on the filtered non-hydrostatic Boussinesq equations. Prognostic quantities are the three velocity components, liquid water potential temperature, total water content, and subgrid-scale turbulent kinetic energy as a 1.5 order closure is used. At the inflow, stationary vertical profiles are prescribed for all quantities, irrespective of the perturbation pressure, for which a zero gradient is used. At the outflow a radiation boundary condition is used for the velocities and a zero gradient is assumed for all other quantities. The two remaining lateral boundaries are periodic.

For the present study we carried out three simulations: two simulations (S1 and S2) with idealized sea-ice distributions to investigate the influence of sea-ice inhomogeneities on roll convection and a third simulation (S3) with realistic sea-ice distribution data to obtain a realistic representation of a CAO and cloud streets. The initial and boundary conditions for all simulations were derived from a strong CAO with roll convection and cloud streets observed during the ARTIST experiment on 5 April 1998 in the Fram Strait [Hartmann, 1999]. A grid size of  $\Delta x = \Delta y = 50$  m (horizontally) and  $\Delta z = 25$  m (vertically) was used.

In all three simulations the model is driven with a geostrophic wind of 16.5 m/s. The inflow profiles of potential temperature and humidity are taken from aircraft soundings over the sea-ice (> 95% fraction). The inflow wind profile is the result of a one dimensional pre-run using the given geostrophic wind and the inflow profiles of humidity and temperature assumed to be constant in time. At beginning of the simulation, the inflow profiles are set for the whole model domain. The water-temperature was set to  $T_W = 271.35$  K at the marginal ice-zone with a linear increase of 2.3 K per 100 km downstream starting from 100 km distance from the inflow. The ice temperature was set to  $T_i = 247.6$  K. The surface temperature at the horizontal grid cell  $(i, j)$  is defined by the sea-ice fraction  $A(i, j)$  as  $T_s(i, j) = A(i, j)T_i + [1 - A(i, j)]T_W(j)$ .

## 2.1 Sensitivity study (S1 & S2)

The model domain of S1 and S2 has a length of 102.4 km ( $y$ -direction), a width of 32.0 km ( $x$ -direction) and a height of 2.3 km ( $z$ -direction). S1 and S2 differ only in the distribution of the ice. In S2, the sea-ice fraction  $A_{S2}$  contains grid cells that are either completely ice covered ( $A_{S2}(i, j) = 1$ ) or free of ice ( $A_{S2}(i, j) = 0$ ).  $A_{S2}$  varies in both horizontal directions. In contrast, in S1 the sea-ice fraction  $A_{S1}$  contains grid cells that are partially ice covered ( $0 \leq A_{S1}(i, j) \leq 1$ ) and uniformly in  $x$ -direction.  $A_{S1}$  and  $A_{S2}$  are defined to have the same lateral ( $x$ -direction) mean:  $A_{S1}(i, j) = \sum_{i=0}^{N_x} A_{S2}(i, j) / N_x$  with  $N_x$  the grid size in  $x$ -direction. Thus, possible differences in the CBL development between S1 and S2 cannot be caused by differences in the surface temperature averaged along  $x$  (lateral to the geostrophic wind). The sea-ice fraction used in both simulations is shown in Figure 1 a) in terms of  $T_s$  (partly overlayed by the cloud field). The roughness length is set to  $z_0 = 1.8$  mm for the whole model domain independent of the sea-ice cover to focus on the effect of inhomogeneities in surface temperatures onto roll convection.

## 2.2 Full simulation (S3)

The third simulation **S3** is carried out with a large model domain of 400 km length, 64 km width, and a height of 5 km. Here we apply an sea-ice mask  $A_{S3} \in \{0, 1\}$  obtained from infrared satellite images as described below. Unlike to **S1** and **S2**, the roughness length is determined according to Lüpkes and Birnbaum [2005] and Charnock [1955] as a function  $z_0 = f(z_{0c}, A_{\text{box}})$  where  $z_{0c} = 0.018u_*g^{-1}$  with  $g$  the gravitational constant,  $u_*$  the friction velocity, and  $A_{\text{box}}(i, j) = \sum_{n=i-100}^{i+100} \sum_{m=j-100}^{j+100} A_{S3}(n, m) / (N_x N_y)$  the ice fraction average over a  $1000 \times 1000 \text{ m}^2$  box around the grid point  $(i, j)$ .

## 2.3 Sea-ice data (S3)

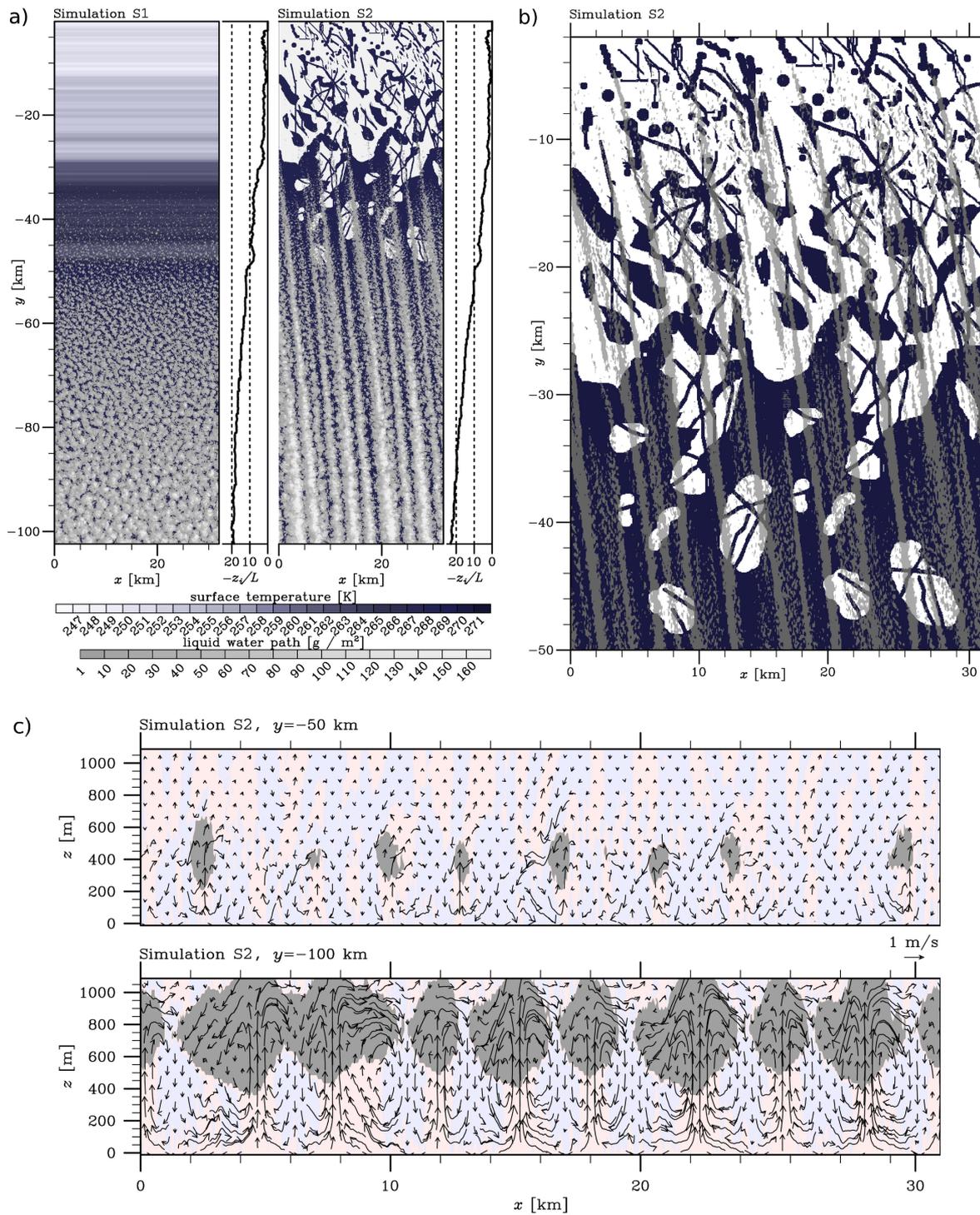
The sea-ice mask used in **S3** is derived from MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) infrared images taken on March 25, 2007 between 1000 and 1400 UTC. We used the MODIS potential open water algorithm (MPA) by Drüe and Heinemann [2004] to retrieve a sea-ice map of 1 km. The 64 km by 150 km area was rotated to align its long side perpendicular to the large-scale ice edge. The greyscale sea-ice map was transformed into a binary (ice-water) bitmap at 50 m resolution by Floyd-Steinberg dithering. This bitmap preserves the same 1 km-averaged sea-ice fraction values as the original map.

## 3. Results

The flow reaches a stationary state in the whole model domain after 2 hours in **S1** and **S2** and 8 hours in **S3**. The sensible and latent surface heat fluxes reach values of up to  $650 \text{ W/m}^2$  and  $250 \text{ W/m}^2$ , respectively, with downstream variations similar to Liu et al. [2006]. The boundary-layer height increases from 300 m at the inflow up to 900 m in **S1** ( $y = -100 \text{ km}$ ), 990 m in **S2** ( $y = -100 \text{ km}$ ), and 2090 m at the outflow ( $y = -400 \text{ km}$ ) in **S3**.

### 3.1 Sensitivity Study: S1 and S2

In Figure 1 a) the liquid water path (LWP), representative for the cloud field as seen in satellite images, is shown for **S1** and **S2**:  $\text{LWP} = \int_0^\infty dz q_1 \varrho$ , with  $q_1$  the liquid water and  $\varrho$  the density of air. Whereas in **S1** the cloud field appears as an irregular cellular pattern, clear patterns of cloud streets are obvious in **S2**. Those cloud streets appear over the marginal ice zone in different distances downstream. We found that at the initial stage cloud streets represent a superposition of plumes generated by individual leads, rather than patterns of self organized convection. To confirm this, Figure 1 b) shows the sea-ice and areas with positive vertical motion (at  $z = 150 \text{ m}$ ) superimposed, since the band-like areas of upward motion are a prerequisite for cloud streets. If we regard both as equivalent, it can be concluded from Figure 1 b) that almost any cloud street has its origin in some plume between  $y = -4$  and  $-12 \text{ km}$ . All band-like structures are stationary and oriented about  $5^\circ$  to the left of the geostrophic wind (i.e. tilt angle  $\alpha = +5^\circ$ ) which coincides with the boundary-layer wind direction. Over ice, the distance  $\lambda$  between these bands is varying between 400 m and 3000 m.



**Figure 1:** a): Horizontal cross sections of liquid water path and surface temperature and lateral mean of  $\zeta$  for simulations S1 (left) and S2 (right) after 2 hours, b): Enlarged view of the sea-ice distribution for S2 (white: ice, dark blue: water) with areas of positive vertical motion at  $z = 150$  m superimposed (transparent grey), averaged over 10 timesteps after 2 hours, c):  $x$ - $z$ -cross section of the secondary flow (curly vectors) at  $y = -50$  km and  $y = -100$  km averaged over 10 timesteps in the stationary state of S2. Light orange marks updrafts, light blue downdrafts. Grey shading marks liquid water content of greater than 0.05 g/kg.

Further downstream over open sea the structure is more regular. For example, the distance between cloud streets varies between 3400 and 4500 m at  $y = -100$  km. This suggests that under absence of inhomogeneities in surface temperature the structure of preexisting convective bands become self organized further downstream over open sea. This is also in agreement with Figure 1 c) where  $x$ - $z$ -cross sections of the secondary flow are shown: Close to the ice ( $y = -50$  km) both irregular circulations and roll convection are present. Further downstream ( $y = -100$  km), roll convection becomes apparently regular with opposite secondary circulations to each other.

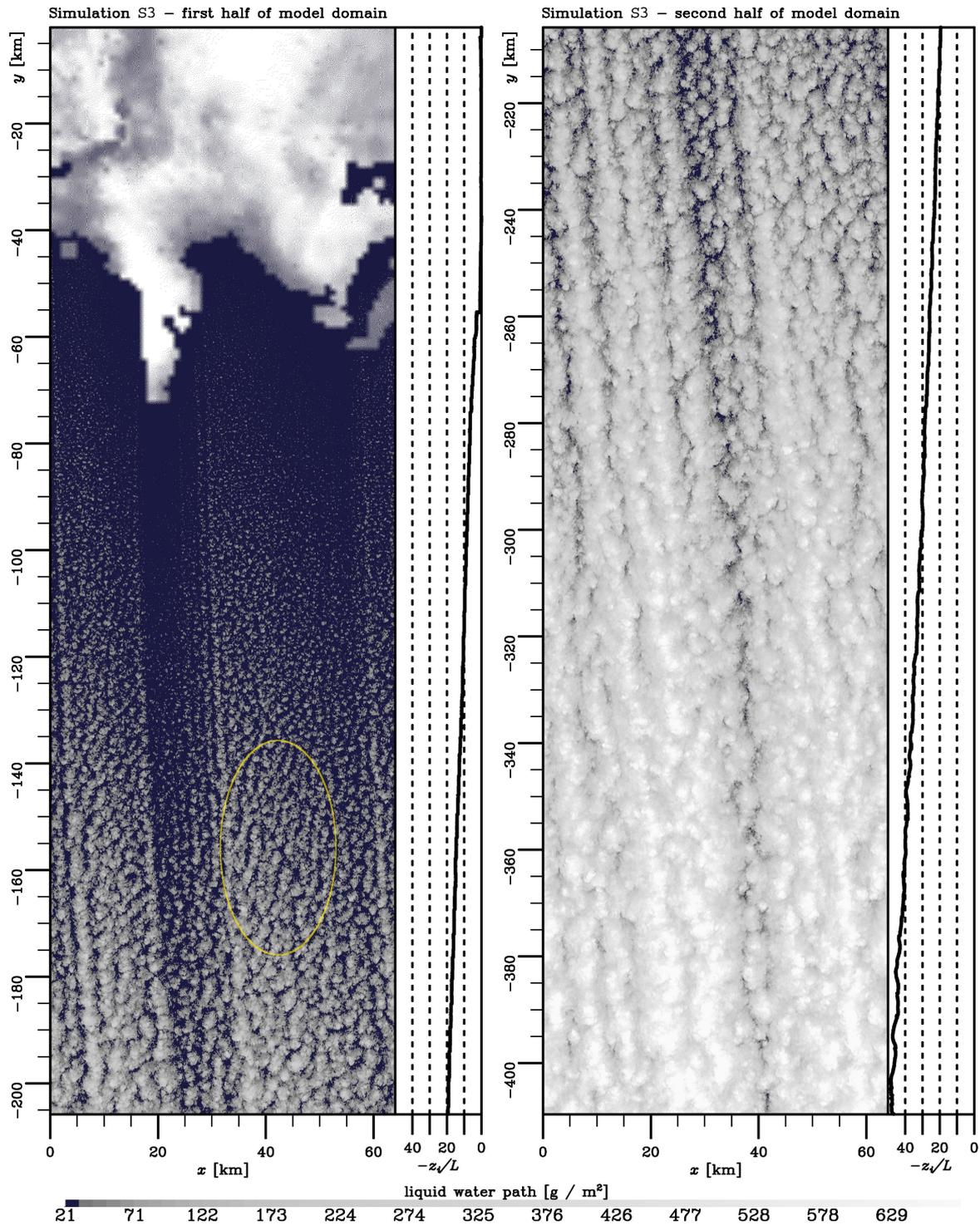
### 3.2 Full simulation: S3

The field of the liquid water path of S3 (Figure 2) looks very similar to satellite images of typical cloud streets during CAOs. In general there is a stationary band-like structure with same orientation of about  $\alpha \approx +5^\circ$  (i.e. tilted to the left) as in S2, even at  $y = -400$  km where  $\zeta$  reaches its maximum value of 50. Some bands are very pronounced and exist over distances of several hundred kilometers and grow in width from initially about 1000 m at  $y \approx -100$  km to 11000 m at  $y \approx -400$  km. In the following we will call them “leading bands” (LB). In Contrast to S2, where the whole cloud field is characterized by such LBs, the structure is more complex in S3. In some areas more cellular structures (e.g. at  $x = 50$  km,  $y = -240$  km) are present. The differences in flow structures in S2 and S3 can only be caused by differences in ice distribution or the different handling of roughness lengths, since all other initial and boundary conditions (except the model domain size) are identical.

In S3, the ice field is apparently structured on a much wider range of scales than in S2 (Figures 1 b) and 2). It appears, however, that not all of the sea-ice inhomogeneities are able to initiate leading bands. For example, the flow downstream of the ice region  $30 \text{ km} < x < 50 \text{ km}$  does not exhibit pronounced LBs. Instead, short cloud streets with a length of about 10 km and an orientation of  $\alpha \approx -25^\circ$  are found downstream (see the area marked by the yellow ellipse around  $x = 45 \text{ km}$ ,  $y = -160 \text{ km}$  in Figure 2).

Nevertheless, from  $y = -260$  km onwards, the whole cloud field has a band-like structure with  $\alpha \approx +5^\circ$ . Apparently, this is due to the impact of the LBs on their environment in terms of the self organization mentioned in Section 4.1. As cloud streets are growing downstream, they merge resulting in wider bands (as known from satellite pictures). In the secondary flow in the  $x$ - $z$ -plane this can be seen in terms of broadening circulations (analogous to Figure 1 c), not shown here).

In Figure 2, the influence of the shape of the ice edge onto the cloud field is obvious. In particular, the effect of the “peninsula” at  $x = 20$  km and  $y = -60$  km can be noticed by a continuous gap in the cloud field stretching out to the outflow ( $x = 40$  km,  $y = -400$  km). The CBL height in this gap is up to 15% (up to 200 m) lower than on the average. The cloud pattern near  $y \approx -400$  km suggests that the cloud streets between  $x \approx 20$  km and  $x \approx 60$  km have merged to only two bands with the mentioned gap in between. The secondary flow, however, shows multiple separate circulations within each of these cloud bands (not shown here). The same was observed by e.g., Renfrew and Moore [1999] and Hein and Brown [1988].



**Figure 2:** As Figure 1 a) but for S3 after 8 hours. Note that the right panel represents the downstream continuation of the left panel.

The aspect ratios  $\lambda/z_i$  amount to around 2 at  $y = -100$  km and increase up to 10 at  $y = -400$  km. This is within the range of observational studies [Brümmer, 1999].

## 4. Discussion and Conclusions

In case of strong CAOs, our results show clearly that sea-ice inhomogeneities in the marginal ice zone are favorable for the generation of roll convection. Secondary circulations lateral to the mean CBL wind originate at sea-ice leads (as demonstrated for a checkerboard-shaped surface heat flux distribution by Raasch and Harbusch [2000]) and force rolls over open sea. We will call this type of rolls “forced rolls” in the following. This is consistent with Tripoli [2005], who used a cloud resolving model with 400 m horizontal resolution to study roll convection in a CAO over Lake Michigan. Surface heat fluxes over water were of the same order as in the present study. In the simulations by Tripoli [2005], cloud streets appear over the lake in case of an undulating shoreline and are absent in case of a straight shoreline. Tripoli [2005] found cloud streets that are parallel to the CBL wind and stationary, which is in agreement with observations [Tripoli, 2005] and with our findings, as well. In Tripoli [2005],  $\lambda$  was around 5 km and the cloud structure is rather homogeneous. In the present study, rolls with  $\lambda$  of about 1 km are observed as well, due to a smaller grid size (50 m compared to 400 m).

In case of weaker surface heating, the rolls presented by Gryschka and Raasch [2005] developed purely by self organization, without any forcing by surface inhomogeneities upstream. Therefore we will call them “free rolls”. They appeared in the whole model domain simultaneously while their axes were oriented along the mean wind shear vector  $\vec{S}$ . In contrast to forced rolls, the free rolls drifted laterally with the cross-axis component of the CBL wind vector. There were also no LBs and the rolls appeared to be broken into fractions of some ten kilometers length.

In accordance to the literature mentioned in Section 4.1 we propose that CBL rolls in general can be classified into forced or free rolls. Combinations of both types are possible. For example, dynamically driven free rolls [Brown, 1972; Foster, 1997] preexisting in a neutral or weakly stratified boundary-layer over homogeneous ice may force rolls in the CBL over open water (even for large  $\zeta$ ). Such forced rolls generated by free rolls could exhibit a drift and tilt relative to the CBL wind (depending on the preexisting free rolls), which is in contrast to forced rolls bound on single leads. Since in our simulation no dynamical driven preexisting rolls over ice were present, the investigation of such a mechanism needs further research which is out of the scope of this paper. Free rolls and forced rolls may also coexist in areas, where  $\zeta < 20$ , if for example the right tilted short cloud streets mentioned in Section 4.1 embedded within LBs (associated with forced rolls) exhibit characteristics of free rolls.

It is worth mentioning that some cases of rolls in literature do not perfectly fit our classification. In case of the rolls mentioned in Cooper et al. [2000] for large  $\zeta$  but strong low level shear, neither preexisting rolls nor surface inhomogeneities were reported. Hence, they can be assigned as some kind of free rolls too, although  $\zeta > 20$ . The cloud streets presented in Liu et al. [2004] appeared under similar conditions except weak low level wind shear (free slip surface boundary conditions). This is possibly due

to strong vertical shear in the inflow wind profile.

To summarize, varying combinations of forced and free rolls could explain the contrasting results in literature concerning the dependency of roll convection on the stability parameter  $\zeta$ . In case of polar CAOs, we propose that some of the dominant cloud bands can be explained by forced rolls due to sea-ice inhomogeneities, since many high resolution satellite images give the impression, that LBs are confined to sea-ice structures. Since the inhomogeneities in surface forcing are not particular to sea-ice, cloud streets can also be forced by other surface inhomogeneities, including coast lines [Tripoli, 2005] and terrain [Kawase and Kimura, 2005].

Generally speaking, rolls become increasingly unlikely if surface heat fluxes increase and increasingly likely if wind shear strengthens or some forcing upstream in terms of surface inhomogeneities exists.

**Acknowledgments.** We would like to thank Dr. J. Hartmann for providing data from ARTIST experiment. All runs were performed on an IBM pSeries 690 supercomputer of the Norddeutscher Verbund für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN). MODIS data were made available by the NASA goddard space-flight center (GSFC). This work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft. The helpful comments of two reviewers are very much appreciated.

## References

- Asai, T. (1970). Stability of a plane parallel flow with variable vertical shear and unstable stratification. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 48:129–139.
- Brown, R. A. (1972). On the inflection point instability of a stratified ekman layer. *J. Atmos. Sci.*, 29:850–859.
- Brümmer, B. (1999). Roll and cell convection in wintertime arctic cold-air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, 56:2613–2636.
- Brümmer, B. and Pohlmann, S. (2000). Wintertime roll and cell convection over greenland and barents sea regions: A climatology. *J. Geophys. Res.*, 105:559–15. 566.
- Charnock, H. (1955). Wind stress on a water surface. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 81:639–640.
- Christian, T. W. and Wakimoto, R. M. (1989). The relationship between radar reflectivities and clouds associated with horizontal roll convection on 8 august 1982. *Mon. Wae. Rev.*, 117:1530–1544.
- Cooper, A. K., Hjelmfelt, M. R., Derickson, R. G., Kristovich, D. A. R., and Laird, N. F. (2000). Numerical simulation of transitions in boundary layer convective structures in a lake-effect snow event. *Mon. Wea. Rev.*, 128:3283–3295.

- Drüe, C. and Heinemann, G. (2004). High-resolution maps of the sea-ice concentration from modis satellite data. *Geophys. Res. Lett.*, 31. L20403, doi: 10.1029/GL020808.
- Etling, D. and Brown, R. A. (1993). Roll vortices in the planetary boundary layer: A review. *Boundary-Layer Meteorol.*, 65:215–248.
- Foster, R. C. (1997). Structure and energetics of optimal ekman layer perturbations. *J. Fluid Mech.*, 333:97–123.
- 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.
- Gryschka, M. and Raasch, S. (2005). Roll convection during a cold air outbreak: A large eddy simulation with stationary model domain. *Geophys. Res. Lett.*, 32. L14805, doi:10.1029/GL022872.
- Hartmann, J. e. a. (1999). Arctic radiation and turbulence interaction study. Polar Research Rep. 305, Alfred Wegener Institute for Polar and Marine Sciences, 81 pp.
- Hein, P. F. and Brown, R. A. (1988). Observations of longitudinal roll vortices during arctic cold air outbreaks over open water. *Boundary-Layer Meteorol.*, 45:177–199.
- Kawase, H., T. S. and Kimura, F. (2005). Numerical experiments on cloud streets in the lee of island arcs during cold-air outbreaks. *Geophys. Res. Lett.*, 32. L14823,doi:10.1029/GL023256.
- Kristovich, D. A. R., Laird, N. F., Hjelmfelt, M. R., Derickson, R. G., and Cooper, K. A. (1999). Transitions in boundary layer meso- $\gamma$  convective structures: An observational case study. *Mon. Wea. Rev.*, 128:2895–2909.
- Kristovich, D. A. R. and Steve, R. A. (1995). A satellite study of cloud-band frequencies over the great lakes. *J. Appl. Meteor.*, 34:2083–2090.
- Le Mone, M. A. (1973). The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 30:1077–1091.
- Liu, A. Q., Moore, G. W., Tsuboki, K., and Renfrew, I. A. (2004). A high-resolution simulation of convective roll clouds during a cold-air outbreak. *Geophys. Res. Lett.*, 31. L03101.
- Liu, A. Q., Moore, G. W., Tsuboki, K., and Renfrew, I. A. (2006). The effect of the sea-ice zone on the development of boundary-layer roll clouds during cold-air outbreaks. *Boundary-Layer-Meteorol.*, 118:557–581.
- Lohou, F., Druilhet, A., and Campistron, B. (1998). Spatial and temporal characteristics of horizontal rolls and cells in the atmospheric boundary layer based on radar and in situ. *Boundary-Layer Meteorol.*, 89:407–444.

- Lüpkes, C. and Birnbaum, G. (2005). Surface drag in the arctic marginal sea-ice zone: A comparison of different parameterisation concepts. *Boundary-Layer Meteorol.*, 117:179–211.
- Müller, G., Brümmer, B., and Alpers, W. (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.
- Raasch, S. and Harbusch, G. (2000). 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. and Schröter, M. (2001). Palm—a large-eddy simulation model performing on massively parallel computers. *Meteorol. Z.*, 10:363–372.
- Renfrew, I. A. and Moore, G. W. K. (1999). An extreme cold-air outbreak over the labrador sea: Roll vortices and air. 127:2379–2394. –sea interaction. *Mon. Wea. Rev.*
- Tripoli, G. J. (2005). Numerical study of the 10 january 1998 lake-effect bands observed during lake-ice. *J. Atmos. Sci.*, 62:3232–3249.
- Young, G. S., Kristovich, D. A. R., Hjelmfelt, M. R., and Foster, R. C. (2002). Rolls, streets, waves and more. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, Juli:54–69.

## 4.2 Ausblick auf weiterführende Studien zur Publikation III

Anschließend an die Publikation III wurden noch einige Sensitivitätsstudien begonnen, dessen Durchführungen und Auswertungen noch nicht abgeschlossen sind. Erste Ergebnisse sollen hier kurz genannt werden.

### **Sensitivitätsstudie: S2 mit turbulentem Einströmen**

Die bisher präsentierten Simulationen wurden mit einem laminaren Einströmen durchgeführt. D.h., in den ersten 20 bis 30 Kilometern hatte sich die Turbulenz noch nicht vollständig entwickelt, sodass die Strömung über großen Teilen der Eisrandzone durch das Subskalenmodell bestimmt wurde — dem Bereich in dem auch einige Konvektionsrollen ihren Ursprung haben. Um auszuschließen, dass die Entwicklung der über der Eisrandzone erzwungenen Rollenkonvektion durch den noch großen Anteil der subskaligen Turbulenz an der Gesamtturbulenz begünstigt wird, wurde die Simulation S2 der Publikation III mit der in Abschnitt 2.3.3 beschriebenen Methode des turbulenten Einströmens betrieben. Im Wesentlichen entwickelten sich die gleichen Strömungsstrukturen, wobei die Konvektion erwartungsgemäß weiter stromaufwärts einsetzte. Dementsprechend bildeten sich die Wolkenstraßen bereits einige Kilometer weiter stromaufwärts aus.

### **Sensitivitätsstudie: Regelmäßige Muster in der Eisrandzone**

Es wurden 12 weitere Simulationen mit weitestgehend den gleichen Eckdaten wie in S2 durchgeführt, allerdings mit einem längeren Modellgebiet ( $L_x = 160$  km), mit einem turbulenten Einströmen und unterschiedlichen Mustern in der Eisverteilung. Hierbei wurden regelmäßige Muster in Form von parallel zueinander angeordneten Streifen verschiedener Wellenlängen unter Variation der Orientierung zur Grundströmung sowie wellenförmige Eiskanten vorgegeben. Es zeigte sich, dass die Anströmrichtung der Diskontinuitäten entscheidend für die Entstehung von Konvektionsrollen ist. Nach den Ausführungen in Abschnitt 4 der Publikation III ist dies auch zu erwarten, da als Ursache der Konvektionsrollen thermisch induzierte Sekundärzirkulationen über der Eisrandzone quer zur Grenzschichtströmung ausgemacht wurden und die Ausrichtung dieser Zirkulationen u.a. von der Orientierung der Muster in der Eisverteilung abhängt [siehe z.B. Raasch und Harbusch, 2000]. Des Weiteren wurden Konvektionsrollen an Diskontinuitäten nur dann angeregt, wenn deren Wellenlänge größer war als die doppelte Höhe der Inversion (vom Boden bis zur Inversion lagen nahezu neutrale Verhältnisse vor). Die Wellenlänge der erzwungenen Rollenkonvektion entspricht dabei der der Diskontinuitäten im Eis, sodass minimale Aspektverhältnisse  $\lambda/z_i$  von 2 auftraten. Darüberhinaus zeigten die Simulationen einen Zusammenhang zwischen der maximalen Erstreckung der Rollen bzw. Wolkenstraßen auf das offene Meer hinaus und deren Wellenlänge. Beispielsweise reichten Wolkenstraßen mit Wellenlängen von  $\lambda = 1,5$  km etwa 50 km weit auf das offene Meer ( $z_i = 700$  m) während Wolkenstra-

ßen mit Wellenlängen von  $\lambda > 4$  km den Ausströmrand erreichten (etwa 120 km über dem offenen Meer,  $z_i = 1400$  m) ohne Anzeichen einer Auflösung. Da die Höhe der konvektiven Grenzschicht  $z_i$  in einem Kaltluftausbruch stromabwärts anwächst, liegt die Vermutung nahe, dass die minimal mögliche Wellenlänge von Rollenkonvektion über dem offenen Meer von der Grenzschichthöhe abhängt — ähnlich dem Zusammenhang zwischen der Inversionshöhe über der Eisrandzone und der minimal erforderlichen Wellenlänge der Diskontinuitäten zur Ausbildung von thermisch induzierten Sekundärzirkulationen. Ein linearer Zusammenhang konnte allerdings nicht gefunden werden. Vermutlich spielen noch weitere Faktoren, wie z.B. das Freiwerden latenter Wärme im Bereich der Inversion, eine Rolle. Wie in der Einleitung (Kapitel 1) dargelegt, zeigen Beobachtungen von Kaltluftausbrüchen ein Wachstum der Wellenlängen von Wolkenstraßen stromabwärts. Möglicherweise lässt sich in einigen Fällen das Wachstum darauf zurückführen, dass nahe der Eisrandzone Wolkenstraßen verschiedener Wellenlängen koexistieren, von denen stromabwärts mit Anwachsen der Grenzschicht die kleineren Wellenlängen verschwinden.

Die Resultate bezüglich der Sekundärzirkulationen in der Eisrandzone stehen im Einklang mit bisherigen LES-Studien zu thermisch induzierten Zirkulationen über thermisch inhomogenen Oberflächen [z.B. Avissar und Schmidt, 1998; Raasch und Harbusch, 2000; Letzel und Raasch, 2002]. Während in diesen Studien die Sekundärzirkulation in direkter Umgebung zu den Inhomogenitäten betrachtet wurden (teils ohne Hintergrundwind), konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass solche durch differentiellles Heizen verursachten Zirkulationen mit dem Grundstrom verlagert werden können und über Flächen mit homogenerer und relativ zur Luftmasse hoher Temperatur weiterexistieren.

## 5 Schlussbemerkungen und Ausblick

Hauptziel dieser Arbeit war die möglichst realistische Abbildung von Wolkenstraßen unter stark konvektiven Bedingungen eines Kaltluftausbruches mittels eines Grobstrukturmodells ohne künstlichem Eingriff in die Bewegungsgleichungen. Damit verbunden war die Frage nach den Ursachen zur Rollenkonvektion in Kaltluftausbruchsituation. Darüber hinaus sollten die Studien einen Beitrag zur Unterscheidung der verschiedenen Typen von Konvektionsrollen leisten, insbesondere hinsichtlich der in der Einleitung genannten vermeintlich widersprüchlichen Ergebnisse der Autorengruppen BI und BII.

Mit Hilfe des parallelisierten Grobstrukturmodells PALM wurden die ersten Simulationen von Kaltluftausbrüchen mit stationärem Modellgebiet durchgeführt, dessen Abmessungen groß genug waren, die Entwicklung der konvektiven Grenzschicht sowie der großskaligen organisierten Konvektion über mehrere 100 km Distanz räumlich wiederzugeben, bei gleichzeitig expliziter Auflösung der kleinskaligen nicht-organisierten Turbulenz. Erstmals konnten mittels LES Konvektionsrollen im Falle von hohen bodennahen Wärmeflüssen und schwacher vertikaler Windscherung, bzw. für  $\zeta > 20$  wiedergegeben werden. Dabei wurden thermisch induzierte Sekundärzirkulationen über der inhomogenen Eisrandzone als Ursache identifiziert, welche mit dem Grenzschichtwind über das offene Meer advehiert werden. Daher wurde in diesem Zusammenhang von *erzwungenen Konvektionsrollen* gesprochen. Die hiermit einhergehenden Wolkenstraßen sind denen in Satellitenbildern von Kaltluftausbrüchen sehr ähnlich. Im Falle von geringeren bodennahen Wärmeflüssen, bzw. für  $\zeta < 10$  entstanden in den LES auch Konvektionsrollen ohne Berücksichtigung von flächenhaften Diskontinuitäten in der Eisrandzone. Diese als *freie Konvektionsrollen* bezeichneten Grenzschichtrollen entstanden durch eine reine Selbstorganisation der Strömung. Verschiedene Kombinationen von freien und erzwungenen Konvektionsrollen könnten die unterschiedlichen Ergebnisse in der Literatur hinsichtlich der Abhängigkeit der Rollenentstehung von  $\zeta$  erklären.

Nachdem nun Konvektionsrollen für verschiedene  $\zeta$  im Grobstrukturmodell reproduziert werden können, eröffnet sich die Möglichkeit weiterführender Untersuchungen auf dem Gebiet der organisierten Konvektion. So könnte mit Hilfe der in Abschnitt 4.2 genannten und bereits begonnenen Studien der Parameterraum hinsichtlich Rollenentstehung weiter eingegrenzt werden. Der Einfluss der Grenzschichthöhe und der bei der Wolkenbildung freiwerdenden latenten Wärme auf das Wellenlängenwachstum ist ein weiterer Aspekt. Da bisher mit einem LES-Modell unter den typischen Bedingungen eines Kaltluftausbruches keine Konvektionsrollen simuliert werden konnten, gibt es bisher auch keine LES, in welcher der Übergang vom Rollenregime zum Zellenregime erfasst wurde. Des Weiteren ergibt sich nun die Möglichkeit der Untersuchung der turbulenten Flüsse in der konvektiven Grenzschicht unter Einfluss von Konvektionsrollen — insbesondere in Hinblick auf Turbulenzparametrisierungen in grobskaligeren

Modellen, wie z.B. in Wetter- bzw. Klimamodellen. Da seit kurzem eine Koppelung zwischen der Atmosphärenversion und einer Ozeanversion von PALM besteht, ist eine Untersuchung bezüglich des Einflusses atmosphärischer Konvektionsrollen auf die ozeanische Grenzschicht eine weitere mögliche Folgeuntersuchung.

Da differentielles Heizen am Boden nicht nur in der Eisrandzone vorkommt, sondern z.B. auch durch Küstenformen hervorgerufen werden kann, dürften die Ergebnisse dieser Studie entsprechend übertragbar sein.

# Literaturverzeichnis

- Asai, T. (1970). Stability of a plane parallel flow with variable vertical shear and unstable stratification. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 48, 129–139.
- Avissar, R. und Schmidt, T. (1998). An evaluation of the scale at which ground-surface heat flux patchiness affects the convective boundary layer using large-eddy simulation. *J. Atmos. Sci.*, 55, 2666–2689.
- Babin, S., Sikora, T. D. und Winstead, N. S. (2003). A case study of satellite synthetic aperture radar signatures of spatially evolving atmospheric convection over the western atlantic ocean. *Boundary-Layer Meteorol.*, 106, 527–546.
- Benner, T. und Curry, J. (1998). Characteristics of small tropical cumulus clouds and their impact on the environment. *J. Geophys. Res.*, 103, 28,753–28,767.
- Betts, A. (1973). Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, 99, 178–196.
- Birnbaum, G. (1998). Numerical modelling of the interaction between atmosphere and sea ice in the arctic marginal ice zone. Polar Research Rep. 305, Alfred Wegener Institute for Polar and Marine Sciences, 81 S.
- Brown, R. A. (1972). On the inflection point instability of a stratified ekman layer. *J. Atmos. Sci.*, 29, 850–859.
- Brümmer, B. (1997). Boundary layer mass, water, and heat budgets in wintertime cold-air outbreaks from the arctic sea ice. *Month. Weath. Rev.*, 125, 1824–1837.
- Brümmer, B. (1999). Roll and cell convection in wintertime arctic cold-air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, 56, 2613–2636.
- Brümmer, B. und Pohlmann, S. (2000). Wintertime roll and cell convection over greenland and barents sea regions: A climatology. *J. Geophys. Res.*, 105, 559–15. 566.
- Buckingham, E. (1914). On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. *Phys. Rev.*, 4(4), 345–376.
- Charnock, H. (1955). Wind stress on a water surface. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 81, 639–640.
- Chlond, A. (1992). Three-dimensional simulation of cloud street development during a cold air outbreak. *Bound.-Layer Meteorol.*, 58, 161–200.
- Chou, S. und Zimmermann, J. (1989). Bivariate conditional sampling of buoyancy flux during an intense cold-air outbreak. *Boundary-Layer Meteorol.*, 46, 93–112.

- Christian, T. W. und Wakimoto, R. M. (1989). The relationship between radar reflectivities and clouds associated with horizontal roll convection on 8 august 1982. *Mon. Wae. Rev.*, 117, 1530–1544.
- Cooper, A. K., Hjelmfelt, M. R., Derickson, R. G., Kristovich, D. A. R. und Laird, N. F. (2000). Numerical simulation of transitions in boundary layer convective structures in a lake-effect snow event. *Mon. Wea. Rev.*, 128, 3283–3295.
- Cox, S. (1976). Observation of cloud infrared effective emissivity. *J. Atmos. Sci.*, 33, 287–289.
- Deardorff, J. (1972). Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 29, 91–115.
- Deardorff, J. (1980). Stratocumulus-capped mixed layers derived from a laboratory model of the convective planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, 18, 495–527.
- Drüe, C. und Heinemann, G. (2004). High-resolution maps of the sea-ice concentration from modis satellite data. *Geophys. Res. Lett.*, 31. L20403, doi: 10.1029/GL020808.
- Dutton, J. und Fichtel, G. (1969). Approximate equations of motion for gases and liquids. *J. Atmos. Sci.*, 26, 241–254.
- Esau, I. N. (2007). Amplification of turbulent exchange over wide arctic leads: Large-eddy simulation study. *J. Geophys. Res.*, 112. D08109.
- Etling, D. (2008). *Theoretische Meteorologie. Eine Einführung*. Springer-Verlag. 376 S.
- Etling, D. und Brown, R. A. (1993). Roll vortices in the planetary boundary layer: A review. *Boundary-Layer Meteorol.*, 65, 215–248.
- Etling, D. und Raasch, S. (1987). Numerical simulation of vortex roll development during a cold air outbreak. *Dyn. Atmos. Ocean*, 10, 277–290.
- Etling, D. und Wippermann, F. (1975). On the instability of a planetary boundary layer with rossby-number similarity. *Boundary-Layer Meteorol.*, 9, 341–360.
- Foster, R. C. (1997). Structure and energetics of optimal ekman layer perturbations. *J. Fluid Mech.*, 333, 97–123.
- Fröhlich, J. (2006). *Large Eddy Simulationen turbulenter Strömungen*. Teubner Verlag. 414 S.
- Glendening, J. (1996). Lineal eddy features under strong shear conditions. *J. Atmos. Sci.*, 53, 3430–3449.
- 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.

- Gryschka, M. (2003). Grobstruktursimulation von Kaltluftausbrüchen mit stationärem Modellgebiet. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover.
- Gryschka, M., Drüe, C., Etling, D. und Raasch, S. (2008a). On the influence of sea-ice inhomogeneities onto roll convection in cold-air outbreaks. *Geophys. Res. Lett.*, 35, L23804.
- Gryschka, M., Etling, D. und Raasch, S. (2007). Large eddy simulation of a cold air outbreak during artist98: stationary versus non-stationary model domain. *Geophys. Res. Abstracts*, 9, 09937.
- Gryschka, M. und Raasch, S. (2005). Roll convection during a cold air outbreak: A large eddy simulation with stationary model domain. *Geophys. Res. Lett.*, 32, L14805.
- Gryschka, M., Witha, B. und Etling, D. (2008b). Scale analysis of convective clouds. *Meteorol. Z.*, 17, 785–791.
- Guyon, E., Hulin, J. und Petit, L. (1997). *Hydrodynamik*, Seiten 412–442. Vieweg Verlag.
- Hartmann, J. (2007). Persönliche Kommunikation – Alfred Wegener Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven.
- Hartmann, J., Albers, F., Argentini, S., Bochert, A., Bonafe, U., Cohrs, W., Conidi, A., Freese, D., Georgiadis, T., Ippoliti, A., Kaleschke, L., Lüpkes, C., Maixner, U., Mastrantonio, G., Ravegnani, F., Reuter, A., Trivellone, G. und Viola, A. (1999). Arctic radiation and turbulence interaction study. Polar Research Rep. 305, Alfred Wegener Institute for Polar and Marine Sciences, 81 pp.
- Hartmann, J., Kottmeier, C. und Raasch, S. (1997). Roll vortices and boundary-layer development during a cold air-outbreak. *Boundary-Layer Meteorol.*, 84, 45–65.
- Hein, P. F. und Brown, R. A. (1988). Observations of longitudinal roll vortices during arctic cold air outbreaks over open water. *Boundary-Layer Meteorol.*, 45, 177–199.
- Hubert, L. F. (1966). Mesoscale cellular convection. *Meteor. Satellite Rep.*, 37, 68.
- Jansen, H. (2004). Das zeitschrittverfahren in PALM. [http://www.muk.uni-hannover.de/~raasch/PALM\\_group/doc/tec/cloud\\_physics/wolken.pdf](http://www.muk.uni-hannover.de/~raasch/PALM_group/doc/tec/cloud_physics/wolken.pdf).
- Karklinsky, M. und Morin, E. (2006). Spatial characteristics of radar-derived convective rain cells over southern israel. *Meteorol. Z.*, 15, 513–520.
- Kataoka, H. und Mizuno, M. (2002). Numerical flow computation around aeroelastic 3 d square cylinder using inflow turbulence. *Int. Journ. of Wind and Structures*, Seiten 379–392.

- Kawase, H., Sato, T. und Kimura, F. (2005). Numerical experiments on cloud streets in the lee of island arcs during cold-air outbreaks. *Geophys. Res. Lett.*, 32. L14823, doi:10.1029/GL023256.
- Kessler, E. (1969). On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Met. Monogr.*, 32, 84 S.
- Khanna, S. und Brasseur, J. (1998). Three-dimensional buoyancy- and shear-induced local structure of the atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 55, 710–743.
- Kolmogoroff, A. N. (1941). Die lokale Struktur der Turbulenz in einer inkompressiblen zähen Flüssigkeit bei sehr großen Reynoldsschen Zahlen. *Dokl. Akad. Nauk. SSR*, 32, 299–303. Nachdruck in: H. Goering (Hsg.), 1958: *statistische Theorie der Turbulenz*, Akademie-Verlag, Berlin, 77–81.
- Kristovich, D. A. R., Laird, N. F., Hjelmfelt, M. R., Derickson, R. G. und Cooper, K. A. (1999). Transitions in boundary layer meso- $\gamma$  convective structures: An observational case study. *Mon. Wea. Rev.*, 128, 2895–2909.
- Kristovich, D. A. R. und Steve, R. A. (1995). A satellite study of cloud-band frequencies over the great lakes. *J. Appl. Meteor.*, 34, 2083–2090.
- Kuo, K.-S., Welch, R., Weger, R., Engelstad, M. und Sengupta, S. (1993). The three-dimensional structure of cumulus clouds over the ocean: 1. structural analysis. *J. Geophys. Res.*, 15, 513–520.
- Landau, L. und Lifschitz, E. (1991). *Lehrbuch der theoretischen Physik - Band VI Hydrodynamik*. Akademie Verlag.
- Le Mone, M. A. (1973). The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 30, 1077–1091.
- Letzel, M. O. und Raasch, S. (2002). Large-eddy simulation of thermally induced oscillations in the convective boundary layer. *Ann. J. Hydr. Eng.*, 46, 67–72.
- Lilly, D. K. (1966). On the instability of ekman boundary flow. *J. Atmos. Sci.*, 23, 481–494.
- Liu, A. Q., Moore, G., Tsuboki, K. und Renfrew, I. A. (2004). A high-resolution simulation of convective roll clouds during a cold-air outbreak. *Geophys. Res. Lett.*, 31. L03101.
- Liu, A. Q., Moore, G. W., Tsuboki, K. und Renfrew, I. A. (2006). The effect of the sea-ice zone on the development of boundary-layer roll clouds during cold-air outbreaks. *Boundary-Layer-Meteorol.*, 118, 557–581.
- Lohou, F., Druilhet, A. und Campistron, B. (1998). Spatial and temporal characteristics of horizontal rolls and cells in the atmospheric boundary layer based on radar and in situ. *Boundary-Layer Meteorol.*, 89, 407–444.

- Lund, T., Wu, X. und Squires, K. (1998). Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *J. Comp. Phys.*, 140, 233—258.
- Lüpkes, C. und Birnbaum, G. (2005). Surface drag in the arctic marginal sea-ice zone: A comparison of different parameterisation concepts. *Boundary-Layer Meteorol.*, 117, 179–211.
- Lüpkes, C., Gryanik, V. M., Witha, B., Gryscha, M., Raasch, S. und Gollnik, T. (2008). Modeling convection over arctic leads with LES and a non-eddy-resolving microscale model. *J. Geophys. Res.*, 113. C09028.
- Mason, P. und Sykes, R. (1981). A two-dimensional numerical study of horizontal roll vortices in an inversion capped planetary boundary layer. *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, 108, 801–823.
- Melfi, S. H., Spinhirne, J. D., Chou, S. und Palm, S. P. (1986). Lidar observations of vertically organized convection in the planetary boundary layer over the ocean. *J. Climate Appl. Meteorol.*, 24, 806–821.
- Mesnard, F. und Sauvageot, H. (2003). Structural characteristics of rain fields. *J. Geophys. Res.*, 108, 4385.
- Miura, Y. (1986). Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, 43, 26–39.
- Moeng, C. und Sullivan, P. (1994). A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows. *J. Atmos. Sci.*, 51, 999–1022.
- Müller, G., Brümmer, B. und Alpers, W. (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, M. und Chlond, A. (1996). Three-dimensional numerical study of cell broadening during cold air outbreaks. *Boundary Layer Meteorol*, 81, 289–323.
- Neggers, R., Jonker, H. und Siebesma, A. (2002). Size statistics of cumulus cloud populations in large-eddy simulations. *J. Atmos. Sci.*, 60, 1060–1074.
- Oertel, H. (2001). *Prandtl-Führer durch die Strömungslehre*. Vieweg. 618 S.
- Orlanski, I. (1976). A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comp. Phys.*, Seiten 251–269.
- Pagowski, M. und Moore, G. W. K. (2001). A numerical study of an extreme cold-air outbreak over the labrador sea: Sea ice, air–sea interaction, and development of polar lows. *Mon. Wea. Rev.*, Seiten 47–72.

- Paulson, C. A. (1970). The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J. Appl. Meteor.*, Seiten 857–861.
- Pielke, A. R. (1984). *Mesoscale Meteorological Modeling*. Academic Press.
- Raasch, S. (1990). Numerical simulation of the development of the convective boundary layer during a cold air outbreak. *Boundary-Layer Meteorol.*, 52, 349–375.
- Raasch, S. und Etling, D. (1991). Numerical simulation of rotating turbulent thermal convection. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 64, 185–199.
- Raasch, S. und Harbusch, G. (2000). 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 Schröter, M. (2001). Palm—a large-eddy simulation model performing on massively parallel computers. *Meteorol. Z.*, 10, 363–372.
- Rauber, R. und coauthors, . (2007). Rain in shallow cumulus over the ocean: The rico campaign. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 88, 1912–1928.
- Renfrew, I. A. und Moore, G. W. (1999). An extreme cold-air outbreak over the labrador sea: Roll vortices and air-sea interaction. *Mon. Wea. Rev.*
- Richardson, L. F. (1920). The supply of energy from and to atmospheric eddies. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 97, 354–373.
- Richardson, L. F. (1922). *Weather prediction by numerical process*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Rodts, S., Duynkerke, P. und Jonker, H. (2003). Size distributions and dynamical properties of shallow cumulus clouds from aircraft observations and satellite data. *J. Atmos. Sci.*, 60, 1895–1912.
- Schröter, M. (2003). *Untersuchung der Evolution von Konvektionsstrukturen bei Kaltluftausbrüchen mit Hilfe eines parallelisierten Grobstrukturmodells*. Dissertationsschrift, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover, Hannover, Deutschland.
- Schumann, U. (1975). Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli. *J. Comp. Phys.*, 18, 376–404.
- Sengupta, S. und cauthors (1990). Cumulus cloud morphology and spatial patterns derived from high resolution landsat imagery. *J. Appl. Meteor.*, 29, 1245–1267.
- Spurk, J. H. und Aksel, N. (2006). *Strömungslehre: Eine Einführung in die Theorie der Strömungen*, Seiten 221–229. Springer.

- Sreenivasan, K. R. (1995). On the universality of the kolmogorov constant. *Phys. Fluids*, 7, 2778–2784.
- Stuart, D., Muench, R. und Pease, C. (1990). Polynyas and leads: An overview of physical processes and environment. *J. Geoph. Res.*, 95, 9461–9479.
- Stull, R. (1988). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers.
- Sykes, R., Lewellen, W. und Henn, D. (1988). A numerical study of the development of cloud-street spacing. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2556–2569.
- Sykes, R., Lewellen, W. und Henn, D. (1990). Numerical simulation of the boundary-layer eddy structure during the cold-air outbreak of GALE IOP 2. *Mon. Wea. Rev.*, 118, 363–374.
- Theusner, M. und Hauf, T. (2004). A study on the small scale precipitation structure over germany using the radar network of the german weather service,. *Meteorol. Z.*, 13, 311–322.
- Tripoli, G. J. (2005). Numerical study of the 10 january 1998 lake-effect bands observed during lake-ice. *J. Atmos. Sci.*, 62, 3232–3249.
- Uhlenbrock, J. (2001). Entwicklung eines multigrid-verfahrens zur lösung elliptischer differentialgleichungen auf massivparallelrechnern und sein einsatz im les-modell palm. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimatologie, Universität Hannover, 103 S.
- Von Hardenberg, J., Ferraris, L. und Provenzale, A. (2003). The shape of convective rain cells. *Geophys. Res. Lett.*, 30, 2280.
- Weckwerth, T., Wilson, J., Wakimoto, R. und Crook, N. (1997). Horizontal convective rolls: Determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics. *Mon. Wea. Rev.*, 125, 505—526.
- Weinbrecht, S. und Raasch, S. (2001). High-resolution simulations of the turbulent flow in the vicinity of an arctic lead. *J. Geophys. Res.*, 106, 27,035—27,046.
- Welch, R., Kuo, K., Wielicki, B., Sengupta, S., und Parker, L. (1988). Marine stratocumulus cloud fields off the coast of southern california observed using landsat imagery, part i: Structural characteristics. *J. Appl. Meteor.*, 27, 341–362.
- Weusthoff, T. und Hauf, T. (2008a). Basic characteristics of post-frontal shower precipitation rates. *Meteorol. Z.*, 17, 793–805.
- Weusthoff, T. und Hauf, T. (2008b). Life cycle of convective shower cells under post-frontal conditions. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 134, 841–857.

- Wippermann, F., Etling, D. und Kirstein, H. J. (1978). On the instability of a planetary boundary layer with rossby number similarity – part ii: The combined effect of inflection point instability and convective instability. *Boundary-Layer Meteorol.*, 15, 301–321.
- Young, G. S., Kristovich, D. A. R., Hjelmfelt, M. R. und Foster, R. C. (2002). Rolls, streets, waves and more. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, Juli, 54–69.
- Zhang, S. (1998). Fast and high accuracy multigrid solution of the three dimensional poisson equation. *Meteorol. Z.*, 10, 363–372.

# Symbolverzeichnis

## Abkürzungen

CAO	cold-air outbreak
CBL	convective boundary-layer
CFL	Courant-Friedrichs-Levy-Kriterium
CRM	cloud resolving model
DNS	direkte numerische Simulation
KLA	Kaltluftausbruch
LES	large eddy simulation
LWP	liquid water path
PALM	parallelized LES model
TKE	turbulente kinetische Energie

## Griechische Symbole

$\Delta t$	Zeitschritt
$\Delta x_i, \Delta x, \Delta y, \Delta z$	Gitterweiten der drei Raumrichtungen
$\delta_i$	zentraler Differenzenoperator
$\delta_{ij}$	Kronecker-Delta
$\kappa$	Karmansche Konstante
$\lambda$	Wellenlänge der Wolkenstraßen
$\nu_m, \nu_h$	molekulare Viskosität für Impuls und Wärme
$\Omega_i$	Winkelgeschwindigkeit der Erde
$\Phi$	Profilfunktion
$\theta$	potentielle Temperatur
$\theta_*$	characteristische Temperatur der Prandtl-Schicht

---

$\theta_1$	potentielle Flüssigwassertemperatur
$\theta_v$	virtuell potentielle Temperatur
$\varepsilon$	Dissipation
$\varepsilon_{ijk}$	alternierender Einheitstensor
$\varrho$	Luftdichte
$\varrho^*$	Schwankung der Luftdichte
$\varrho_0$	Grundzustand der Luftdichte
$\zeta$	Stabilitätsparameter
<b>Lateinische Symbole</b>	
$A$	Eisbedeckungsgrad
$C_\psi$	2D-Autokorrelation einer Größe $\Psi$
$\bar{e}$	subskalige turbulente kinetische Energie
$g$	Schwerebeschleunigung
$K_m, K_s$	turbulente Diffusionskoeffizienten für Impuls und Skalare
$Kn$	Knudsen-Zahl
$\ell$	Mischungsweg
$\ell'$	subskaliger Mischungsweg
$\ell_0$	innere Skala einer Strömung
$L$	äußere Skala einer Strömung, Monin-Obukhov Stabilitätslänge
$l$	Abmessung von Turbulenzelementen
$N$	Anzahl der Gitterpunkte
$N_x, N_y, N_z$	Anzahl der Gitterpunkte in die drei Raumrichtungen
$p$	Druck
$p^*$	Stördruck
$q$	Gesamtwassergehalt
$q_*$	characteristische Feuchte der Prandtlsschicht

---

$q_l$	Flüssigwassergehalt
$q_s$	spezifische Sättigungsfeuchte
$q_v$	spezifische Feuchte
$Ra$	Rayleigh-Zahl
$Re$	Reynolds-Zahl
$T$	Temperatur
$t$	Zeit
$T_i$	Temperatur des Eises
$T_s$	Bodentemperatur
$T_V$	virtuelle Temperatur
$T_W$	Temperatur des Wassers
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u_i, u, v, w$	Komponenten des Windvektors
$u_{g_i}$	Komponenten des geostrophischen Windvektors
$V$	Gittervolumen
$\mathbf{v}$	Windvektor
$x_i, x, y, z$	kartesische Koordianten
$z_0$	Rauhigkeitslänge für Impuls
$z_{0_c}$	Rauhigkeitslänge für Impuls nach Charnock
$z_{0_s}$	Rauhigkeitslänge für Skalare
$z_i$	Grenzschichthöhe



# Danksagung

Als erstes geht mein Dank an Herrn Prof. Dr. D. Etling, der als Doktorvater die Betreuung und Begutachtung der Arbeit übernommen hat. Des Weiteren möchte ich Herrn Prof. Dr. S. Raasch danken, der ebenfalls an der Betreuung beteiligt war. Herrn Prof. Dr. T. Hauf möchte ich für die Übernahme des Korreferats danken.

Für die Bereitstellung der Messdaten aus der ARTIST-Messkampagne und so manche aufschlussreiche Gespräche im Hinblick auf die experimentelle Seite der Forschung möchte ich Herrn Dr. Jörg Hartmann sowie Herrn Dr. Christof Lüpkes danken.

Meinen ehemaligen Zimmerkollegen Dr. Gerald Steinfeld sowie Björn Witha möchte ich für das sehr angenehme Arbeitsklima danken.

Zu guter Letzt möchte ich Herrn Dr. Gerald Steinfeld für die Durchsicht meiner Arbeit und einige wertvolle Hinweise zur Arbeit danken.

Teile der Untersuchungen zu dieser Arbeit wurden im Rahmen der DFG Vorhaben Et8/12 und Et8/14 durchgeführt. Sämtliche Rechnungen wurden am Norddeutschen Verbund für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN) durchgeführt.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name Micha Gryschka  
Geburtsdatum, -ort 10. März 1976, Garbsen

## Bildungsweg

1983 bis 1993 Peter-Petersen-Schule Hannover  
1993 bis 1996 Gymnasium Herschelschule Hannover  
Juni 1996 Abitur  
1996 bis 1997 Zivildienst beim Arbeiter-Samariter-Bund  
10/1997 - 11/2003 Studium der Meteorologie an der Universität Hannover  
mit Abschluss Diplom  
seit 12/2003 wissenschaftlicher Mitarbeiter am  
Institut für Meteorologie und Klimatologie  
(seit 12/2007 Lehrkraft für besondere Aufgaben)

## Auslandsaufenthalte

01/2001 bis 02/2001 Institut Coriolis, Grenoble, Frankreich  
Mitwirkung als studentische Hilfskraft an  
Experimenten  
08/2004 bis 10/2004 Yonsei Universität Seoul, Korea  
und Mitwirkung bei der Entwicklung von  
02/2006 bis 04/2006 Turbulenz-Parametrisierungen zur ozeanischen Grenzschicht  
(Stipendium DAAD)

## Veröffentlichungen

Noh, Y., I. S. Kang, S. Raasch, M. Gryschka, 2009: Formation of a diurnal thermocline in the ocean mixed layer simulated by LES, *J. Phys. Oceanogr.*, **39** 2009

Gryschka, M. C. Drüe , D. Etling , S. Raasch, 2008: On the influence of sea-ice inhomogeneities onto roll convection in cold-air outbreaks, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L23804, doi:10.1029/2008GL035845

Gryschka, M., B. Witha, D. Etling, 2008: Scale Analysis of Convective Clouds, *Meteorol. Z.*, **17**, 785-791

Lüpkes, C., Vihma, T., Birnbaum, G., Dierer, S., Garbrecht, T., Gryanik, V. M., Gryschka, M., Hartmann, J., Heinemann, G., Kaleschke, L., Raasch, S., Savijärvi, H., Schlünzen, K. H., Wacker, U.(2008). Mesoscale modelling of the Arctic atmospheric boundary layer and its interaction with sea ice, Chapter 7 in: ARCTIC climate change - The ACSYS decade and beyond (edited by Peter Lemke), Springer, Atmospheric and Oceanographic Sciences Library, 29 S. ,im Druck

Lüpkes, C., V. M. Gryanik, B. Witha, M. Gryschka, S. Raasch, and T. Gollnik, 2008: Modeling convection over arctic leads with LES and a non-eddy-resolving microscale model, *J. Geophys. Res.*, **113**, C09028, doi:10.1029/2007JC004099.

Gryschka, M. and S. Raasch, 2005: Roll convection during a cold air outbreak: A large eddy simulation with stationary model domain, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L14805, doi:10.1029/2005GL022872.