



Berichte des Deutschen Wetterdienstes

185

Die Rolle der Turbulenz und des Bodens bei frontogenetischen Prozessen

von
Andreas Becker

Offenbach am Main 1995
Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

Zur Herstellung dieses Buches wurde chlor- und säurefreies Papier verwendet.

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn angenommene Inaugural-Dissertation.

Die Arbeit wurde zeitweilig durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Vorhabens Kr 228/19-1 unterstützt.

ISSN 0072-4130

ISBN 3-88148-307-1

Alle Rechte vorbehalten. Nachdruck, auch auszugsweise, verboten. Kein Teil dieses Werkes darf ohne schriftliche Einwilligung des Deutschen Wetterdienstes in irgendeiner Form (Fotokopie, Mikrofilm, oder ein anderes Verfahren), auch nicht für Zwecke der Unterrichtsgestaltung, reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden. Für den Inhalt ist der Autor verantwortlich.

Herausgeber und Verlag:
Deutscher Wetterdienst
Zentralamt
Frankfurter Str. 135
63067 Offenbach am Main

Anschrift des Autors:
Dr. Andreas Becker
Meteorologisches Institut
der Universität Bonn
Auf dem Hügel 20
53121 Bonn
Tel.: 0228 / 735198
Fax: 0228 / 735188

Zusammenfassung

Das am Meteorologischen Institut der Universität Bonn entwickelte trockene 2-dimensionale mesoskalige Modell zur Simulation von Kaltfronten bei unterschiedlichen großskaligen Antriebsbedingungen wurde um zwei unterschiedliche Parametrisierungen der turbulenten Flüsse - Schließungen erster und 1.5-facher Ordnung - erweitert. Die Modellgleichungen sind hydrostatisch, anelastisch und werden auf einem Gitter mit einer festen horizontalen Auflösung von 20 km und einer variablen vertikalen Auflösung von 10 bis 600 m gerechnet.

Es werden zwei Typen von Kaltfronten - unterschieden durch das synthetisch vorgegebene Anfangsfeld des frontparallelen Jets - simuliert. Die Anfangsfelder für die potentielle Temperatur und den Druck ergeben sich dann aus der thermischen und der geostrophischen Windbalance und aus der hydrostatischen Grundgleichung. Vor dem Start jeder Frontsimulation erfolgt dann noch eine ageostrophische Balancierung des Anfangszustandes.

Es werden im Laufe dieser Arbeit insgesamt 21 Frontsimulationen vorgestellt. Dabei wird zunächst durch Vergleich von reibungsbehafteter mit reibungsfreier Simulation, unter Vernachlässigung der Strahlungsbilanz am Boden, der Einfluß der turbulenten Reibung auf die zwei Kaltfront-Typen ohne großskalige Antriebe, wie sie aus geostrophischen Dehnungs- oder Scherfeldern resultieren, untersucht. Danach erfolgt die Erweiterung dieser Untersuchungen auf Fronten mit diesen geostrophischen Antrieben.

Es zeigt sich, daß die turbulente Reibung sowohl - über die ageostrophische Konvergenz vor der Front - frontogenetisch, als auch - über die horizontale Diffusion und die Abschwächung des geostrophischen Antriebes innerhalb der turbulenten Grenzschicht (GS) - frontolytisch wirken kann. Der reibungsinduzierte Aufwindjet vor der Bodenfront regt bei einen der zwei Kaltfront-Typen oberhalb der GS die sog. symmetrisch barokline Instabilität (SBI, Instabilität gegenüber geneigter Konvektion) an. Sowohl der Bereich des Aufwindjets als auch der SBI-Bereich sind Gebiete an Kaltfronten mit Niederschlagsbildung.

Angesichts der Mannigfaltigkeit der frontogenetischen Strukturen in den verschiedenen Kaltfrontsimulationen werden charakteristische Zonen, wie sie an jeder Kaltfront identifizierbar sind, eingeführt und angewendet. Dabei stellt sich heraus, daß die Felder der Terme der Miller'schen Frontogenese-Funktion die Lokalisierung dieser charakteristischen Zonen erleichtern.

Zum Schluß wird der Einfluß der Berücksichtigung der Strahlungsbilanz am Boden auf die Entwicklung einer Kaltfront mit geostrophischen Scherungs-Antrieb untersucht. Dabei erfolgt die Prognose der Bodentemperatur mit Hilfe eines Bodenmodells mit 10 Modellflächen. Es zeigt sich zunächst die enorme Variabilität der Kaltfrontentwicklung innerhalb der GS mit dem Tagesgang der kurzwelligen Einstrahlung. Ebenfalls von Bedeutung ist die Jahreszeit. Der Einfluß der Bodeneigenschaften Volumenwärme und thermische Leitfähigkeit auf die Front-Entwicklung ist dagegen eher gering. Eine besondere Rolle spielt allerdings der Ozean als Untergrund des Atmosphärenmodells.

Abstract

The dry two-dimensional meso-scale model, developed at the Meteorological Institute of the University of Bonn in order to simulate different cold fronts in various large scale forcing fields, was extended by two different parameterizations - the first order and the 1.5-order closure - of the turbulent fluxes. The model equations are hydrostatic, anelastic and calculated on a grid with a fixed horizontal resolution of 20 km and a vertical resolution variable from 10 to 600 m.

Two types of cold fronts are simulated, which differ in the synthetically chosen initial fields of the along front jet. Hence the thermal and geostrophic wind balance and the hydrostatic approximation of the third equation of motion determine the initial fields of potential temperature and pressure. Before the start of any front simulation, an ageostrophic balancing of the initial state is carried out.

21 different front simulations will be presented throughout this paper. First of all the influence of turbulent friction on the two types of cold front without any large-scale forcings, as these are generated by fields of geostrophic stretching and shearing, is examined. This is done by comparing the front simulations which are affected by turbulent friction with the corresponding frictionless ones. The investigations are then extended to fronts with these large-scale forcings. The net radiation is neglected in all of these simulations.

It can be seen that turbulent friction can act frontogenetically - via ageostrophic convergence - as well as frontolytically - via horizontal diffusion and the decrease of the large-scale forcing within the turbulent boundary layer (BL). In one of the two cases of cold fronts the friction-induced upwind-jet right in front of the surface front triggers the conditional symmetric instability (CSI, Instability against slantwise convection) above the BL. Both areas - the upwind-jet area and the CSI-area - are regions of precipitation rise.

In the light of the variety of frontogenetical structures in the different cold front simulations, characteristic zones, which can be found on every kind of cold front, are introduced and applied. In doing so it becomes apparent that the fields of the terms of the Miller-Frontogenesis-Function can be helpful in localizing these characteristic zones.

Finally the impact of the consideration of the surface net radiation on the development of a cold front with a geostrophic shear-forcing is investigated. The prognosis of the soil-surface temperature is carried out by a 10-level soil model. In doing so first the enormous variability of the cold front development within the BL becomes apparent in its relation to the diurnal variation of the shortwave irradiance. The season is also of importance. In contrast the influence of the soil properties heat capacity and thermal conductivity is rather small. The ocean as the subsoil of the atmospheric model, however, plays a separate role.

Kapitel 1:	Einleitung	1
1.1	Stand des Wissens	1
1.1.1	Fallstudien	1
1.1.2	Studien mit numerischen Modellen	3
1.2	Ziele dieser Arbeit	4
1.3	Arbeitsablauf und angewandte Mittel	5
Kapitel 2:	Einführung einer Turbulenzparametrisierung für MAMBO	8
2.1	Die Modellgleichungen von MAMBO mit turbulenter Reibung	8
2.2	Berechnung der turbulenten Quellterme	9
2.3	Bestimmung der vertikalen Diffusion	11
2.3.1	Schließung 1.5-facher Ordnung mit prognostischem K-Ansatz	11
2.3.2	Schließung 1.Ordnung mit diagnostischem K-Ansatz	13
2.4	Parametrisierung der horizontalen Diffusion	14
2.4.1	Explizite Berechnung der horizontalen Diffusion: Der K^x -Ansatz	14
2.4.2	Implizite Berechnung der horizontalen Diffusion: Der Shapiro-Filter	15
2.5	Parametrisierung der Prandtl-Schicht	17
2.6	Stabilitätsmaße in der Prandtl-Schicht	18
2.7	Bestimmung der Bodentemperatur in MAMBO	20
Kapitel 3:	Diskretisierung, Rand-, Anfangsbedingungen und großskalige Antriebe	23
3.1	Diskretisierung der Turbulenzparametrisierung	23
3.2	Diskretisierung der TKE-Gleichung	24
3.2.1	Die TKE-Advektion	24
3.3.2	Das TKE-Adjustment	25

3.3	Diskretisierung der Gradient-Richardson-Zahl-Gleichung	25
3.4	Randbedingungen	26
3.4.1	Untere Randbedingungen	26
3.4.2	Seitliche Randbedingungen	26
3.4.3	Obere Randbedingung	27
3.4.4	Probleme der Seitenrandbedingung in Verbindung mit dem Shapiro-Filter höherer Ordnung	28
3.5	Anfangsbedingungen und großskalige Antriebe	28
3.5.1	Die zwei verschiedenen Kaltfront-Typen (Temperaturfelder und Jets)	28
	a) LTJ (Lower Tropospheric Jet)	29
	b) UTJ (Upper Tropospheric Jet)	29
3.5.2	Anfangsprofile der Bodentemperatur	31
3.5.3	Großskaliger geostrophischer Antrieb	32
3.5.4	Modellsenkrechte Gradienten ohne turbulente Reibung	33
3.5.5	Modellsenkrechte Gradienten mit turbulenter Reibung	33
3.6	Ageostrophische Balancierung der Anfangsfelder	35
3.6.1	Initialisierung der Querkirkulation	35
3.6.2	Ageostrophische Balancierung der Grenzschicht, Reibungsdiastrophie	38
3.6.3	Berücksichtigung der Zeitvarianz des zonalen Grundstroms	39
3.7	Bezeichnung der in der Arbeit diskutierten Kaltfront-Simulationen	40
Kapitel 4:	Kaltfront-Simulationen, Fronten ohne großskaligen Antrieb	44
4.1	Die Standard-Plotausgaben von MAMBO	44
4.2	Lower Tropospheric Jet ohne großskaligen Antrieb (LTJ1)	45
4.3	Charakteristische Zonen an der LTJ1-Front mit turbulenter Reibung	57
4.4	Der Einfluß der Turbulenz-Schließung auf die Modellergebnisse	59
4.5	Upper Tropospheric Jet ohne großskaligen Antrieb (UTJ1)	61
4.6	Charakteristische Zonen an der UTJ1-Front mit turbulenter Reibung	65

Kapitel 5:	Kaltfront-Simulationen, Fronten mit großskaligem Antrieb	68
5.1	Der LTJ mit großskaligem Scherungs-Antrieb (LTJ3)	68
5.1.1	Der LTJ3 ohne turbulente Reibung (Lauf-Nr.3)	68
5.1.2	Der LTJ3 mit turbulenter Reibung (Lauf-Nr.13)	71
5.2	Der LTJ mit großskaligem Deformations-Antrieb (LTJ2)	76
5.2.1	Der LTJ2 ohne turbulente Reibung (Lauf-Nr.2)	76
5.2.2	Der LTJ2 mit turbulenter Reibung (Lauf-Nr.12)	79
5.3	Der UTJ mit großskaligem Scherungs-Antrieb (UTJ3)	81
5.3.1	Der UTJ3 ohne turbulente Reibung (Lauf-Nr.5)	81
5.3.2	Der UTJ3 mit turbulenter Reibung (Lauf-Nr.14)	84
5.4	Zusammenfassung der Ergebnisse von Kapitel 5	88
Kapitel 6:	Frontogenese-Mechanismen reibungsbehafteter Kaltfronten	90
6.1	Die Terme der Frontogenese-Funktion nach Miller (1948)	90
6.2	Erläuterungen zu den Frontogeneseabbildungen (Abb.6.1 bis Abb.6.8)	90
6.3	Vergleich der frontogenetischen Strukturen verschiedener Frontsimulationen	91
6.3.1	Fronten ohne äußeren Antrieb (LTJ1 und UTJ1)	91
6.3.2	Fronten mit äußerem Antrieb (LTJ2, LTJ3 und UTJ3)	95
6.4	Zusammenfassung der Ergebnisse von Kapitel 6	104
Kapitel 7:	Sensitivitätsstudien	106
7.1	Der Einfluß der Strahlungsbilanz am Boden auf die Entwicklung der LTJ3-Front	106
7.2	Der Einfluß der Jahreszeit auf die Entwicklung der LTJ3-Front	117
7.3	Der Einfluß der Bodeneigenschaften auf die LTJ3-Front im Frühling	124
7.4	Zusammenfassung der Ergebnisse von Kapitel 7	129

Kapitel 8:	Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick	131
8.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	131
8.2	Ausblick	136
Anhang A:	Schritte zur Herleitung der TKE-l-Schließung nach Arritt (1987)	137
A.1	Bestimmungsgleichungen für die Momente zweiter Ordnung	137
A.2	Die verschiedenen Schließungslevels für das Zweite-Momente-Modell (ZMM)	139
A.3	Einführung einer nicht-singulären Level-2.5-Schließung	143
A.4	Herleitung der Schließungskonstanten für die Parametrisierung der Fluß-Richardson-Zahl nach Yamada (1983)	146
Anhang B:	Terminologie der Hierarchie der Turbulenzschließungen	147
Anhang C:	Iterative Lösung der Ekman-Gleichungen	149
Literatur		151
Liste der verwendeten Symbole		155

1 Einleitung

Die Vorgänge an atmosphärischen Fronten gehören in mittleren Breiten zu den wichtigsten meteorologischen Ereignissen. So zeigen Hoinka (1985) und Tetzlaff und Hagemann (1986), daß 50% des Niederschlags in Mitteleuropa im Bereich von Fronten auftreten. Die Verteilung von Wolken und Niederschlag an einer Front ergibt sich dabei aus der Anordnung der Aufwindgebiete in der ageostrophischen Querkirkulation. Die Vielzahl der bei einem Frontdurchgang beteiligten physikalischen Prozesse und Antriebe führt zu einer großen Mannigfaltigkeit der wetterbestimmenden ageostrophischen Zirkulationsmuster, der die schablonenhafte Unterteilung von Fronten in Okklusion, Warmfront und Ana- und Katakaltfront nach Bergeron (1934, 1936) nicht gerecht wird.

Daher ist es notwendig in einer systematischen Studie zumindest einen Teil der Vielfalt der Zirkulationsmuster bei frontogenetischen Prozessen in Abhängigkeit von den bestimmenden physikalischen Prozessen und Antrieben darzustellen. In diesem Kontext stellt die vorliegende Arbeit eine Teilstudie dar, indem sie den Einfluß der turbulenten Reibung und des Bodens auf frontogenetische Prozesse und deren Querkirkulationsmuster untersucht.

1.1 Stand des Wissens

Die bisherigen Untersuchungen zum Einfluß der turbulenten Reibung auf Fronten lassen sich in eine experimentelle (Fallstudien) und eine theoretische bzw. numerische (Modell-Untersuchungen) Fraktion unterteilen.

1.1.1 Fallstudien

Browning und Harrold (1970) haben die mesoskalige Struktur von zwei Kaltfronten mit Hilfe von Radarmessungen und Radiosonden bestimmt. Dabei stellen sie fest, daß aufgrund der turbulenten Reibung der frontparallele Jet vor der Front, auch 'conveyor belt' (Browning et al., 1973) genannt, innerhalb der Grenzschicht auf die Bodenfront hin gedreht wird und dort eine Konvergenzzone erzeugt. Dies führt zu einem Aufwind direkt vor der Bodenkaltfront ('surface cold front', SCF) und produziert eine sogenannte 'line convection' mit einem später als 'narrow cold-frontal rain band' (NCFR, Bénard et al., 1992) bezeichneten schmalen Wolkenband mit heftigen Niederschlägen. Dadurch findet fast die gesamte Niederschlagsbildung an der Front in den untersten Kilometern statt. Im weiteren Verlauf der Fallstudie von Browning und Harrold (1970) wird jedoch, angeregt durch die Konvektion vor der Bodenfront, oberhalb der Grenzschicht die sogenannte 'slantwise convection' (Konvektion aufgrund einer Auslenkung auf einer geneigten Fläche) zum Hauptträger der Niederschlagsbildung. 'Slantwise convection' tritt in Zonen mit symmetrisch barokliner Instabilität (SBI) auf (Lemaitre und Testud, 1988).

Frank (1994) hat die Struktur der unteren Grenzschicht an zwei Fronten anhand von Messungen an einem 200 Meter hohen Mast untersucht. Dabei weist die eine Front beim Durchgang starke Böen auf, während bei der anderen Front der Wind nach Durchgang der Bodenfront abnimmt. Es sind nicht nur die skaligen Anteile der meteorologischen Grundgrößen, sondern auch die turbulenten Anteile des Windes mit Hilfe von Sonic-Anemometern direkt gemessen worden.

Insbesondere konnten Zeitreihen des vertikalen turbulenten Impulsflusses $\tau_{xz} + \tau_{yz}$ und der turbulenten kinetischen Energie (TKE = $\frac{1}{2}q^2$) miteinander verglichen werden.

Dies ist deshalb von Interesse, weil die empirischen Schließungskonstanten, welche bei den sogenannten TKE-Schließungen verwendet werden, in der Regel mit der Bedingung der horizontalen Homogenität des Windfeldes bestimmt worden sind, das Windfeld bei Frontdurchgängen aber gerade aufgrund des frontparallelen Jets besonders große horizontale Änderungen besitzt. Der Vergleich liefert damit eine Aussage über die Güte des Prandtl-Kolmogorov-Ansatzes für den turbulenten Diffusionskoeffizienten im Bereich von Fronten.

Die Untersuchungen von Frank (1992, 1994) ergeben, daß bei beiden Fronten der Betrag der TKE und des vertikalen Impulsflusses vor und nach dem Frontdurchgang gut korreliert sind, wogegen innerhalb der Front das Verhältnis $\rho_0 \cdot \text{TKE} / (\tau_{xz} + \tau_{yz})$ von 6 (vergleichbar mit dem entsprechenden Wert für die horizontal homogene Grenzschicht) auf über 10 ansteigt, die TKE also wesentlich größer ist, während der vertikale Impulsfluß ähnlich groß ist wie vorher. Damit sind laut Frank (1994) alle Frontsimulationen mit Modellen, welche die Turbulenz aus dem mittleren Windfeld mit Hilfe der TKE-Schließung berechnen, in einem schmalen Bereich an der Bodenfront von vorneherein mit dem Fehler behaftet, den aus dem Prandtl-Kolmogorov-Ansatz berechneten vertikalen turbulenten Impulsfluß zu überschätzen.

Die Untersuchungen der Grenzschichtstruktur an Fronten basierend auf Mastmessungen von Shapiro (1984) zeigen die Abhängigkeit der Beträge der meteorologischen Größen und ihrer Gradienten von der Skala, in der gemessen bzw. gerechnet wird, auf. Die in dieser Arbeit untersuchte Front zeichnet sich durch ihre extreme Schärfe - innerhalb von 10 s ist die Temperatur um 6 K gefallen - aus. Der gemessene maximale Vertikalwind von über 5 m/s in nur 300 m Höhe und die Ähnlichkeit der Anordnung der Isentropen mit der Struktur einer Dichteströmung wird allerdings nicht alleine durch die hohe zeitliche bzw. räumliche Auflösung der Mastmessung und durch die turbulente Reibung, sondern auch durch die labile Schichtung der Grenzschicht, aufgrund diabatischer Erwärmung des Bodens mit dem Tagesgang der Strahlungsbilanz am Boden, verursacht. Es wird deutlich, daß dieselbe Kaltfront innerhalb der Grenzschicht, abhängig von Tages- und Jahreszeit, eine sehr unterschiedliche Intensität besitzen kann.

Bond und Fleagle (1985) haben im Rahmen einer Fallstudie zur Struktur einer Kaltfront über dem Ozean mit einem Flugzeug den Vertikalwind vor der sogenannten "Nase" der Bodenfront gemessen und ermittelten ähnlich wie Shapiro (1984) Vertikalwinde von mehr als 5 m/s. Bond und Fleagle (1985) schließen ihre Veröffentlichung mit der Anmerkung, daß die Ergebnisse ihrer Studie besonders die Bedeutung einer genauen Behandlung der Grenzschichtprozesse für die mesoskalige Modellierung betonen.

Allerdings muß für alle Messungen von Fronten an einem Mast bzw. mit einem Flugzeug die Taylor-Hypothese gelten, will man aus den Meßdaten zweidimensionale Felder gewinnen. Diese Hypothese nimmt an, daß sich die Strukturen der an dem Meßpunkt vorüberziehenden Felder der meteorologischen Größen während ihrer Passage nicht wesentlich ändern; eine Annahme, die in der hochgradig instationären turbulenten Grenzschicht verletzt werden kann.

Im übrigen ist es schwierig aus Beobachtungen den alleinigen Einfluß eines physikalischen Prozesses - wie z.B. die Feuchteumwandlungen oder die turbulente Reibung - auf die Gesamtentwicklung des zu untersuchenden Phänomens herauszuarbeiten, da die Beobachtungsdaten den Einfluß aller Prozesse beinhalten. In numerischen Modellen lassen sich jedoch die benötigten hoch-

gradig idealisierten Bedingungen künstlich erzeugen. Einige Beispiele dazu gibt das folgende Unterkapitel.

1.1.2 Studien mit numerischen Modellen

Numerische Modelle zur Untersuchung von Fronten erfordern einen sehr hohen Rechenaufwand, da sie zum einen eine große räumliche Auflösung besitzen müssen ($\Delta x \leq 20$ km), zum anderen muß das Modellgebiet groß genug sein, um die ganze Front und ihre synoptisch-skaligen Antriebe umfassen zu können. Daher ist die numerische Untersuchung der Rolle der turbulenten Reibung auf frontogenetische Prozesse erst seit kaum mehr als einem Jahrzehnt Gegenstand der Forschung. Dabei wird zur Reduktion des Rechenaufwandes gerne auf eine räumliche Dimension verzichtet, da eine Front die Eigenschaft besitzt, daß die Änderungen in frontparalleler Richtung gegenüber den Änderungen in frontsenkrechter und in vertikaler Richtung klein sind. Diese Annahme impliziert, daß die betrachtete Frontfläche frontparallel keine Krümmung besitzen soll.

Der Überblick über bisherige Arbeiten zur Modellierung des Einflusses der Turbulenz auf eine Front beginnt erst bei Keyser und Anthes (1982), welche mit Hilfe der zweidimensionalen Version des mesoskaligen Modells von Anthes und Warner (1978) feststellen, daß bei Verwendung einer Grenzschichtparametrisierung nach Blackadar (1978, lokale Schließung erster Ordnung) direkt an der Front innerhalb der Grenzschicht aufgrund von reibungsinduzierter Konfluenz des frontsenkrechten Windes eine ausgeprägte Aufwindzone entsteht. Diese stimmt mit entsprechenden Beobachtungen um so besser überein, je höher die vertikale Auflösung des Modells ist, welches eine typische Eigenschaft von lokalen Schließungen ist. Zusätzlich zu der Aufwindzone verursacht bei Keyser und Anthes (1982) die turbulente Reibung innerhalb der Grenzschicht noch eine Zone erhöhter Stabilität vor der Front und eine Labilisierung der postfrontalen Kaltluft. Bei einer horizontalen Auflösung von 40 km beträgt der maximale Vertikalwind der Aufwindzone etwa 7 cm/s.

Auch Rhodin (1991) bzw. Dunst und Rhodin (1990) haben den Einfluß der turbulenten Reibung auf die Querkirkulation einer anfangs geostrophisch balancierten Front untersucht und im Bereich der Front die horizontale Auflösung ihres nicht-hydrostatischen, zweidimensionalen mesoskaligen Modells von 10 km auf 100 m stark erhöht. Dies führt in den Simulationen zur Ausprägung einer scharfen Bodenfront und einem nur 1 km breiten Aufwindjet mit einer maximalen Vertikalwindgeschwindigkeit von 2.5 m/s.

Es wird damit deutlich, daß die von dem jeweiligen Mesoskala-Modell gelieferten Vertikalwindgeschwindigkeiten immer in Relation zur horizontalen Auflösung zu interpretieren sind. Daher ist es auch nicht ganz unproblematisch, daß Rhodin (1991) die nicht-hydrostatische Version seines Modells mit einer horizontal veränderlichen horizontalen Auflösung rechnet, da damit Vertikalwinde fernab der simulierten Front und damit im Bereich geringerer horizontaler Auflösung von vorneherein gering sein müssen. Ferner wird das Koordinatensystem mit einer von außen vorgegebenen (!) Geschwindigkeit mit der Front mitbewegt, um während der gesamten Simulation zu gewährleisten, daß die Front im hochauflösenden Bereich des Modellgitters liegt. Damit ist aber die Propagationsgeschwindigkeit der Front nicht mehr der modellinternen Dynamik unterworfen, sondern wird von außen als Geschwindigkeit des Koordinatensystems vorgegeben, weil die Front bzw. der Bereich mit dem größten frontsenkrechten Temperaturgradienten natürlich immer im

hochauflösenden Bereich des Modellgitters verbleibt, wenn sie diesen erst einmal erreicht hat.

Dagegen rechnet Rhodin in derselben Arbeit eine hydrostatische Version seines mesoskaligen Modells mit einer konstanten horizontalen Auflösung von 5 km und erhält nach 18 Stunden Simulationszeit im quasistationären Zustand des Modellaufes einen Aufwindjet vor der Bodenfront mit einem Betrag von etwa 35 cm/s. Parametervariationen bezüglich des Anfangsfeldes der potentiellen Temperatur und der Eigenschaften des Bodens (Bodenrauigkeit, Art der Bodentemperaturbestimmung) zeigen eindrucksvoll die potentielle Mannigfaltigkeit der Strukturen der Temperatur- und Windfelder und demonstrieren die große Bedeutung des Untergrundes der Atmosphäre für das Erscheinungsbild einer Kaltfront innerhalb der planetaren Grenzschicht.

Bénard et al. (1992) verwenden in ihrem zweidimensionalen nicht-hydrostatischen Modell die Schließung 1.5-facher Ordnung nach Redelsperger und Sommeria (1986) und erhalten mit der "trockenen" Modellversion neben dem Aufwindjet direkt vor der Bodenfront ein sekundäres Maximum des frontparallelen Jets. Dieses Phänomen wird auch als "Jet-Splitting" bezeichnet.

Abgesehen von der Arbeit von Rhodin (1991) liefert keine der vorgestellten Arbeiten eine Studie über den exklusiven Einfluß der Turbulenz auf die Form und Entwicklung einer Kaltfront. Die Simulationen von Rhodin (1991) beschränken sich dabei auf Fronten ohne großskaligen Antrieb, die auftretende Querkirkulation ist also rein durch die turbulente Reibung induziert. In der Realität werden Fronten jedoch durch die Deformation des geostrophischen Windfeldes (z.B. Bergeron, 1928; Ewenz und Kraus, 1990) und durch die vertikale Scherung des geostrophischen Windes angetrieben. Daher bezeichnet auch Rhodin (1991) die Untersuchung des Einflusses der turbulenten Reibung auf durch geostrophische Dehnungs- oder Scherfelder angetriebene Kaltfronten als sinnvolle Erweiterung seiner Studie. Daraus ergeben sich für diese Arbeit die im folgenden Unterkapitel formulierten Ziele.

1.2 Ziele dieser Arbeit

Hauptziel dieser Arbeit ist zum einen, durch den Einbau einer geeigneten Turbulenzparametrisierung in ein bereits vorliegendes meso- α/β -skaliges Modell die charakteristischen Eigenschaften und Zirkulationsmuster an einer Kaltfront, die ausschließlich durch die turbulente Reibung bestimmt werden, herauszuarbeiten, und zum anderen den synergetischen Effekt von großskaligen Antrieb, Turbulenz und der Energieumwandlungen am Boden auf die Entwicklung von Kaltfronten darzustellen. Um diese Ziele zu erreichen, müssen folgende Schritte unternommen, und Fragestellungen erörtert werden:

- 1.) Welche Turbulenzparametrisierung stellt einen guten Kompromiß zwischen der Vollständigkeit der Darstellung der turbulenten Effekte und dem Rechenaufwand dar ?
- 2.) Wie sehen die charakteristischen Zonen und Muster der Felder der atmosphärischen Zustandsgrößen und der Querkirkulation an einer anfangs geostrophisch balancierten Kaltfront, die nur von der turbulenten Reibung beeinflusst wird, in der Querschnittsebene der Front aus ?
- 3.) Wie sehen dieselben Zonen und Muster bei einer synoptischskalig angetriebenen Front im Vergleich zum reibungsfreien Fall aus ?
- 4.) Welche Rolle spielt der Boden und seine Eigenschaften (Rauigkeit, Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit) bei den Frontsimulationen ?

- 5.) Welche Rolle spielen Tages- und Jahreszeit für das Erscheinungsbild von einer Kaltfront ?
- 6.) Läßt sich eine Ordnung in die zu erwartenden Mannigfaltigkeit der frontalen Strukturen bringen, zum Beispiel mit Hilfe der Terme der frontsenkrechten Komponente der Frontogenese-Funktion nach Miller (1948) ?

1.3 Arbeitsablauf und angewandte Mittel

Um ein Instrument zur Darstellung von frontogenetischen Prozessen, der ihnen innewohnenden Antriebe und der Variabilität der resultierenden wetterbestimmenden ageostrophischen Quercirkulation zu erhalten, haben Keuler (1990) und Kerkmann (1990) - im Rahmen von zwei Dissertationen am Meteorologischen Institut der Universität Bonn - ein mesoskaliges Modell aufgebaut, welches auf den primitiven Gleichungen basiert (Keuler et al., 1992). Das mesoskalige Atmosphärenmodell Bonn - im folgenden MAMBO genannt - enthält in seiner Grundversion (Version 3.0) weder eine Parametrisierung der Feuchte noch eine Parametrisierung der subskaligen Prozesse (Turbulenz) und der Energieumwandlungen am Boden.

Ewenz (1993) entwickelte im Rahmen einer dritten Dissertation die Version 4.6 von MAMBO mit einer Feuchte-Parametrisierung. Die vorliegende Dissertation vervollständigt die Quadriga der Dissertationen zur mesoskaligen Modellierung durch den Einbau einer geeigneten Turbulenzparametrisierung in die Version 3.0 und eine Berücksichtigung des Einflusses der Energieumwandlungen am Boden auf eine Kaltfront. Je nach Ordnung der Schließung, die bei der Turbulenzparametrisierung verwendet wird (\rightarrow Kap.2.3.1 und 2.3.2), wird das Modell als Version 5.1 (bei Schließung erster Ordnung) oder als Version 5.2 (bei Schließung 1.5-facher Ordnung) von MAMBO bezeichnet.

Ein Problem der mesoskaligen Modellierung ist es, daß die physikalischen Prozesse, die ein mesoskaliges Phänomen - wie z.B. eine Kaltfront - erzeugen und modifizieren, in einem sehr breiten Skalenspektrum von der synoptischen Skala bis zur Skala der Turbulenz reichen. Dies erfordert eine Zerlegung der Modellvariablen in einen supraskaligen, einen skaligen und einen subskaligen Anteil. Dabei deckt in MAMBO der skalige Anteil das Spektrum von der Meso- α - bis zur Meso- β -Skala ab. Somit werden Phänomene, deren horizontale Skala zwischen 20 und 2000 km und deren charakteristische Zeit zwischen einigen Stunden und Tagen liegt, direkt durch das Modellgitter erfaßt, während die Phänomene der Meso- γ - bis zur Mikro- γ -Skala als subskalige Größen zu parametrisieren sind und die supraskaligen Phänomene von außen als Randbedingungen und als Grundzustand vorgegeben werden.

Die Untersuchung des Einflusses der turbulenten Reibung auf durch geostrophische Deformations- oder Scherfelder angetriebene Kaltfronten mit Hilfe der Versionen 5.1 und 5.2 von MAMBO ist Teil der Untersuchungen dieser Arbeit. Sie soll diesbezüglich eine Fortführung der durch Rhodin (1991) begonnenen Untersuchungen darstellen. Daher verwendet die Version 5.1 auch den stabilitätsabhängigen K-Ansatz nach Dunst und Rhodin (1990) als Turbulenz-Schließung erster Ordnung (\rightarrow Kap.2.3.2). Einige Front-Simulationen, die in dieser Arbeit gezeigt werden, besitzen eine Kombination aus Anfangsfeld des frontparallelen Jets und großskaligem Antrieb, die im Verlaufe der Simulation im Modellgebiet Regionen mit statischer Instabilität erzeugt. Es wird gezeigt werden, daß die in Kap.2.3.1 vorgestellte Schließung 1.5-facher Ordnung nach Arritt (1987) für diese Front-Simulationen gegenüber jeder Schließung erster Ordnung prinzipielle

Vorteile besitzt.

Die Dynamik von Dichteströmungen läßt sich mit einem hydrostatischen Modell wie MAMBO mit einer horizontalen Auflösung von nur 20 km nicht beschreiben. Daher sind Vergleiche der Isentropenmuster, welche eine Kaltfrontsimulation mit einem Modell äquivalent zu MAMBO Version 5.1 bzw. 5.2 liefert, mit Dichteströmungen eher irreführend, denn eine Dichteströmung bezieht ihre Dynamik rein aus dem unterschiedlichen Gewicht der Luft vor und hinter der Front, was erst ab einem gewissen frontsenkrechten Gradienten der potentiellen Temperatur eine Rolle spielt. Die horizontale Auflösung von MAMBO reicht nicht aus, um diese Gradienten zu produzieren.

Daher wird in dieser Arbeit MAMBO zunächst einmal dazu verwendet, den Einfluß der Reibung auf eine anfangs geostrophisch balancierte flache Kaltfront ohne synoptisch-skaligen Antrieb zu untersuchen und die Strukturen, welche dabei in den Feldern der potentiellen Temperatur, des frontparallelen Jets und der ageostrophischen Querzirkulation auftreten, zu benennen (→ Kapitel 4). Der Vergleich mit einer Simulation derselben Art für eine hochreichende Kaltfront stellt die Variabilität der Anordnung der einzelnen Zonen, die sich an einer Front in den untersten 3 Kilometern ausbilden, in Abhängigkeit vom Anfangsfeld des frontparallelen Jets dar. Desweiteren kann MAMBO dahingehend überprüft werden, ob es die von Keyser und Anthes (1982) postulierten Charakteristika einer reibungsbehafteten Kaltfront, also

- das Aufsteilen der Isentropen innerhalb der Grenzschicht,
- der Aufwindjet direkt vor der Bodenfront,
- die Stabilisierung der Grenzschicht (GS) weiter vor der Front,
- die Labilisierung der GS hinter der Bodenfront innerhalb der Kaltluft,

reproduzieren kann. Das Kapitel 4 schließt mit einem Vergleich der Versionen 5.1 (Schließung erster Ordnung) und 5.2 (TKE-Schließung) von MAMBO und der Begründung für die Bevorzugung der numerisch aufwendigeren Version 5.2 für die weiteren Frontsimulationen.

Nachdem die isolierte Wirkung der Parametrisierung der turbulenten Reibung auf die Frontsimulationen geklärt ist, soll dann im Kapitel 5 der Einfluß der Turbulenz auf durch geostrophische Deformations- oder Scherfelder angetriebene Kaltfronten mit Hilfe der Version 5.2 untersucht werden. Dabei stellt sich vor allem die Frage, inwieweit eine Superposition der Anteile der ageostrophischen Querzirkulation möglich ist, ob also die Addition von rein reibungsbedingter Querzirkulation (Kapitel 4) und der Sawyer-Eliassen-Querzirkulation der reibungsfreien Simulationen die gesamte Querzirkulation der reibungsbehafteten und synoptisch-skalig angetriebenen Kaltfronten ergibt. Ferner soll untersucht werden, ob innerhalb der Grenzschicht die Querzirkulation hauptsächlich durch die turbulente Reibung bestimmt wird, wie Rhodin (1991) vermutet.

Im Anschluß daran soll in Kapitel 6 die Vielfalt der frontogenetischen Strukturen, die an reibungsfreien und reibungsbehafteten Kaltfronten auftreten, dargestellt werden. Dies geschieht mit Hilfe der Analyse der Frontogenese-Funktion nach Miller (1948). Dabei ist für MAMBO die horizontale frontsenkrechte Komponente

$$F_x^\theta = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right) \quad (1.1)$$

relevant. Die Struktur der Felder, die sich aus Gl.(1.1) ergebenden Frontogenese-Terme, gibt Aufschluß darüber

- welches frontogenetische Forcing aktiv ist,
- welche Kompensationsmechanismen wirksam sind,
- welche Entwicklung unmittelbar an der Front stattfindet bzw. stattfinden wird.

In Kombination mit dem Stromlinienmuster der ageostrophischen Querkirkulation ergibt sich dann eine Aussage über den Typ der analysierten Kaltfront.

Kapitel 7 wird sich mit ein paar besonderen Sensitivitätsstudien befassen. So soll der Einfluß der Tages- und Jahreszeit auf das Erscheinungsbild einer Kaltfront innerhalb der GS untersucht werden. Zusätzlich soll die Bedeutung der Bodeneigenschaften über die Variation der entsprechenden Bodenparameter dargestellt werden. Die Arbeit schließt in kanonischer Weise mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick (Kapitel 8).

Zunächst wird jedoch in Kapitel 2 eine geeignete Turbulenzparametrisierung für MAMBO und in Kapitel 3 die numerische Umsetzung dieser Parametrisierung vorgestellt. Dabei werden die Veränderungen, die sich im Vergleich zur Numerik der Version 3.0 von MAMBO ergeben, erläutert. Kapitel 2 und 3 nehmen dabei recht häufig Bezug auf die Veröffentlichungen von Keuler et al. (1992) und Ewenz (1993).

2 Einführung einer Turbulenzparametrisierung für MAMBO

2.1 Die Modellgleichungen von MAMBO mit turbulenter Reibung

Das mesoskalige Atmosphärenmodell Bonn (MAMBO, Keuler, 1990; Kerkmann, 1990; Keuler et al., 1992; Ewenz, 1993) ist ein 2½-dimensionales Gitterpunktsmodell. Das bedeutet, daß MAMBO zwar nur in einem x-z-Schnitt rechnet, der die Front senkrecht schneidet, die Änderungen senkrecht zum Modellgebiet - also der dritten Koordinatenrichtung y - werden jedoch dadurch berücksichtigt, daß sie zum einen von außen vorgegeben ($\partial u/\partial y$, $\partial \Pi/\partial y \sim u_g$, Π : Exnerdruck) und zum anderen mit Hilfe der Divergenzfreiheit des geostrophischen Windes ($\partial v/\partial y$) und der thermischen Windgleichung ($\partial \Theta/\partial y$) aus den Modellgrößen berechnet werden.

Jede Modellvariable $a \in \{ \rho, u, v, w, \Theta, \Pi \}$ teilt sich gemäß der Reynoldszerlegung in einen skaligen Anteil \bar{a} und einen subskaligen Anteil a'' auf. Der skalige Anteil setzt sich aus einem horizontal homogenen Anteil a_0 , einem Grundzustand a^G , der alle Änderungen in y-Richtung enthält, und einem frontalen Anteil a^F , der frontparallel homogen ist, zusammen. Diese Aufspaltung nach Kerkmann (1990) beschreibt vollständig die unterschiedliche Bedeutung der einzelnen prognostischen Variablen, die sich durch die 2½-dimensionale Modellstruktur von MAMBO ergeben. Dabei bildet die Summe $a^G + a^F = a'$ den horizontal veränderlichen Anteil des skaligen Anteils \bar{a} .

Basierend auf den sogenannten primitiven Gleichungen in der hydrostatischen und anelastischen Approximation, erhält man nach der Einführung der f-Ebenen-Approximation des Coriolis-terms, der Flußformdarstellung und des Exner-Druckes (Keuler, 1990, Kap III.1) folgendes Modellgleichungssystem (hier der Einfachheit halber in kartesischen Koordinaten geschrieben; das Modell arbeitet mit bodenfolgenden Koordinaten und erlaubt so auch die Behandlung von Fronten über orographisch gegliedertem Gelände):

1. und 2. Komponente der Bewegungsgleichung:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{u}_k \bar{u}}{\partial x_k} - c_p \bar{\Theta} \frac{\partial \Pi'}{\partial x} + f \bar{v} - \bar{v} \frac{\partial u^G}{\partial y} - \bar{u} \frac{\partial v^G}{\partial y} + QU \quad ; \quad k = 1,3 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{u}_k \bar{v}}{\partial x_k} + f u_g - f \bar{u} - 2 \bar{v} \frac{\partial v^G}{\partial y} + QV \quad ; \quad k = 1,3 \quad (2.2)$$

3. Komponente der Bewegungsgleichung als hydrostatische Grundgleichung:

$$\frac{\partial \Pi'}{\partial z} = \frac{g}{c_p \bar{\Theta}_0 \bar{\Theta}} \quad (2.3)$$

Energiehaushaltsgleichung:

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{u}_k \bar{\Theta}}{\partial x_k} - \bar{\Theta} \frac{\partial v^G}{\partial y} - \bar{v} \frac{\partial \Theta^G}{\partial y} - QT \quad ; \quad k = 1,3 \quad (2.4)$$

Anelastische Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho_0 \bar{w}}{\partial z} = - \rho_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho_0 \frac{\partial v^G}{\partial y} \quad (2.5)$$

Gasgleichung:

$$p = \rho R_d T \quad (2.6)$$

Poisson-Gleichung:

$$\Theta = T \left(\frac{p_{00}}{p} \right)^{\frac{R_d}{c_p}} \quad (2.7)$$

Dabei sind QU, QV und QT in den Gln. (2.1), (2.2) und (2.4) die zu parametrisierenden turbulenten Quellterme.

2.2 Berechnung der turbulenten Quellterme

Mit Hilfe der Definitionen für die turbulente Impulsflußdichte

$$\tau_{ik} := - \overline{(\rho u_k)'' u_i''} \approx - \rho_0 \overline{u_k'' u_i''} \quad (2.8)$$

und der Definition für den turbulenten Fluß fühlbarer Wärme,

$$H_k := c_p \overline{(\rho u_k)'' \Theta''} \approx \rho_0 c_p \overline{u_k'' \Theta''} \quad (2.9)$$

lauten die turbulenten Flußdivergenzen der Gln. (2.1), (2.2) und (2.4) wie folgt:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tau_{xk}}{\partial x_k} &= \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \\ \frac{\partial \tau_{yk}}{\partial x_k} &= \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \\ \frac{\partial H_k}{\partial x_k} &= \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z}\end{aligned}$$

(2.10)

Da das Modell 2½-dimensional rechnet, verschwinden die Flußdivergenzen in frontparalleler Richtung, also die drei Terme in Gl.(2.10) mit $\partial/\partial y$. Die sechs verbleibenden Flußdivergenzen werden mit dem üblichen K-Ansatz so parametrisiert, daß zur Beschreibung der turbulenten Quellterme QU, QV und QT in den Gln.(2.1), (2.2) und (2.4) folgendes gilt:

$$\begin{aligned}QU &= \frac{1}{\rho_0} \left[\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right] \quad \text{mit} \quad \tau_{xx} = \rho_0 K_M^x \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} ; \quad \tau_{xz} = \rho_0 K_M^z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ QV &= \frac{1}{\rho_0} \left[\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right] \quad \text{mit} \quad \tau_{yx} = \rho_0 K_M^x \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} ; \quad \tau_{yz} = \rho_0 K_M^z \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \\ QT &= \frac{1}{\rho_0 c_p} \left[\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_z}{\partial z} \right] \quad \text{mit} \quad H_x = -\rho_0 c_p K_H^x \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} ; \quad H_z = -\rho_0 c_p K_H^z \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\end{aligned}$$

(2.11)

- K_M : Diffusionskoeffizient für den turbulenten Impulsfluß (K_M^x : horizontal, K_M^z : vertikal)
 K_H : Diffusionskoeffizient für den turbulenten Fluß fühlbarer Wärme (K_H^x : horizontal, K_H^z : vertikal)

Der turbulente Fluß von Impuls und Wärme wird also in beiden horizontalen Richtungen berücksichtigt, die Divergenz der turbulenten Flüsse dagegen nur in der frontsenkrechten Richtung. Die Parametrisierung der horizontalen Diffusion in mesoskaligen Modellen, deren horizontale Auflösung weitaus geringer ist als die vertikale Auflösung, stellt ein besonderes Problem der Modellierung dar und soll daher im Unterkapitel 2.4 gesondert erörtert werden. QU und QV besitzen die physikalische Einheit einer Beschleunigung, QT die einer Erwärmungsrate. Diese zusätzlichen Änderungen werden im sog. Diffusionszeitschritt dem Modell wie folgt mitgeteilt.

$$\begin{aligned}\bar{u}^{n+1} &= \bar{u}^n + \Delta t QU ; \quad \bar{v}^{n+1} = \bar{v}^n + \Delta t QV \\ \bar{\theta}^{n+1} &= \bar{\theta}^n - \Delta t QT\end{aligned}$$

(2.12)

n: Zeitlevel

Der größte numerisch noch stabile Diffusionszeitschritt läßt sich über das Courant-Friedrichs-Levy-Stabilitätskriterium (CFL-Kriterium) bestimmen. Innerhalb der Grenzschicht bestimmt die maximale vertikale Diffusionsgeschwindigkeit $w_{\text{turb}} = K_{\text{max}}(z_a)/\Delta z$ den kleinsten zulässigen Zeitschritt wie folgt

$$\Delta t \leq \Delta t(\text{CFL}) \approx \frac{\Delta z}{w_{\text{turb}}} \approx \frac{\Delta z^2}{K_{\text{max}}(z_a)} \approx \frac{\Delta z^2}{\kappa u_{* \text{max}} z_a} \quad (2.13)$$

w_{turb} : maximale vertikale Diffusionsgeschwindigkeit im Modellgebiet
 $K_{\text{max}}(z_a)$: maximaler turbulenter Diffusionskoeffizient im Modellgebiet auf dem Niveau z_a

Bei der Integration der Modellgleichungen von MAMBO in die Zeit wird ein sogenanntes split-explizites Verfahren verwendet, d.h. die sich langsamer ändernden Terme (Advektion von u und v) in den Gleichungen werden mit einem längeren Zeitschritt (Advektions-Zeitschritt) berechnet. Die restlichen reibungsfreien Terme werden mit dem sog. Adjustment-Zeitschritt berechnet (Keuler, 1990). Da die Länge des Adjustment-Zeitschrittes (5 bis 15 s, je nach Simulation) immer das CFL-Kriterium (2.13) erfüllt, werden Diffusions- und Adjustment-Zeitschritt gleichgesetzt.

2.3 Bestimmung der vertikalen Diffusion

Zur Parametrisierung der turbulenten Flüsse in vertikaler Richtung wird der turbulente Diffusionskoeffizient K^z entweder prognostisch (Version 5.2 von MAMBO, → Kap.2.3.1) mit Hilfe der von Arritt (1987) vorgestellten TKE- ℓ -Schließung (ℓ : turbulente Mischungsweglänge; TKE: turbulente kinetische Energie = $q^2/2$) oder diagnostisch (Version 5.1 von MAMBO, → Kap.2.3.2), gemäß dem K-Profil-Ansatz nach Dunst und Rhodin (1990) bestimmt.

In den zwei folgenden Unterkapiteln sollen die beiden Schließungen der zwei Versionen von MAMBO kurz vorgestellt werden. Diese Schließungs-Methoden zur Bestimmung der turbulenten Flüsse bzw. der sog. Momente zweiter Ordnung der Gln.(2.1), (2.2) und (2.4) beinhalten eine große Anzahl von Approximationen und Annahmen über die Art der zu parametrisierenden Turbulenz. Daher wird im Anhang A (A.1 bis A.3) ausführlich auf die Schritte zur Herleitung der TKE- ℓ -Schließung nach Arritt (1987) eingegangen.

2.3.1 Schließung 1.5-facher Ordnung mit prognostischem K-Ansatz

Bei dieser Schließung werden die vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten K_M^z und K_H^z prognostisch - gemäß dem stabilitätsabhängigen Prandtl-Kolmogorov-Ansatz - bestimmt.

$$K_M^z = \ell q S_M \quad ; \quad K_H^z = \ell q S_H \quad (2.14)$$

ℓ : turbulente Mischungsweglänge
 S_M, S_H : Stabilitätsfunktionen, hier nach Yamada (1983)

Der turbulente Diffusionskoeffizient ist also abhängig von der TKE, für die eine zusätzliche Haushaltsgleichung in das Modellgleichungssystem von MAMBO eingeführt wird:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q^2}{2} \right) = & - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_k} [\rho_0 \bar{u}_k \left(\frac{q^2}{2} \right)] - \left(\frac{q^2}{2} \right) \frac{\partial v^G}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} [\ell q S_q \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{q^2}{2} \right)] \\ & + K_M^z \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] - K_H^z \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{q^3}{B_1 \ell} \end{aligned}$$

$k = 1, 3 \quad (2.15)$

S_q : Stabilitätsfunktion für die turbulente Diffusion von TKE ($= 0.2$)

B_1 : Schließungskonstante nach Mellor und Yamada (1982) ($= 16.6$, \rightarrow Anhang A.2)

Aufgrund der 2½-dimensionalen Architektur von MAMBO spaltet sich der Advektionsterm analog zur thermischen Energiehaushaltsgleichung (2.4) in eine Advektion in der Modellebene (erster Term der rechten Seite von Gl.(2.15)) und eine modellsenkrechte Advektion (zweiter Term der rechten Seite) auf. Es wird in modellsenkrechter Richtung eine konstante TKE angenommen, so daß $\partial(q^2/2)/\partial y = 0$ ist. Die Stabilitätsfunktionen S_M und S_H sind gemäß Yamada (1983) ausschließlich von der Fluß-Richardson-Zahl, Ri_f , abhängig und besitzen daher im Gegensatz zur originalen Level-2.5-Schließung nach Mellor und Yamada (1982, \rightarrow Anhang A.2) kein singuläres Verhalten (\rightarrow Anhang A.3):

$$S_M = 1.96 \frac{(0.192 - Ri_f)(0.2341 - Ri_f)}{(1. - Ri_f)(0.2231 - Ri_f)}; \quad \alpha = \frac{S_H}{S_M} = 1.318 \frac{0.2231 - Ri_f}{0.2341 - Ri_f} \quad Ri_f < 0.16$$

$$S_M = 0.085; \quad \alpha = 1.12 \quad Ri_f \geq 0.16$$

(2.16)

Ri_f : Fluß-Richardson-Zahl

α : Kehrwert der turbulenten Prandtl-Zahl ($\alpha = Pr_t^{-1} = K_H^z/K_M^z$)

Zur Bestimmung der Fluß-Richardson-Zahl aus der Gradient-Richardson-Zahl, Ri , findet gemäß Yamada (1983, \rightarrow Anhang A.4) folgende quadratische Form Anwendung:

$$Ri_f = 0.6588 (Ri + 0.1776 - [Ri^2 - 0.3221Ri + 0.03156]^{1/2}) \quad Ri < 0.195$$

$$Ri_f = Ri_{fc} = 0.191 \quad Ri \geq 0.195$$

(2.17)

Ri : Gradient-Richardson-Zahl

Ri_{fc} : kritische Fluß-Richardson-Zahl oberhalb derer netto keine Turbulenz mehr produziert wird

Die Gradient-Richardson-Zahl ergibt sich dagegen lokal aus den skaligen Größen entsprechend

$$\text{Ri} \equiv \frac{g \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{\bar{\theta} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right]} = \frac{S_M}{S_H} \text{Ri}_f = \text{Ri}_f \cdot \text{Pr}_t \quad (2.18)$$

Um zu einer Schließung 1.5-facher Ordnung zu gelangen, die nur eine zusätzliche prognostische Gl.(2.15) innerhalb eines Mesoskala-Modells erfordert, modifiziert Arritt (1987) die $q^2\ell$ -Schließung nach Yamada (1983) derart, daß er die dort benutzte prognostische Gleichung für die von Yamada 'length-scale' genannte Größe $q^2\ell$ durch eine stabilitätsabhängige Modifikation der diagnostischen Gleichung für die turbulente Mischungsweglänge nach Blackadar (1962) ersetzt:

$$\ell = \sqrt{S_M} \frac{\kappa z}{1 + (\kappa z / \ell_\infty)} \quad (2.19)$$

κ : von Karman-Konstante

ℓ_∞ : asymptotische Mischungsweglänge der neutral geschichteten freien Atmosphäre (hier = 100 m)

Diese Vereinfachung vernachlässigt eine Möglichkeit zur Parametrisierung der Advektion von Turbulenz, da über den Advektionsterm der prognostischen Gleichung für $q^2\ell$ die Information einer größeren turbulenten Längenskala aus Gebieten mit labiler Schichtung in stabilere Zonen transportiert werden kann (Schaller, persönliche Mitteilung). Die Ausbreitung von Turbulenz aus labilen Zonen in Richtung der skaligen Strömung wird jedoch auch vom Advektionsterm der verbleibenden prognostischen TKE-Gleichung (2.15) beschrieben. Daher wird im Gleichungssystem für die Version 5.2 von MAMBO zur Parametrisierung der turbulenten Quellterme QU, QV und QT das System der Gleichungen (2.11) und (2.14) bis (2.19), also die Schließung nach Arritt (1987), verwendet.

Um das Verhalten dieser Turbulenzparametrisierung bei den Modellsimulationen von MAMBO besser beurteilen zu können, soll sie mit einer Schließung 1. Ordnung verglichen werden. Diese Schließung wird im folgenden Unterkapitel kurz vorgestellt.

2.3.2 Schließung 1. Ordnung mit diagnostischem K-Ansatz

Für die Version 5.1 von MAMBO findet der von Dunst (1982) mit Hilfe von Variationsmethoden abgeleitete K-Profil-Ansatz mit lokaler Stabilitätsabhängigkeit nach Dunst und Rhodin (1990) Anwendung:

$$K_M^z(z, z_0, u_*, Ri, t) = K_0(t) e^{-\delta \frac{(z-z_a)}{H}} \sin\left(\pi \frac{z}{H}\right) \left\{1 - A \left[\left(\frac{a}{z}\right)^\lambda Ri - \left(\frac{a}{z}\right)^{2\lambda} \frac{Ri^2}{2}\right]\right\}$$

$$\text{mit } K_0(t) = \frac{\kappa u_* z_a}{\sin(\pi z_a / H_N)}$$

(2.20)

- mit z_a : Höhe der ersten Modellebene (=5 m)
 z_0 : Rauigkeitslänge ($0 < z_0 \leq 50$ cm)
 H_N : Mächtigkeit der neutralen Grenzschicht ($Ri = 0$), $H_N = 1000$ m
 u_* : Reibungsgeschwindigkeit (siehe Gl.(2.25))

und es gilt:

$$a = \frac{\sqrt{15}}{2\pi} H = \frac{\sqrt{15}}{2\pi} (1 - 1.25 Ri) H_N ; \delta = \frac{3\pi}{\sqrt{15}}$$

$$\lambda = \frac{1}{\epsilon H_N} \ln(1 + \epsilon H_N) ; \epsilon = 0.025 \text{ m}^{-1} ; A = 2$$

(2.21)

Ferner ist $K_M^z = K_H^z$. Die Bestimmung der Reibungsgeschwindigkeit u_* wird im Unterkapitel 2.5 zur Parametrisierung der Prandtl-Schicht erläutert. Eine Einordnung der beiden Schließungs-Methoden von MAMBO zur Bestimmung der vertikalen turbulenten Flüsse in das Spektrum der numerischen Methoden zur Turbulenzbehandlung liefert Anhang B.

2.4 Parametrisierung der horizontalen Diffusion

Die Bestimmung der horizontalen Diffusion läßt sich in die explizite und die implizite Art der Parametrisierung aufspalten. Dabei spricht man von expliziter Art, wenn die horizontalen turbulenten Flüsse - in MAMBO sind das τ_{xx} , τ_{yx} und H_x - wie in Gl.(2.11) mit einem K-Ansatz parametrisiert werden, wozu ein K^x zu spezifizieren ist. Unter impliziter Parametrisierung versteht man dagegen die direkte Anwendung eines Filters, anstatt der expliziten Berechnung der turbulenten Horizontalflüsse.

2.4.1 Explizite Berechnung der horizontalen Diffusion: Der K^x -Ansatz

Zur Bestimmung des horizontalen Diffusionskoeffizienten K^x für die explizite Berechnung der horizontalen Diffusion wird eine Anregung von Rhodin (1991) übernommen, indem K^x proportional zu K^z angesetzt wird, wobei die Proportionalitätskonstante \bar{Z} gerade dem Verhältnis der Gitterabstände $\Delta x / \Delta z$ entsprechen soll:

$$K^x = \Xi K^z \quad \text{mit} \quad \Xi = \frac{\Delta x}{\Delta z} \quad (2.22)$$

Dieser Ansatz entbehrt nicht einer gewissen Willkür, geht er doch davon aus, daß der vertikale turbulente Austausch von Impuls und Temperatur über wenige Dekameter sich äquivalent zum horizontalen Austausch über 20 km verhalten soll. Am unteren Rand des Modells, wo Ξ bis zu 2000 betragen kann, ergeben sich entsprechend große Beträge für K^x . Dies hat jedoch nur einen sehr geringen Effekt auf die Simulationen, denn entscheidend für das Modell ist nicht der Betrag von K^x , sondern die Divergenz des turbulenten Flusses in horizontaler Richtung. Diese Divergenz ist jedoch bei der gewählten horizontalen Auflösung von $\Delta x = 20$ km immer noch um ein bis zwei Größenordnungen kleiner als die entsprechende Divergenz des vertikalen turbulenten Flusses. Daher spielt die turbulente Horizontaldiffusion, die von dem K^x -Ansatz der Gl.(2.22) herrührt, in MAMBO keine Rolle.

Pielke (1974) schlägt dagegen vor, in einem zweidimensionalen Modell den horizontalen Diffusionskoeffizienten, K^x , mit

$$K^x = \alpha_{2D} (\Delta x)^2 \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.23)$$

zu berechnen.

Dabei ist die Proportionalitätskonstante α_{2D} laut Pielke (1974) so zu wählen, daß die horizontale Diffusion Instabilitäten in den kürzesten Wellenlängen eliminiert, ohne die Felder der Modellvariablen zu "verschmieren". Dies ist jedoch exakt die Anforderung, die an einen Filter gestellt wird, weshalb es sich eher anbietet, die implizite Methode der Parametrisierung der horizontalen Diffusion anzuwenden.

2.4.2 Implizite Berechnung der horizontalen Diffusion: Der Shapiro-Filter

Die horizontale Diffusion hat in Gitterpunktmodellen, bei denen die horizontalen Gitterabstände um zwei Größenordnungen größer sind als die vertikalen, lediglich einen glättenden Effekt auf die Gradienten der Felder der Modellvariablen. Die implizite Berechnung der horizontalen Diffusion stützt sich auf diese Tatsache, indem sie diesen Glättungseffekt direkt mit einem Filter bewerkstelligt. Dabei liegt der Vorteil dieser Methode darin, daß die Steuerungsmöglichkeiten unter Verwendung eines Filters mit Sicherheit größer sind als bei der expliziten Bestimmung eines Diffusionskoeffizienten, da der Modellierer die Charakteristik des Filters, den er einbauen will, kennt. Für MAMBO geschieht dies durch die Verwendung des Shapiro-Filters (Shapiro, 1971). Dieser Filter basiert auf der gewichteten Mittelung benachbarter Gitterpunkte.

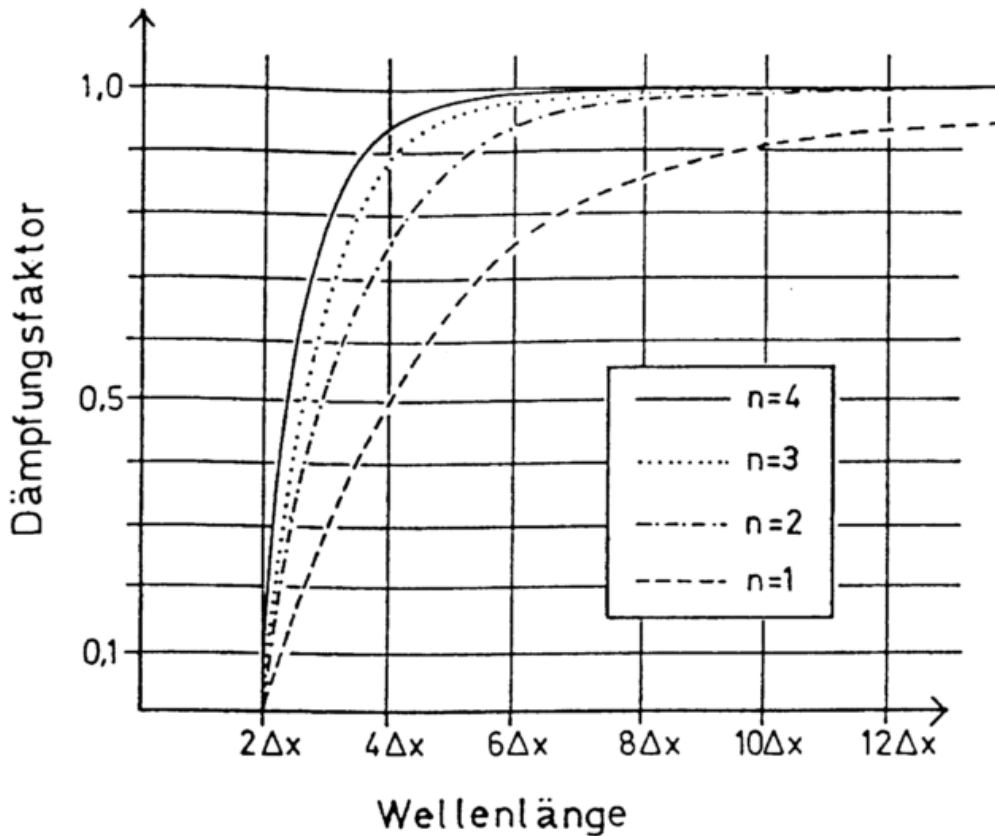


Abb.2.1: Filtercharakteristik des Shapiro-Filters für die Ordnungen $n=1$ bis $n=4$ (aus Keuler, 1990).

Je mehr Nachbarpunkte für die Filterung herangezogen werden, um so besser wird die Güte des Filters, das heißt, um so steiler wird die Filtercharakteristik. Dabei ergibt sich ein gefilterter Gitterpunktwert \bar{a}_i^{nx} der Modellvariablen a aus den Werten a_i vor der Filterung zu

$$\bar{a}_i^{nx} = a_i + \frac{(-1)^{n-1}}{2^{2n}} \delta_{2nx}(a_i)$$

(2.24)

n ist hier die Ordnung des Filters, die zwecks Begrenzung des Rechenaufwandes nicht größer als vier sein sollte. δ_{2nx} ist die Diskretisierung der $2n$ -ten Ableitung der Variablen a in x -Richtung mit zentrierten Differenzen. Abb.2.1 zeigt die Dämpfung der verschiedenen Wellenlängen in Abhängigkeit von der Filterordnung n . In der Version von MAMBO mit turbulenter Reibung wird der Shapiro-Filter in der vierten Ordnung in jedem Advektionszeitschritt auf die Modellvariablen u , v und Θ angewendet. Die Eigenschaft des Shapiro-Filters vierter Ordnung ist es, besonders die Wellen im Bereich der maximalen Auflösung des Modells, also vor allem $2\Delta x$ -Wellen, zu dämpfen, wogegen gröberskalige Wellen und Gradienten nahezu ungefiltert bleiben. Die Diskretisierung der expliziten Berechnung der Horizontaldiffusion nach Pielke (1974), dargestellt in Gl.(2.23), führt zu einem Differenzenoperator, der dem des Shapiro-Filters erster Ordnung stark ähnelt. Dies verdeutlicht noch einmal, daß bei der Auflösung des vorliegenden Modells die Parametrisierung des horizontalen Diffusionskoeffizienten nach Gl.(2.23) einer

Filterung der Modellvariablen gleichkommt. In MAMBO bestimmt der Shapiro-Filter die horizontale Diffusion, trotzdem werden der Vollständigkeit halber auch die Divergenzen der horizontalen turbulenten Flüsse gemäß Gl.(2.11) und Gl.(2.22) mitgerechnet, obwohl sie bei der gewählten horizontalen Auflösung keinen Effekt auf die Frontsimulationen haben. Bei einer eventuellen Erhöhung der horizontalen Auflösung des Modells würden sie jedoch gegenüber dem Shapiro-Filter an Bedeutung gewinnen.

2.5 Parametrisierung der Prandtl-Schicht

Zur Bestimmung der turbulenten Flüsse und der TKE am Boden wird die Ähnlichkeitstheorie nach Monin und Obukhov (1958) angewendet. Sie gilt für die untersten Dekameter der Atmosphäre (Prandtl-Schicht). In MAMBO reicht das Prandtl-Schicht-Modell von der Bodenoberfläche bis zur Höhe der ersten Modellhauptfläche $z_a = 5$ m. Maße für die Turbulenz in der Prandtl-Schicht sind die Reibungsgeschwindigkeit u_* und die Skalierungstemperatur θ_* . Die Reibungsgeschwindigkeit wird für die homogene Prandtl-Schicht wie folgt berechnet:

$$u_* = \frac{\kappa |\bar{v}(z_a)|}{\ln\left(\frac{z_a}{z_0}\right) - \Psi_M} \quad \text{mit} \quad |\bar{v}_h| = \sqrt{u^2 + v^2} : \text{Betrag des Horizontalwindes} \quad (2.25)$$

Für die Skalierungstemperatur gilt analog:

$$\theta_* = \frac{(\bar{\theta}(z_a) - \theta_B)\beta\kappa}{\ln\left(\frac{z_a}{z_0}\right) - \Psi_H} \quad (2.26)$$

- β : Konstante der Businger-Dyer-Stabilitätsfunktionen ϕ_m (hier = 1)
 θ_B : potentielle Temperatur der Bodenoberfläche

Aus u_* und θ_* ergeben sich dann die vertikalen turbulenten Flüsse für den Impuls und die fühlbare Wärme am Boden:

$$\begin{aligned} \tau_{xz0} &= \rho_0(z_0) u_*^2 \frac{\bar{u}(z_a)}{|\bar{v}_h(z_a)|} \\ \tau_{yz0} &= \rho_0(z_0) u_*^2 \frac{\bar{v}(z_a)}{|\bar{v}_h(z_a)|} \\ H_{z0} &= -\rho_0(z_0) c_p u_* \theta_* \end{aligned} \quad (2.27)$$

Die vertikalen Profile von $\bar{u}(z)$, $\bar{v}(z)$ und $\bar{\Theta}(z)$ gehorchen in der Prandtl-Schicht für neutrale Schichtung dem logarithmischen Gesetz und werden für labile bzw. stabile Schichtung durch eine stabilitätsabhängige Profildfunktion Ψ_m modifiziert. Diese läßt sich gemäß Paulson (1970) aus der Integration der empirischen Businger-Dyer-Stabilitätsfunktionen ϕ_m (Businger et al., 1967) wie folgt berechnen:

$$\Psi_m = \int_0^{\zeta(z_a)} \frac{(1 - \phi_m(\zeta))}{\zeta} d\zeta ; \quad m = M, H \quad (2.28)$$

$\zeta(z_a)$ wird mit Hilfe der Monin-Obukhov-Länge L_{Monin} berechnet.

$$\zeta(z_a) = \frac{z_a}{L_{\text{Monin}}} ; \quad L_{\text{Monin}} = \frac{\bar{\Theta}(z_a) u_*^2}{\kappa g \Theta_*} \quad (2.29)$$

Für die TKE auf dem ersten Modellevel bzw. der Obergrenze der Prandtl-Schicht wird für MAMBO unter der Annahme der Balance zwischen TKE-Produktion und Dissipation die Beziehung nach Burk (1984) verwendet.

$$\frac{q^2}{2}(z_a) = \frac{1}{2} [B_1 \ell \left(\frac{u_*^3 \phi_M(\zeta)}{\kappa z} - \frac{g}{\bar{\Theta}} u_* \Theta_* \right)]^{2/3} \quad (2.30)$$

Diese Gleichung ergibt sich direkt aus der TKE-Gleichung (2.15), wenn die totale Änderung der TKE verschwindet ($d/dt (q^2/2) = 0$), da bei solch einer Produktion-Dissipation-Balance alle Terme in Gl.(2.15), außer der dynamischen Erzeugung, der Auftriebs-Produktion und der Dissipation von TKE, verschwinden. Drückt man die verbliebenen Terme gemäß der Monin-Obukhov-Theorie mit der Reibungsgeschwindigkeit und der Skalierungstemperatur aus, so ergibt sich:

$$0 = \frac{u_* \kappa z}{\phi_M} \left[\left(\frac{u_* \cos \alpha}{\kappa z} \phi_M(\zeta) \right)^2 + \left(\frac{u_* \sin \alpha}{\kappa z} \phi_M(\zeta) \right)^2 \right] - \frac{g}{\bar{\Theta}} u_* \Theta_* - \frac{q^3}{B_1 \ell} \quad (2.31)$$

Auflösen der Gleichung nach $q^2/2$ liefert Gl.(2.30). Dabei ist ϕ_M wieder die empirische Businger-Dyer-Stabilitätsfunktion, deren Bestimmung im folgenden Unterkapitel vorgestellt werden soll.

2.6 Stabilitätsmaße in der Prandtl-Schicht

Die Integration von ϕ_M und ϕ_H gemäß Gl.(2.28) ergibt je nach Vorzeichen der Stabilität:

Für $\zeta(z_a) \leq 0$ (labile oder neutrale Prandtl-Schicht):

$$\begin{aligned}\phi_M(\zeta) &= \frac{1}{(1 - \gamma_1 \zeta)^{1/4}} \quad ; \quad \phi_H(\zeta) = \frac{1}{\beta \sqrt{1 - \gamma_3 \zeta}} \\ \Psi_M(\zeta) &= 2 \ln[(1 + \phi_M^{-1})/2] + \ln[(1 + \phi_M^{-2})/2] - 2 \arctan[\phi_M^{-1}] + \frac{\pi}{2} \\ \Psi_H(\zeta) &= 2 \ln[(1 + \phi_H^{-1}/\beta)/2]\end{aligned}\tag{2.32}$$

Für $\zeta(z_a) > 0$ (stabile Prandtl-Schicht):

$$\begin{aligned}\phi_M &= 1 + \gamma_2 \zeta \quad ; \quad \phi_H = \frac{1}{\beta} + \gamma_4 \zeta \\ \Psi_M(\zeta) &= -\gamma_2 \zeta \quad ; \quad \Psi_H(\zeta) = -\gamma_4 \zeta\end{aligned}\tag{2.33}$$

Die empirischen Konstanten betragen gemäß Dyer und Hicks (1970, für $\zeta(z_a) < 0$) bzw. Dyer (1974, für $\zeta(z_a) \geq 0$):

γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	β	κ
16	5	16	5	1	0.41

Die Bestimmung von L_{Momin} nach Gl.(2.29) erfordert die Kenntnis von Θ und u . Zur Bestimmung von Θ nach Gl.(2.26) und u nach Gl.(2.25) werden jedoch wieder die Profilkfunktionen $\Psi_M(\zeta)$ und $\Psi_H(\zeta)$ benötigt. Dies führt zu einer iterativen Berechnung der Gln.(2.25), (2.26) und (2.29). Solange die Größen sich pro Diffusionszeitschritt nur langsam ändern, reichen zwei Iterationen aus. Bei einer sich im Tagesgang ändernden Bodentemperatur Θ_B kann die Anzahl der erforderlichen Iterationen jedoch ansteigen. Daher sollte die Konvergenz der drei zu berechnenden Größen (u , Θ oder $\zeta(z_a)$) abgefragt werden, obwohl das Setzen einer festen Anzahl von Iterationen im Falle der Konvergenz weniger Rechenzeit kostet.

Zur Bestimmung der Skalierungstemperatur gemäß Gl.(2.26) wird eine Bodentemperatur, Θ_B , benötigt. Diese läßt sich grundsätzlich auf drei unterschiedliche Arten prognostizieren. Die einfachste Möglichkeit ist die Bodentemperatur am Unterrand des Modellgebietes, der in diesem Falle in der Höhe $z=0$ liegt, fest vorzugeben. Aufwendiger ist es, diese Temperatur mit Hilfe einer prognostischen Gleichung aus dem Residuum der Energiebilanz-Gleichung für die Bodenoberfläche heraus zu bestimmen, wobei zur Parametrisierung des Bodenwärmestroms eine Konstante gesetzt wird, die im wesentlichen die Wärmekapazität des Bodens wiedergibt (Rhodin, 1991).

Test-Simulationen mit MAMBO haben jedoch gezeigt, daß die Prognose der Bodentemperatur maßgeblichen Einfluß auf die Stabilität in der Prandtl-Schicht und auf das Erscheinungsbild der Front in den untersten zwei Kilometern der Atmosphäre hat. Daher wird für MAMBO die

aufwendigste Art zur Bodentemperaturprognose angewendet. Wie das nächste Unterkapitel 2.7 näher erläutert, wird dabei der Bodenwärmestrom für die Energie-Bilanzgleichung an der Bodenoberfläche mit einem hochauflösenden Bodenmodell (10 Modellflächen) bestimmt.

2.7 Bestimmung der Bodentemperatur in MAMBO

Zur Prognose der Bodentemperatur Θ_B , muß der Wärmehaushalt der obersten, möglichst dünnen Schicht mit einem Bodenmodell berechnet werden. Als Wärmehaushaltsgleichung für den Boden dient:

$$\frac{\partial T_{Bi}}{\partial t} = - \frac{1}{c_B \rho_B} \frac{\partial B_{Bi}}{\partial z_{Bi}} = \frac{1}{c_B \rho_B} \frac{\partial}{\partial z_{Bi}} \left(\lambda \frac{\partial T_{Bi}}{\partial z_{Bi}} \right) \quad ; \quad i = 1, \dots, 10 \quad (2.34)$$

mit	λ :	thermische Leitfähigkeit in $W \cdot m^{-1} K^{-1}$
	z_{Bi} :	Tiefenkoordinate (nach unten hin ansteigend)
	$c_B \rho_B$:	Volumenwärme in $J \cdot m^{-3} K^{-1}$
	B_{Bi} :	Bodenwärmestrom auf der i-ten Modellfläche (nach unten hin positiv)
	T_{Bi} :	Temperatur auf der i-ten Fläche des Bodenmodells

Diese Gleichung wird auf 10 Modellflächen ($z_{B1} = 0$ mm, $z_{B2} = 1$ mm, ..., $z_{B10} = 50$ cm) mit Hilfe des Cranck-Nicholson-Verfahrens in die Zeit integriert (Savijärvi, 1992). Dabei ist die Bodenoberfläche die Grenzfläche zwischen Atmosphären- und Bodenmodell. Als untere Randbedingung des Bodenmodells wird die Temperatur auf der tiefsten Modellfläche konstant auf einen für die simulierte Jahreszeit typischen klimatologischen Wert gesetzt (\rightarrow Tab.3.2). Die obere Randbedingung des Bodenmodells liefert zugleich die prognostische Gleichung für die Bodentemperatur Θ_B und koppelt mit dieser das Bodenmodell an das Atmosphärenmodell.

$$B_{Bi} = -\lambda \frac{\partial T_{Bi}}{\partial z} \quad ; \quad B_0 \approx B_{B1} = -\lambda \left(\frac{T_{B2} - T_{B1}}{z_{B2} - z_{B1}} \right)$$

$$\Theta_B \Pi_B = T_{B1} = T_{B2} + B_0 \frac{z_{B2}}{\lambda} \quad (2.35)$$

Die Approximation in Gl.(2.35) für den Bodenwärmestrom B_0 an der Bodenoberfläche gilt umso besser, je dünner die erste Schicht des Bodenmodells ist. Darum beträgt ihre Dicke in MAMBO nur 1 mm. B_0 wird für jeden Diffusions- bzw. Adjustment-Zeitschritt von MAMBO aus der zeitvarianten Grenzflächenbedingung

$$B_0(t) = -H_{z0}(t) + Q_0(t) \quad (2.36)$$

berechnet. Diese Bedingung stellt gleichzeitig die Energiebilanzgleichung für eine trockene Bodenoberfläche (kein turbulenter Fluß latenter Wärme) dar. H_{z0} ist der turbulente Fluß fühlbarer

Wärme von der Bodenoberfläche zur Atmosphäre gemäß Gl.(2.27), Q_0 die Strahlungsbilanz an der Erdoberfläche, die sich aus folgenden Anteilen zusammensetzt:

$$Q_0 = Q_{0K} + Q_{0L} \quad (2.37)$$

mit Q_{0K} : kurzwellige Strahlungsbilanz am Boden
 Q_{0L} : langwellige Strahlungsbilanz am Boden

$$Q_{0K} = (1 - a)S \quad ; \quad Q_{0L} = A - \sigma T_{B1}^4 \quad (2.38)$$

mit a : kurzwellige Albedo
 S : kurzwellige Einstrahlung
 A : langwellige atmosphärische Gegenstrahlung nach Thiel und Kraus (1986)
 σ : Stephan-Boltzmann-Konstante

$$S = I_K \Gamma \sin \Phi$$

$$A = [\sigma T_L^4 (1.0475 - 10^{-0.424 (\frac{e_L}{1.3332})^{0.2}})] [1 + kN^2] \quad (2.39)$$

mit Γ : Transmissivität der Atmosphäre i.a. auch abhängig von der Bedeckung
 I_K : Solarkonstante in $W \cdot m^{-2}$
 Φ : Sonnenhöhe in Grad (abhängig von Tages- und Jahreszeit und geogr. Länge und Breite)
 T_L : Lufttemperatur in 2 m Höhe in Kelvin
 $\{e_L\}$: Zahlenwert des Dampfdruckes in 2 m Höhe in hPa (hier = $0.8 \cdot \{e^*(T_L)\}$)
 k : Wolkenparameter
 N : Bedeckungsgrad in %

Der Dampfdruck in 2 m Höhe, e_L , berechnet sich aus dem Sättigungsdampfdruck, $e^*(T_L)$, mit einer angenommenen relativen Feuchte von 80%. Da diese Modellversion keine Wolkenphysik enthält, ist der Faktor N für den Bedeckungsgrad immer gleich Null. Der geneigte Leser kann sich ja eine Kaltfront vorstellen, die ganz ohne Bewölkungsentwicklung seinen Standort passiert. Dies wird sogar in Annäherung bei den "cool changes" in Australien beobachtet. Somit wird auch die Transmissivität der Atmosphäre (Γ) unter der Annahme einer wolkenlosen Atmosphäre mit Hilfe einer einfachen Parametrisierung nach Burridge und Gadd (1974) wie folgt berechnet:

$$\Gamma = 0.6 + 0.2 \sin \Phi \quad (2.40)$$

Dabei hängt die Sonnenhöhe, Φ , nach Zhang und Anthes (1982) gemäß den Gesetzen der astronomischen Geometrie in folgender Weise von Uhrzeit und Ort ab:

$$\sin \Phi = \sin \varphi \sin \delta_s - \cos \varphi \cos \delta_s \cos \left[\left(\frac{180^\circ}{12} t_{\text{UTC}} \right) - \lambda_e \right] \quad (2.41)$$

mit φ : Geographische Breite (nördlich des Äquators positiv)
 λ_e : Geographische Länge (westlich von Greenwich positiv)
 t_{UTC} : Uhrzeit für $\lambda_e=0$ (Greenwich-Zeit)
 δ_s : Deklination der Sonne

Bei den in Kapitel 7 dargestellten Simulationen mit Berücksichtigung der Strahlungsbilanz am Boden, Q_0 , wird das Modell immer bei $t_{\text{UTC}} = 0^{00}$ Uhr und an allen (!) Gitterpunkten mit den Ortskoordinaten von Bonn ($\varphi=50.44^\circ$; $\lambda_e=-7.04^\circ$) gestartet. Die Deklination der Sonne, δ_s , hängt vom simulierten Tag im Jahr, d , wie folgt ab:

$$\delta_s = 23.45^\circ \cos \left[360^\circ \frac{(d - 173)}{365.25} \right] \quad (2.42)$$

Damit ist es möglich, den Tagesgang der Bodentemperatur, gesteuert vom Tagesgang der Strahlungsbilanz am Boden, Q_0 , zu simulieren. Ist bei einer Frontensimulation Q_0 verschieden von Null, muß der Boden mit einem Temperaturprofil, welches der zum Start der Simulation angenommenen Tageszeit entspricht, initialisiert werden (s. Unterkapitel 3.5.2). In den Fällen mit verschwindender Strahlungsbilanz am Boden ($Q_0 = 0$) wird dagegen zu Beginn der Simulation ein isothermes Bodentemperaturprofil angenommen.

Die Diskretisierung der Modellgleichungen und die Formulierung geeigneter Rand- und Anfangsbedingungen für die reibungsfreie Version 3.0 von MAMBO ist in Kapitel 3 der Dissertation von Ewenz (1993) ausführlich diskutiert und vorgeführt worden. Das nun folgende Kapitel beschäftigt sich daher im wesentlichen nur mit den Diskretisierungen, Rand- und Anfangsbedingungen, welche durch die Turbulenzparametrisierung zusätzlich hinzukommen oder gegenüber der reibungsfreien Modellversion modifiziert werden.

3 Diskretisierung, Rand-, Anfangsbedingungen und großskalige Antriebe

3.1 Diskretisierung der Turbulenzparametrisierung

Die Diskretisierung der Modellgleichungen der reibungsfreien Version 3.0 von MAMBO nach Keuler (1990) bzw. Keuler et al. (1992) auf einem versetzten Arakawa-C-Gitter (Mesinger und Arakawa, 1976) wurde beibehalten. In Analogie sind die räumlichen Ableitungen in den diagnostischen Gln.(2.11) zur Turbulenzparametrisierung ebenfalls mit zentrierten Differenzen diskretisiert worden. Daher ergibt sich für die Verteilung der prognostischen Modellvariablen \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} , $\bar{\theta}$ und $q^2/2$ und der turbulenten Flüsse und Quellterme das Muster der Abb.3.1. Es ist zu sehen, daß jedes einzelne Gitterelement sich durch die versetzte Anordnung der Modellgrößen in vier Gitterpunkte aufspaltet, wobei der vierte Gitterpunkt (\diamond in Abb.3.1) lediglich "virtuell" ist, da auf ihm keine prognostische Modellvariable geführt wird. Die horizontale Gitterweite beträgt 20 km mit 129 Hauptgitterpunkten (\square in Abb.3.1) pro Modellfläche.

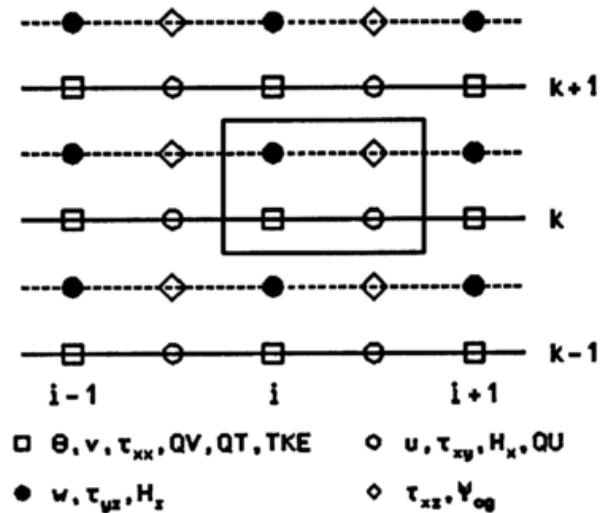


Abb.3.1: Belegung des Modellgitters.
 □ : Hauptgitterpunkt
 ○ : Nebengitterpunkt
 ● : Nebengitterpunkt auf einer Nebenfläche
 ◐ : "virtueller" Nebengitterpunkt

Kaltfront-Typ	vertikaler Index k	Höhe der Hauptfläche in m	Δz_k in m	Dehnungsfaktor $\Delta z_k / \Delta z_{k-1}$
LTJ:	1 bis 5	5 bis 90	10 bis 38	1.4
	6 bis 16	134 bis 634	50	1.0
	17 bis 28	689 bis 2811	60 bis 446	1.2
	29 bis 50	3334 bis 15934	600	1.0
UTJ:	1 bis 5	5 bis 90	10 bis 38	1.4
	6 bis 16	134 bis 634	50	1.0
	17 bis 26	689 bis 2107	60 bis 329	1.2
	27 bis 71	2507 bis 20107	400	1.0

Tab.3.1: Vertikale Auflösung des Modellgitters mit Turbulenzparametrisierung für die zwei in Kap.3.5.1 vorgestellten Kaltfront-Typen LTJ und UTJ. Δz_k : Abstand zwischen den zwei Nebenflächen (gestrichelte Linien in Abb.3.1) k und k-1.

Vertikal ist das Modell, je nach simulierter Kaltfront, in 50 oder 71 Hauptflächen (durchgezogene Linien in Abb.3.1)) unterteilt. Jede Hauptfläche liegt immer genau zwischen zwei Nebenflächen (gestrichelte Linien in Abb.3.1) und die unterste Hauptfläche in 5 m Höhe. Die Bodenoberfläche (z_s) und der Modelloberrand (z_T) bilden jeweils eine Nebenfläche. Der Abstand zwischen zwei Nebenflächen, Δz_k , variiert zwischen 10 und 600 m, wie die Tab.3.1 zeigt. Da die zu untersuchende turbulente Reibung vor allem in dem untersten Kilometer der Atmosphäre anzutreffen ist, sind für diesen Bereich 20 Hauptflächen vorgesehen.

Je nach simuliertem Kaltfront-Typ reicht das Modellgebiet 16 bzw. 20 km hoch. Um für den zweiten Typ einer hochreichenden Kaltfront in den oberen Regionen der Atmosphäre die vertikale Auflösung der reibungsfreien Version ($\Delta z = 400$ m) zu Vergleichszwecken beibehalten zu können, müssen für die Simulationen dieser Kaltfront 21 Modellflächen mehr gerechnet werden. Die Darstellung der Anfangsfelder der beiden Kaltfront-Typen erfolgt im Unterkapitel 3.5.1.

3.2 Diskretisierung der TKE-Gleichung

Wie in Kapitel 2 diskutiert, ist die TKE-Gleichung (2.15) die einzige zusätzliche prognostische Gleichung gegenüber der reibungsfreien Version von MAMBO. Sie läßt sich analog zu den Haushaltsgleichungen für die horizontalen Impulse und die potentielle Temperatur in einen Advektions- (die ersten zwei Terme auf der rechten Seite von Gl.(2.15)) und einen Adjustementanteil (Gl.(2.15) ohne die ersten beiden Terme der rechten Seite) aufspalten.

3.2.1 Die TKE-Advektion

Da die TKE sich numerisch als ein positiv definiten Skalar darstellt, wird die Advektion der TKE in vollkommener Analogie zur Diskretisierung der Advektion der potentiellen Temperatur (Keuler, 1990, Kapitel III.4.2) betrieben. Somit findet als Advektionsschema ein von Smolarkiewicz (1983, 1984) entwickeltes Prädiktor-, Korrektorverfahren Anwendung.

Dabei werden die stark diffusiven Eigenschaften dieses forward-upstream-Verfahrens (donor-cell Verfahren) im ersten Advektionsschritt (Prädiktorschritt) durch einen Korrektorschritt, welcher dasselbe Verfahren mit einer sogenannten Antidiffusionsgeschwindigkeit beinhaltet, weitestgehend kompensiert. Die Antidiffusionsgeschwindigkeit bestimmt sich dabei aus einer Abschätzung der Stärke der Diffusion im Prädiktorschritt. An dieser Stelle besteht in MAMBO also, neben der Anwendung des Shapiro-Filters, eine weitere Möglichkeit zur impliziten Filterung der prognostischen Modelvariablen (\rightarrow Kap.2.4.2).

Tests von Kerkmann (1990) zeigen die Vorteile der sogenannten "combined" Version des Smolarkiewicz-Advektionsschemas, die den Korrektorschritt unter Berücksichtigung der kompletten Advektionsgleichung durchführt, auf. Sie zeichnet sich durch geringe numerische Diffusion (typisch für ein Advektionsschema zweiter Ordnung) und eine hohe Phasentreue (typisch für ein Schema erster Ordnung) bei vergleichsweise geringem Rechenaufwand aus (Keuler et al., 1992, Appendix).

In diskretisierter Form und in kartesischen Koordinaten lauten damit Prädiktor- und Korrektorschritt für die Advektion der TKE:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q^2}{2} \right)_{\text{Prä}} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_0 \bar{u} \frac{q^2}{2} \right) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \bar{w} \frac{q^2}{2} \right) \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q^2}{2} \right)_{\text{Kor}} = & - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_0 \hat{u} \frac{q^2}{2} \right) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \hat{w} \frac{q^2}{2} \right) \\ & - \underline{\bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{q^2}{2} \right)} - \frac{q^2}{2} \frac{\partial v^G}{\partial y} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Dabei sind \hat{u} und \hat{w} die skaligen Antidiffusionsgeschwindigkeiten zu \bar{u} und \bar{w} im Korrektorschritt, welche nach Smolarkiewicz (1983, 1984) wie folgt definiert sind:

$$\hat{u}_i = \frac{K_{\text{impl}}^i}{q} \frac{\partial q}{\partial x_i} \quad \text{mit} \quad K_{\text{impl}}^i = \frac{1}{2} (|\bar{u}_i| \Delta x_i - \Delta t (\bar{u}_i)^2) \quad ; \quad i = 1, 3 \quad (3.3)$$

Auch in der Version 4.6 von MAMBO mit Feuchteparametrisierung (Ewenz, 1993) wird die Advektion aller positiv definiten Feuchtegrößen (dort sind das die spezifischen Gehalte von Wasserdampf, Wolkenwasser und Regenwasser) mit diesem Verfahren berechnet. In Abweichung von der $\bar{\Theta}$ -Advektion und der Advektion der Feuchtegrößen gilt bei der TKE-Advektion allerdings, daß der modellsenkrechte Gradient der TKE, und damit der unterstrichene Term in der Gl.(3.2), im Korrektorschritt gleich Null ist. Die TKE-Advektion wird wie die $\bar{\Theta}$ -Advektion für jeden Adjustment-Zeitschritt berechnet.

3.2.2 Das TKE-Adjustment

Um auch die vertikalen Ableitungen der TKE-Gleichung (2.15) mit zentrierten Differenzen berechnen zu können, müssen zur Bestimmung des vertikalen Gradienten von $\bar{\Theta}$ im Buoyancy-Term (fünfter Term der rechten Seite von Gl. (2.15)) und der vertikalen Gradienten von \bar{u} und \bar{v} im Term für die dynamische Erzeugung von TKE (vierter Term von Gl. (2.15)) \bar{u} auf die virtuellen Nebengitterpunkte (\diamond -Punkte in Abb.3.1) und \bar{v} und $\bar{\Theta}$ auf die Nebengitterpunkte der Nebenfläche (\bullet -Punkte in Abb.3.1) linear interpoliert werden. Alle anderen zur Berechnung des TKE-Adjustments benötigten Größen verbleiben auf den Gitterpunkten, wie in Abb.3.1 dargestellt.

3.3 Diskretisierung der Gradient-Richardson-Zahl-Gleichung

Die Gradient-Richardson-Zahl, Ri , liegt wie \bar{v} , $\bar{\Theta}$ und die TKE auf den Hauptgitterpunkten (\square -Punkte in Abb.3.1). Daher müssen die Größen \bar{u} , \bar{v} und $\bar{\Theta}$ auf die Nebengitterpunkte der Nebenflächen (\bullet -Punkte in Abb.3.1) interpoliert werden, um die vertikalen Gradienten in Gl.(2.18) mit zentrierten Differenzen berechnen zu können. Bei der Berechnung von Ri auf der

ersten Hauptfläche gilt $\bar{u}(z=0) = \bar{v}(z=0) = 0$ und $\bar{\Theta}(z=0) = \Theta_B$ als untere Randbedingung (\rightarrow Kap.3.4.1). Da die Gradient-Richardson-Zahl-Gleichung für verschwindende vertikale Windscherungen singularär wird, empfiehlt es sich für das Quadrat der Scherung des Horizontalwindes einen möglichst kleinen Hintergrundwert, χ , hinzuzufügen. Je nach Version von MAMBO ist $\chi = 5 \times 10^{-5} \text{s}^{-2}$ (Version 5.1, analog zu Rhodin, 1991) oder $\chi = 5 \times 10^{-3} \text{s}^{-2}$ (Version 5.2).

3.4 Randbedingungen

Auch für MAMBO gilt wie für jedes 'limited area'-Modell, daß die Formulierung der Bedingungen für den Ober- bzw. Seitenrand möglichst so gewählt werden sollte, daß der Einfluß dieser Ränder auf die Prozesse im Modellinnern minimiert wird. Eine optimale obere bzw. seitliche Randbedingung ist also diejenige, mit der das Modell exakt die gleichen Ergebnisse berechnet wie ein hypothetisches Modell ohne diese Randpunkte. Die Darstellung der Formulierung der Randbedingungen für die Seitenränder und den Oberrand wird in den folgenden Unterkapiteln recht knapp gehalten, da diese bereits in den Arbeiten von Keuler (1990) und Ewenz (1993) ausführlich diskutiert wurden und seitdem unverändert geblieben sind. Lediglich für die untere Randbedingung ergeben sich für die vorliegende Version von MAMBO gravierende Veränderungen zu den anderen Versionen.

3.4.1 Untere Randbedingungen

Auf dem Gitter der reibungsfreien Modellversion stellt der Boden eine Nebenfläche dar, auf dem nur eine prognostische Variable, \bar{w} , mit der Bedingung $\bar{w}(z=0) = 0$ anzutreffen ist. Dies ist dort gleichzeitig die einzige untere Randbedingung. Durch die Einführung der Grenzschicht kommen jetzt folgende Randbedingungen hinzu:

- Die 'no-slip'-Randbedingung $\bar{v}_H(z=0) = 0$. Sie wird über die Berechnung der turbulenten Impulsflüsse am Boden (τ_{xz0} , τ_{yz0} , nach Gl.(2.27)) dem Modell mitgeteilt.
- Die potentielle Temperatur am Boden, Θ_B . Sie wird mit Hilfe des turbulenten Flusses fühlbarer Wärme am Boden (H_{z0} , auch nach Gl.(2.27)) dem Modell mitgeteilt.
- Die Energiebilanzgleichung für den Boden, $Q_0 = H_{z0} + B_0$, als Grenzflächenbedingung zwischen Atmosphären- und Bodenmodell bei der Prognose der potentiellen Temperatur am Unterrand des Atmosphärenmodells, Θ_B , bzw., mit $T_{B1} = \Theta_B \Pi_B$, der Prognose der Temperatur am Oberrand des Bodenmodells.
- Das Verschwinden der TKE am Boden $q^2(z=0)/2 = 0$. Auf der ersten Modellfläche, z_s , gilt die Balance zwischen Produktion und Dissipation nach Burk (1984) bzw. Gl.(2.30).

3.4.2 Seitliche Randbedingung

Sowohl der linke seitliche Modellrand (Einströmrand) als auch der rechte Ausströmrand liegen auf dem Arakawa-C-Gitter von MAMBO entlang einer Linie von Nebengitterpunkten (○-

Punkte in Abb.3.1). Im Einströmfall müssen Gitterpunktwerte außerhalb des Modellgebietes auf sogenannten Zusatzflächen vorliegen. Der Abstand dieser Zusatzpunkte der Hauptgitterpunkte vom Seitenrand beträgt damit jeweils die Hälfte der horizontalen Gitterweite zwischen zwei Hauptgitterpunkten (10 km). Für die prognostischen Variablen \bar{v} , Θ' , Π' und die TKE wird an Ein- und Ausströmrand, x_R , die Neumann-Randbedingung gesetzt:

$$\frac{\partial \Theta'}{\partial x} \Big|_{x_R}, \quad \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \Big|_{x_R}, \quad \frac{\partial \Pi'}{\partial x} \Big|_{x_R} \quad \text{und} \quad \frac{1}{2} \frac{\partial q^2}{\partial x} \Big|_{x_R} = 0 \quad (3.4)$$

Für die Randbedingung von \bar{u} funktioniert diese Methode nicht, da die Zusatzfläche am Rand aus Hauptgitterpunkten besteht, \bar{u} aber gemäß Abb.3.1 auf Nebengitterpunkten liegt. Wie in Keuler (1990, Kap.III.5.4) ausführlich beschrieben, wird daher zur Bestimmung von \bar{u} auf dem Rand die Strahlungsrandbedingung nach Hedley und Yau (1988) verwendet. Die Anwendung dieser Randbedingung bleibt durch die Turbulenzparametrisierung unberührt, weshalb ihre Beschreibung an dieser Stelle nicht weiter ausgeführt werden soll.

Keuler (1990) rät ferner am Modellrand auf den Korrektorschritt des Advektionsschemas zu verzichten, um über die stark diffusiven Eigenschaften des Prädikorschrittes (\rightarrow Kap.3.2.1) auf dem Rand zulaufende Signale zu dämpfen, und damit ihre Reflexion vom Rand zurück in das Modellinnere zu unterdrücken.

3.4.3 Obere Randbedingung

Der vertikale Gradient der TKE verschwindet am Oberrand des Modells (Neumann-Randbedingung) in Analogie zur Randbehandlung der Geschwindigkeiten \bar{u} und \bar{v} . Dagegen wird für die potentielle Temperatur der vertikale Gradient höhenkonstant gesetzt, um die hohe Stabilität am Oberrand des Modells zu berücksichtigen.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \Big|_{z_T}, \quad \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \Big|_{z_T} \quad \text{und} \quad \frac{1}{2} \frac{\partial q^2}{\partial z} \Big|_{z_T} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \Theta_0}{\partial z^2} \Big|_{z_T} \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 \Theta'}{\partial z^2} \Big|_{z_T} = 0 \quad (3.5)$$

Die Bestimmung des Druckes am Oberrand erfolgt wie in allen anderen Versionen von MAMBO durch Anwendung der Strahlungsrandbedingung nach Bougeault (1983) und Klemp und Duran (1983), im folgenden als BKD-Randbedingung bezeichnet. Diese BKD-Randbedingung zeichnet sich dadurch aus, daß sie im Fourier-Raum eine Beziehung zwischen Vertikalwind und dem Druckfeld am Oberrand aufstellt, welche die Reflexionen von vertikal verlaufenden Schwerkwellen verhindert. Diese Reflexionen treten i.a. bei Vorgabe eines konstanten Druckes am Oberrand oder bei der sogenannten 'rigid-lid'-Randbedingung, in der über das Druckfeld $w(z_T) = 0$ erzwungen wird, auf. Eine ausführliche Herleitung der BKD-Randbedingung für MAMBO findet sich bei Keuler (1990, Kap.III.5.3).

3.4.4 Probleme der Seitenrandbedingung in Verbindung mit dem Shapiro-Filter höherer Ordnung

Die Anwendung des Shapiro-Filters vierter Ordnung an jedem Gitterpunkt setzt die Kenntnis von 9 Nachbarpunkten auf derselben Gitterfläche voraus. Zum Rand hin fehlen zunehmend mehr dieser Randpunkte, weswegen die Filterung dort gemäß Gl.(2.24) in ihrer Ordnung abnimmt. Auf dem Randpunkt selber wird sogar überhaupt nicht gefiltert. Beim Durchgang von gradientarmen Feldern durch den Ausströmrand ist das kein Problem, da in diesem Fall der Filter kaum wirksam ist. Der Shapiro-Filter vierter Ordnung filtert vornehmlich Wellen, deren Länge im Bereich der Auflösung des Gitters ($2\Delta x$ -Wellen) liegt (s. Abb.2.1). In Zonen mit SBI wird jedoch gerade in diesem Wellenlängenbereich die kinetische Energie akkumuliert. Nähert sich eine SBI-Zone dem Ausströmrand, so wird der Shapiro-Filter hier sehr aktiv und die erzwungenermaßen räumlich inhomogene Ordnung der Filterung am Rand führt zu unrealistischen Beschleunigungen des \bar{u} -Windes am Ausströmrand.

Im weiteren Verlauf der Simulation kommt es dann zu einem massiven Einströmen am Modelloberrand, um den Massenverlust des Modells am Auströmrand zu kompensieren. Dieses Absinken am Oberrand führt wiederum während der gesamten Simulationszeit zu einer systematischen und vollkommen unrealistischen Erwärmung im gesamten Modellgebiet.

Da jedoch auf die Anwendung des Shapiro-Filters zwecks Unterdrückung von Schwerewellen nicht verzichtet werden kann, mußte das Modellgebiet von ursprünglich 101 Hauptgitterpunkten in horizontaler Richtung auf 129 Hauptgitterpunkte erweitert werden, um zu gewährleisten, daß in der Simulationszeit (36 Stunden) die präfrontal verlaufenden Instabilitätszonen den Rand nicht erreichen können.

3.5 Anfangsbedingungen und großskalige Antriebe

Mit dem in Kapitel 2 vorgestellten mesoskaligen Modell MAMBO werden im folgenden synthetische Fronten simuliert. Dazu ist es nötig, die Anfangsfelder für den frontalen Jet, und das Grundzustandsfeld, in welches der Jet eingebettet ist, analytisch vorzugeben. Die Vorgabe der Temperaturfelder, Jets und der großskaligen geostrophischen Antriebe dieser Jets wird bei Ewenz (1993, Kapitel 3.4.1 und 3.4.2), Keuler et al. (1992) und Kerkmann (1990, Kapitel III.3 und III.4) so ausführlich und vollständig diskutiert, daß an dieser Stelle nur noch sehr kurz darauf eingegangen werden soll. Dafür sollen die sich durch die Einführung der Grenzschicht ergebenden Anfangsbedingungen und Initialisierungsprobleme gründlich dargestellt werden.

3.5.1 Die zwei verschiedenen Kaltfront-Typen (Temperaturfelder und Jets)

Ein charakteristisches Merkmal einer Kaltfront ist die Form und Intensität ihres frontparallelen Windfeldes bzw. Jets. Es wird in dieser Arbeit grundsätzlich zwischen folgenden zwei Jets unterschieden:

a) LTJ (Lower Tropospheric Jet)

Dieser flache Jet ähnelt z.B. dem frontparallelen Wind an trockenen australischen Kaltfronten ("cool changes"), ist aber auch in Mitteleuropa anzutreffen. Um ihn zu simulieren wurde das Feld eines \bar{v} -Jets, welches sich aus einer von Reeder und Smith (1987) entwickelten analytischen Funktion, $\bar{v}(x,z)$, ergibt, gewählt. Die Adaption dieser Funktion an die Verhältnisse auf der Nordhalbkugel führt zur Umkehrung der Windrichtung des Jets. Ferner ist der Betrag des Windmaximums verdoppelt worden. Das dazugehörige Θ' -Feld ergibt sich aus der horizontalen Integration der approximierten thermischen Windgleichung vom Ausströmrand mit $\Theta'(0,z) = 0$ bis zum Einströmrand hin. Diesem Feld überlagert ist ein horizontal homogenes Θ_0 -Feld, welches die Hintergrundstabilität der Atmosphäre (4 K/km in der Troposphäre und 15 K/km in der Stratosphäre) wiedergibt. Das mesoskalige Anfangsdruckfeld, Π' , wird mit Hilfe der hydrostatischen Grundgleichung (2.3) aus der vertikalen Integration des Temperaturfeldes $\bar{\Theta} = \Theta_0 + \Theta'$ berechnet. Dieses Anfangsdruckfeld liefert dann schließlich mit Hilfe der geostrophischen Windgleichung den anfänglichen frontparallelen Wind, der für die LTJ-Front fast identisch mit der Windverteilung, die sich aus der analytischen Funktion ergibt, ist. Die analytische Funktion für $\bar{v}(x,z)$ findet sich bei Ewenz (1993). Für alle Simulationen mit verschwindender Strahlungsbilanz am Boden ($Q_0(t) = 0$) beträgt die Temperatur des Θ_0 -Feldes am Unterrand des Modells 296 K. Bei Simulationen mit Berücksichtigung des Tagesgangs der Strahlungsbilanz am Boden wird diese Temperatur je nachdem, für welchen Monat im Jahr das Modell rechnet, auf ein langjähriges Mittel der monatlichen Mitteltemperatur des Erdbodens in 2 cm Tiefe an der Klima-Station Köln-Wahn (\rightarrow Tab.3.2) gesetzt ($\Theta_0(z=0) = T_{2\text{cm}} = \vartheta_{2\text{cm}} + 273.15$ K).

b) UTJ (Upper Tropospheric Jet)

Der hochreichende Jet soll annähernd die Verhältnisse an den Strahlströmen einer Polarfront in der oberen Troposphäre wiedergeben. Die von Kerkmann (1990) konstruierte analytische Funktion ist daher an Querschnitte durch die Polarfront (Berggren, 1952) angelehnt. Analog zum LTJ berechnet sich das Θ' -Feld aus der approximierten thermischen Windgleichung. Die vertikale Verteilung des Feldes für die Hintergrundstabilität, Θ_0 , besitzt im Gegensatz zum LTJ eine drei Kilometer dicke Übergangsschicht zwischen $z_1 = 9.5$ km und $z_2 = 12.5$ km, in der die Stabilität von dem troposphärischen (4 K/km) auf den stratosphärischen Wert (19 K/km) ansteigt. Für $Q_0(t) = 0$ ist $\Theta_0(z=0) = 290$ K, ansonsten wird $\Theta_0(z=0)$ wie im LTJ-Fall gesetzt. Das Feld des geostrophischen Windes, wie für die LTJ-Front aus dem Exner-Druckfeld berechnet, weicht für die UTJ-Front besonders im unteren Bereich recht stark von dem Feld der analytischen Funktion ($\bar{v}(x,z)$, Ewenz, 1993) ab, und formiert dort einen Nord-Jet (gestrichelte Isotachen in Abb.3.3). Diese Abweichung entsteht durch die Vernachlässigung des nichtlinearen Terms der thermischen Windgleichung bei Anwendung der approximierten Gl.(3.13).

Der Nord-Jet wird bei der Untersuchung der Wechselwirkungen der UTJ-Front mit der turbulenten Grenzschicht eine wesentlich wichtigere Rolle spielen, als der darüberliegende Polarfront-Süd-Jet. Daher unterscheiden sich in dieser Arbeit der LTJ von dem UTJ weniger in der Höhe ihres absoluten Windmaximums als in der Richtung des Jets in den untersten 3 Kilometern der Atmosphäre.

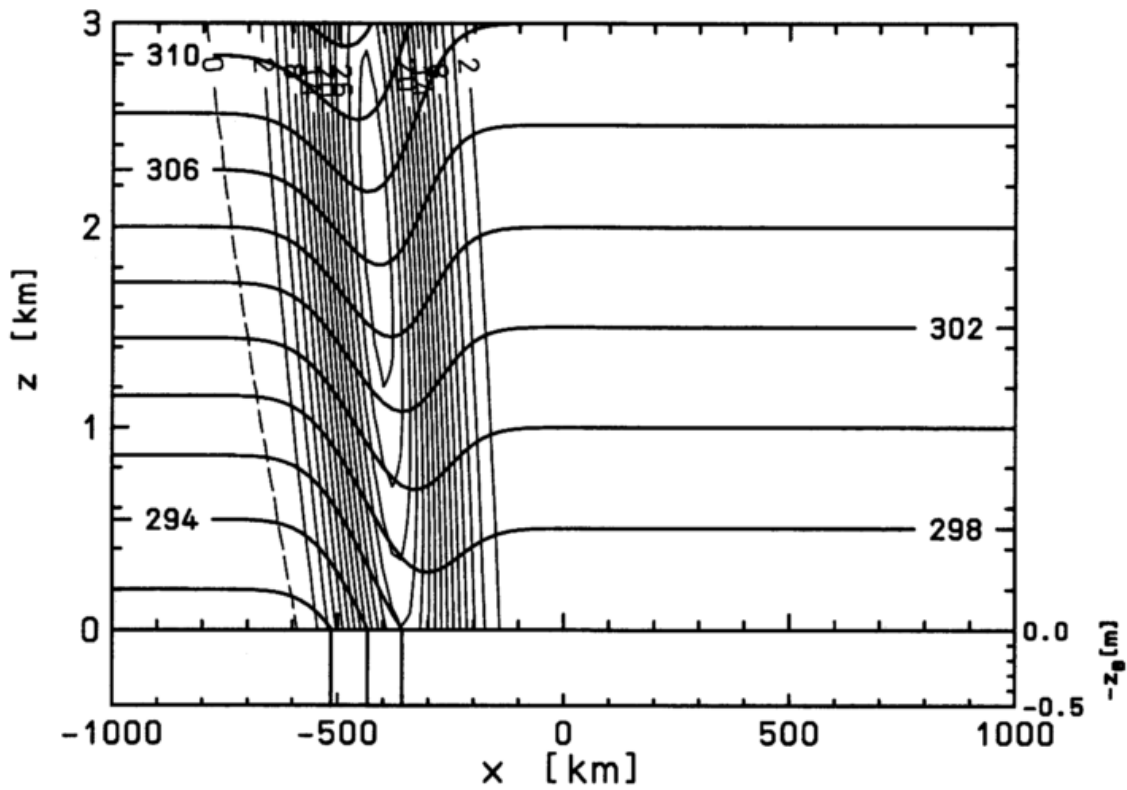


Abb.3.2: Ausschnittplot der Anfangsfelder der potentiellen Temperatur ($\Theta_0 + \Theta'$, dicke Linien, Isolinienabstand 2 K) und des frontparallelen geostrophischen Windes (v_g , dünne Linien: positiv durchgezogen, negativ kurz gestrichelt, Nulllinie lang gestrichelt, Isolinienabstand 2 m/s) für die Standard-Simulationen der LTJ-Front. Zusätzlich ist unterhalb die Bodentemperatur $T_B(z_B)$ bis 0.5 m Tiefe geplottet.

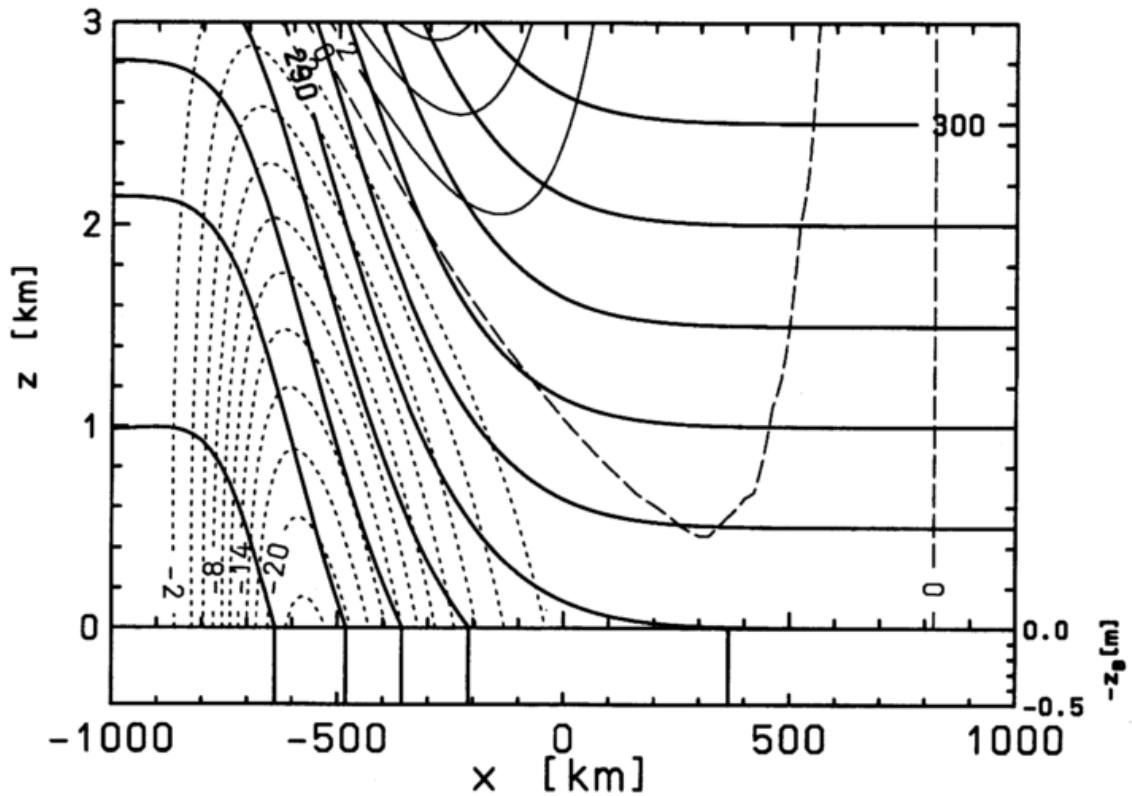


Abb.3.3: wie Abb.3.2, jedoch für die Standard-Simulationen der UTJ-Front.

Abb.3.2 und Abb.3.3 zeigen die Anfangsfelder der potentiellen Temperatur $\bar{\Theta} = \Theta_0 + \Theta'$ und des frontparallelen Windes für die beiden Kaltfront-Typen LTJ und UTJ in einem Ausschnitt aus dem Modellgebiet, der bis zu der Höhe $z = 3$ km reicht. Dieser Ausschnitt wurde gewählt, weil hauptsächlich in diesem Bereich die Effekte turbulenter Reibung auf eine Kaltfront zu erkennen sind. Die Abbildungen für das gesamte Modellgebiet sind der Arbeit von Ewenz (1993, LTJ: Abb.3.6, UTJ: Abb.3.5) zu entnehmen.

3.5.2 Anfangsprofile der Bodentemperatur

Zusätzlich sind in Abb.3.2 und Abb.3.3 noch die Anfangsverteilungen der Bodentemperatur für die Simulationen mit $Q_0(t) = 0$ (Standard-Simulationen, entspricht annähernd den Verhältnissen bei einem bedeckten Nachthimmel) dargestellt. Für diesen Fall wird an jedem Ort x der Boden mit einem tiefenkonstanten Temperaturprofil initialisiert. Dabei ist die Prandtl-Schicht zu Beginn der Simulation neutral geschichtet, die Bodenoberflächentemperatur, T_{B1} , wird also mit $T_{B1} = \Theta_B \Pi_B$ und $\Theta_B = \bar{\Theta}(z_p)$ aus der potentiellen Temperatur der ersten Modellfläche bestimmt.

Dies ist zu empfehlen, da sonst bei fehlendem Strahlungsinput die klimatologische Temperatur am Unterrand des Bodenmodells (Tab.3.2) zu stark den Bodenwärmestrom an der Bodenoberfläche steuert.

Bei Simulationen mit Berücksichtigung der Strahlungsbilanz ($Q_0(t) \neq 0$) wird das Kaltstartproblem der Initialisierung der Bodenoberflächentemperatur durch Einsetzen einer Temperatur, welche aus einer 1-dimensionalen 24-Stunden-Simulation des horizontal homogenen Grundzustandes von MAMBO resultiert, gelöst (dynamische Initialisierung).

Für die konstante klimatologische Temperatur am Unterrand des Modells (T_{B10}) wird je nachdem, für welchen Tag im Jahr die Kaltfront-Simulation gestartet wird (d in Gl.(2.42)), eine für den betreffenden Monat repräsentative Temperatur aus Tab.3.2 (Bothe, persönliche Mitteilung) eingesetzt ($T_{B10} = \vartheta_{50\text{ cm}} + 273.15$ K). Das Anfangsprofil $T_{Bi}(z_{Bi})$ zwischen T_{B10} und T_{B1} im 10-Flächen-Bodenmodell ist für die untersten fünf Modellflächen $50\text{ cm} \leq z_{Bi} \leq 2$ cm gleich T_{B10} . Darüber wird linear zwischen T_{B1} und T_{B6} interpoliert.

Monat	Jan.	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.
$\vartheta_{2\text{cm}}$	1.7	2.7	5.0	9.9	15.4	19.3	20.4	19.5	15.5	10.5	5.3	2.0
$\vartheta_{50\text{cm}}$	3.1	3.7	5.1	8.8	13.0	16.5	18.3	18.4	16.0	12.3	7.8	4.5

Tab.3.2: Langjähriges Mittel der monatlichen Mittel der Temperatur in °C (ϑ) im Erdboden in 2 und 50 cm Tiefe an der Klima-Station Köln-Wahn.

3.5.3 Großskaliger geostrophischer Antrieb

Um auch das Zusammenwirken geostrophischer Antriebsfelder mit der turbulenten Reibung bei der Entstehung von Bodenfronten untersuchen zu können, besitzt MAMBO drei verschiedene Arten von großskaligen geostrophischen frontsenkrechten Windfeldern als Forcing. Dabei bezeichnet NF (no forcing) eine reine Translation, DF_g (deformation forcing) eine Translation zusammen mit einem horizontalen konfluenten geostrophischen Windfeld und SF_g (shear forcing) eine Translation in Verbindung mit einem vertikal gescherten geostrophischen Windfeld. Das großskalige geostrophische Antriebsfeld wird durch

$$u_g = U_0 - \alpha \frac{L_x}{\pi} \tanh\left(\frac{x\pi}{L_x}\right) + \frac{U_T}{H} z$$

(3.6)

beschrieben. Durch Vorgabe einer hyperbolischen Funktion für die Konfluenz des Antriebsfeldes treten keine starken Gradienten in Randnähe auf, wie sie z.B. beim einfachen Bergeron-Deformationsfeld (Bergeron, 1928) vorkommen, und die Forcierung der frontalen Prozesse durch großskalige Konvergenz bleibt auf das Modellinnere beschränkt.

Jet-Name	"LTJ1"	"LTJ2"	"LTJ3"	"UTJ1"	"UTJ2"	"UTJ3"	
Parameter	LTJ+NF	LTJ+ DF_g	LTJ+ SF_g	UTJ+NF	UTJ+ DF_g	UTJ+ SF_g	Einheit
U_0	8.0	8.0	8.0	5.0	5.0	5.0	$m \cdot s^{-1}$
α	0.0	1.5×10^{-5}	0.0	0.0	2.0×10^{-5}	0.0	s^{-1}
U_T	0.0	0.0	20.0	0.0	0.0	20.0	$m \cdot s^{-1}$
L_x	-	2560.	-	-	2560.	-	km
H	-	-	16234.	-	-	20203.	m

Tab.3.3: Parameter des frontsenkrechten geostrophischen Windes (u_g , Gl.(3.6)) mit den zwei verschiedenen großskaligen Antrieben (DF_g und SF_g) für die beiden Kaltfront-Typen. In der obersten Reihe sind die im folgenden verwendeten Namen der Kombinationen von Jet und großskaligen Antriebsfeld aufgeführt. (-) heißt, daß L_x bzw. H bei $\alpha = 0$ bzw. $U_T = 0$ keine Bedeutung haben.

Die Parameter für die einzelnen Forcierungstypen und die reine Translation sind in Tab.3.3 dargestellt. Eine Kombination von geostrophischen Deformations- und Scherungsantrieb (BF_g , both forcing) ist in einem zweidimensionalen (2D) Modell nur dann möglich, wenn die zeitliche Abhängigkeit der Wechselwirkung zwischen Konfluenz- und Scherungsfeld berücksichtigt wird (Keyser und Pecnick, 1985a; Kerkmann, 1990), weshalb z.Zt. mit MAMBO keine "+ BF_g "-Frontsimulation möglich ist.

3.5.4 Modellsenkrechte Gradienten ohne turbulente Reibung

Der modellsenkrechte bzw. frontparallele Temperaturgradient berechnet sich aus der thermischen Windgleichung für das u_g -Feld,

$$\frac{\partial \Theta^G}{\partial y} = - \frac{f \Theta_{00}}{g} \frac{\partial u_g}{\partial z} \quad (3.7)$$

wobei eine Temperaturänderung entlang der Front nur im Scherungsfall auftreten kann. Das $\partial v^G / \partial y$ -Feld folgt im reibungsfreien Fall aus der Divergenzfreiheit des geostrophischen Windes (im turbulenten Fall aus der Konfluenz des Grundstroms u^G , → Kap. 3.5.5)

$$\frac{\partial v^G}{\partial y} = \frac{\partial v_g}{\partial y} = - \frac{\partial u_g}{\partial x} = - \frac{\partial u^G}{\partial x} \quad (3.8)$$

und ist nur im Deformationsfall von Null verschieden. Die Änderung von u_g in y -Richtung kann beliebig vorgegeben werden und ist in allen vorgestellten Simulationen identisch Null.

Die grundsätzlich zeitlich konstante Vorgabe der Antriebsfelder und der modellsenkrechten Gradienten erzwingt eine Beschränkung der maximalen Simulationszeit auf 36 Stunden.

3.5.5 Modellsenkrechte Gradienten mit turbulenter Reibung

Der modellsenkrechte Gradient von $\bar{\Theta}$ bleibt von der Einführung der Turbulenz in MAMBO unberührt. Der frontparallele Gradient der TKE wird ebenso wie die Änderung von u_g in y -Richtung gleich Null gesetzt ($2\frac{1}{2}$ -Dimensionalität des Modells).

Bei Frontsimulationen mit turbulenter Reibung ist innerhalb der Grenzschicht der frontsenkrechte Anteil des Grundstroms, u^G , nicht mehr gleich dem frontsenkrechten Anteil des geostrophischen Windes, u_g , sondern auch u^G wird durch die 'no-slip'-Randbedingung $u^G(z=0) = 0$ zum Boden hin so geschert, daß die Bedingung der Divergenzfreiheit des Grundstroms bei Frontsimulationen mit geostrophischem Deformations-Forcing (DF_g) nicht mehr gilt. Die Reduktion der Konfluenz von u^G innerhalb der Grenzschicht im DF_g -Fall muß so bei der Berechnung des modellsenkrechten Gradienten von v^G berücksichtigt werden, andernfalls kommt es durch die ständig positive bodennahe Divergenz des Horizontalwindes zu einem fortwährenden Massenverlust im Modell, welcher über die Kontinuitätsgleichung und die BKD-Randbedingung durch Einströmen am Oberrand kompensiert wird. Dies führt zu einer ähnlichen Erwärmung der Modellatmosphäre, wie sie bereits im Unterkapitel 3.4.4 zur Problematik der räumlich inhomogenen Ordnung der Filterung am Seitenrand beschrieben wurde. Daher muß die Gleichung (3.8) für MAMBO mit turbulenter Reibung geändert werden.

Für den Fall einer reinen Grundströmung im Modell, z.B. $u = u^G$ und $v = v^G = 0$, läßt sich jedoch diese Scherung des Windes in der Grenzschicht durch die Lösung der Ekman-Gleichungen bestimmen, da der zonale Grundstrom hier ein zeitlich invariantes bzw. stationäres Windfeld darstellt.

$$\frac{\partial v^G}{\partial y} = -\frac{\partial u^G}{\partial x} = -\frac{\partial U}{\partial x} \neq -\frac{\partial u_g}{\partial x}$$

(3.9)

U: frontsenkrechter Anteil der Lösung der Ekman-Gleichungen (→ Anhang C)

Die Ekman-Gleichungen lauten für das 2½-dimensionale Modell MAMBO

$$\begin{aligned} 0 &\stackrel{!}{=} \frac{\partial U}{\partial t} = fV - c_p \bar{\theta} \frac{\partial \Pi'}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 K_M^z \frac{\partial U}{\partial z}) \\ 0 &\stackrel{!}{=} \frac{\partial V}{\partial t} = -fU + fu_g + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 K_M^z \frac{\partial V}{\partial z}) \end{aligned}$$

(3.10)

und werden mit $U = u^G$ und $V = 0$ initialisiert.

Da die in MAMBO verwendeten vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten (K_M^z , K_H^z) weder konstant sind, noch lediglich eine lineare Funktion von z darstellen, existiert keine analytische Lösung für U und V und die Ekman-Gleichungen müssen iterativ gelöst werden, was im Anhang C gezeigt wird. Dabei interessiert zur Bestimmung des modellsenkrechten Gradienten von v^G nur die Lösung für den frontsenkrechten reibungsbehafteten Grundstrom $U = u^G$. Oberhalb der Grenzschicht ist U bzw. u^G wieder identisch mit u_g , während am Boden die 'no-slip'-Randbedingung mit $U(z=0) = 0$ greift.

Die Lösung der Ekman-Gleichungen für den Grundstrom u^G im Modell dient zur Bestimmung des modellsenkrechten Gradienten von v^G für die Frontsimulationen mit turbulenter Reibung, nicht aber zur Initialisierung der Grenzschicht. Daher ist das Modell bisher mit den beschriebenen Anfangsfeldern der frontparallelen Jets \bar{v} , eingebettet in die durch u_g gegebenen Antriebsfelder, nur geostrophisch balanciert. Die ageostrophische Balancierung des Anfangszustandes im Modell spaltet sich auf in:

- a) die Initialisierung der sich aus den Antrieben DF_g und SF_g für die Kaltfront-Typen LTJ und UTJ ergebenden Quercirkulation
- b) die Initialisierung der Grenzschicht (z.B. Ekman-Initialisierung)
- c) die Balancierung der Kombination der beiden Initialisierungen untereinander

Dies soll Schwerpunkt des nächsten Unterkapitels sein.

3.6 Ageostrophische Balancierung der Anfangsfelder

Die geostrophische Balancierung der in Kap.3.5.1 beschriebenen Anfangsfelder der potentiellen Temperatur und des frontparallelen Jets (Abb.3.2 und 3.3) wird zum einen durch die in Kap.3.5.3 beschriebenen großskaligen Antriebsfelder ($DF_g + SF_g$) gestört, zum anderen

kommen durch die turbulente Reibung weitere Anteile der ageostrophischen Komponenten (u_{ag} und \bar{w}) hinzu. Vernachlässigt man diese Komponenten für den Anfangszustand des Modells und überläßt es der Modellsimulation, sich die ageostrophischen Komponenten selber zu erzeugen, so kommt es im Verlauf der Simulation zunächst zu einer Überschätzung der Stärke der ageostrophischen Querkirkulation mit darauffolgenden Trägheitsschwerewellen. Wie von Kerkmann (1990) und Becker (1990) illustriert, spiegeln sich diese Trägheitsschwerewellen u.a in den Zeitreihen der frontsenkrechten Gradienten der Modellvariablen so stark wieder, daß die Interpretation dieser Modellinformation unmöglich ist. Daher ist eine ageostrophische Balancierung des Anfangszustandes geboten. Ein Problem stellt dabei die ageostrophische Balancierung der Grenzschicht dar (→ Kap.3.6.2).

3.6.1 Initialisierung der Querkirkulation

Zur Diagnose der Querkirkulation für den Anfangszeitpunkt der LTJ (bzw. UTJ)-Frontsimulationen wird die 'primitive-equations'-Version (PE-Version) der Sawyer-Eliassen-Gleichung (SE-Gleichung: Sawyer, 1956; Eliassen, 1962; Keyser und Pecnick, 1985b; Becker, 1990) für die ageostrophische Stromfunktion Ψ_{ag}

$$-A \frac{\partial^2 \Psi_{ag}}{\partial x^2} + 2B \frac{\partial^2 \Psi_{ag}}{\partial x \partial z} - C \frac{\partial^2 \Psi_{ag}}{\partial z^2} - \mu f \frac{\partial v^F}{\partial z} \frac{\partial \Psi_{ag}}{\partial x} + \mu C \frac{\partial \Psi_{ag}}{\partial z} = Q_g + Q_{ag} \quad (3.11)$$

gelöst. Grundannahmen zur Herleitung dieser SE-Gleichung sind (1) daß die vertikale Scherung des frontparallelen Windes sich im thermischen Gleichgewicht mit dem frontsenkrechten Temperaturgradienten befindet ($\partial v^F / \partial z \sim \partial \Theta^F / \partial x$), und (2) daß frontparallele Ableitungen der frontskaligen Größen verschwinden ($\partial a^F / \partial y = 0$).

Mit $\partial v_{ag} / \partial y = 0$ läßt sich die Stromfunktion für die ageostrophische Querkirkulation in der Modellebene wie folgt definieren:

$$u_{ag} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \Psi_{ag}}{\partial z} \quad ; \quad w = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \Psi_{ag}}{\partial x} \quad (3.12)$$

Die thermische Windgleichung für Grundannahme (1) wird mit der sog. " Θ_{00} -Approximation" des geostrophischen Windes (Becker, 1990) berechnet. Diese Approximation führt zu einer Vernachlässigung der stabilitätsabhängigen Terme ($\sim \partial \Theta_v / \partial z$) in den thermischen Windgleichungen. Es verbleibt:

$$f \frac{\partial u_g}{\partial z} = -\frac{g}{\Theta_{00}} \frac{\partial \Theta^G}{\partial y} \quad ; \quad f \frac{\partial v^F}{\partial z} (t=0) = \frac{g}{\Theta_{00}} \frac{\partial \Theta^F}{\partial x} \quad (3.13)$$

Dabei haben die Koeffizienten der Ableitungen von Ψ_{ag} für die resultierende PE-Version der SE-Gleichung folgende physikalische Bedeutung:

A: statische Stabilität ; B: Baroklinität

$$A = N^2 = \frac{g}{\Theta_0} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} ; \quad 2B = 2f \frac{\partial v^F}{\partial z}$$

(3.14)

N: Brunt-Väisälä-Frequenz

C: Trägheitsstabilität ; μ : Kompressibilität

$$C = f \left(f + \frac{\partial v^F}{\partial x} \right) ; \quad \mu = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z}$$

(3.15)

Q_g und Q_{ag} in Gl.(3.11) sind die geostrophischen und ageostrophischen Antriebsterme. Der geostrophische Antrieb erfolgt entweder über das Deformations-Forcing (DF_g) oder das Scherungs-Forcing (SF_g), welche beide bereits in Kap.3.5.3 für den zonalen Grundstrom, u_g , definiert wurden. Ferner gilt für den Anfangszeitpunkt, daß der frontparallele Jet geostrophisch balanciert ist (Semi-Geostrophie oder 'along-front-geostrophy'), weshalb $v_{ag}(t=0)$ und damit auch $Q_{ag}(t=0)$ verschwindet:

$$Q_g = 2 \rho_0 \frac{g}{\Theta_{00}} (DF_g + SF_g) ; \quad Q_{ag}(t=0) = 0$$

$$DF_g = - \frac{\partial u_g}{\partial x} \frac{\partial \Theta^F}{\partial x} ; \quad SF_g = - \frac{\partial \Theta^G}{\partial y} \frac{\partial v^F}{\partial x}$$

(3.16)

Abb.3.4 zeigt in der rechten Spalte die Stromlinien der ageostrophischen Quercirkulation, welche sich aus der Lösung der SE-Gleichung ergibt, für die vier Anfangsfelder der Frontsimulationen mit großskaligem Antrieb (LTJ2, LTJ3, UTJ2 und UTJ3). In der linken Spalte ist neben dem Anfangsfeld der potentiellen Temperatur der jeweils wirksame geostrophische Antrieb DF_g oder SF_g , berechnet nach Gl.(3.16), als Isolinienplot dargestellt.

Die SE-Gleichung ist eine partielle Differentialgleichung (DGL) zweiter Ordnung. Differentialgleichungen dieser Art liefern nur eindeutige Lösungen, wenn sie vom elliptischen Typ sind, bzw. ihre Diskriminante, $\delta = AC - B^2$, positiv ist. Für die PE-Version in MAMBO ist die physikalische Aussage des Elliptizitätskriteriums äquivalent mit der Bedingung, daß die potentielle Vorticity, PV, in der Modellebene immer positiv sein muß:

$$\delta = AC + B^2 > 0 \Leftrightarrow PV = \left(f + \frac{\partial v^F}{\partial x} \right) \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} - \frac{\partial v^F}{\partial z} \frac{\partial \Theta^F}{\partial x} > 0$$

(3.17)

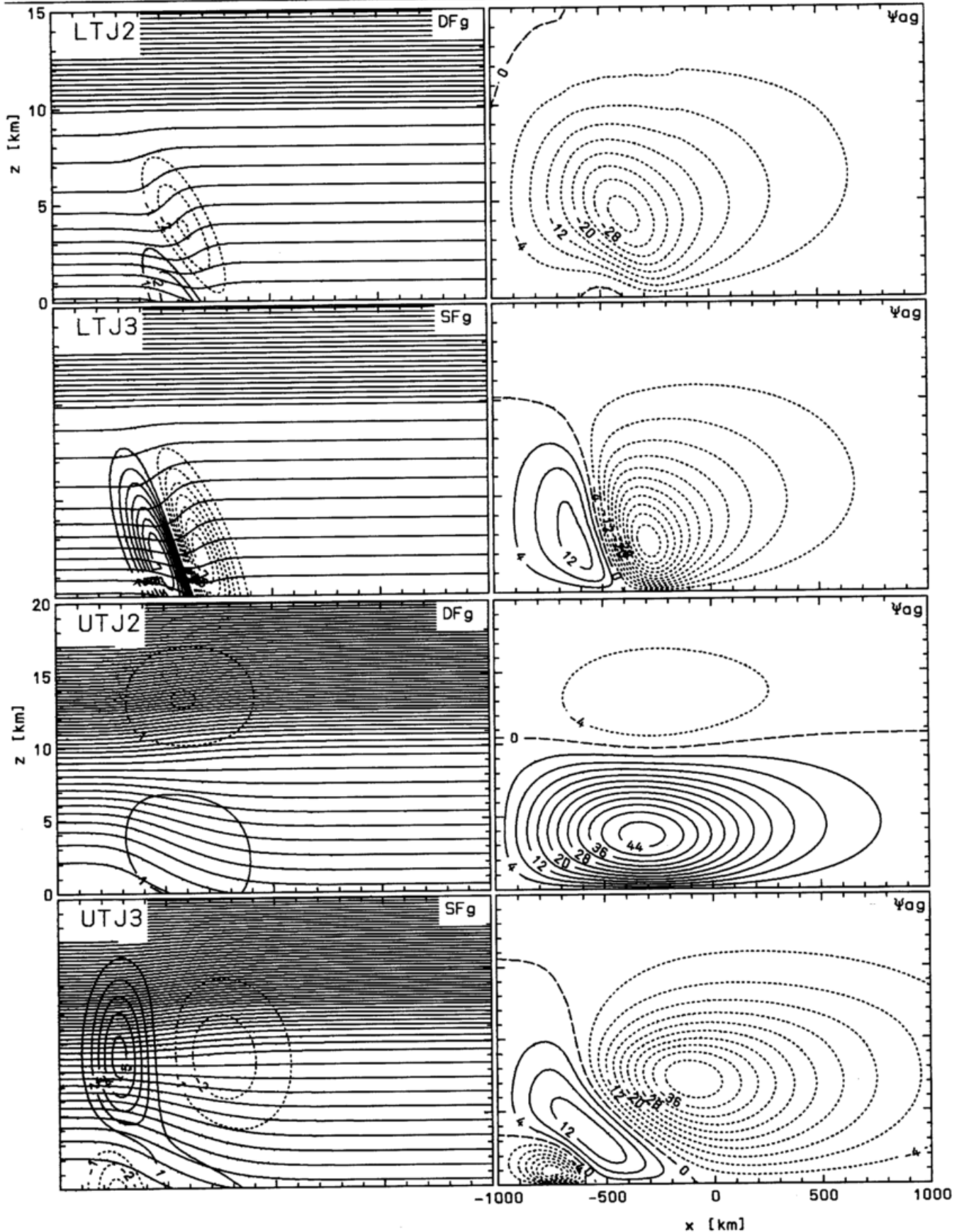


Abb.3.4: Linke Spalte: Anfangsfelder der potentiellen Temperatur und des jeweils wirksamen geostrophischen Antriebs (DF_g oder SF_g mit Gl.(3.16), Isolinienabstand $1 \times 10^{-10} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$) für die LTJ und UTJ Frontsimulationen mit großskaligem Antrieb. Rechte Spalte: Die dazugehörige, aus der Lösung der SE-Gleichung resultierende, Stromfunktion Ψ_{ag} (Isolinienabstand $400 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$) der ageostrophischen Querzirkulation.

Für eine adiabatische, also auch reibungsfreie, Strömung gilt gemäß dem Theorem von Ertel (1942), daß PV eine Erhaltungsgröße ist. Dadurch ist im reibungsfreien Fall nach Hoskins (1974) das Elliptizitätskriterium aus Gl.(3.17) gleichzeitig ein Kriterium gegen das Auftreten von SBI, und zwar in dem Sinne, daß in einer reibungsfreien Strömung ein Luftpaket immer stabil gegenüber schräger Auslenkung bleibt, wenn im gesamten Strömungsgebiet bzw. auf allen Gitterpunkten des Modellgebietes $PV(t = 0)$ größer Null ist.

Für die Simulationen mit Reibung oder diabatischer Heizung am Boden gilt die PV-Erhaltung nicht mehr, und es bleibt den Simulationen vorbehalten zu zeigen, wie sich SBI-Zonen und Regionen mit negativer potentieller Vorticity zueinander verhalten.

Für die Anfangsfelder der LTJ-Front wird aufgrund von Zonen stark negativer relativer Vorticity vor dem Jet das Elliptizitätskriterium der PE-Version der SE-Gleichung nicht erfüllt. Daher findet in diesem Falle zur Diagnose der Quercirkulation die QG-Version der SE-Gleichung ($A = N^2$; $B = 0$; $C = f^2$; keine einfachen Ableitungen von Ψ_{ag} in Gl.(3.11)) Anwendung. In dieser Version ist δ positiv definit, die SE-Gleichung also immer eindeutig lösbar.

Als numerisches Verfahren zur Lösung der SE-Gleichung wird eine Adaption des SOR (Successive Over-Relaxation)-Verfahrens nach Becker (1990) verwendet.

3.6.2 Ageostrophische Balancierung der Grenzschicht, Reibungsdiastrophie

Die im letzten Kapitel vorgestellte SE-Gleichung diagnostiziert die Quercirkulation für den Anfangszeitpunkt der Frontsimulation, ohne im Quellterm die Reibung zu berücksichtigen. Daher muß für die Grenzschicht eine weitere ageostrophische Balancierung erfolgen. Dabei ist es wichtig diese Balancierung nach der Diagnose der Quercirkulation durchzuführen, denn die turbulente Reibung wirkt auf die gesamte Strömung und "weiß" nichts von der Aufspaltung in einen geostrophischen und einen ageostrophischen Anteil. Es wäre nun möglich, analog zur Berechnung der reibungsinduzierten Scherung des Grundstroms u^G (\rightarrow Kap.3.5.5), auch für das vollständige anfängliche Horizontalwindfeld die Ekman-Gleichungen (Gl.3.10)) zu lösen. Wie im Anhang C dargestellt, sind die Ekman-Gleichungen jedoch im Grunde genommen 1-dimensionale Versionen der Bewegungsgleichungen, ihre Anwendung setzt also die horizontale Homogenität der Strömung voraus. Diese ist gerade für einen frontalen Jet nicht gegeben, weshalb die aus der Lösung der Ekman-Profile resultierende 2-dimensionale Windverteilung $\vec{v}_h(x,z)$ nach einer geeigneten Integrationszeit für die Ekman-Gleichungen (7.5 h) große horizontale Divergenzen aufweist. Diese führen im ersten Zeitschritt der eigentlichen Frontsimulation nach Anwendung der anelastischen Kontinuitätsgleichung zu vollkommen unrealistischen Vertikalwinden, welche die gerade durch die Lösung der SE-Gleichung gewonnene ageostrophische Balancierung der reibungsfreien Atmosphäre wieder zerstört.

Rhodin (1991) versucht dieses Problem zu lösen, indem er sein Modellgebiet in eine reibungsbehaftete Grenzschicht und die freie Atmosphäre aufspaltet. Dann wird das aus der Lösung der Ekman-Gleichungen resultierende Stromlinienfeld Ψ^{EK} so modifiziert, daß die im Modell von Rhodin (1991) verwendete 'rigid-lid'-Randbedingung ($w = 0$ am Oberrand des Modells) erfüllt ist. Das aus diesem eher willkürlichen Eingriff resultierende Stromlinienfeld Ψ^R wird schließlich zu der aus der Lösung einer modifizierten SE-Gleichung resultierenden Stromfunktion Ψ^{SE} addiert. Die Modifikation der SE-Gleichung erfolgt dabei derart, daß die SE-Gleichung im Prinzip nur für die

freie Atmosphäre mit Ψ^R als untere Randbedingung gelöst wird. Der Antrieb für diese SE-Gleichung berechnet sich wieder aus der reibungsbedingten Querkirkulation Ψ^R . Innerhalb der Grenzschicht ist dieser Antrieb gleich Null. Dadurch wird das aus der Lösung der Ekman-Gleichung resultierende Vertikalwindfeld, welches sich ursprünglich bis zum Modelloberrand erstreckte, knapp oberhalb der Grenzschichtoberkante durch ein genau entgegengesetztes Ψ^{SE} wieder aufgelöst. Die Annahmen bei der Herleitung der modifizierten SE-Gleichung und die Superposition der beiden Stromfunktionsfelder Ψ^R und Ψ^{SE} von Rhodin (1991) sind allerdings nur schwer nachvollziehbar.

Daher findet dieser Ansatz von Rhodin (1991) in MAMBO keine Anwendung, nicht zuletzt, da er eine klar definierte Grenzschichtoberkante, oberhalb derer keine Turbulenz mehr stattfinden darf, voraussetzt. Diese Obergrenze der Turbulenz ist jedoch zumindest bei einer Turbulenzparametrisierung mit Hilfe der TKE- ℓ -Schließung nicht definierbar. Desweiteren ist der aus der Ekman-Lösung resultierende Vertikalwind auch innerhalb der Grenzschicht unrealistisch hoch und würde als untere Randbedingung für die Sawyer-Eliassen-Gleichung die ageostrophische Balancierung der freien Atmosphäre stören.

Für MAMBO wird deshalb auf eine Ekman-Initialisierung der Grenzschicht für den Anfangszeitpunkt der Frontsimulationen verzichtet. Vielmehr starten in MAMBO die Simulationen immer im reibungsfreien Zustand. Die Grenzschicht-Initialisierung erfolgt dann in den ersten 4 Stunden der Simulation durch eine sogenannte "Reibungsdiastrophie".

Während der Diastrophiezeit wächst die Rauigkeitslänge z_0 in jedem Adjustment-Zeitschritt von Null auf ihren Endwert, den sie nach 4 Stunden erreicht, an. Bei dieser Länge der Diastrophie wächst der Einfluß der Reibung langsam genug, daß sich die zeitabhängigen Modellvariablen auf die Reibung einbalancieren, ohne daß dabei zu große Beschleunigungen auftreten, welche unerwünschte Trägheitsschwerewellen auslösen. Insbesondere treten bei dieser Art der ageostrophischen Balancierung der Grenzschicht keine unrealistischen Divergenzen bzw. Vertikalwinde auf. Nachteil dieser Grenzschicht-Initialisierung ist allerdings, daß die Ergebnisse der ersten 4 Stunden der Frontsimulationen nicht zur Interpretation herangezogen werden können.

3.6.3 Berücksichtigung der Zeitvarianz des zonalen Grundstroms

Wie bereits in Kap.3.5.5 geschildert, verändert sich durch die reibungsinduzierte Scherung des frontsenkrechten Grundstroms, u^G , auch der modellsenkrechte Gradient von v^G . Während der Diastrophiezeit ist dieser Grundstrom aufgrund des wachsenden Einflusses der Reibung nicht mehr zeitinvariant, was in der Gl.(3.9) zur Divergenzfreiheit des Grundstroms zu berücksichtigen ist. Dabei wird zwischen der Simulationszeit nach der Reibungsdiastrophie ($t \geq t_{dia}$) mit dann zeitinvariantem frontsenkrechten Grundstrom und der Simulationszeit während der Reibungsdiastrophie ($t < t_{dia}$) mit zeitlich veränderlichem frontsenkrechten Grundstrom, $u^G(t)$, unterschieden:

$$\frac{\partial v^G(t)}{\partial y} = -\frac{\partial u^G(t)}{\partial x} = -\frac{\partial U}{\partial x} \frac{t}{t_{\text{dia}}} \quad \text{für } t < t_{\text{dia}}$$

$$\frac{\partial v^G}{\partial y} = -\frac{\partial u^G}{\partial x} = -\frac{\partial U}{\partial x} = \text{const} \quad \text{für } t \geq t_{\text{dia}}$$

(3.18)

U ist dabei wieder der frontsenkrechte Anteil der Lösung der Ekman-Gleichungen für den Grundstrom des Modells.

Damit sind alle zusätzlichen Parametrisierungen, Rand- und Anfangsbedingungen, die durch die Einführung der turbulenten Grenzschicht und des Bodens für MAMBO gegenüber der Version 3.0 angefallen sind, dargestellt worden. Im letzten Unterkapitel von Kapitel 3 soll abschließend ein Überblick über die in dieser Arbeit vorgestellten Kaltfront-Simulationen mit den Versionen 3.0, 5.1 und 5.2 vorgestellt werden.

3.7 Bezeichnung der in dieser Arbeit diskutierten Kaltfront-Simulationen

Die Tabellen 3.4 und 3.5 geben einen Überblick über die wichtigsten Parametersetzungen der 21 verschiedenen Kaltfront-Simulationen dieser Arbeit. Dabei setzt sich der Titel eines Laufes aus dem Namen des Jets (\rightarrow Tab.3.3) und einer Abkürzung (Abk.) für den jeweils gewählten Parametersatz des Laufes zusammen. Desweiteren enthalten die Tabellen Angaben über die verwendete Version von MAMBO, die Eigenschaften des Bodens, die Strahlungsbilanz am Boden und die Anfangsbedingungen für das Boden- und Atmosphärentemperaturfeld. Schließlich zeigt die letzte Spalte von Tab.3.4, in welchem der folgenden vier Kapitel der jeweilige Lauf diskutiert wird.

So werden im folgenden Kapitel 4 zunächst einmal die Läufe diskutiert, welche Kaltfronten ohne äußeren großskaligen Antrieb mit und ohne Einfluß der turbulenten Reibung und des Bodens simulieren (Läufe 1, 4 und 6 bis 11 in Tab.3.4). Dabei soll der Vergleich der Wind- und Temperaturfelder in den Kaltfrontsimulationen mit der Version 5.2 (TKE- ℓ -Schließung, Läufe 6, 9 und 11 in Tab.3.4) mit den entsprechenden Feldern der reibungsfreien Läufe (Nr. 1 und 4) prinzipielle Effekte der Reibung auf eine Kaltfront herausstellen. Ferner sollen in den Feldern der Isentropen in der Vertikalebene quer zur Front charakteristische Zonen (wie z.B. die Zone der Bodenfront) identifiziert werden. Vergleiche der Läufe 7 bis 10 untereinander zeigen die Vorteile der Version 5.2 (TKE- ℓ -Schließung) gegenüber der Version 5.1 (Schließung erster Ordnung) von MAMBO auf.

Mit Hilfe der in Kapitel 4 gewonnenen Terminologie der Front-Zonen kann dann im Kapitel 5 der Einfluß der turbulenten Reibung auf großskalig angetriebene Kaltfronten untersucht werden (Vergleich der Läufe 2, 3 und 5 mit den Läufen 12 bis 14 in Tab.3.4). Kapitel 6 untersucht dann diese großskalig angetriebenen Kaltfronten anhand von Plots der Terme der frontsenk-rechten Komponente der Miller'schen Frontogenesefunktion auf ihre frontogenetischen Strukturen.

Ab Kapitel 5 werden alle Simulationen mit der Version 5.2 von MAMBO gerechnet.

Lauf-Nr.	Jet-Name	Parameter-Abk.	Lauf mit (1) ohne (0) Reibung	Version	λ_B in W/(mK)	$\rho_B c_B$ in MJ/(m ³ K)	Q(z=0)	$T_B(t=0)$ in K	T_{50cm} in K	$\Theta_0(z=0)$ in K	Lauf beschrieben in Kapitel:
1	LTJ1	OREI	0	3.0	-	-	-	-	-	296.	4
2	LTJ2	OREI	0	3.0	-	-	-	-	-	296.	5, 6
3	LTJ3	OREI	0	3.0	-	-	-	-	-	296.	5, 6
4	UTJ1	OREI	0	3.0	-	-	-	-	-	290.	4
5	UTJ3	OREI	0	3.0	-	-	-	-	-	290.	5, 6
6	LTJ1	SZ0	1	5.2	-	-	Q=B=H=0	-	-	296.	4
7	LTJ1	KQ0	1	5.1	0.4	1.3	Q=0; B=-H	$\bar{\Theta}(z_a)$	$T_B(t=0)$	296.	4
8	LTJ1	KQ0V	1	5.1	0.4	1.3	Q=0; B=-H	$\bar{\Theta}(z_a)$	$T_B(t=0)$	296.	4
9	LTJ1	SQ0	1	5.2	0.4	1.3	Q=0; B=-H	$\bar{\Theta}(z_a)$	$T_B(t=0)$	296.	4
10	LTJ1	SQ0V	1	5.2	0.4	1.3	Q=0; B=-H	$\bar{\Theta}(z_a)$	$T_B(t=0)$	296.	4
11	UTJ1	SQ0	1	5.2	0.4	1.3	Q=0; B=-H	$\bar{\Theta}(z_a)$	$T_B(t=0)$	290.	4
12	LTJ2	SQ0	1	5.2	0.4	1.3	Q=0; B=-H	$\bar{\Theta}(z_a)$	$T_B(t=0)$	296.	5, 6
13	LTJ3	SQ0	1	5.2	0.4	1.3	Q=0; B=-H	$\bar{\Theta}(z_a)$	$T_B(t=0)$	296.	5, 6
14	UTJ3	SQ0	1	5.2	0.4	1.3	Q=0; B=-H	$\bar{\Theta}(z_a)$	$T_B(t=0)$	290.	5, 6

Tab.3.4: Liste der Kaltfront-Simulationen ohne Berücksichtigung der Strahlungsbilanz am Boden (Kapitel 4, 5 und 6) mit Angabe der wichtigsten Parameter für die verwendeten Modellversionen ($z_a = 5 \text{ m} =$ Höhe der ersten Modellhauptfläche). Die Parameter-Abkürzungen werden in Tab.3.6 näher erläutert. λ_B : thermische Leitfähigkeit des Bodens; $\rho_B c_B$: Volumenwärme des Bodens; Q: Strahlungsbilanz am Boden; B: Bodenwärmestrom an der Bodenoberfläche; H: turbulenter Fluß fühlbarer Wärme am Boden; $\bar{\Theta}(z_a)$: potentielle Temperatur auf der ersten Hauptfläche von MAMBO; $T_B(t=0)$: Temperatur der Bodenoberfläche zu Beginn der Simulation; T_{50cm} : Temperatur am Unterrand des Bodenmodells (in 50 cm Tiefe); $\Theta_0(z=0)$: Temperatur am Boden für das Temperaturfeld der Atmosphäre ohne Front.

Eine "UTJ2"-Frontsimulation fehlt in dieser Arbeit, da bereits die Modellergebnisse der "LTJ2SQ0"-Frontsimulation (Lauf-Nr.12) in Kap.5.2 zeigen werden, daß die Kombination aus Deformations-Antrieb und Turbulenzparametrisierung in einem 2-dimensionalen Modell zu unerwünschten Effekten, die nur durch den Übergang zu einem 3-dimensionalen Model vermieden werden können, führt (→ Kap.5.4).

Lauf-Nr.	Jet-Name Lauf-Titel	Parameter-Abk. Lauf-Titel	Version	λ_B in W/(mK)	$\rho_B c_B$ in MJ/(m ³ K)	kurzw. Albedo a in %	Q(z=0)	Tag im Jahr	T _B (t=0) in K	T _{50cm} in K	Θ ₀ (z=0) in K
15	LTJ3	SQF1	5.2	0.4	1.30	30	Q=B+H	80	272.6	278.3	278.2
16	LTJ3	SQW	5.2	0.4	1.30	30	Q=B+H	355	263.6	277.7	275.2
17	LTJ3	SQH	5.2	0.4	1.30	30	Q=B+H	266	281.4	289.2	288.7
18	LTJ3	SQS	5.2	0.4	1.30	30	Q=B+H	172	290.1	289.7	292.5
19	LTJ3	SQF2	5.2	0.4	3.00	15	Q=B+H	80	276.5	278.3	278.2
20	LTJ3	SQF3	5.2	1.3	2.20	10	Q=B+H	80	280.7	278.3	278.2
21	LTJ3	SQOZ	5.2	-	-	-	-	-	290.0	-	296.0

Tab.3.5: Liste der Kaltfront-Simulationen mit Berücksichtigung der von der Tages- und Jahreszeit abhängigen Strahlungsbilanz am Boden, diskutiert im Kapitel 7 (Sensitivitätsstudien). Zusätzlich enthält die Tabelle Angaben über die Werte der wichtigsten Parameter für die verschiedenen durchgeführten Sensitivitätsstudien (Tag im Jahr: 80 = 21. März, 355 = 21. Dezember, 266 = 23. September, 172 = 21. Juni). Die Parameter-Abkürzungen werden in Tab.3.6 näher erläutert, und die physikalischen Größen in der Legende von Tab.3.4 erklärt.

Das letzte Ergebnis-Kapitel (Kapitel 7) dieser Arbeit befaßt sich mit einigen Sensitivitätsstudien. Die dazugehörigen Simulationsläufe sind in Tab.3.5 aufgeführt. So wird zunächst die Variabilität der Kaltfrontentwicklung mit dem Tagesgang der Strahlungsbilanz am Boden und in Abhängigkeit von der betrachteten Jahreszeit (z.B. steht QF für Frühlingsanfang, bzw. den achtzigsten Tag im Jahr) dargestellt (Läufe 15 bis 18 in Tab.3.5).

Schließlich soll durch Vergleich von Lauf-Nr.15 mit den Läufen 19 bis 21 der Einfluß der Bodeneigenschaften auf die Entwicklung der LTJ-Kaltfront mit Scherungsantrieb untersucht werden. Dies geschieht durch Variation der thermischen Leitfähigkeit, λ_B , der Volumenwärme, $\rho_B c_B$ und der kurzwelligen Albedo, a, des Bodens. Die Werte der Bodenparameter entsprechen nach Kraus (1987) den Eigenschaften von trockenem Sand (Läufe 7 bis 18), nassem Moor (Lauf 19) und Humus (Lauf 20).

Lauf-Nr.21 rechnet mit einer konstanten Temperatur am Unterrand des Modells. Damit verhält sich die Bodentemperatur in diesem Lauf über die simulierte Zeitskala wie die quasikonstante Oberflächentemperatur des Ozeans. Der Ozean hat dabei die Temperatur der Kaltluft des Anfangsfeldes des Standard-LTJ1-Laufes (→ Abb.3.2). Die Rauigkeitslänge z_0 ist für alle Läufe außer Lauf-Nr.21 auf 10 cm gesetzt worden. Für den "Ozean"-Lauf beträgt z_0 dagegen 0.015 cm.

Der Lauf-Nr. 6 rechnet mit der Neumann-Randbedingung für Θ am Boden, was einer fortwährend neutralen Prandtl-Schicht entspricht ($0 < z < 5$ m: $H_z = 0$). Daher ist in diesem Lauf wie in Lauf-Nr.21 keine Prognose der Bodentemperatur mit Hilfe eines Bodenmodells erforderlich. Die Eigenschaften des Bodens werden in Lauf-Nr.6 lediglich durch die Rauigkeitslänge z_0 berücksichtigt. Tab.3.6 erläutert die Parameter-Abkürzungen von Tab.3.4 und Tab.3.5.

Parameter-Abkürzung	Bedeutung der Abkürzungen	Lauf-Nr.
OREI	Lauf ohne Reibung, Version 3.0	1 bis 5
SZ0	Lauf mit Reibung, Version 5.2, neutrale Prandtl-Schicht	6
KQ0	Lauf mit Reibung, Version 5.1, mit Boden (trockener Sand)	7
KQ0V	wie "KQ0" aber mit halbiertem Jetmaximum	8
SQ0	Lauf mit Reibung, Version 5.2, mit Boden (trockener Sand)	9, 11 bis 14
SQ0V	wie "SQ0" aber mit halbiertem Jetmaximum	10
SQW	Lauf mit Reibung, Version 5.2, mit Boden (trockener Sand), mit Tagesgang der Strahlungsbilanz am Boden für den 21. Dez.	16
SQH	Lauf mit Reibung, Version 5.2, mit Boden (trockener Sand), mit Tagesgang der Strahlungsbilanz am Boden für den 23. Sep.	17
SQS	Lauf mit Reibung, Version 5.2, mit Boden (trockener Sand), mit Tagesgang der Strahlungsbilanz am Boden für den 21. Juni	18
SQF1	Lauf mit Reibung, Version 5.2, mit Boden (trockener Sand), mit Tagesgang der Strahlungsbilanz am Boden für den 21. März	15
SQF2	wie "SQF1" jedoch nasses Moor als Boden	19
SQF3	wie "SQF1" jedoch Humus als Boden	20
SQOZ	Lauf mit Reibung, Version 5.2, mit Ozean als "Boden"	21

Tab.3.6: Tabelle zur Erläuterung der Parameter-Abkürzungen in Tab.3.4 und Tab.3.5.

Das nun folgende erste Ergebnis-Kapitel dieser Arbeit (Kapitel 4) wird sich mit den Mustern der Isentropen und der Stromlinien der agestrophischen Quercirkulation, die ausschließlich von der turbulenten Reibung in der Querschnittsebene einer anfangs geostrophisch balancierten Kaltfront erzeugt werden, beschäftigen.

4 Kaltfront-Simulationen, Fronten ohne großskaligen Antrieb

4.1 Die Standard-Plotausgaben von MAMBO

Um eine gute Vergleichbarkeit der Ergebnisse der 21 unterschiedlichen Kaltfront-Simulationen dieser Arbeit zu gewährleisten, sollen an dieser Stelle die Legenden zweier Standard-Plotausgaben von MAMBO (PLOT_A, PLOT_B) vorgestellt werden. Die Standard-Plotausgaben unterscheiden sich nur in den Modellgrößen (PLOT_A: $\bar{\Theta}$, \bar{v} , Ψ_{ag} ; PLOT_B: $\bar{\Theta}$, K_M^z , PV), die zu vier Zeitpunkten der Simulation dargestellt sind. Im Detail gilt:

PLOT_A

8 Einzelbilder des Modellgebietes ($-1000 \leq x \leq 1000$ km; $0 \leq z \leq 3$ [oder 11] km)

Linke Spalte: Felder der potentiellen Temperatur ($\bar{\Theta}$, durchgezogene Linien, Isolinienabstand 1 [oder 4] K) und des frontparallelen Jets (\bar{v} , positive Werte: durchgezogene Linien, negative Werte: gestrichelte Linien, Isolinienabstand 2 m/s).

Rechte Spalte: Stromlinien der ageostrophischen Querzirkulation abzüglich der Scherung des Grundstroms ($\Psi_{ag} - \Psi_{con}$, positive Werte: durchgezogene Linien, negative Werte: gestrichelte Linien, Isolinienabstand $4 \times 10^2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Für die Stromfunktion Ψ_{con} gilt analog zu Gl.(3.12): $\rho_0 u_{con} = \partial \Psi_{con} / \partial z$ und $\rho_0 w_{con} = -\partial \Psi_{con} / \partial x$ (u_{con} , \rightarrow Symbolliste).

PLOT_B

8 Einzelbilder des Modellgebietes ($-1000 \leq x \leq 1000$ km; $0 \leq z \leq 3$ [oder 11] km)

Linke Spalte: Felder der potentiellen Temperatur ($\bar{\Theta}$, durchgezogene Linien, Isolinienabstand 1 [oder 4] K) und des vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten (K_M^z , langstrich-doppelpunktierte Linien, Isolinienabstand $20 \text{ m}^2/\text{s}$, erste Isolinie für $K_M^z = 1 \text{ m}^2/\text{s}$).

Rechte Spalte: Felder der potentiellen Vorticity in der Modellebene (PV, positive Werte: durchgezogene Linien, negative Werte: gestrichelte Linien, Isolinienabstand $3 \times 10^{-7} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1} \text{ s}^{-1}$).

In Abweichung zu Gl.(3.17) für die potentielle Vorticity (PV) zu Beginn einer Frontsimulation ist die in PLOT_B dargestellte PV in der Modellebene für einen beliebigen Zeitpunkt mit

$$PV = \vec{\zeta}_{abs} \cdot \nabla \Theta = \left(f + \frac{\partial v^F}{\partial x} \right) \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial \Theta^G}{\partial y} - \frac{\partial v^F}{\partial z} \frac{\partial \Theta^F}{\partial x} - \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \frac{\partial \Theta^G}{\partial y} \quad (4.1)$$

$\vec{\zeta}_{abs}$: absolute Vorticity (Summe aus relativer und planetarer Vorticity)

berechnet worden (Im Modellgleichungssystem von MAMBO (Gln.(2.1) bis (2.7)) gilt $f' = 2\Omega \cos \varphi = 0$. Daher besitzt nur der dritte Summand von $\vec{\zeta}_{abs} \cdot \nabla \Theta$ auch den Anteil der planetaren Vorticity, f).

4.2 Lower Tropospheric Jet ohne großskaligen Antrieb (LTJ1)

Dieses Unterkapitel befaßt sich mit der Untersuchung des Einflusses der turbulenten Reibung auf die flache Kaltfront des LTJ ohne großskaligen Antrieb (LTJ1, → Tab.3.3). Wie Abb.3.2 (→ Kap.3.5.1) zeigt, ist der LTJ ein flacher frontparalleler Süd-Jet (positive Werte für die \bar{v} -Isotachen). Eine Front-Simulation ohne Turbulenz und synoptischen Antrieb (Lauf-Nr.1, LTJ1OREI) liefert lediglich den Transport der Front durch das Modellgebiet hindurch ohne Genese ageostrophischer Quercirkulation oder Veränderung von Form und Stärke des Jets, weil die Front, wie ihr Grundstrom, zu Beginn der Simulation geostrophisch balanciert ist.

Derselbe Lauf mit Berücksichtigung der turbulenten Reibung bei verschwindendem H_2 -Fluß am Boden (Lauf-Nr.6, → Tab.3.4) zeigt somit die isolierte Wirkung der Turbulenz auf die Entwicklung der LTJ-Front. So ist im PLOT_A von Lauf-Nr.6 (Abb.4.1) zu erkennen, daß im Fall mit turbulenter Reibung bereits nach 6 Stunden Simulationszeit eine thermisch indirekte und damit frontogenetisch wirkende Quercirkulationszelle entstanden ist.

In den ersten 12 bis 15 Stunden von Lauf-Nr.6 hat die Turbulenz lediglich in den untersten 2 Kilometern des Modellgebietes einen nennenswerten Effekt auf die Felder der potentiellen Temperatur, des frontparallelen Windes und der Quercirkulation. So liegt das Aufwindmaximum der reibungsinduzierten Quercirkulationszelle nach 12 h bereits in etwa 600 m Höhe (Abb.4.3, zweite Reihe).

Nach 15 Stunden Simulationszeit verliert der Lauf-Nr.6 jedoch seinen quasistationären Zustand, indem die bodennahe Quercirkulationszelle bis zum Ende der Simulation bei $t = 36$ h fast verschwindet, während oberhalb dieser dissipierenden Zelle zwei neue, ähnlich Zahnrädern zueinander gegenläufig drehende Zellen entstehen (Abb.4.1, $t = 24$ und 36 h). Diese Zellen entwickeln sich im Bereich negativer potentieller Vorticity (PV, Abb.4.2) vor dem Jet und dehnen sich schließlich bis in eine Höhe von 6 km aus. Der Lauf wird also instationär, weil die reibungsinduzierte bodennahe Quercirkulationszelle oberhalb der Grenzschicht eine symmetrisch barokline Instabilität (SBI) auslöst.

PLOT_B von Lauf-Nr.6 (Abb.4.2) zeigt, daß nach Auslösung der SBI ($t \geq 18$ h) die Zonen mit negativer PV abgebaut werden. Durch die SBI entstehen Zonen mit statisch labiler Schichtung, in denen der mit der Version 5.2 berechnete turbulente Diffusionskoeffizient, K_M^z , nochmal hohe Werte annimmt (Abb.4.2, linke Spalte $t = 24$ h), obwohl diese SBI-Zonen in einem Bereich von 0.6 bis 6 km Höhe, also meist außerhalb der turbulenten Grenzschicht, liegen. Der vertikale turbulente Fluß fühlbarer Wärme ist in der SBI-Zone positiv und wirkt somit auf die Temperaturschichtung stabilisierend.

Um den Einfluß der turbulenten Reibung auf die untersten 3 Kilometer des Modellgebietes zu verdeutlichen, ist der Lauf-Nr.6 für diesen Bereich nochmal geplottet worden (Abb.4.3, PLOT_A mit $0 \leq z \leq 3$ km). Hier ist zu sehen, daß zum Zeitpunkt $t = 12$ h das Aufwindgebiet der Quercirkulationszelle direkt vor der bodennahen Front ($x = -100$ km) liegt. Diese Anordnung ergibt sich durch die reibungsinduzierte Linksdrehung des Süd-Jets in die frontsenkrechte x - z -Ebene hinein. Dadurch erhält die frontsenkrechte Komponente des Windes unterhalb des frontparallelen Jets einen negativen ageostrophischen Beitrag ($u_{ag} < 0$ bei $x = 0$ km). Dieses u_{ag} verursacht wiederum eine ageostrophische bodennahe Konfluenz hinter dem Jet ($x = -100$ km) und

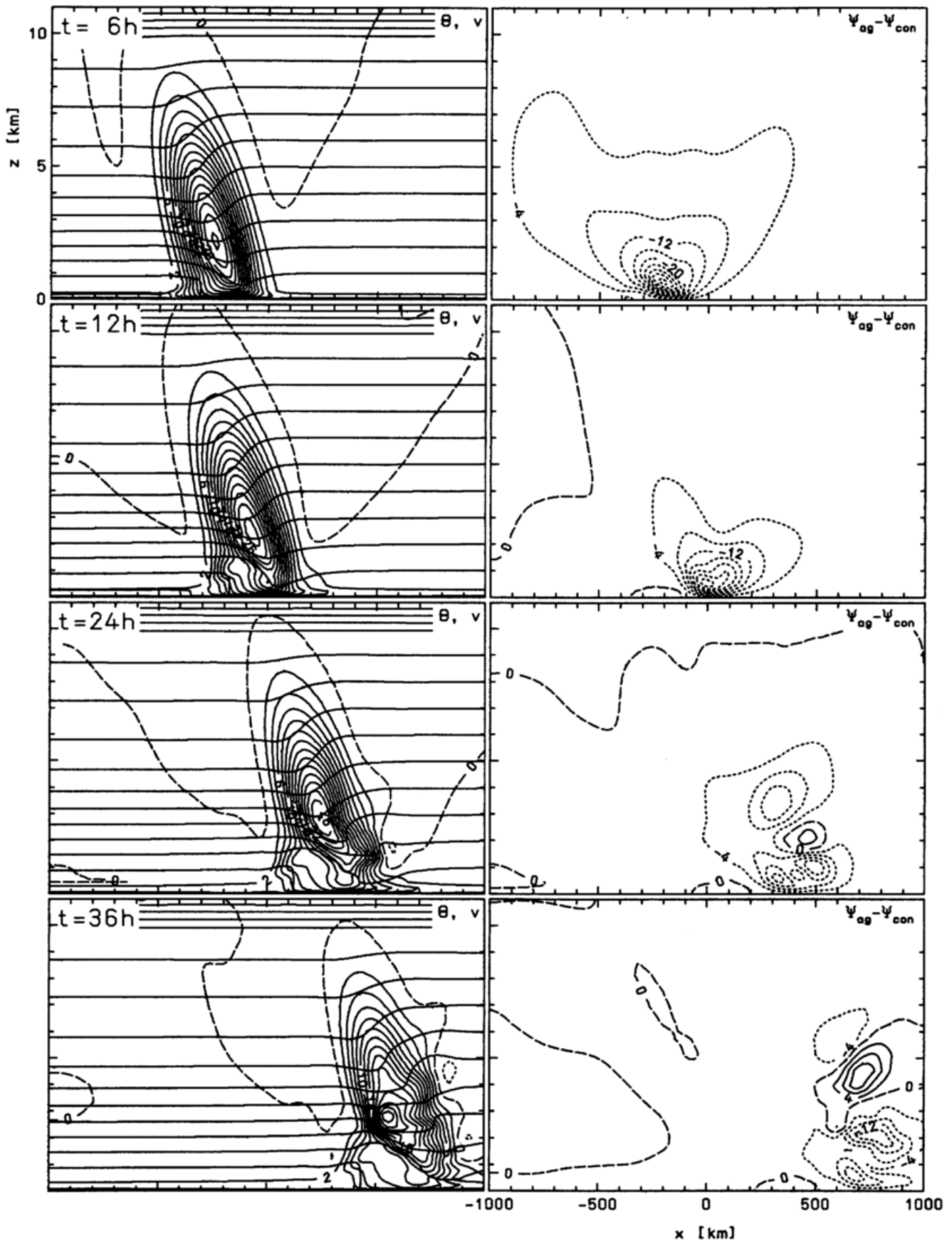


Abb.4.1: PLOT_A von Lauf-Nr.6 (LTJ1SZ0) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

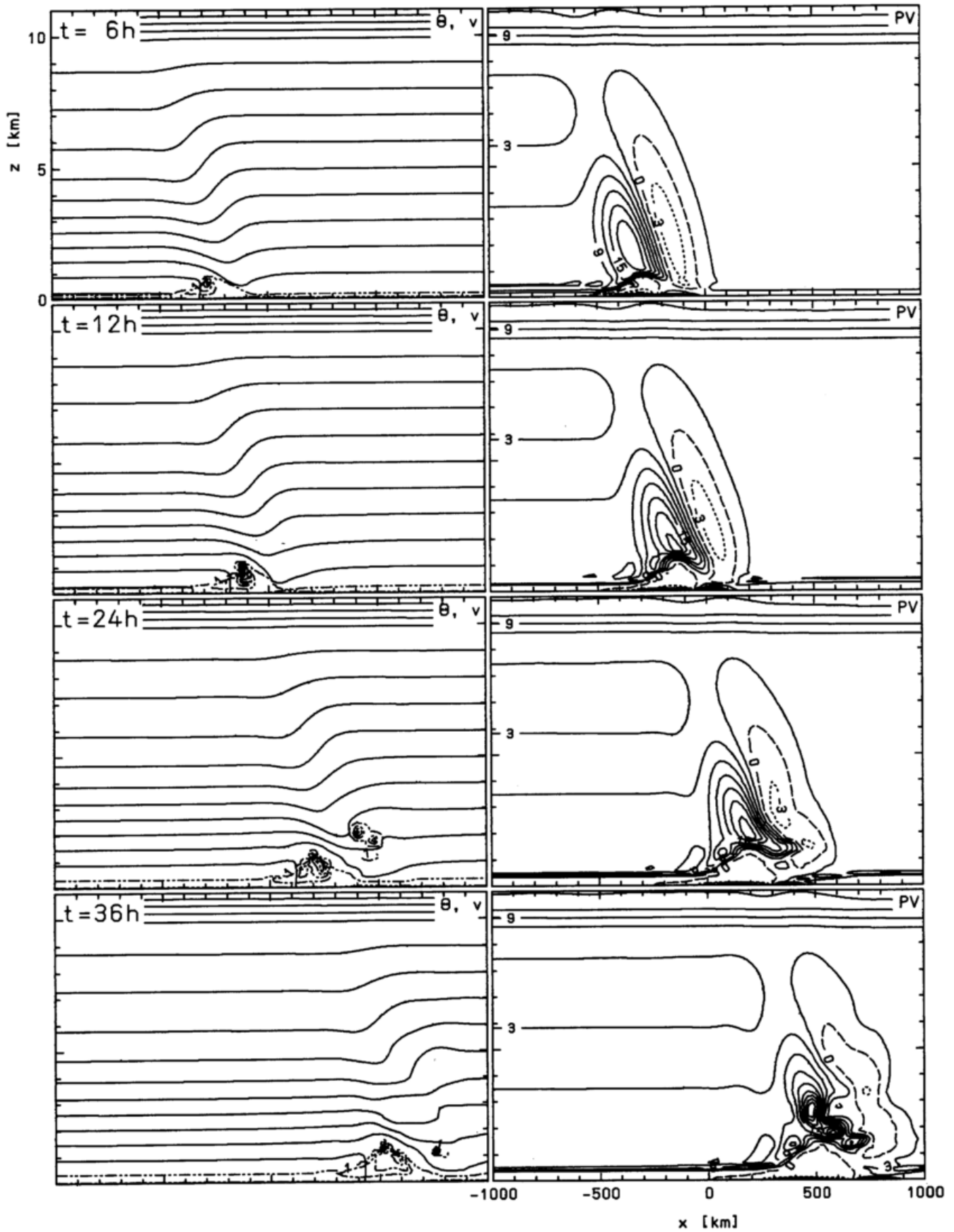


Abb.4.2: PLOT_B von Lauf-Nr.6 (LTJ1SZ0) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

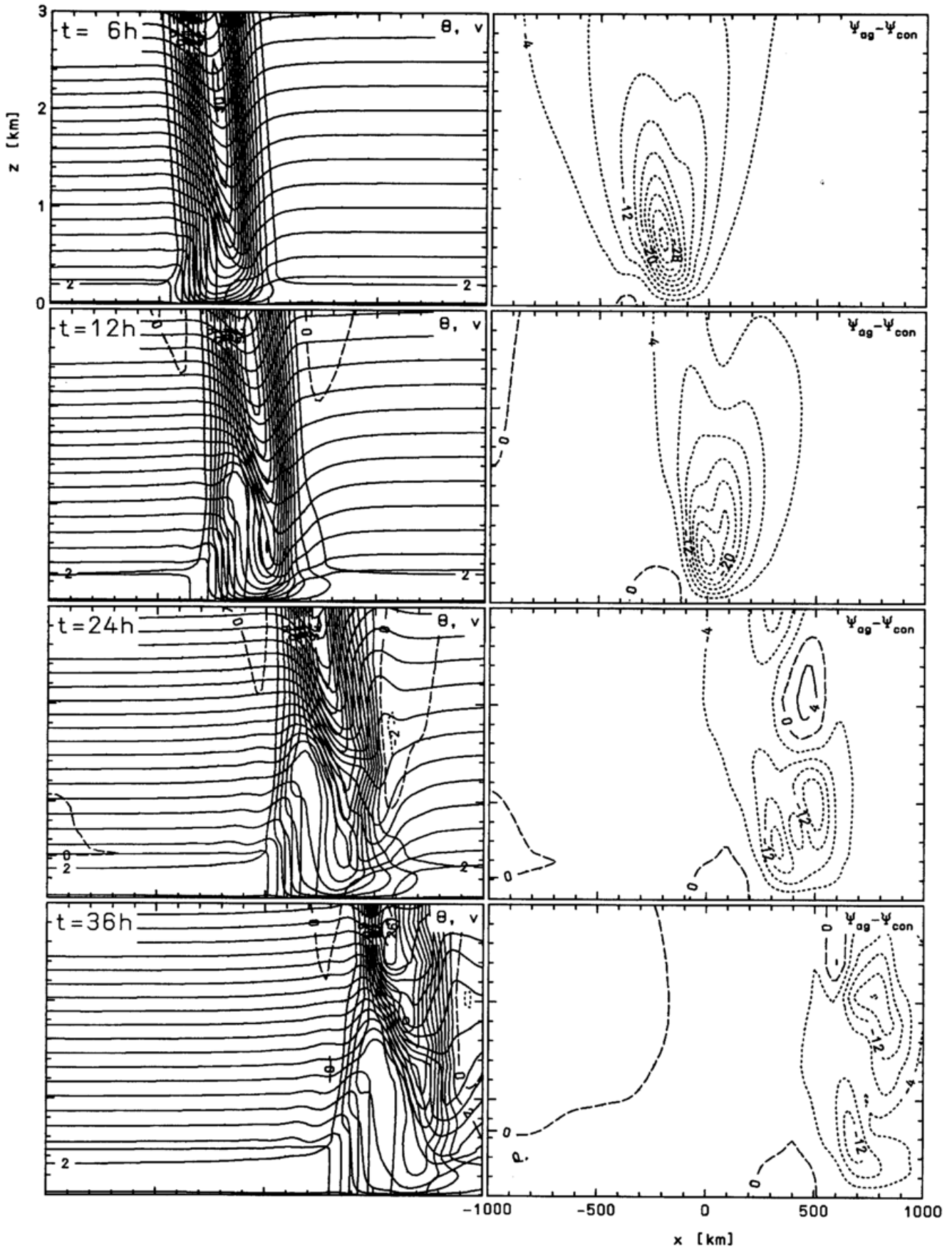


Abb.4.3: PLOT_A von Lauf-Nr.6 (LTJ1SZ0) mit $0 \leq z \leq 3$ km, $\Delta\bar{\theta} = 1$ K.

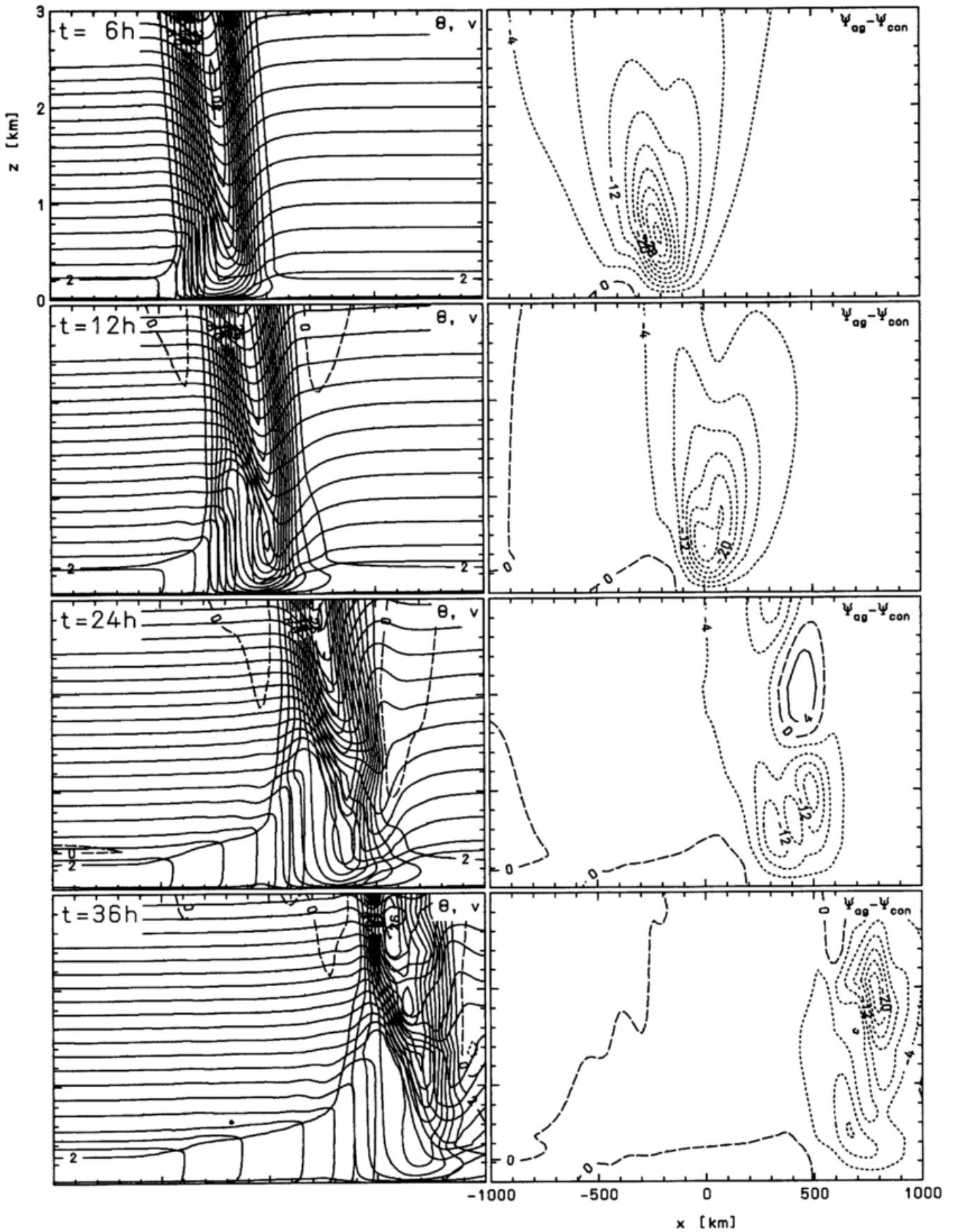


Abb.4.4: PLOT_A von Lauf-Nr.9 (LTJISQ0) mit $0 \leq z \leq 3$ km, $\Delta\bar{\theta} = 1$ K.

eine entsprechende Diffluenz vor dem Jet ($x = 100$ km), was über die anelastische Kontinuitätsgleichung zu der in der rechten Spalte von Abb.4.3 ($t = 6$ und 12 h) geplotteten Quersirkulationszelle mit Absinken vor und Aufsteigen hinter dem Jet führt.

Im weiteren Verlauf der Simulation löst sich dieses Quersirkulationsmuster jedoch auf, was zum einen auf die bereits angesprochene Auslösung der SBI zurückzuführen ist, zum anderen sorgen jedoch auch die horizontale und die numerische Diffusion (Shapiro-Filter \rightarrow Kap.2.6.2, Advektions-Verfahren \rightarrow Kap.3.2.1) für einen Abbau der Quersirkulationsstruktur. Die vertikale turbulente Reibung wirkt also über die reibungsinduzierte bodennahe Konvergenz auf den LTJ frontogenetisch, während die numerische und die horizontale Diffusion einen frontolytischen Einfluß auf die Kaltfront haben.

Ein weiterer frontolytischer Effekt der turbulenten Grenzschicht kommt durch die Berücksichtigung des Bodens bei bedecktem Nachthimmel ($Q(z=0)=0$) hinzu, wie der Vergleich der Standard-Plotausgaben (PLOT_A) von Lauf-Nr.9 (LTJ1SQ0, Abb.4.4) und Lauf-Nr.6 (LTJ1SZ0, Abb.4.3) demonstriert. Im zeitlichen Verlauf von Lauf-Nr.9 werden innerhalb der turbulenten Grenzschicht, angezeigt durch die nahezu neutral geschichteten Gebiete in den Einzelbildern von PLOT_A (Abb.4.4), die senkrecht stehenden $\bar{\Theta}$ -Linien auseinandergezogen, während sie im Lauf-Nr.6 (Abb.4.3) kompakt im Bereich der Bodenfront verbleiben. Dies geschieht durch die verzögerte Anpassung der Bodentemperatur an die vordringende Kaltluft im Lauf-Nr.9 (mit Boden, \rightarrow Abb.4.7) während im Lauf-Nr.6 (ohne Boden, \rightarrow Abb.4.6) am Unterrand des Modells für $\bar{\Theta}$ die Neumann-Randbedingung angewendet wird. Daher verliert im Lauf-Nr.9 die bodennahe Quersirkulationszelle noch schneller als im Lauf-Nr.6 ihren bestimmenden Charakter, wie die untersten Stromlinienplots der Abbildungen 4.3 und 4.4 ($t = 36$ h) zeigen.

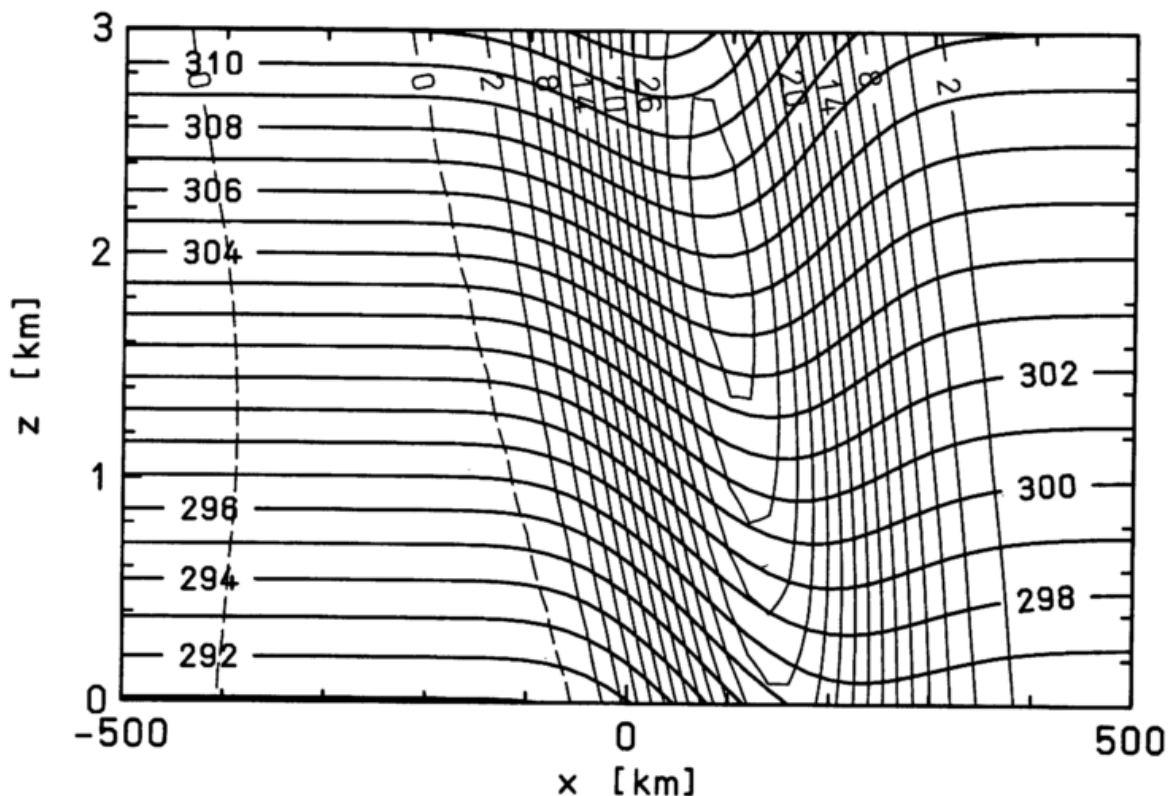


Abb.4.5: Felder der potentiellen Temperatur ($\bar{\Theta}$, dicke Linien, Isolinienabstand 1 K) und des frontparallelen Jets (\bar{v} , dünne Linien, negative Werte gestrichelt, positive Werte durchgezogen, Isolinienabstand 2 m/s) für Lauf-Nr.1 (LTJ1OREI, $t = 18$ h).

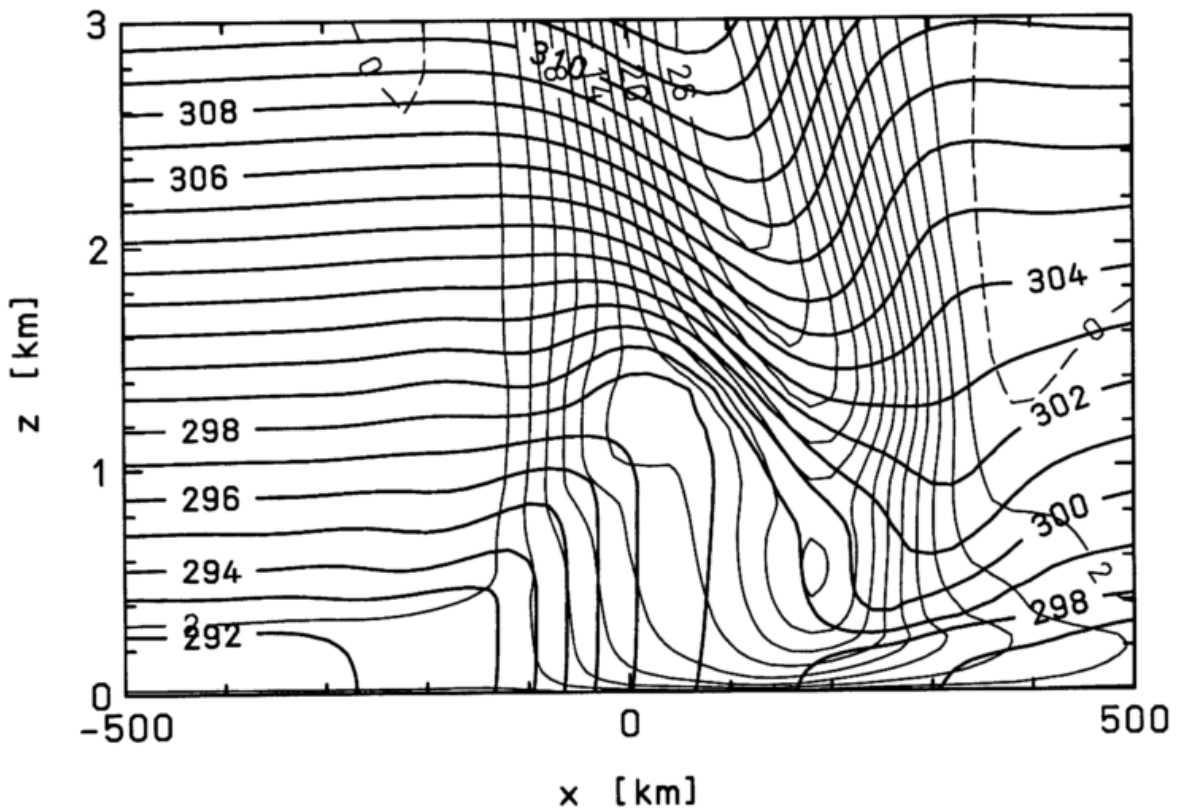


Abb.4.6: Wie Abb.4.5, aber für Lauf-Nr.6 (LTJ1SZ0,t = 18 h).

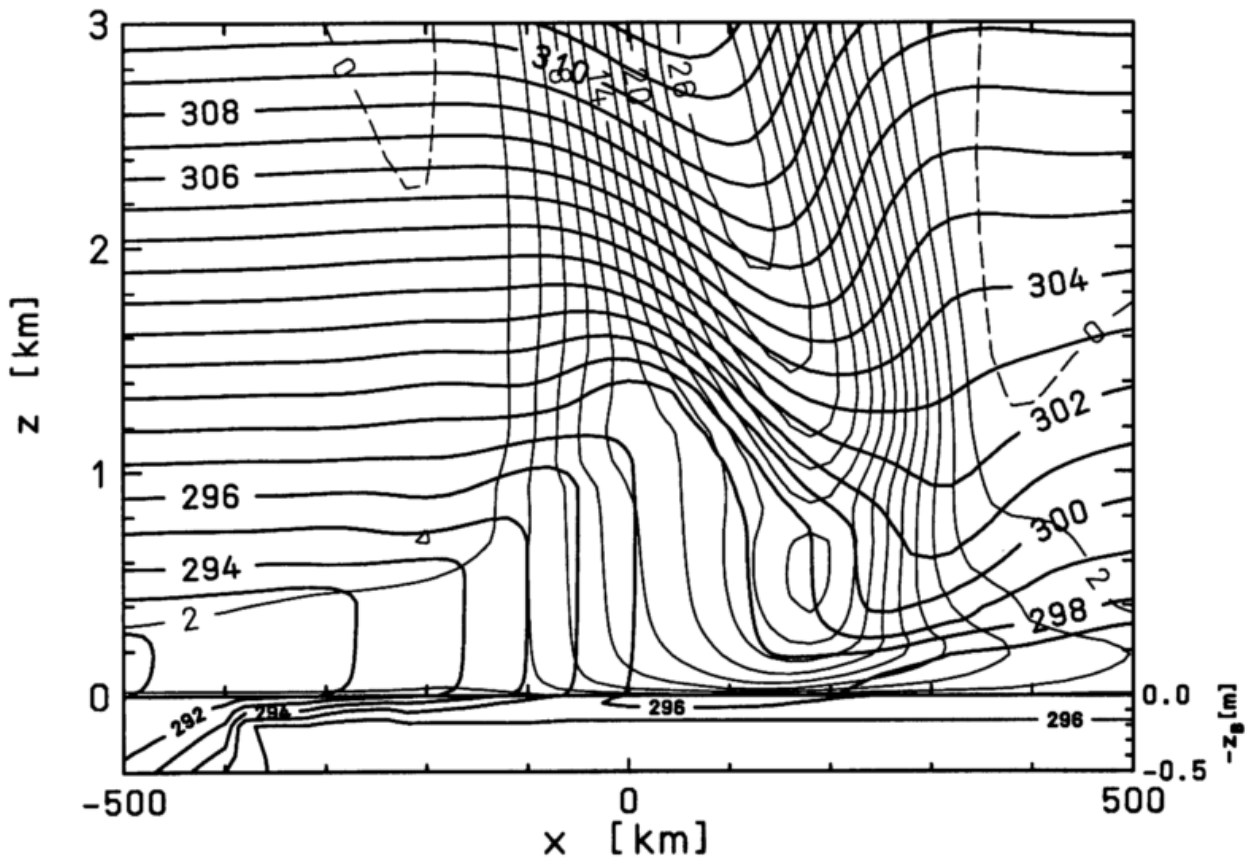


Abb.4.7: Wie Abb.4.5, aber für Lauf-Nr.9 (LTJ1SQ0,t = 18 h). Zusätzlich ist die Temperatur des Bodens (trockener Sand) bis in 50 cm Tiefe geplottet (dicke Linien, Isolinienabstand 1 K).

Die Abbildungen 4.5 bis 4.7 zeigen, daß der Einfluß der Grenzschicht auf die Muster der Isentropen und der Isotachen des frontparallelen Windes auch nach 18 Stunden Simulationszeit im wesentlichen nur in den untersten 2 km des Modellgebietes sichtbar wird. Oberhalb von 2 km sind die Muster der Abb.4.6 und 4.7 beinahe deckungsgleich. Im Vergleich zu Abb.4.5 fällt lediglich die Erhöhung der Position des Jet-Maximums um 600 m (bei $x = + 100$ km) und eine leichte Verstärkung der Warmfront vor dem Jet ($+ 150 \leq x \leq 250$ km, $z > 2$ km) in den Läufen Nr.6 und Nr.9 gegenüber Lauf-Nr.1 auf.

Der Vergleich der zeitlichen Entwicklung der frontsenkrechten Gradienten von $\bar{\Theta}$ und \bar{v} im reibungsfreien Lauf Nr.1 mit den reibungsbehafteten Läufen 6 und 9 (Abb.4.8) innerhalb der turbulenten Grenzschicht verdeutlicht den zunächst frontogenetischen Effekt der turbulenten Reibung, der in den Läufen 6 und 9 zu einer Verdoppelung des frontsenkrechten $\bar{\Theta}$ -Gradienten in 90 m Höhe bis $t = 6$ h führt. Danach schwächt sich jedoch mit zunehmender Simulationszeit in Lauf-Nr.6 der frontsenkrechte $\bar{\Theta}$ -Gradient wieder ab und erreicht bei $t = 36$ h etwa seinen Anfangswert. In Lauf-Nr.9 ist diese Abschwächung aufgrund der frontolytisch wirkenden thermischen Trägheit des Bodens noch stärker, so daß bereits nach 24 Stunden Simulationszeit die bodennahe Front schwächer ist als die des reibungsfreien Laufes (Lauf-Nr.1).

Die Abschwächung des Jets in 90 Meter Höhe durch die turbulente Reibung verläuft in den Läufen 6 und 9 nahezu identisch. Die Isoplethenplots von Lauf-Nr.1 und Abb.4.5 belegen, daß die in geostrophischer Balance initialisierte LTJ1-Front ohne äußeren Antrieb einfach mit der Grundströmung durch das Modellgebiet transportiert wird, folglich die Propagationsgeschwindigkeit der gesamten Front konstant bei 8 m/s liegt. Dagegen nimmt in den Läufen 6 und 9 die Propagation der Bodenfront während der Verschärfung ihres frontsenkrechten $\bar{\Theta}$ -Gradienten stark ab, weil der bereits erwähnte negative reibungsinduzierte frontsenkrechte ageostrophische Wind u_{ag} den Betrag des skaligen frontsenkrechten Gesamtwindes reduziert.

Im weiteren Verlauf der reibungsbehafteten Simulationen nimmt mit Abbau der ageostrophischen Querkirkulationszelle die Propagation der Bodenfront zwar wieder zu, sie erreicht aber nie die Geschwindigkeit der reibungsfreien Front in Lauf-Nr.1. Daher liegen nach 36 Stunden Simulationszeit die Bodenfronten der Läufe mit turbulenter Reibung rund 200 km gegenüber der Front im reibungsfreien Lauf zurück (\rightarrow Abb.4.8).

Im Gegensatz zu den Läufen Nr.6 und 9 erhält Rhodin (1991) bei ähnlichen Simulationen einer anfangs geostrophisch balancierten Kaltfront unter dem Einfluß der Reibung nach 18 Stunden Simulationszeit einen dauerhaften stationären Zustand. Dies liegt daran, daß im Anfangsfeld der Kaltfront von Rhodin (1991) keine Zonen mit negativer PV existieren, somit auch keine SBI die Stationarität des Laufes zerstören kann.

Um auch mit MAMBO einen stationären Lauf mit turbulenter Reibung zu demonstrieren, ist Lauf Nr.10 gestartet worden. Dieser Lauf unterscheidet sich von Lauf Nr.9 durch einen um 50% reduzierten frontparallelen Jet. Das Feld von PV besitzt für diesen 'halbierten' Jet keine negativen Zonen (Abb.4.10), es kann somit keine SBI entstehen. Daher verbleibt sogar nach 36 Stunden Simulationszeit die Querkirkulation in Bodennähe, und außerhalb der Grenzschicht ist kein nennenswerter Effekt durch die turbulente Reibung auf die Felder von \bar{u} , \bar{v} und $\bar{\Theta}$ zu erkennen (Abb.4.9). Der Lauf Nr.10 wird nach 24 Stunden Simulationszeit quasistationär. Die Querkirkulationszelle schwächt sich bis zu diesem Zeitpunkt ab und wird dann als sehr schwache Zelle weitertransportiert.

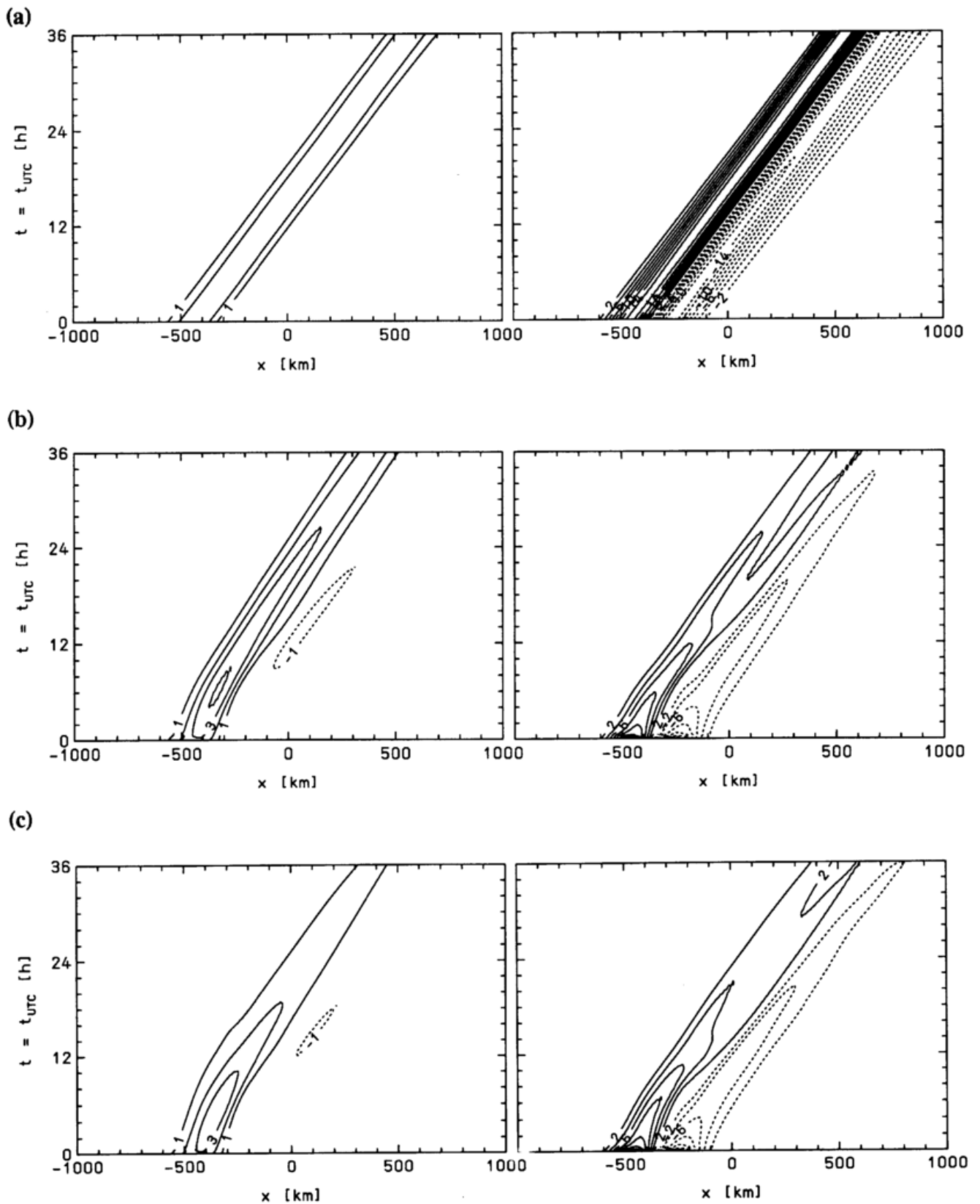


Abb.4.8: Isoplethendarstellung des frontsenkrechten Temperaturgradienten $\partial\bar{\theta}/\partial x$ (links, Isolinienabstand $1 \times 10^{-5} \text{ K m}^{-1}$) und der relativen Vorticity $\partial\bar{v}/\partial x$ (rechts, Isolinienabstand $2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) auf der fünften Modellhauptfläche ($z = 90 \text{ m}$) als Funktion der x-Koordinate und der Zeit für (a) Lauf-Nr.1 (LTJ10REI), (b) Lauf-Nr.6 (LTJ1SZ0) und (c) Lauf-Nr.9 (LTJ1SQ0).

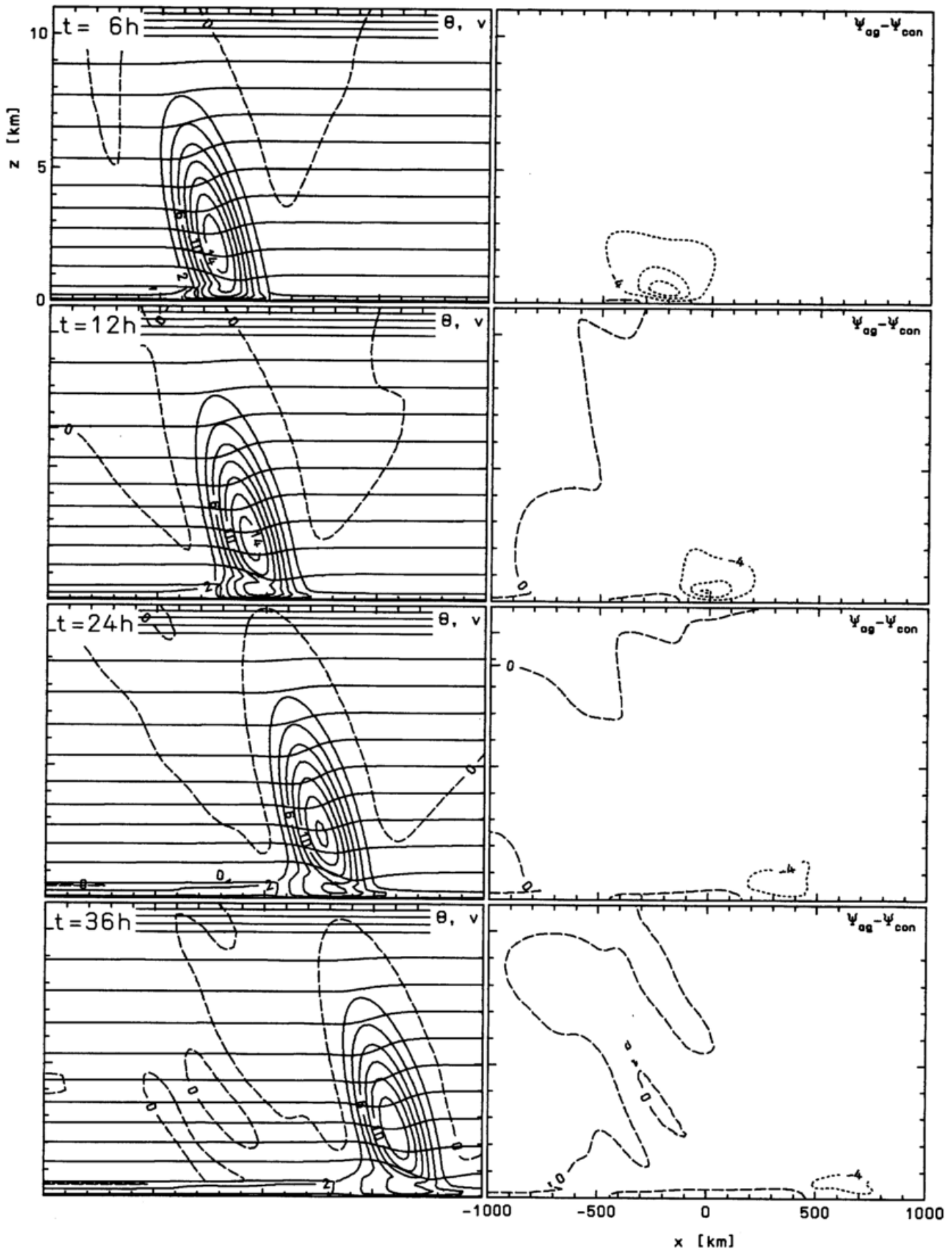


Abb.4.9: PLOT_A von Lauf-Nr.10 (LTJ1SQ0V) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

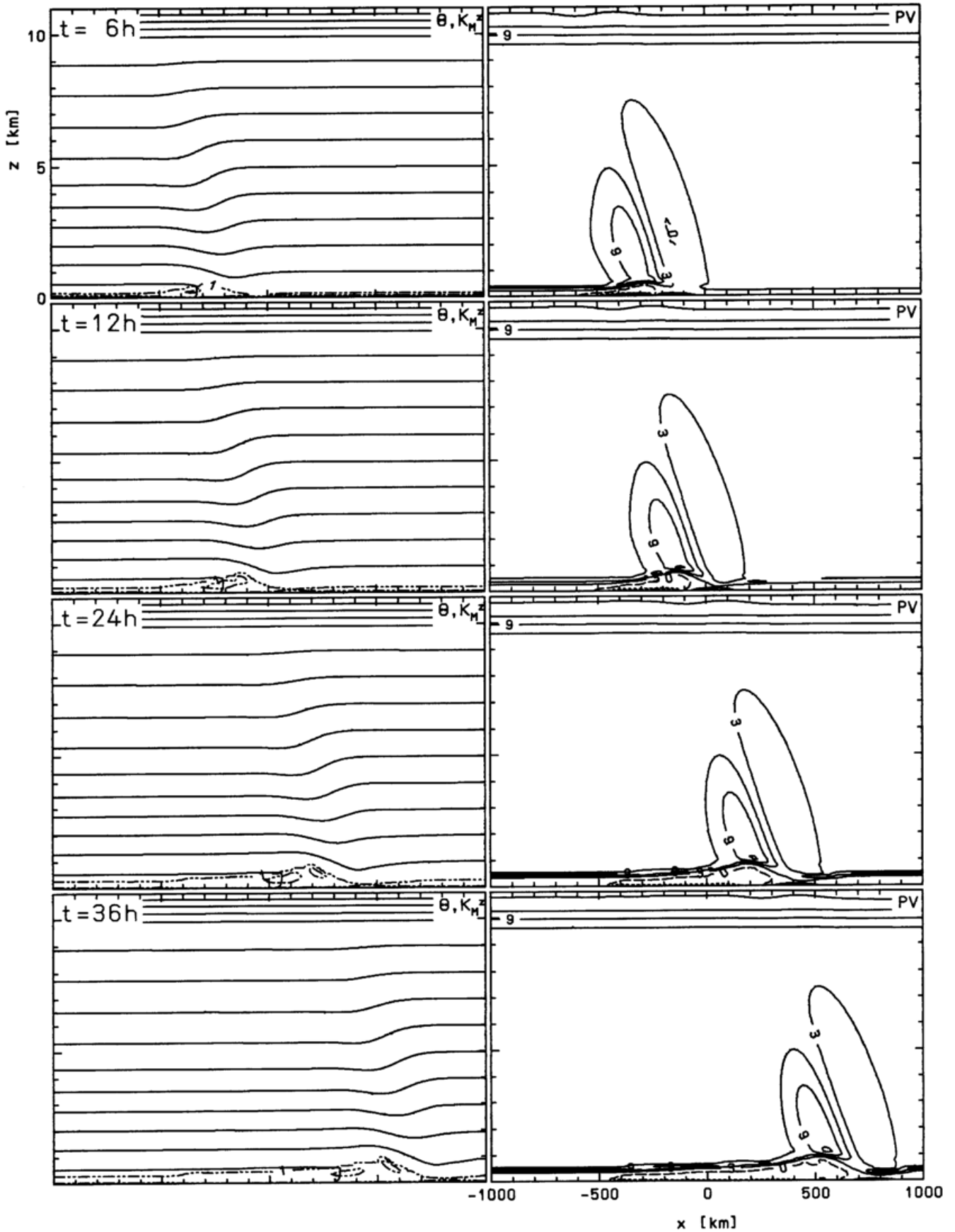


Abb.4.10: PLOT_B von Lauf-Nr.10 (LTJ1SQ0V) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

Die in den Abbildungen 4.1 bis 4.10 dokumentierten ersten Ergebnisse zur Untersuchung der Rolle der turbulenten Grenzschicht und des Bodens auf eine Kaltfront ohne äußeren Antrieb können so zusammengefaßt werden, daß unter dem Einfluß der turbulenten Reibung und des Bodens die LTJ1-Front folgende Veränderungen zeigt:

- a) Das Aufsteilen der reibungsbehafteten Front innerhalb der turbulenten Grenzschicht, insbesondere stehen die Isentropen im Frontbereich fast genau senkrecht (Abb.4.7).
- b) Die Ausbildung einer thermisch indirekten und damit in Bodennähe frontogenetischen ageostrophischen Quercirkulation, die ausschließlich durch die turbulente Reibung am LTJ angetrieben wird (Abb.4.3). Aufgrund dieser Quercirkulation ergeben sich die Aussagen der Punkte (c) und (d).
- c) Die Verzögerung der Front von Lauf-Nr.6(9) gegenüber Lauf-Nr.1 innerhalb der turbulenten Grenzschicht. Dagegen nimmt die Propagation der Front in der freien Atmosphäre zu. Dies führt zu einer Aufspaltung der Front ('split-cold front', vergl. Browning und Monk, 1982) in eine Bodenfront und eine Front in der freien Atmosphäre.
- d) Die reibungsinduzierte Quercirkulation verursacht ein Absinken und damit eine Stabilisierung der GS etwa 200 km vor der Bodenfront, wogegen der Aufwindjet sich direkt vor der Bodenfront befindet.
- e) Bei Lauf-Nr.6 bzw. 9 zeigt sich an und vor der Bodenfront eine geringe Neigung der fast senkrecht stehenden Isentropen im Sinne einer schwach labilen Temperaturschichtung, eine Zone mit erhöhter Turbulenz anzeigend (Abb.4.6 und 4.7).
- f) Eine Verengung der bodennahen Frontalzone mit einer Verdoppelung des frontsenkrechten Temperaturgradienten in den ersten 6 Stunden der reibungsbehafteten Kaltfront-Simulationen. Nachfolgend nimmt der frontsenkrechte $\bar{\Theta}$ -Gradient wieder ab (Abb.4.3, 4.4 und 4.8).
- g) Der Effekt des Bodens bei "bedecktem Nachthimmel" (Strahlungsbilanz am Boden gleich Null) und bei einer der Vorderseite der Kaltfront angepaßten Bodentemperatur ist frontolytisch. Deutlich ist bei Lauf-Nr.9 (Abb.4.7) am Verlauf der Temperaturisolinien innerhalb des Bodens und in der bodennahen Atmosphäre der Trägheitseffekt des Bodens, der mit seiner höheren Wärmekapazität nur verzögert die Temperatur der Prandtl-Schicht annimmt, zu erkennen. Ohne diesen Einfluß fällt die unter (f) beschriebene Verengung der Frontalzone deutlicher aus und bleibt auch länger bestehen (vergl. Abb.4.6 mit Abb.4.7; Abb.4.8, linke Spalte).
- h) Die Extrema der relativen Vorticity ($\partial\bar{v}/\partial x$, Abb.4.8 rechte Spalte) werden in den reibungsbehafteten Läufen stark abgeschwächt, da die Turbulenz den frontparallelen Jet innerhalb der Grenzschicht (GS) reduziert und verbreitert (Abb.4.5 bis 4.7).

- i) Der Einfluß der GS auf die ageostropische Quercirkulation und damit auch auf das Isentropen- und v -Isotachen-Feld innerhalb der Querschnittsebene zur Front bleibt nur solange auf die untersten 2 km beschränkt, bis im Feld der potentiellen Vorticity keine negativen Zonen auftreten. Treten diese Zonen auf, so regt die reibungsinduzierte Quercirkulation die symmetrisch barokline Instabilität (SBI) an und der Einfluß der turbulenten Reibung geht weit über die Obergrenze der Grenzschicht hinaus.
- j) Im Bereich von statischer Instabilität kann in der Version 5.2 von MAMBO auch außerhalb der Grenzschicht Turbulenz auftreten (Abb.4.2, linke Spalte, $t = 24$ h).

Die Aussagen der Punkte (a) und (d) geben drei der vier im Unterkapitel 1.3 der Einleitung vorgestellten Charakteristika einer reibungsbehafteten Kaltfront nach Keyser und Anthes (1982) wieder. Das vierte Charakteristikum - die Labilisierung der GS hinter der Bodenfront - konnte für die bisher gezeigten Front-Simulationen nur in sehr schwacher Ausprägung festgestellt werden. So erhöht sich in den Läufen Nr.6 und 9 die Höhe der GS in der Kaltluft etwas gegenüber der Grenzschichthöhe in der Warmluft (Abb.4.6 und Abb.4.7). Die Grenzschichthöhen liegen jedoch fernab des Jets auf beiden Seiten so niedrig (400 bis 500 m), daß von einer Labilisierung der GS auf der kalten Seite des Jets kaum die Rede sein kann. Dagegen tritt direkt vor der Bodenfront im Bereich des Aufwindjets die, in Punkt (e) aufgeführte, labil geschichte Zone auf.

4.3 Charakteristische Zonen an der LTJ1-Front mit turbulenter Reibung

Anhand des Isentropenplottes eines Ausschnittes des Modellgebietes für den Lauf-Nr.9 können charakteristische Zonen, wie sie an jeder reibungsbehafteten Front in der x - z -Ebene quer zur Front anzutreffen sind, identifiziert werden. Dies soll Abb.4.11 leisten. Dabei wird, wie Tab.4.1 erläutert, die Front in den untersten 2 km in 7 verschiedene Zonen unterteilt.

Abb.4.11 verdeutlicht die Aufspaltung der LTJ1-Front in eine Bodenfront (Zone A) und der Front in der freien Atmosphäre (Zone E). In 500 m Höhe existieren beide Zonen nebeneinander, wobei die Front der Zone E der Bodenfront um 200 km vorausseilt. Die Zonen B und F in Abb.4.11 kennzeichnen die Obergrenze der turbulenten Grenzschicht vor und hinter der Front, analysiert aus dem Feld des turbulenten Diffusionskoeffizienten und dem Feld der Gradient-Richardson-Zahl. Innerhalb der Front wird die Obergrenze der turbulenten Grenzschicht durch die Zonen C, D und den unteren Bereich von E angezeigt. Es ist zum einen zu erkennen, daß die Zone B höher liegt als die Zone F, beide Zonen liegen jedoch aufgrund der Hintergrundstabilität der Modellatmosphäre und der verschwindenden Nettostrahlung am Boden recht niedrig. Zone B liegt konstant in 500 m Höhe, Zone F weit vor der Front etwas niedriger (400 m).

Mit Annäherung der Front (Zone E) sinkt die Höhe der präfrontalen Obergrenze der GS (Zone F) um weitere 100 m ab. Bei dieser Dauer-Nachtsimulation mit bedecktem Nachthimmel besitzt die ungestörte Grenzschicht also eine geringe Mächtigkeit, während innerhalb der Frontalzone (Zone A, C, D), durch die dynamische Erzeugung von TKE am frontparallelen Jet, die Höhe der Grenzschicht bis zu 1.2 km erreicht (Zone D).

Die Position der Zonen A und E wird durch die Maxima des frontsenkrechten $\bar{\theta}$ -Gradienten lokalisiert, während die Zonen B und F sich aus der Lage der lokalen Maxima der Stabilität,

$\partial\bar{\theta}/\partial z$, ergeben. Die Zonen C und D dagegen können direkt aus dem Muster der Isentropen in Abb.4.11 erkannt werden.

Zone	Erläuterung der Zone
A	Bodenfront
B	postfrontale Obergrenze der Grenzschicht
C	Isentropentrog oberhalb der Bodenfront
D	Kopf der Bodenfront
E	niedertroposphärische Front in der freien Atmosphäre
F	präfrontale Obergrenze der Grenzschicht
G	freie Atmosphäre

Tab.4.1: Tabelle der charakteristischen Zonen an reibungsbehafteten Fronten, gültig für Abb.4.11 und Abb.4.19

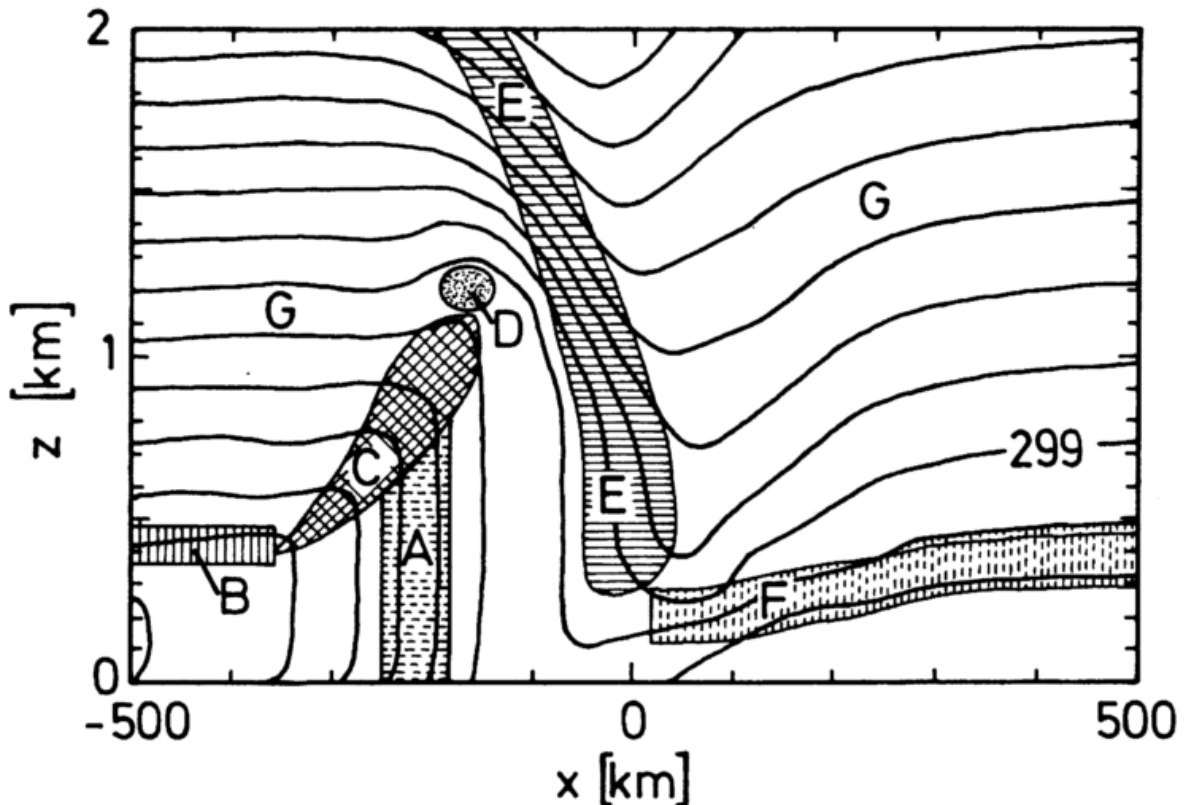


Abb.4.11: Charakteristische Zonen im Isentropenfeld von Lauf-Nr.9 nach 12 h Simulationszeit. Die Zonen A bis G sind in Tab.4.1 erklärt. Die Anordnung der Zonen ist charakteristisch für Fronten mit einem bodennahen frontparallelen Jet der in Richtung der Propagation der Front gesehen von der rechten Seite her weht.

Somit gilt die Anordnung der Zonen in Abb.4.11 nicht nur für den hier gezeigten LTJ, sondern allgemein für Kaltfronten, deren frontparalleler Jet zumindest in der unteren Troposphäre in Propagationsrichtung gesehen von rechts weht. Im LTJ-Fall propagiert z.B. die Front in Richtung Ost und der frontparallele Jet weht aus Süd. Im Unterkapitel 4.5 zum UTJ, wird der umgekehrte Fall eines bodennahen Nord-Jets bei Ostpropagation der Front, und daher auch eine andere Anordnung der in Tabelle 4.1 definierten Zonen vorliegen.

Der Sinn von Bildern der Art von Abb.4.11 liegt darin, die Identifikation von frontalen Strukturen in den Beobachtungsdaten von Messungen an Fronten zu erleichtern. Liegen z.B. von einem Frontdurchgang vom Typ der LTJ1-Front nur zwei Zeitreihen in 1000 m Höhe und am Boden vor, so besteht die Gefahr, nicht die in Abb.4.11 illustrierte gesplittete Front, sondern fälschlicherweise eine in den untersten 1000 m stark in Propagationsrichtung geneigte Front - auch "Front-Nase" genannt - zu analysieren, wenn der Beobachter den Ort der Front zwischen den beiden Beobachtungsniveaus durch einfache Interpolation bestimmt.

4.4 Der Einfluß der Turbulenz-Schließung auf die Modellergebnisse

Um den Einfluß der Turbulenz-Schließung auf die prognostischen Felder von MAMBO zu untersuchen, sollen die Plots der Isentropen und der Isotachen des frontparallelen Jets, \bar{v} , für den Zeitpunkt $t = 24$ h der Läufe Nr.7 und 9 (Abb.4.12) miteinander verglichen werden. Die beiden Läufe unterscheiden sich lediglich in ihrer Schließungsmethode (\rightarrow Tab.3.4).

So zeigt der Plot von Lauf-Nr.7 (Version 5.1; Schließung erster Ordnung nach Dunst und Rhodin, 1990) im Bereich vor dem Jet ($x = 400$ bis 500 km) in 2 km Höhe eine ausgedehnte statisch instabile Zone ($\partial\bar{\theta}/\partial x < 0$) an, die in Lauf Nr.9 nicht auftritt. Vielmehr ist im Lauf-Nr.9 (Version 5.2, Schließung 1.5-facher Ordnung nach Arritt, 1987) in diesem Bereich eine nahezu neutrale Schichtung anzutreffen (\rightarrow Abb.4.12).

Der Vergleich der Plots des vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten (K_M^z , Abb.4.13, erste Reihe) erklärt diesen Unterschied. Die statische Instabilität im Lauf-Nr.7 entsteht im Zuge sich ausbildender SBI. Da der K-Ansatz nach Dunst und Rhodin (1990) außerhalb der Grenzschicht nicht mehr wirksam ist, kann die labile Zone in der Version 5.1 nicht durch den vertikalen turbulenten Fluß fühlbarer Wärme (H_z , Abb.4.13, zweite Reihe) abgebaut werden. In der Version 5.2 ist dies jedoch möglich, so daß in der SBI-Zone die Turbulenz für statisch neutrale bzw. stabile Verhältnisse sorgt.

Daß die SBI für die labilen Zonen in Lauf-Nr.7 verantwortlich ist, belegt die Abb.4.14 der Läufe Nr.8 und Nr.10. Hier ist das Maximum des frontparallelen Jets nur halb so stark, Zonen mit negativer potentieller Vorticity existieren daher nicht (\rightarrow Abb.4.2). Ohne das Auftreten von SBI unterscheiden sich die Plots für die beiden Versionen von MAMBO in den Bereichen außerhalb der Grenzschicht kaum noch voneinander. Innerhalb der Grenzschicht bleiben jedoch nach wie vor Unterschiede erhalten, weil der K-Ansatz für statisch stabile Verhältnisse den Betrag des vertikalen Diffusionskoeffizienten überschätzt. Dies führt vor allem vor der Front ($x > 500$ km) zu einer zu starken vertikalen Durchmischung der Grenzschicht. Dagegen zeigen im Bereich des Jets die beiden Plots der Abb.4.14 untereinander keine wesentlichen Abweichungen, weil hier die dynamische Erzeugung von Turbulenz, die offensichtlich von beiden Schließungs-Methoden gleich gut erfaßt wird, bestimmend ist.

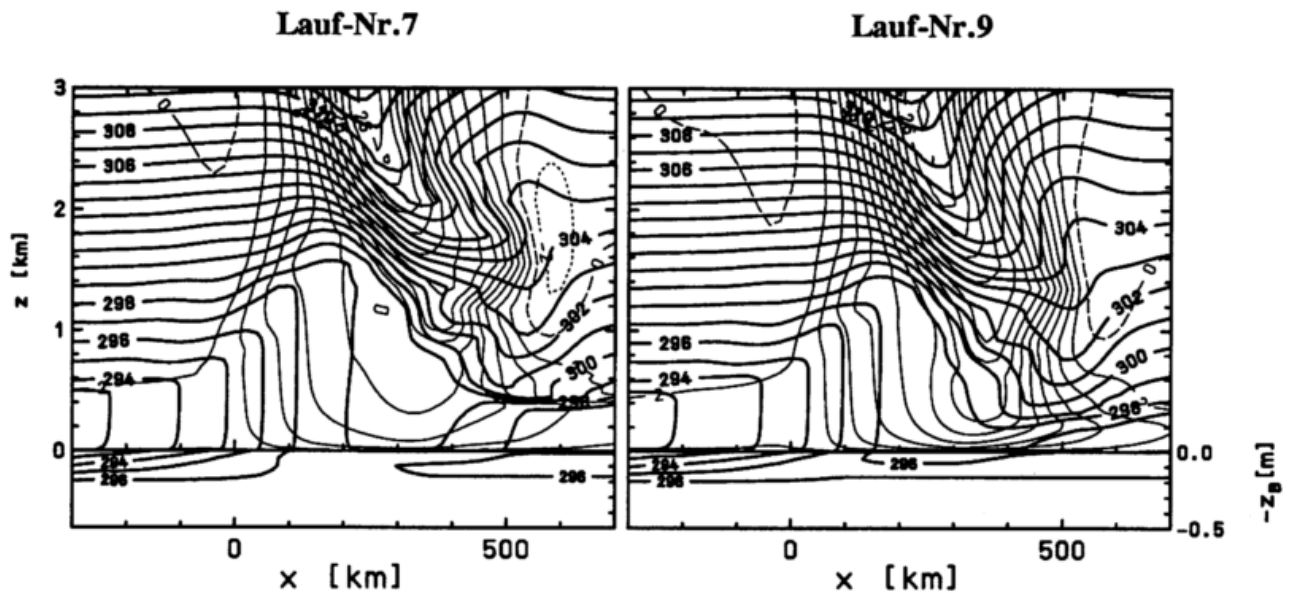


Abb.4.12: Wie Abb.4.7, aber für Lauf-Nr.7 (LTJ1KQ0, $t = 24$ h, linker Plot), für Lauf-Nr.9 (LTJ1SQ0, $t = 24$ h, rechter Plot) und mit geändertem horizontalen Plotausschnitt.

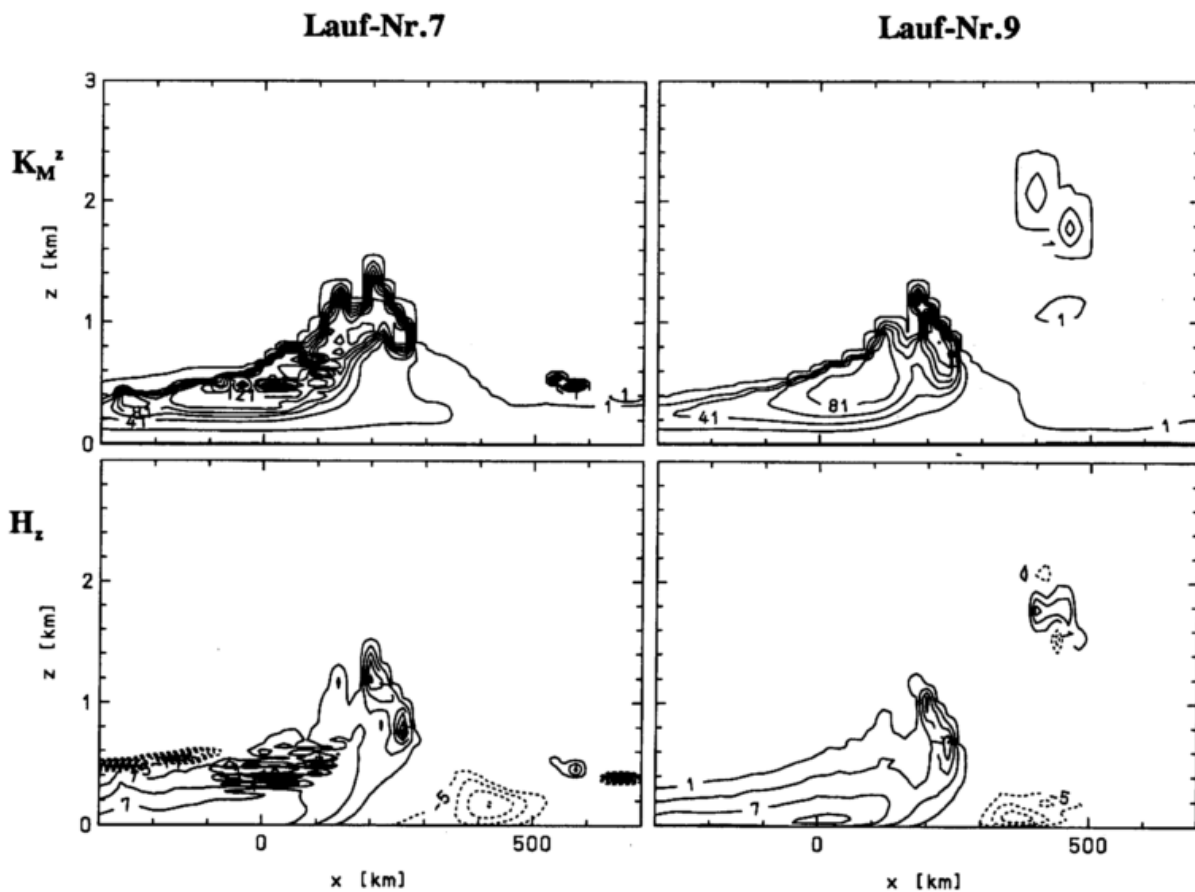


Abb.4.13: Plots des vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten (K_M^2 , erste Reihe, durchgezogene Linien, Isolinienabstand $20 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, erste Isolinie bei $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) und des vertikalen turbulenten Flusses fühlbarer Wärme (H_z , zweite Reihe, Isolinienabstand $3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, erste Isolinie bei $1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, positive Werte durchgezogen, negative Werte gestrichelt) für Lauf-Nr.7 (LTJ1KQ0, $t = 24$ h, linke Plots) und Lauf-Nr.9 (LTJ1SQ0, $t = 24$ h, rechte Plots).

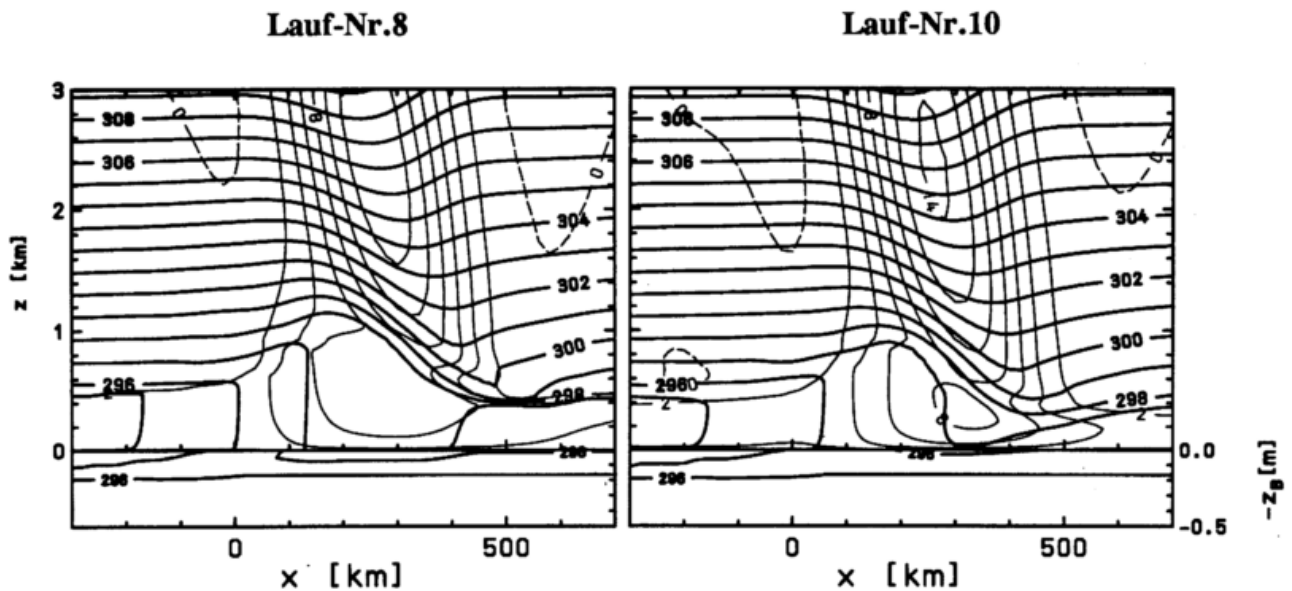


Abb.4.14: Wie Abb.4.12, aber für Lauf-Nr.8 (LTJ1KQ0V, $t = 24$ h, linker Plot) und Lauf-Nr.10 (LTJ1SQ0V, $t = 24$ h, rechter Plot).

Die in den Punkten (a) bis (i) in Kapitel 4.2 beschriebenen Haupteffekte der turbulenten Reibung auf die Form und Entwicklung der LTJ1-Front werden also von beiden Versionen von MAMBO erfaßt. Lediglich im Punkt (j) divergieren die beiden Versionen.

Da jedoch die Abhängigkeit der Turbulenzstärke von der Stabilität, insbesondere das Verschwinden der Turbulenz oberhalb einer kritischen Gradient-Richardson-Zahl, von der Schließung 1.5-facher Ordnung besser beschrieben wird und desweiteren der K-Ansatz nach Dunst und Rhodin (1990) bei statischer Labilität außerhalb der Grenzschicht keine Turbulenz beschreiben kann, sollen alle weiteren Untersuchungen zum Einfluß der Turbulenz und des Bodens auf frontogenetische Prozesse mit der Version 5.2 von MAMBO durchgeführt werden.

4.5 Upper Tropospheric Jet ohne großskaligen Antrieb (UTJ1)

Um die potentielle Mannigfaltigkeit der Isentropen- und Quercirkulationsmuster an reibungsbehafteten Kaltfronten zu demonstrieren, stellt dieses Kapitel Simulationen einer hochreichenden Kaltfront (Upper Tropospheric Jet \rightarrow Kap.3.5.1) vor. Dabei spielt zur Untersuchung des Einflusses der turbulenten Grenzschicht auf die UTJ-Front der bodennahe Nord-Jet an der Front eine wichtigere Rolle als der darüberliegende Süd-Jet, nach welchem diese Front von Keuler et al. (1992) benannt wurde, weil Anteile des Nord-Jets innerhalb der Grenzschicht wie in den vorangegangenen Simulationen durch die Reibung nach links in die x - z -Ebene hinein gedreht werden.

Dadurch entsteht im Gegensatz zum LTJ-Fall (bodennaher Süd-Jet) im UTJ-Fall ein positiver reibungsinduzierter frontsenkrechter ageostrophischer Wind, der die Front in Bodennähe nicht verzögert, sondern, trotz des Verzögerungseffektes durch den thermisch trägen Boden, in Richtung ihrer Propagation beschleunigt, wie der Vergleich der Abb.4.16 (UTJ1-Front ohne Reibung) mit der Abb.4.17 (UTJ1-Front mit turbulenter Reibung) zeigt.

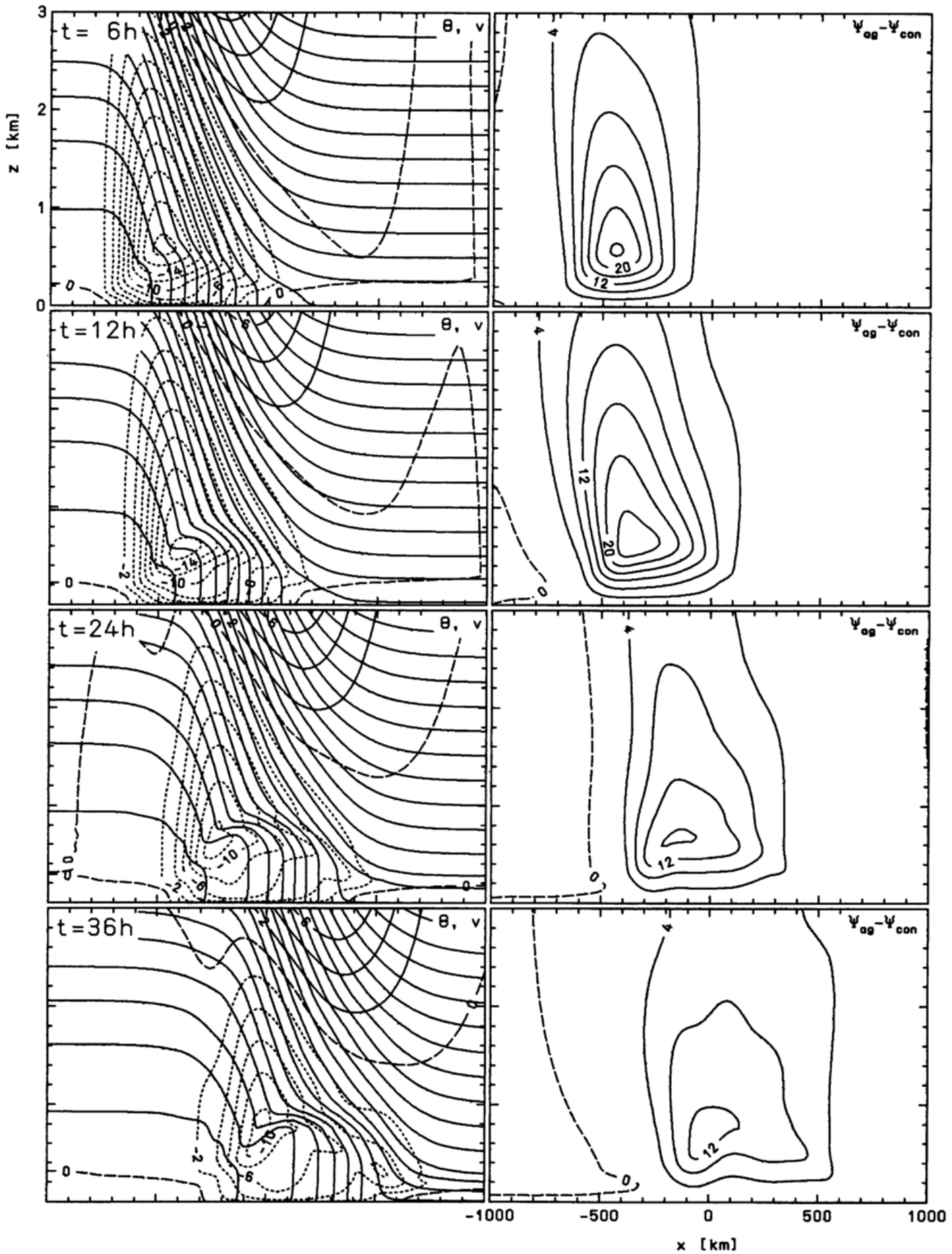


Abb.4.15: PLOT_A von Lauf-Nr.11 (UTJ1SQ0) mit $0 \leq z \leq 3$ km, $\Delta\bar{\theta} = 1$ K

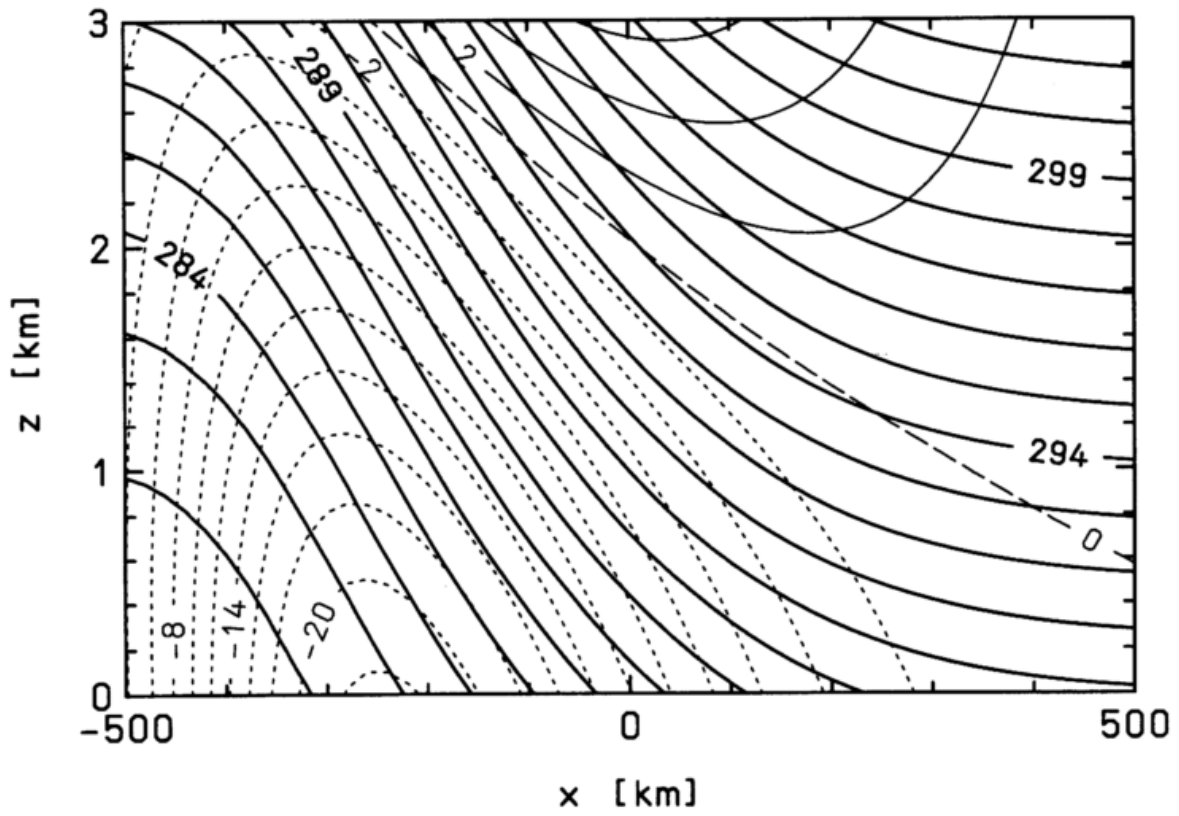


Abb.4.16: Wie Abb.4.5, aber für Lauf-Nr.4 (UTJ10REI, $t = 18$ h)

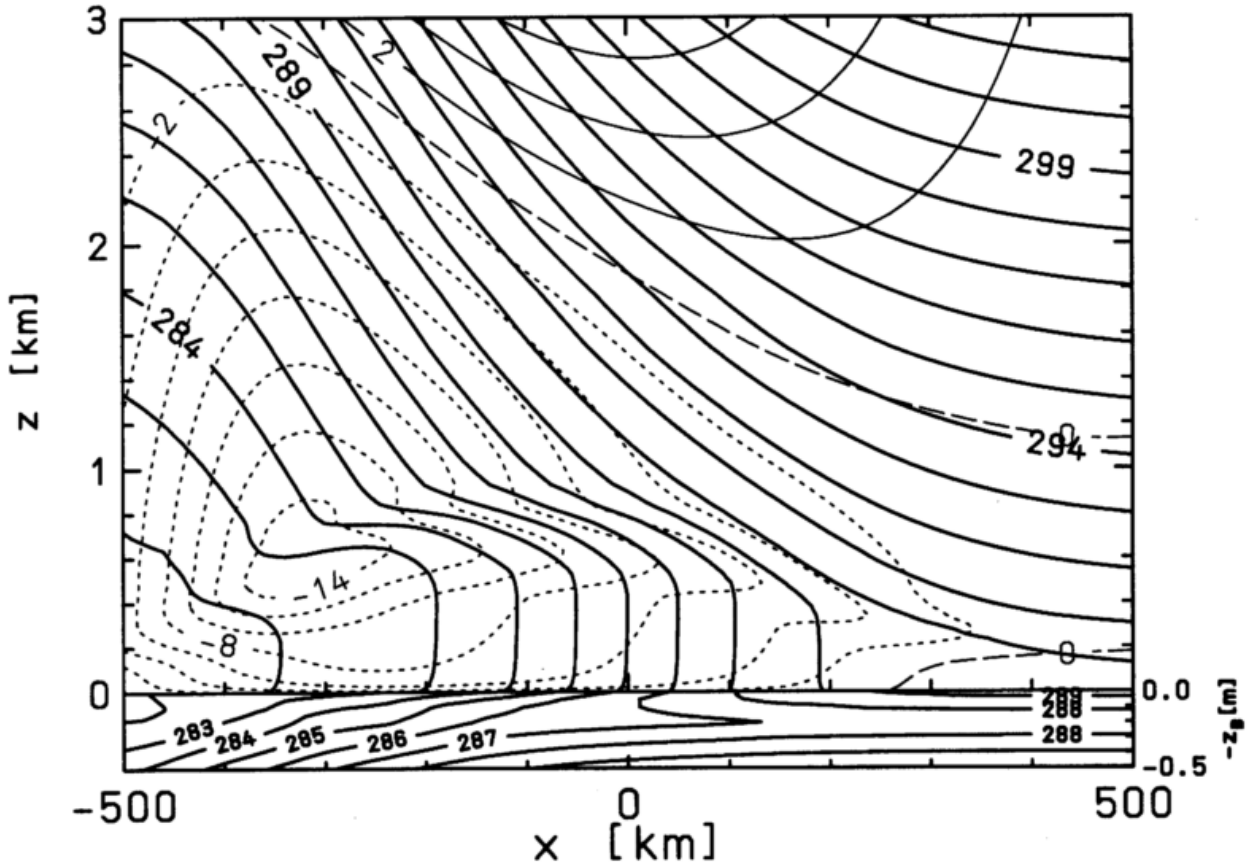


Abb.4.17: Wie Abb.4.7, aber für Lauf-Nr.11 (UTJ1SQ0, $t = 18$ h).

Dies führt zu einer bodennahen ageostrophischen Konvergenz vor der Front ($x = -100$ km bei $t = 12$ h) und zu einer entsprechenden Divergenz hinter der Front ($x = -400$ km bei $t = 12$ h). Wie der PLOT_A (Abb.4.15) von Lauf-Nr.11 zeigt, kehrt sich daher der Drehsinn der resultierenden ageostrophischen Querkirkulationszelle im Vergleich zu Lauf-Nr.9 (Abb.4.3) gerade um (Zentrum der Zelle ist ein Maximum der Stromfunktion).

Ferner zeigen die Stromlinien in Abb.4.15 (rechte Spalte), daß die turbulente Reibung nur in den untersten 2 km wirksam ist. Eine Auslösung von SBI wie im Lauf-Nr.9 findet nicht statt. Der Lauf-Nr.11 ist deshalb stationär bezüglich des ageostrophischen Stromlinienmusters.

Die Intensität der reibungsinduzierten Querkirkulationszelle variiert jedoch im Laufe der Simulation, und zwar wächst sie bis $t = 12$ h an, um dann wieder schwächer zu werden. Hier sorgt, wie im entsprechenden Lauf-Nr.9 für die LTJ1-Front, die horizontale Diffusion für eine Abschwächung des frontparallelen Jets und damit auch für eine Abschwächung der, durch die reibungsinduzierte Linksdrehung des Jets erzeugten, ageostrophischen Querkirkulation (\rightarrow Abb.4.15).

Abb.4.17 demonstriert desweiteren den frontolytischen Effekt des thermisch trägen Bodens. Bei einer Simulation mit neutraler Prandtl-Schicht bzw. verschwindendem H_2 -Fluß am Boden wären die senkrecht stehenden Isentropen in Abb.4.17 kompakt im Bereich um $x = 0$ km angeordnet. Auch im Lauf-Nr.11 wird somit der frontogenetische Effekt der turbulenten Reibung innerhalb der Grenzschicht wie im Lauf-Nr.9 durch den Einfluß des Bodens kompensiert.

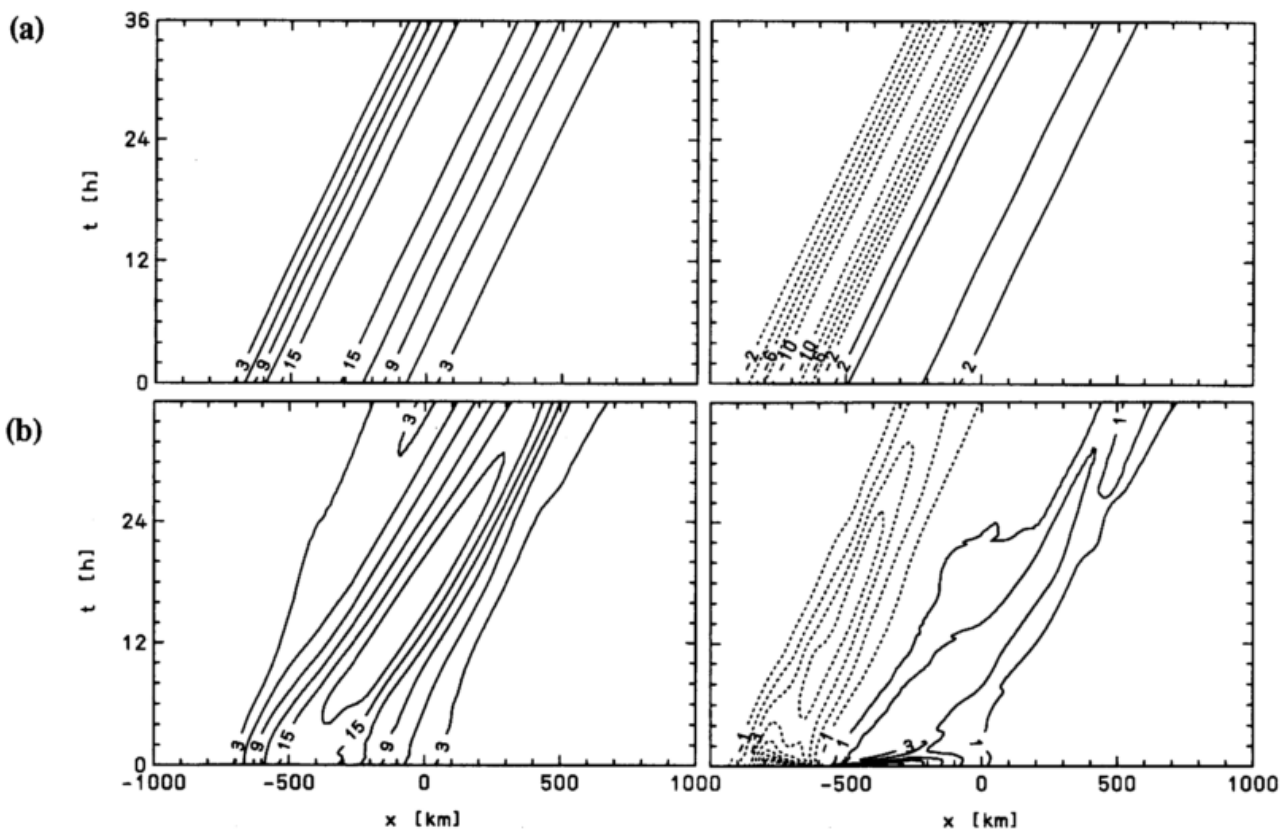


Abb.4.18: Isoplethendarstellung des frontsenkrechten Temperaturgradienten $\partial\bar{\theta}/\partial x$ (links, Isolinienabstand $3 \times 10^{-6} \text{ Km}^{-1}$) und der relativen Vorticity $\partial\bar{v}/\partial x$ (rechts, Isolinienabstand $1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) auf der fünften Modellhauptfläche ($z = 90$ m) als Funktion der x-Koordinate und der Zeit für (a) Lauf-Nr.4 (UTJ10REI), (b) Lauf-Nr.11 (UTJ1SQ0).

Diese Aussage bestätigt auch der Isoplethen-Plot für den frontsenkrechten Gradienten der potentiellen Temperatur für Lauf-Nr.11 (Abb.4.18, linker Plot). Ferner ist zu erkennen, daß die UTJ1-Front im Gegensatz zur LTJ1-Front unter dem Einfluß der turbulenten Reibung in 90 m Höhe schneller propagiert, so daß nach 36 Stunden Simulationszeit der maximale frontsenkrechte bodennahe Temperaturgradient im Lauf-Nr.11 ohne Reibung 200 km weitertransportiert worden ist ($x = + 350$ km) als im reibungsfreien Lauf-Nr.4 ($x = + 150$ km, \rightarrow Abb.4.18).

Ein Vergleich der Isoplethen-Plots für die relative Vorticity der beiden UTJ-Läufe (Abb.4.18, rechte Spalte) zeigt, daß die turbulente Reibung den bodennahen Jet nicht nur in den ersten 2 Stunden der Simulation stark schwächt. Vielmehr wird im weiteren Verlauf von Lauf-Nr.11 der bodennahe Nord-Jet verbreitert, so daß die Distanz der Extrema der relativen Vorticity zueinander von $\Delta x = 400$ km auf einen Abstand von $\Delta x = 700$ km anwächst.

Die Umkehrung des Drehsinns der reibungsinduzierten Quercirkulationszelle für den Lauf-Nr.11 gegenüber Lauf-Nr.9 läßt für die UTJ1-Front eine andere Anordnung der in Tab.4.1 definierten charakteristischen Zonen an einer Front in den untersten 2 Kilometern erwarten als für die LTJ1-Front.

4.6 Charakteristische Zonen an der UTJ1-Front mit turbulenter Reibung

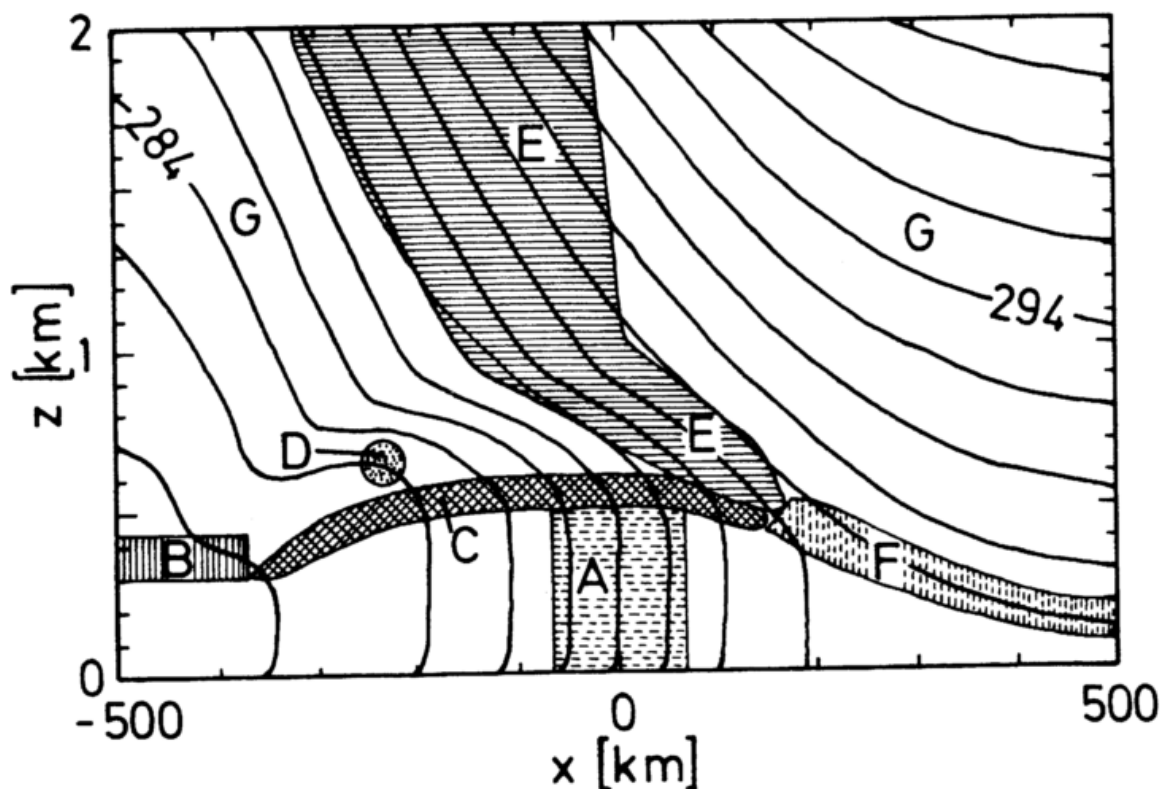


Abb.4.19: Charakteristische Zonen im Isentropenfeld von Lauf-Nr.11 nach 18 h Simulationszeit. Die Zonen A bis G sind in Tab.4.1 erklärt. Die Anordnung der Zonen ist charakteristisch für Fronten mit einem bodennahen frontparallelen Jet, der in Richtung der Propagation der Front gesehen von der linken Seite her weht.

Abb.4.19 zeigt im Vergleich zu Abb.4.11 eine stark veränderte Anordnung der - in Tab.4.1 definierten - charakteristischen Zonen einer Kaltfront. So liegt die Bodenfront (Zone A) für Lauf-Nr.11 unterhalb der niedertroposphärischen Front (Zone E) und nicht wie in Abb.4.11 weit dahinter. Der Bereich von Zone E ist für die UTJ1-Front wesentlich breiter als für die LTJ1-Front und wird im unteren Abschnitt durch die ageostrophische Querzirkulation nach vorne geknickt. Die stärkste Veränderung erfährt jedoch der Isentropentrog (Zone C), der sich im UTJ1-Fall waagrecht von $x = - 350$ km bis nach $x = + 150$ km erstreckt, während im LTJ1-Fall die Zone C sich über einen größeren Höhenbereich erstreckt und in der Horizontalen nur etwa 200 km ausmacht (\rightarrow Abb.4.11). Der Kopf (Zone D) der bodennahen Front verschwindet in Abb.4.19 beinahe, während er im LTJ1-Fall gut ausgeprägt ist. Die Grenzschichthöhe variiert im Lauf-Nr.11 bei weitem nicht so stark wie im Lauf-Nr.9 und bleibt mit maximal 600 m Höhe auch im Jetbereich recht niedrig.

Zusammenfassend liefert der Vergleich der reibungsbehafteten Kaltfrontsimulationen für die zwei unterschiedlichen Jets (LTJ bzw. UTJ) folgende Ergebnisse:

- (a) Die in Tab.4.1 definierten Zonen A bis G lassen sich in der Querschnittsebene von sehr unterschiedlichen Front-Typen (LTJ oder UTJ) identifizieren. Sie besitzen daher bezüglich ihrer Existenz Allgemeingültigkeit.
- (b) Die Anordnung der Zonen A bis G in der x-z-Ebene senkrecht zur Front ist in Abhängigkeit von der Art des frontparallelen Jets sehr variabel.
- (c) Der Isentropentrog (Zone C) stellt so etwas wie die Obergrenze der GS im Frontbereich dar. Ferner ist für die Position der Zonen die reibungsbedingte ageostrophische Querzirkulation, deren Drehsinn abhängig von der Richtung des frontparallelen Jets in Relation zur Propagationsrichtung der Front ist, bestimmend.
- (e) Für beide Jets liegt das Aufwindgebiet der ageostrophischen Querzirkulationszelle vor der Bodenfront, obwohl die Zone A im LTJ-Fall durch die Reibung gegenüber dem reibungsfreien Lauf verzögert wird, während sie im UTJ-Fall durch die Umkehrung des Drehsinns der reibungsinduzierten Querzirkulation beschleunigt wird. Dies zeigt noch einmal, daß die Querzirkulation das Muster der Isentropen prägt, aber nicht die propagierenden Isentropen die Querzirkulation, wie dies bei einer Dichte-Strömung der Fall ist.
- (f) Bei den vorgestellten reibungsbehafteten Läufen handelt es sich wegen (e) gerade nicht um Dichte-Strömungen, obwohl das Isentropenmuster von Lauf-Nr.11 Ähnlichkeiten mit Isentropenmustern von Dichteströmungen aufweist. Vergleiche dieser Art sollten daher auf der hier betrachteten horizontalen Skala ($\Delta x = 20$ km) vermieden werden, da sie zu der Fehlinterpretation, das Aufwindgebiet vor einer Bodenkaltfront würde durch Anhebung der Warmluft durch die vordringende Kaltluft entstehen, führen können.

Damit sind die wesentlichen Effekte der turbulenten Reibung und des Bodens auf geostrophisch balancierte Fronten ohne äußeren großskaligen Antrieb dargestellt worden. Das folgende Kapitel 5 soll die Untersuchungen auf Fronten mit großskaligem Antrieb erweitern und vor allem feststellen, wie sich die ageostrophische Quersirkulation, die aus dem großskaligen Antrieb resultiert (→ Abb.3.4), und die reibungsinduzierte Quersirkulation überlagern und miteinander wechselwirken.

5 Kaltfront-Simulationen, Fronten mit großskaligem Antrieb

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen auf Fronten mit großskaligem Antrieb ausgedehnt. Dazu sind die Simulationen dreier unterschiedlicher Kombinationen von frontparallelem Jet und großskaligem Antrieb (LTJ3, LTJ2, UTJ3, → Tab.3.4) sowohl mit, als auch ohne Berücksichtigung der Turbulenz durchgeführt worden. Der Vergleich der Ergebnisse der jeweils reibungsfreien mit den Ergebnissen der dazugehörigen reibungsbehafteten Frontsimulation liefert weitere Aussagen über den Einfluß der turbulenten Reibung, die über die Aussagen in Kapitel 4 hinausgehen. Dazu sollen zunächst die LTJ3-Frontsimulationen (Lauf-Nr.3 und 13 in Tab.3.4) diskutiert werden, weil der Grundstrom für den Scherungs-Antrieb dieser LTJ-Simulation in frontsenkrechter Richtung homogen ist ($\partial u^G/\partial x = 0$), im Gegensatz zu dem großskaligen Grundstrom der LTJ2-Front. Die Darstellung der besonderen Effekte, die sich durch einen in frontsenkrechter Richtung inhomogenen Grundstrom auf die Felder eines zweidimensionalen Modells ergeben, erfolgt dann im Kap.5.2 anhand der LTJ2-Frontsimulationen (Läufe Nr.2 und 12 in Tab.3.4). Zum Schluß demonstrieren die UTJ3-Simulationen (Läufe-Nr.5 und 14) den Effekt der Variation des Anfangsfeldes - insbesondere der Variation der Richtung des bodennahen Jets gegenüber der Propagationsrichtung der Front - auf die Felder der Isentropen und der ageostrophischen Quercirkulation in der Modellebene.

5.1 Der LTJ mit großskaligem Scherungs-Antrieb (LTJ3)

5.1.1 LTJ3 ohne turbulente Reibung (Lauf-Nr.3)

Wie der PLOT_A (Abb.5.1) von Lauf-Nr.3 zeigt, durchläuft die Front des LTJ mit Scherungs-Antrieb in den Feldern des frontparallelen Windes und der ageostrophischen Quercirkulation eine starke Entwicklung. Dabei wird der Süd-Jet im Laufe der Simulation durch die vertikale Scherung der Grundströmung nach vorne geneigt, und es bildet sich bodennah hinter dem Süd-Jet ein Nord-Jet, der im Maximum am Unterrand des Modells nach 36 Stunden Simulationszeit mehr als 15 m/s Geschwindigkeit besitzt. Mit dem Nord-Jet wird frontparallel und bodennah kältere Luft in die Region hinter der Kaltfront advehiert, während der Süd-Jet vor der Kaltfront fortwährend wärmere Luft in die Modellebene transportiert. Dadurch verschärft sich der bodennahe ($z = 90$ m) frontsenkrechte $\bar{\theta}$ -Gradient in Lauf-Nr.3 um mehr als das Dreifache gegenüber dem Gradienten zu Beginn der Simulation (Abb.5.2a). Eine ähnliche Verschärfung erfährt der bodennahe frontsenkrechte \bar{v} -Gradient bzw. die relative Vorticity in der Modellebene (Abb.5.2b). Mehr Information zum besonderen Einfluß des frontparallelen Temperaturgradienten für die LTJ3-Frontsimulation findet sich bei Kerkmann (1990).

Wie bereits im Kapitel 4 erläutert, besitzt der LTJ Regionen mit negativer PV, in denen sich SBI ausbilden kann. Im Lauf-Nr.3 geschieht dies nach etwa 18 Stunden Simulationszeit, angezeigt durch den zeitlichen Verlauf der Maxima und Minima des Vertikalwindes im Modellgebiet (Abb.5.2d). Zuvor zeigt die ageostrophische Quercirkulation eine Struktur mit zwei Zellen und einem Aufwindjet dazwischen, wie zu Beginn der Simulation (Abb.3.4 zweite Reihe; Abb.5.1).

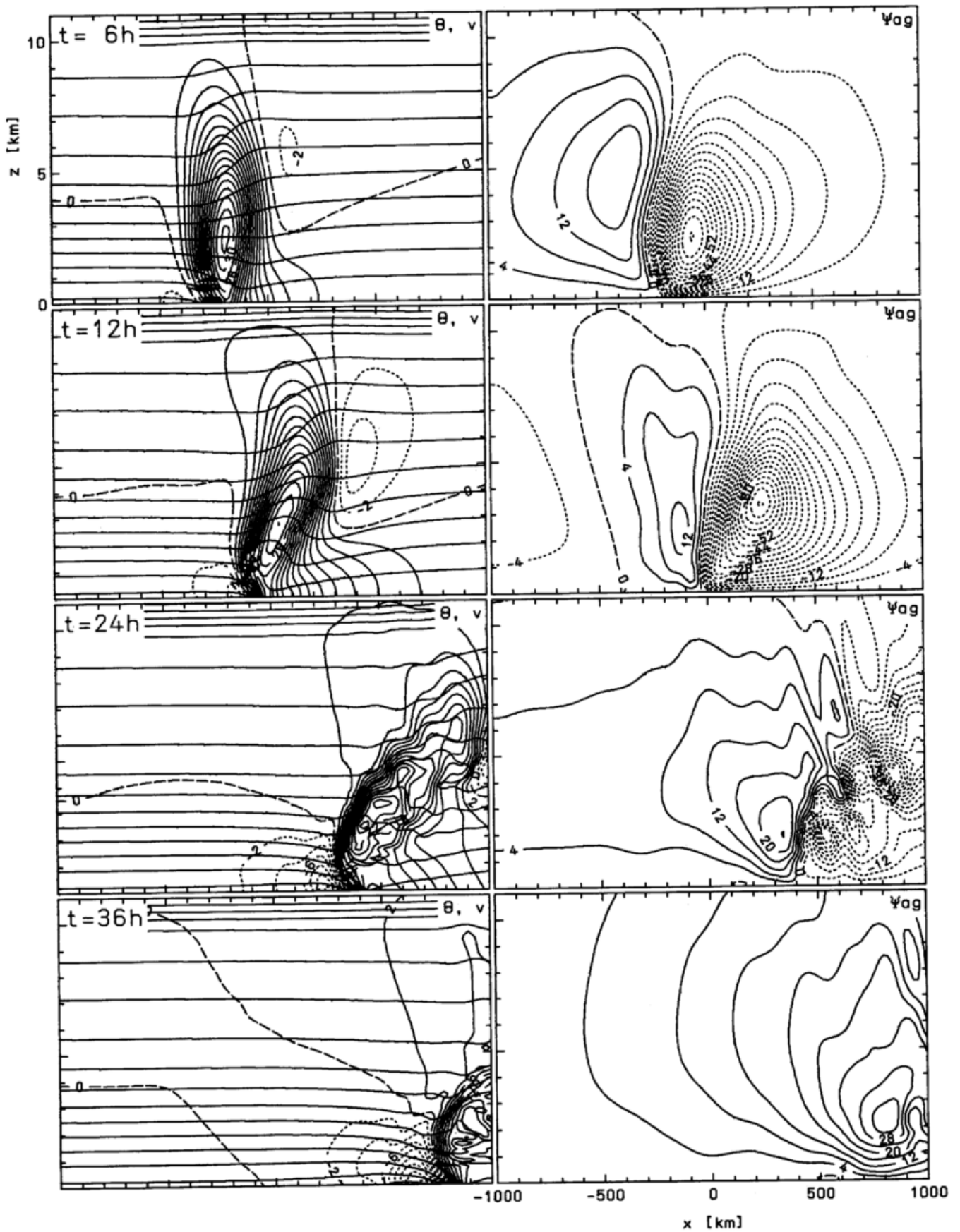


Abb.5.1: PLOT_A von Lauf-Nr.3 (LTJ3OREI) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

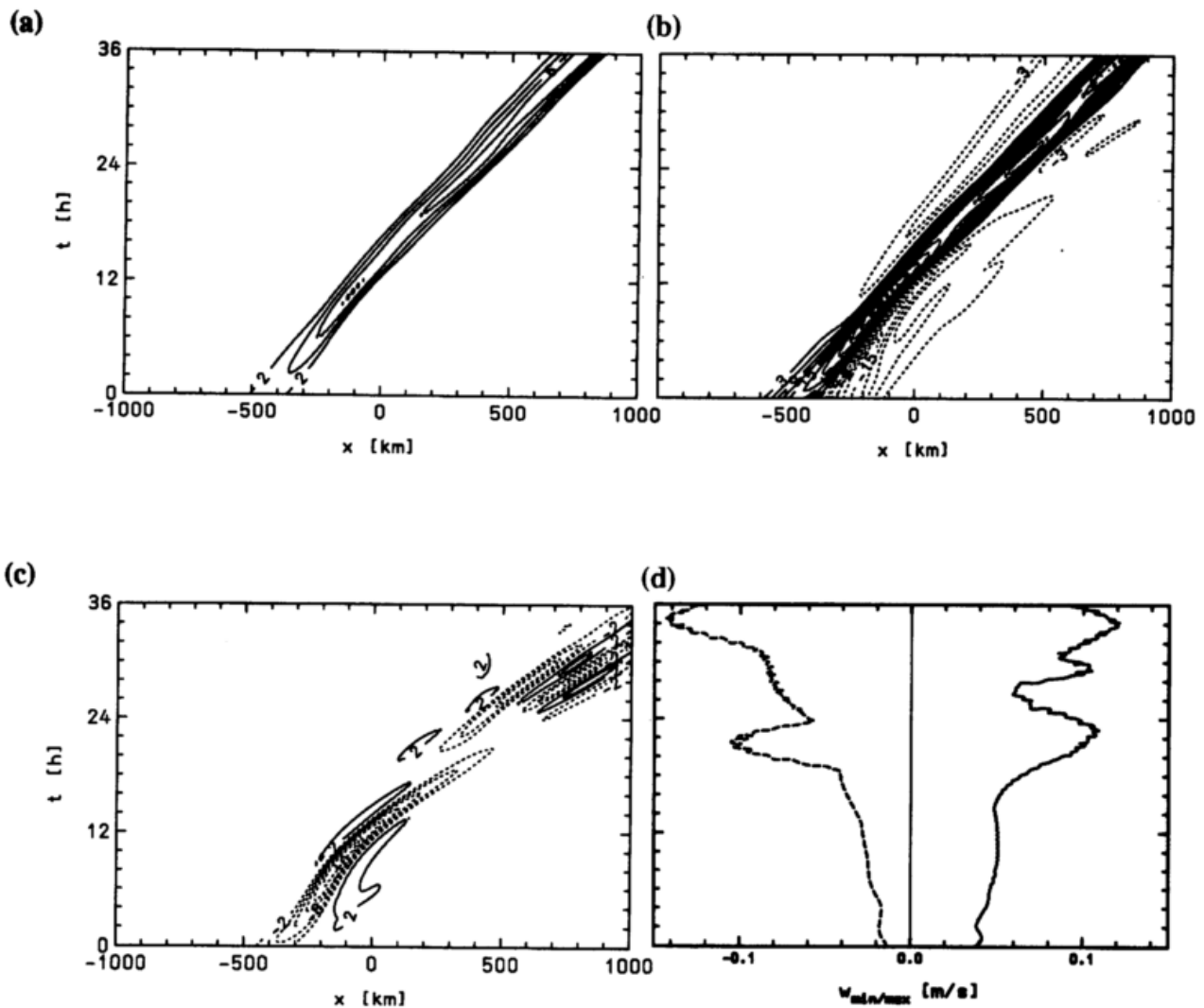


Abb.5.2: Lauf-Nr.3 (LTJ3OREI):

- (a) Isoplethendarstellung des frontsenkrechten Temperaturgradienten $\partial\bar{\theta}/\partial x$
- (b) Isoplethendarstellung der relativen Vorticity $\partial\bar{v}/\partial x$
- (c) Isoplethendarstellung der frontsenkrechten ageostrophischen Divergenz $\partial u_{ag}/\partial x$ für $z = 90$ m. Isolinienabstände (a): $2 \times 10^{-5} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$; (b): $3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$; (c): $2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.
- (d) zeitliche Entwicklung der Maxima und Minima des Vertikalwindes \bar{w} in m/s im gesamten Modellgebiet

Positive Werte sind jeweils durchgezogen, negative Werte kurz gestrichelt.

Allerdings hat sich bis zum Zeitpunkt $t = 24$ h die Zelle vor der Front (neg. Werte für Ψ_{ag} in Abb.5.1 rechte Spalte) gegenüber der Zelle dahinter (pos. Isolinien von Ψ_{ag} in Abb.5.1) verstärkt. Danach ($t \geq 24$ h) ist die SBI im Bereich der größeren präfrontalen Querzirkulationszelle in 3 bis 5 km Höhe ($+ 600 \text{ km} \leq x \leq + 800 \text{ km}$ für $t = 24$ h in Abb.5.1) voll entwickelt. Die Instabilitäten pflanzen sich im weiteren Verlauf der Simulation bis in Bodennähe fort. So zeigt der zeitliche Verlauf der ageostrophischen Divergenz auf der fünften Modellfläche ($z = 90$ m) ab $t = 24$ h eine sehr unruhige Struktur, welche ohne die Verwendung des Shapiro-Filters für den reibungsfreien Lauf-Nr.3 noch chaotischer ausgefallen wäre (Abb.5.2c). Der Filter wirkt hier wie

eine horizontale Diffusion (\rightarrow Kap.2.4.2), indem er die von der SBI verstärkten $2\Delta x$ -Wellen wieder dämpft. Die Ergebnisse von Lauf-Nr.13 (wie Lauf-Nr.3 aber mit turbulenter Reibung), dargestellt im nächsten Unterkapitel 5.1.2, werden nun u.a. zeigen, ob die turbulente Reibung die ohnehin sehr kräftige Frontentwicklung der reibungsfreien LTJ3-Front mit ihrer Verdreifachung des bodennahen frontsenkrechten Temperaturgradienten weiter verstärkt oder abschwächt.

5.1.2 LTJ3 mit turbulenter Reibung (Lauf-Nr.13)

Der Vergleich des PLOT_A vom Lauf-Nr.13 (LTJ3SQ0, Abb.5.3) mit dem PLOT_A vom reibungsfreien Lauf-Nr.3 (Abb.5.1) für die gesamte Troposphäre im Modell zeigt, daß bis zur Auslösung der SBI ($t \leq 18$ h) die Felder von $\bar{\Theta}$, \bar{v} und Ψ_{ag} (bzw. $\Psi_{ag} - \Psi_{con}$) der beiden Simulationen oberhalb von 2 km einander sehr ähnlich bleiben. Der Einfluß der turbulenten Reibung auf die, aus dem großskaligen Scherungs-Antrieb hervorgehenden, Muster der ageostrophischen Querkirkulation ist also oberhalb der GS bei fehlender SBI recht gering.

Nach Auslösung der SBI ($t > 18$ h) zeigt sich allerdings ein anderes Bild. Während sich im reibungsfreien Lauf-Nr.3 die Struktur der präfrontalen Zelle (negative Isolinien für Ψ_{ag} in Abb.5.1) unter dem Einfluß der SBI in viele kleine und scheinbar vollkommen unregelmäßig angeordnete Zellen auflöst, wird die entsprechende Zelle des reibungsbehafteten Laufes-Nr.13 lediglich in zwei Zellen aufgespalten (Abb.5.3, linke Spalte für $t = 24$ h). Auch in den Feldern des frontparallelen Jets und der potentiellen Temperatur macht sich die SBI im LTJ3-Lauf mit turbulenter Reibung nicht so stark bemerkbar wie im reibungsfreien Lauf-Nr.3. Insbesondere treten im Lauf-Nr.13 keine statisch instabilen Zonen auf. Letzteres erklären die Isolinien für den turbulenten Diffusionskoeffizienten K_M^2 im PLOT_B von Lauf-Nr.13 (Abb.5.4, linke Spalte). So treten die maximalen Werte für K_M^2 zum Zeitpunkt $t = 24$ h nicht wie üblich unterhalb des Jet-Maximums innerhalb der Grenzschicht sondern im Bereich der SBI vor dem Jet in 3 bis 5 km Höhe auf. Gleichzeitig wird die Zone mit negativer PV bis zu diesem Zeitpunkt abgebaut (keine negativen Isolinien für PV außerhalb der GS in Abb.5.4 ab 3. Reihe).

Die im reibungsfreien Lauf im Bereich der SBI auftretende Labilisierung der Temperaturschichtung wird im LTJ3-Lauf mit Turbulenz über einen positiven turbulenten Fluß fühlbarer Wärme verhindert. Kerkmann (1990) mußte für den LTJ3-Lauf zur Vermeidung der statisch instabilen Zonen im Bereich der SBI ein sog. 'Dry-Convective-Adjustment'-Schema (DCA) verwenden. Durch die Einführung der Turbulenzparametrisierung ist dies überflüssig geworden.

Unterhalb von 2 km Höhe ist der Einfluß der turbulenten Reibung auf die Entwicklung der LTJ3-Front allerdings enorm. Dabei ergibt sich in der Summe der Effekte bodennah ein stark frontolytischer Einfluß der turbulenten Reibung. Es zeigt sich zwar auch für die LTJ3-Frontsimulation mit turbulenter Reibung der bereits in Kapitel 4.2 für die LTJ1-Front festgestellte frontogenetische Effekt der reibungsinduzierten ageostrophischen Konvergenz vor der Bodenfront, der alles überwiegende Effekt jedoch ist jener, der durch die Reduktion der relativen Vorticity innerhalb der GS entsteht. Durch diese Reduktion von $\partial\bar{v}/\partial x$ wird die, in frontsenkrechter Richtung gesehen, differentielle Temperaturadvektion (kalter Nord-Jet hinter der Front, warmer Süd-Jet vor der Front) am Boden fast vollständig aufgehoben. Die frontparallele Temperaturadvektion ist jedoch im reibungsfreien Lauf-Nr.3 der Grund für die rasche Verstärkung des bodennahen frontsenkrechten Temperaturgradienten (Frontogenese, \rightarrow Abb.5.2a).

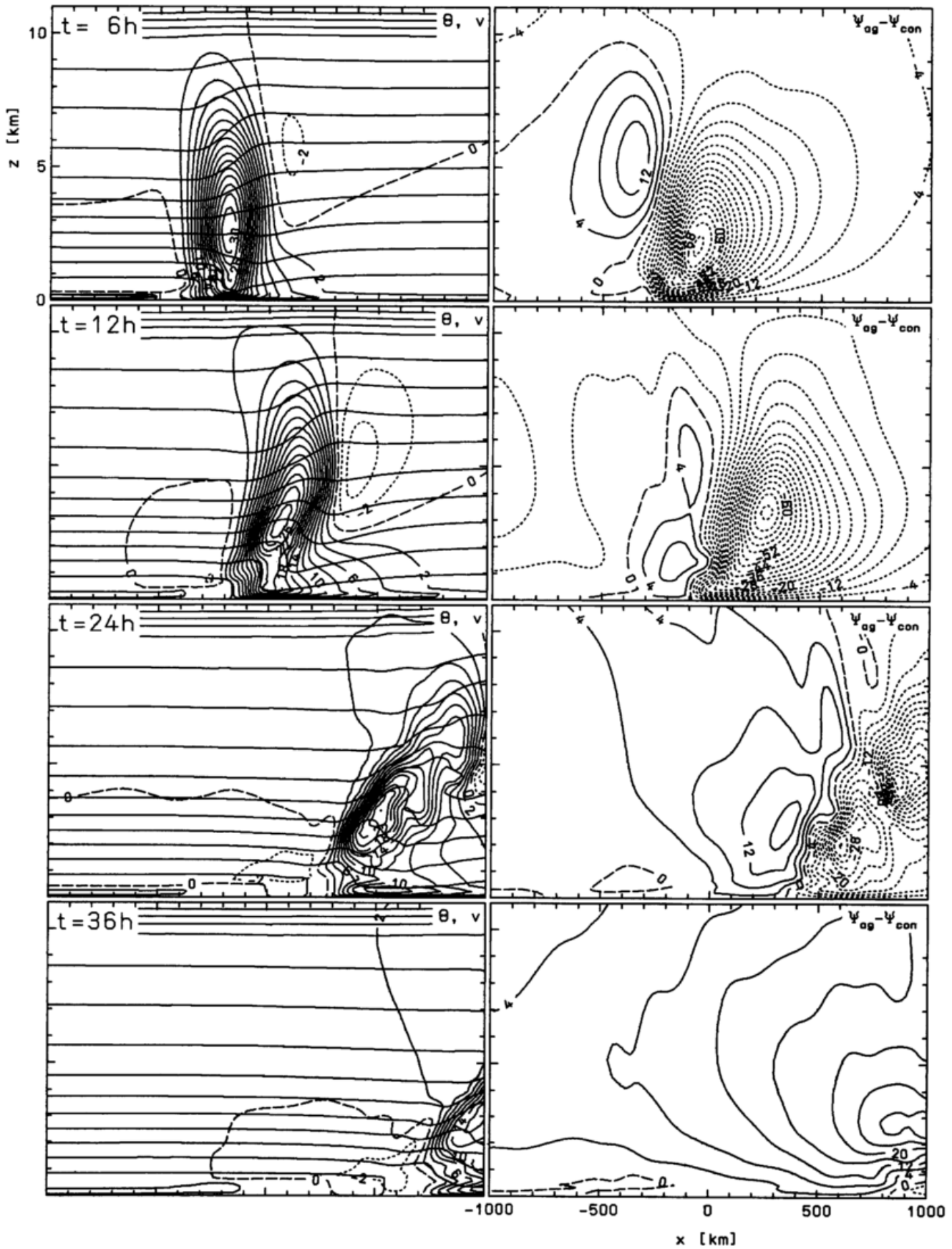


Abb.5.3: PLOT_A von Lauf-Nr.13 (LTJ3SQ0) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

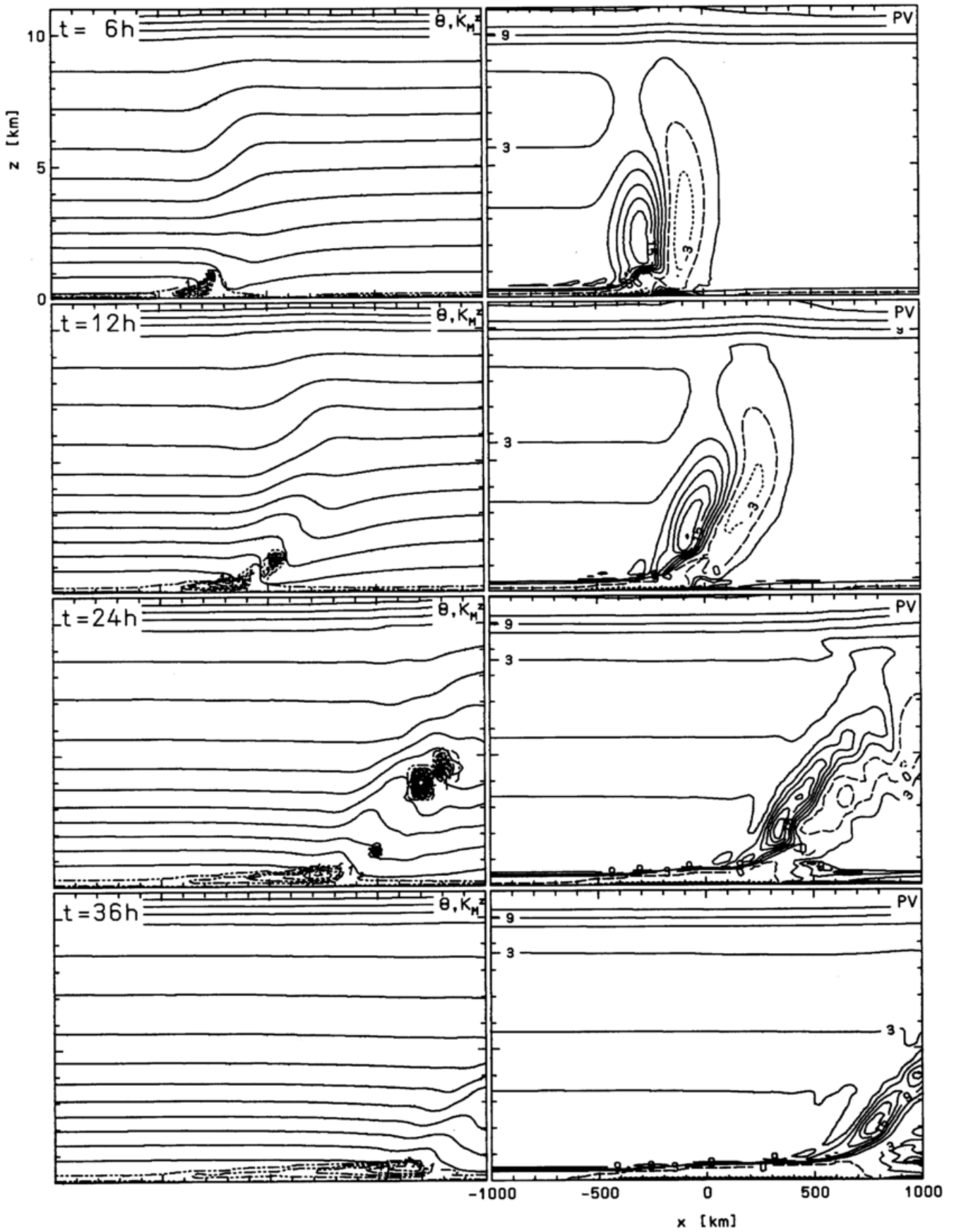


Abb.5.4: PLOT_B von Lauf-Nr.13 (LTJ3SQ0) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

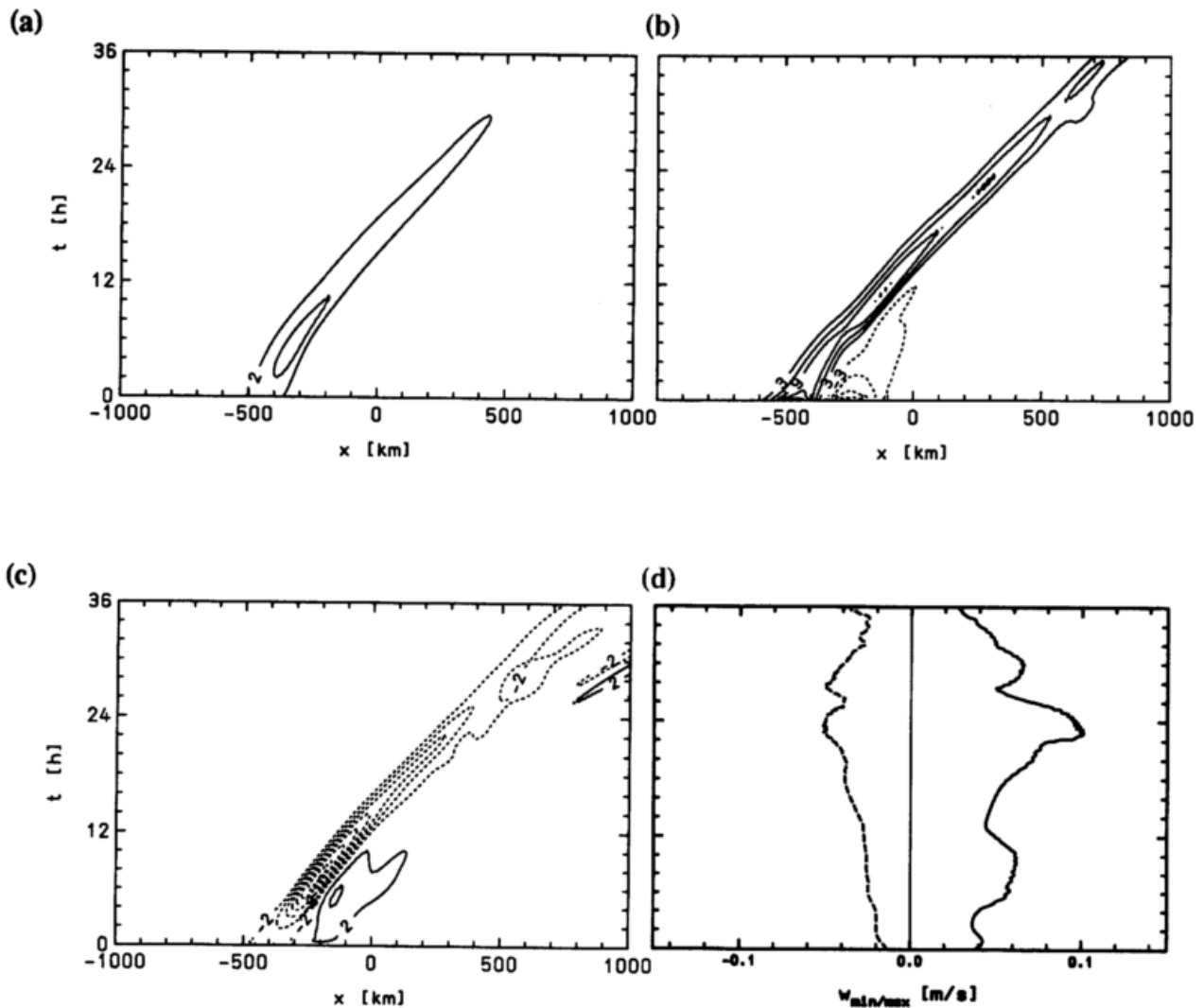


Abb.5.5: Wie Abb.5.2, aber für Lauf-Nr.13 (LTJ3SQ0)

Daher wirkt die turbulente Reibung auf die Entwicklung der Bodenfront stark frontolytisch, wie auch die Abb.5.5a belegt.

Die Reduktion der SBI durch die turbulente Reibung äußert sich auch im zeitlichen Verlauf der Divergenz von u_{ag} (Abb.5.5c) und der Maxima und Minima des Vertikalwindes im gesamten Modellgebiet (Abb.5.5d). So verbleibt auch nach 24 Stunden Simulationszeit im Lauf-Nr.13 das Maximum der bodennahen Konvergenz des ageostrophischen frontsenkrechten Windes im Bereich der Bodenfront, während es im reibungsfreien LTJ3-Lauf weit vor der Bodenfront im Bereich unterhalb der SBI-Regionen liegt (Abb.5.2c). Ferner bleibt das Anwachsen des Minimums des Vertikalwindes nach 18 Stunden Simulationszeit von Lauf-Nr.3 (Abb.5.2d) im LTJ3-Lauf mit turbulenter Reibung völlig aus (Abb.5.5d).

Der Vergleich der Plots des frontparallelen Windes und der Isentropen nach 24 Stunden Simulationszeit in den untersten 3 Kilometern der Atmosphäre für die LTJ3-Fronten ohne (Abb.5.6) und mit Turbulenz (Abb.5.7) verdeutlicht folgende Effekte der turbulenten Reibung auf die Entwicklung der LTJ3-Front:

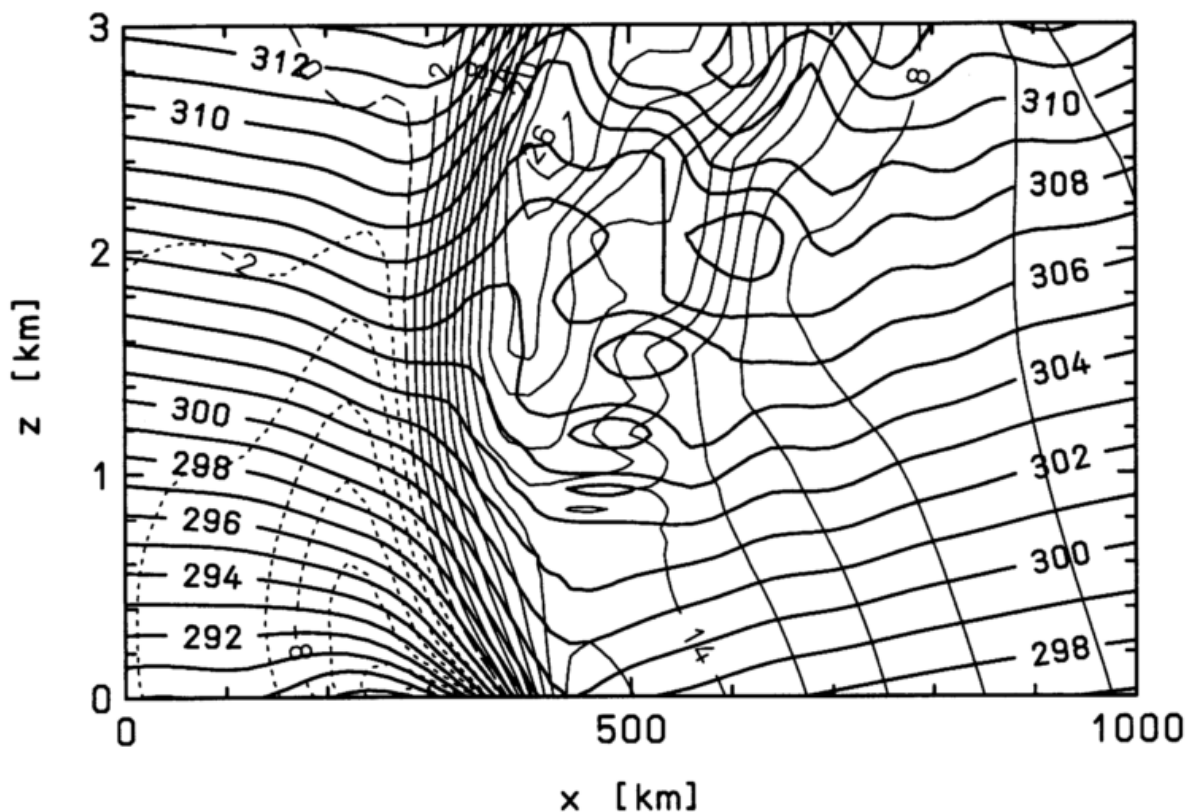


Abb.5.6: Wie Abb.4.5, aber für Lauf-Nr.3 (LTJ3OREI, t = 24 h).

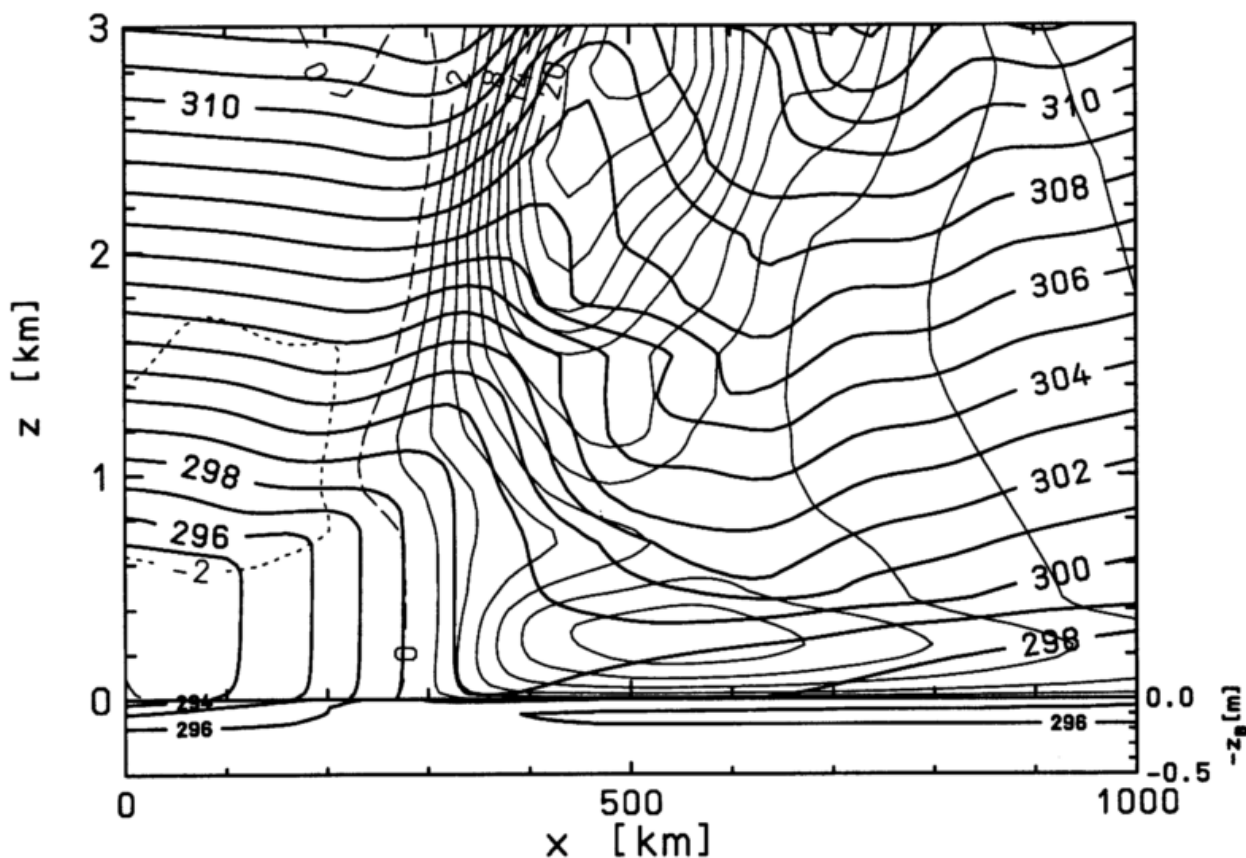


Abb.5.7: Wie Abb.5.6, aber für Lauf-Nr.13 (LTJ3SQ0, t= 24 h). Zusätzlich ist die Temperatur des Bodens (trockener Sand) bis in 50 cm Tiefe geplottet (dicke Linien, Isolinienabstand 1 K)

- a) Ein Aufsteilen der Isentropen innerhalb der turbulenten Grenzschicht analog zum LTJ1-Lauf mit turbulenter Reibung (Lauf-Nr.9).
- b) Die stabilisierende Wirkung der Reibung auf die statisch instabilen Zonen im reibungsfreien Lauf-Nr.3 vor dem Jet oberhalb 1 km Höhe ($+ 400 \leq x \leq + 700$ km).
- c) Ein im Vergleich zur LTJ1-Frontsimulation (Lauf-Nr.9) relativ schwach ausgeprägter frontogenetischer Effekt durch die reibungsbedingte frontsenkrechte Konvergenz von u_{ag} und dem daraus resultierenden Aufwindjet direkt vor der Bodenfront.
- d) Eine starke Reduktion des postfrontalen Nord-Jets, aufgrund der 'no-slip'-Randbedingung für den Horizontalwind am Boden.
- e) Der stark ausgeprägte frontolytische Effekt, der sich aus der Reduktion des postfrontalen Nord-Jets (\rightarrow d) ergibt.
- f) Ein Jet-Splitting mit einem sekundären Süd-Jet (sekundäres Maximum bei $x = 550$ km und $z = 300$ m) innerhalb der GS.
- g) Ein Isentropenmuster im LTJ3-Lauf mit turbulenter Reibung (Lauf-Nr.13, $t = 24$ h, Abb.5.7) das in den untersten $1\frac{1}{2}$ Kilometern dem entsprechenden Muster des reibungsbehafteten LTJ1-Laufes (Lauf-Nr.9, $t = 12$ h, Abb.4.7) so ähnlich ist, daß die Anordnung der charakteristischen Zonen A bis G (\rightarrow Tab.4.1, Abb.4.11) sich kaum verändert.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß für die LTJ-Front mit Scherungs-Antrieb die turbulente Reibung die Kaltfront und ihre Entwicklung innerhalb der GS stark abschwächt, weil in der GS durch die Reibung auch der geostrophische Antrieb SF_g (Gl.(3.16)) durch die Abschwächung der relativen Vorticity reduziert wird. Dieser frontolytische Effekt kann durch die in Kapitel 4 dargestellten frontogenetischen Effekte der turbulenten Reibung nicht kompensiert werden. Im nächsten Unterkapitel soll nun untersucht werden, ob das auch für die LTJ-Front mit Deformations-Antrieb (LTJ2) gilt.

5.2 Der LTJ mit großskaligem Deformations-Antrieb (LTJ2)

5.2.1 LTJ2 ohne turbulente Reibung (Lauf-Nr.2)

Wie die Isoplethen der zeitlichen Entwicklung des frontsenkrechten bodennahen $\bar{\Theta}$ -Gradienten (Abb.5.9a) zeigen, ist der LTJ mit Deformations-Antrieb durch eine ausgeprägte bodennahe Frontogenese gekennzeichnet. So verdoppelt sich $\partial\bar{\Theta}/\partial x$ in den ersten 24 Stunden der Simulation. Ferner verändert sich im Gegensatz zu den anderen LTJ-Fronten ohne turbulente Reibung die Propagationsgeschwindigkeit der Front und zwar derart, daß die Front mit zunehmender Simulationszeit sich immer langsamer fortbewegt. Dies liegt an dem in frontsenkrechter Richtung veränderlichen Grundstrom u^G . Da $\partial u^G/\partial x$ im gesamten Modellgebiet negativ ist, muß die Front immer langsamer werden. Die Konvergenz des frontsenkrechten Grundstromes wird durch eine entsprechende Divergenz des frontparallelen Grundstromes ausgeglichen. Daher schwächt sich aufgrund der frontparallelen Advektion von schwächerem Wind der LTJ (\bar{v} in Abb.5.8) im Laufe der Simulation sehr stark von anfänglich 33 m/s auf 8 m/s nach 36 h Simulationszeit ab.

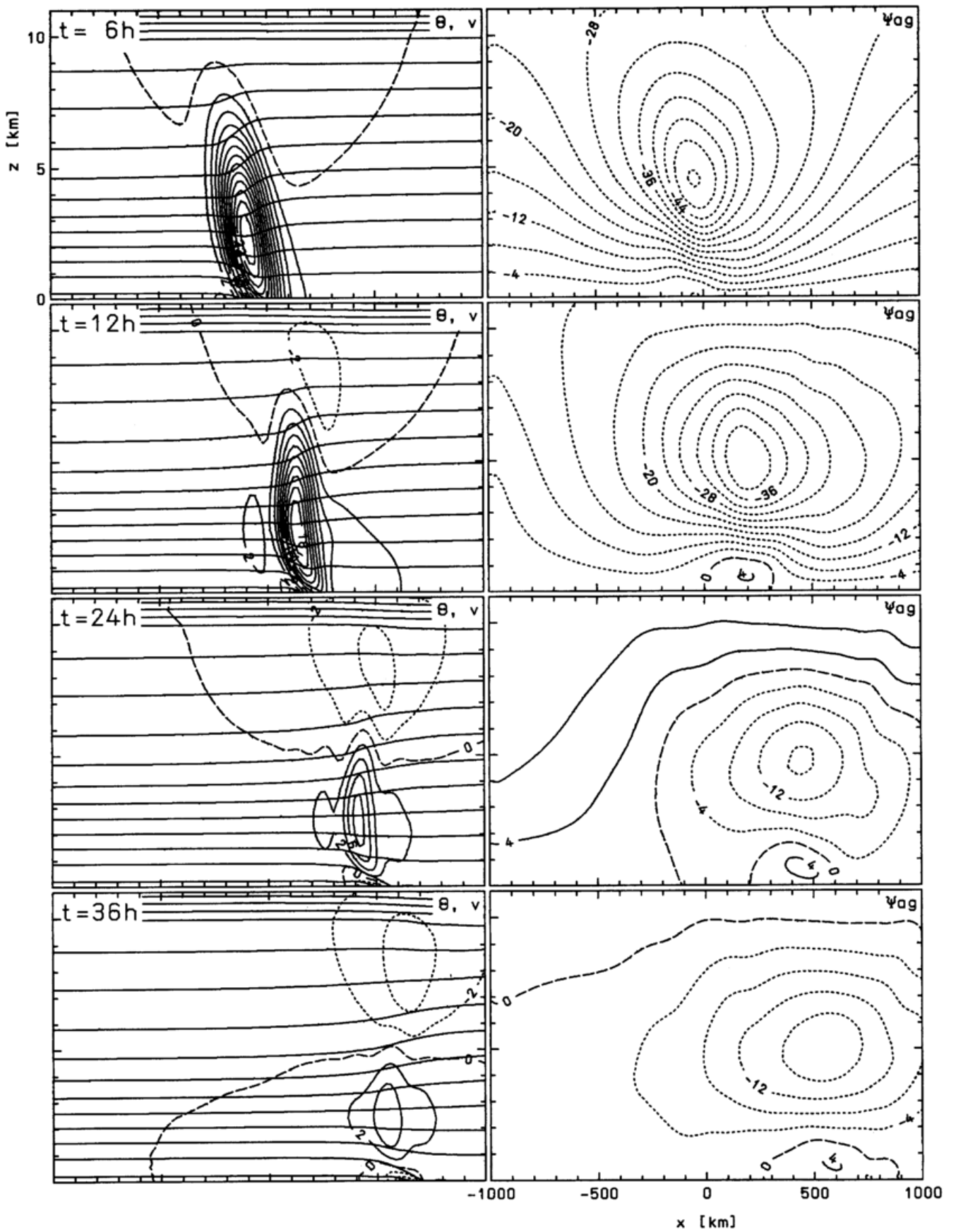


Abb.5.8: PLOT_A von Lauf-Nr.2 (LTJ2OREI) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

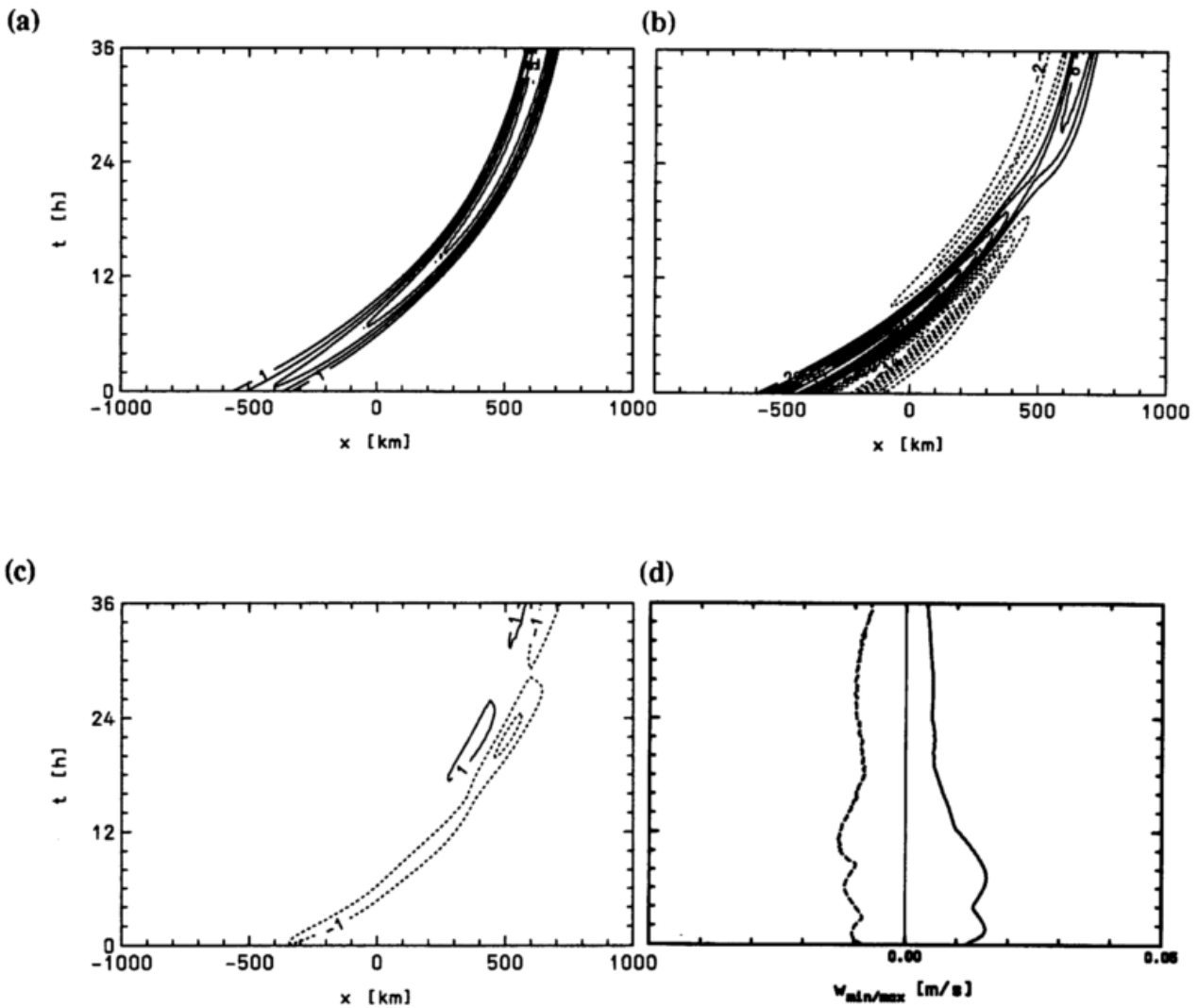


Abb.5.9: Lauf-Nr.2 (LTJ2OREI):

- (a) Isoplethendarstellung des frontsenkrechten Temperaturgradienten $\partial\bar{\theta}/\partial x$
- (b) Isoplethendarstellung der relativen Vorticity $\partial\bar{v}/\partial x$
- (c) Isoplethendarstellung der frontsenkrechten ageostrophischen Divergenz $\partial u_{ag}/\partial x$ für $z = 90$ m. Isolinienabstände (a): $1 \times 10^{-5} \text{K m}^{-1}$; (b): $2 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$; (c): $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$.
- (d) zeitliche Entwicklung der Maxima und Minima des Vertikalwindes \bar{w} in m/s im gesamten Modellgebiet

Positive Werte sind jeweils durchgezogen, negative Werte sind kurz gestrichelt.

Mit dieser Abschwächung des frontparallelen Jets ist eine starke Verringerung der relativen Vorticity im Modellgebiet ($\partial\bar{v}/\partial x$, Abb.5.9b) verbunden, welche dazu führt, daß die Zonen im Modellgebiet mit negativer PV verschwinden. Somit tritt in den LTJ2-Simulationen keine SBI auf.

Die PV in der Modellebene ist in den Simulationen mit Deformations-Antrieb auch im reibungsfreien Fall keine Erhaltungsgröße. Aufgrund der Abschwächung des Jets zeigt der LTJ2-Lauf ohne turbulente Reibung auch in der ageostrophischen Querzirkulation eine eher schwache Entwicklung. So schwächt sich die große Zelle vor dem Jet in 5 km Höhe (negative Isolinien von Ψ_{ag} in Abb.5.1) fortwährend ab. Das gleiche gilt für den maximalen Vertikalwind im Modellgebiet

(Abb.5.9d). Der LTJ2-Fall weist also das Kuriosum auf, daß seine Front bodennah eine ständige Frontogenese erfährt obwohl der frontparallele Jet und die ageostrophische Quercirkulation mit zunehmender Simulationszeit immer schwächer werden.

Das nächste Unterkapitel wird nun zeigen, wie die turbulente Reibung die Frontogenese und die Entwicklung von frontparallelem Jet und Quercirkulation beeinflusst.

5.2.2 LTJ2 mit turbulenter Reibung (Lauf-Nr.12)

Betrachtet man die Entwicklung des frontparallelen Jets in der Modellebene oberhalb 2 km Höhe für den Lauf-Nr.12 (LTJ2SQ0, Abb.5.10), so zeigen sich keine nennenswerten Unterschiede zum reibungsfreien Fall (Abb.5.8). Unterhalb von 1 km ist zu erkennen, daß aufgrund der reibungsinduzierten Linksdrehung des Windes innerhalb der GS Anteile des Grundstromes u^g in die v -Komponente übergehen (positive Isotachen für $z \leq 1$ km in Abb.5.10).

Das Einzelbild für die ageostrophische Quercirkulation bei $t = 6$ h von Lauf-Nr.12 zeigt, wie sich die bereits in Kapitel 4.2 beschriebene reibungsinduzierte (Abb.4.1) und die aus dem Deformations-Antrieb resultierende Quercirkulationszelle (Abb.5.8) additiv überlagern. Bereits nach 12 Stunden Simulationszeit gilt die Superposition der Quercirkulationen allerdings nicht mehr. Es hat sich neben der Zelle in 5 km Höhe und der bodennahen Zelle eine Dritte in etwa 1.5 km Höhe gebildet. Nach 24 Stunden ist jedoch auch diese reibungsinduzierte Quercirkulationsstruktur wieder verschwunden. Die Quercirkulation zeigt nun fast genau das Muster der zwei Zellen des reibungsfreien Laufes-Nr.2 (Abb.5.8 und 5.10 bei $t = 24$ und 36 h).

Daß der Einfluß der turbulenten Reibung auf die Quercirkulation der LTJ2-Front nur zu Beginn der Simulation von Bedeutung ist, zeigt auch der zeitliche Verlauf der Divergenz des ageostrophischen frontsenkrechten Windes (u_{ag} , Abb.5.11c). So hat die Konvergenz von u_{ag} bereits nach 6 Stunden Simulationszeit ihr Maximum ($\partial u_{ag}/\partial x = -9 \times 10^{-5} s^{-1}$) erreicht, ist aber nach 24 Stunden fast verschwunden (Abb.5.11c). Ebenso erreicht das Maximum des Vertikalwindes bei $t = 6$ h seinen höchsten Wert (4.5 cm/s).

Der zeitliche Entwicklung der relativen Vorticity in 90 m Höhe von Lauf-Nr.12 (Abb.5.11b) unterscheidet sich kaum von der entsprechenden Entwicklung des reibungsfreien Laufes (Abb.5.9b), abgesehen von der Tatsache, daß in den ersten Stunden der Simulation die Abnahme der relativen Vorticity im reibungsbehafteten Lauf stärker ist.

Die fortwährende Bodenfrontogenese des LTJ2-Laufes ohne Reibung (Abb.5.9a) tritt in Lauf-Nr.12 nicht mehr auf. Dafür zeigt der Lauf bereits zu Beginn eine kräftige Bodenfrontogenese. Bereits nach 6 Stunden tritt jedoch wieder eine Abschwächung des frontsenkrechten $\bar{\Theta}$ -Gradienten ein. Diese Abschwächung hat drei Gründe:

- a) Die Abschwächung des Jets führt zu einer Abschwächung der reibungsinduzierten Konvergenz vor der Bodenfront und damit zum Abbau der reibungsinduzierten frontogenetischen Quercirkulationszelle.
- b) Die turbulente Reibung reduziert innerhalb der Grenzschicht auch den konvergenten großskaligen frontsenkrechten Grundstrom u^g .
- c) Der thermisch träge Boden wirkt zusätzlich frontolytisch auf die propagierende Front. Mit abnehmender Propagationsgeschwindigkeit der Front tritt dieser Effekt allerdings in den Hintergrund.

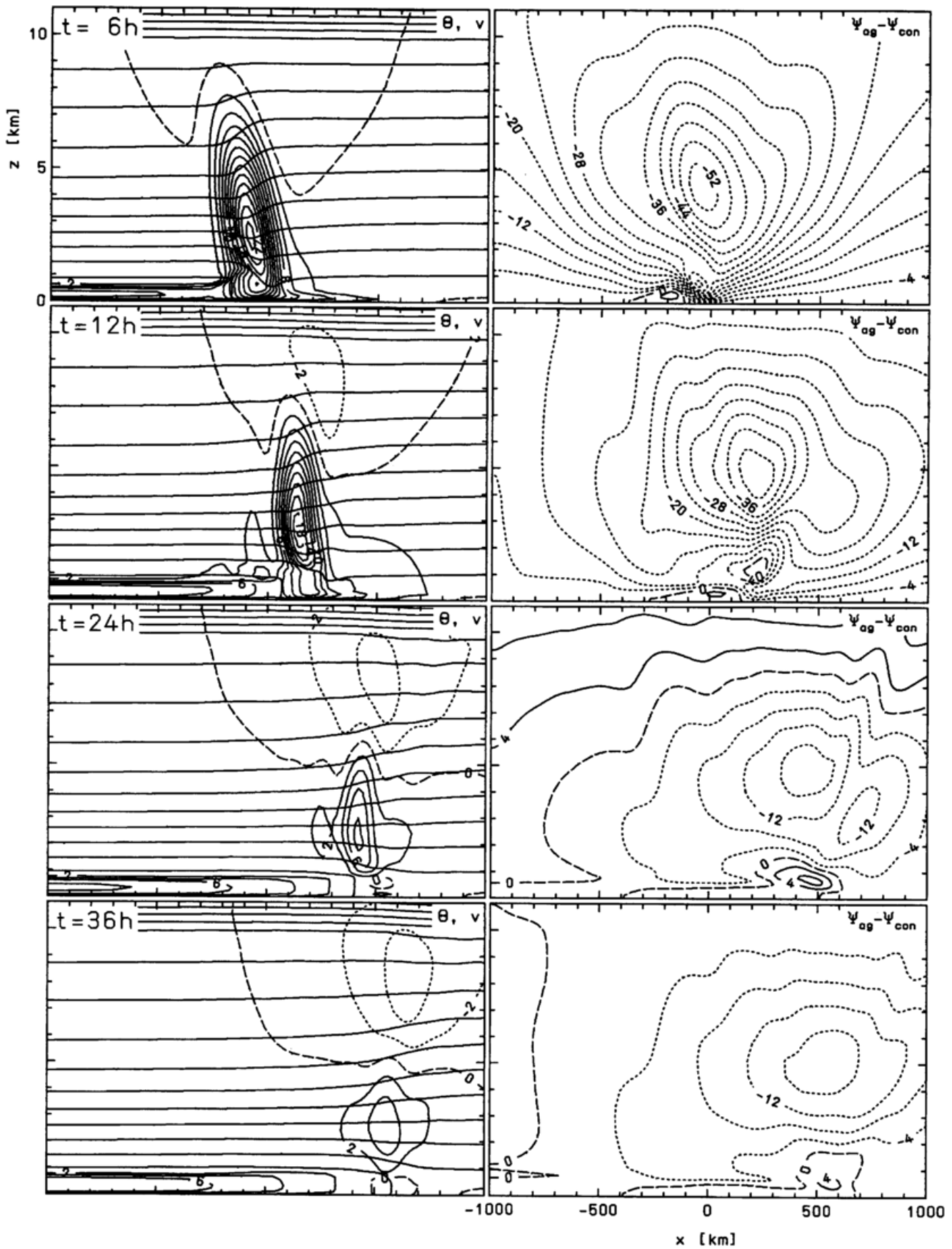


Abb.5.10: PLOT_A von Lauf-Nr.12 (LTJ2SQ0) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

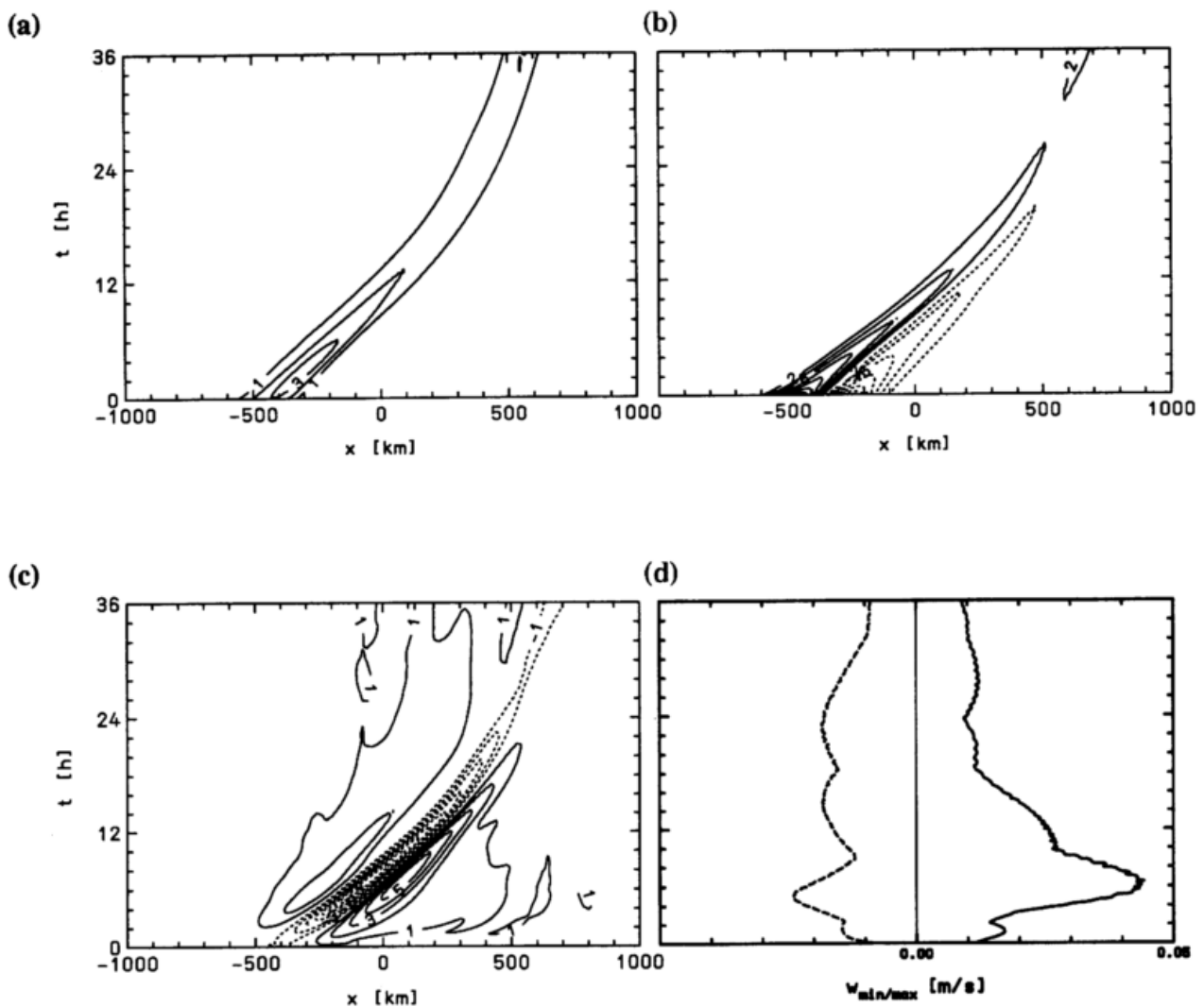


Abb.5.11: Wie Abb.5.9, aber für Lauf-Nr.12 (LTJ2SQ0)

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der Einfluß der turbulenten Reibung auf die Entwicklung der LTJ2-Front oberhalb der Grenzschicht sehr gering und innerhalb der Grenzschicht nur zu Beginn ($t \leq 6$ h) der Simulation frontogenetisch, danach aber frontolytisch ist.

Insgesamt ist also der Einfluß der turbulenten Reibung auf die großskalig angetriebenen LTJ-Fronten innerhalb der GS eher frontolytisch. Es bleibt zu klären, ob diese Aussage auch für den UTJ mit großskaligem Scherungs-Antrieb gilt.

5.3 Der UTJ mit großskaligem Scherungs-Antrieb (UTJ3)

5.3.1 UTJ3 ohne turbulente Reibung (Lauf-Nr.5)

Das Muster der Querkirkulation des reibungsfreien UTJ3-Laufes (Abb.3.4 und Abb.5.12) besteht bereits zu Beginn der Simulation aus drei Zellen. Dabei dominiert die präfrontale Zelle (negative Werte für Ψ_{ag} , Drehung im Uhrzeigersinn) gegenüber der kleineren Zelle auf der Kaltluftseite der Kaltfront (positive Werte für Ψ_{ag} , Drehsinn gegen den Uhrzeigersinn).

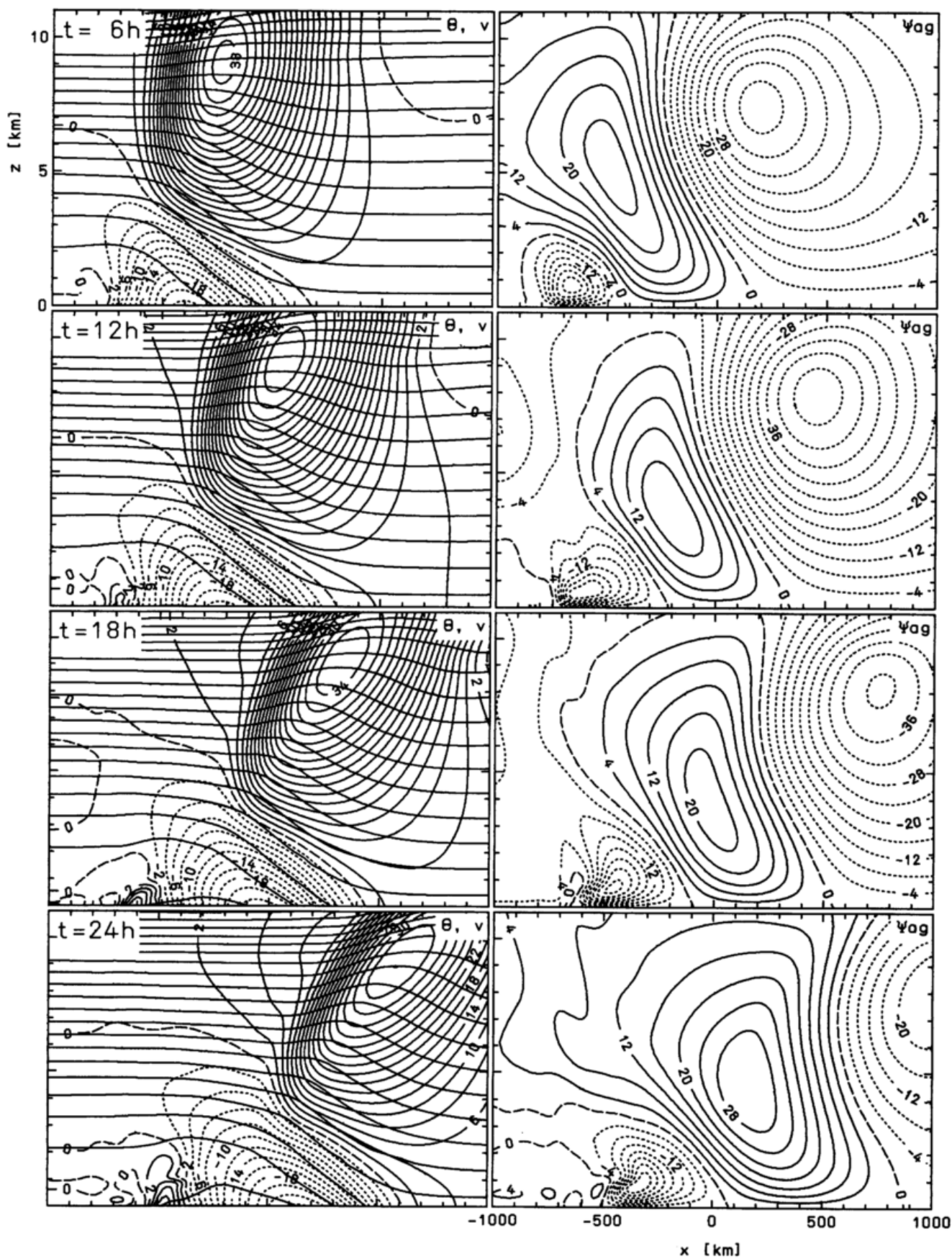


Abb.5.12: PLOT_A von Lauf-Nr.5 (UTJ3OREI) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

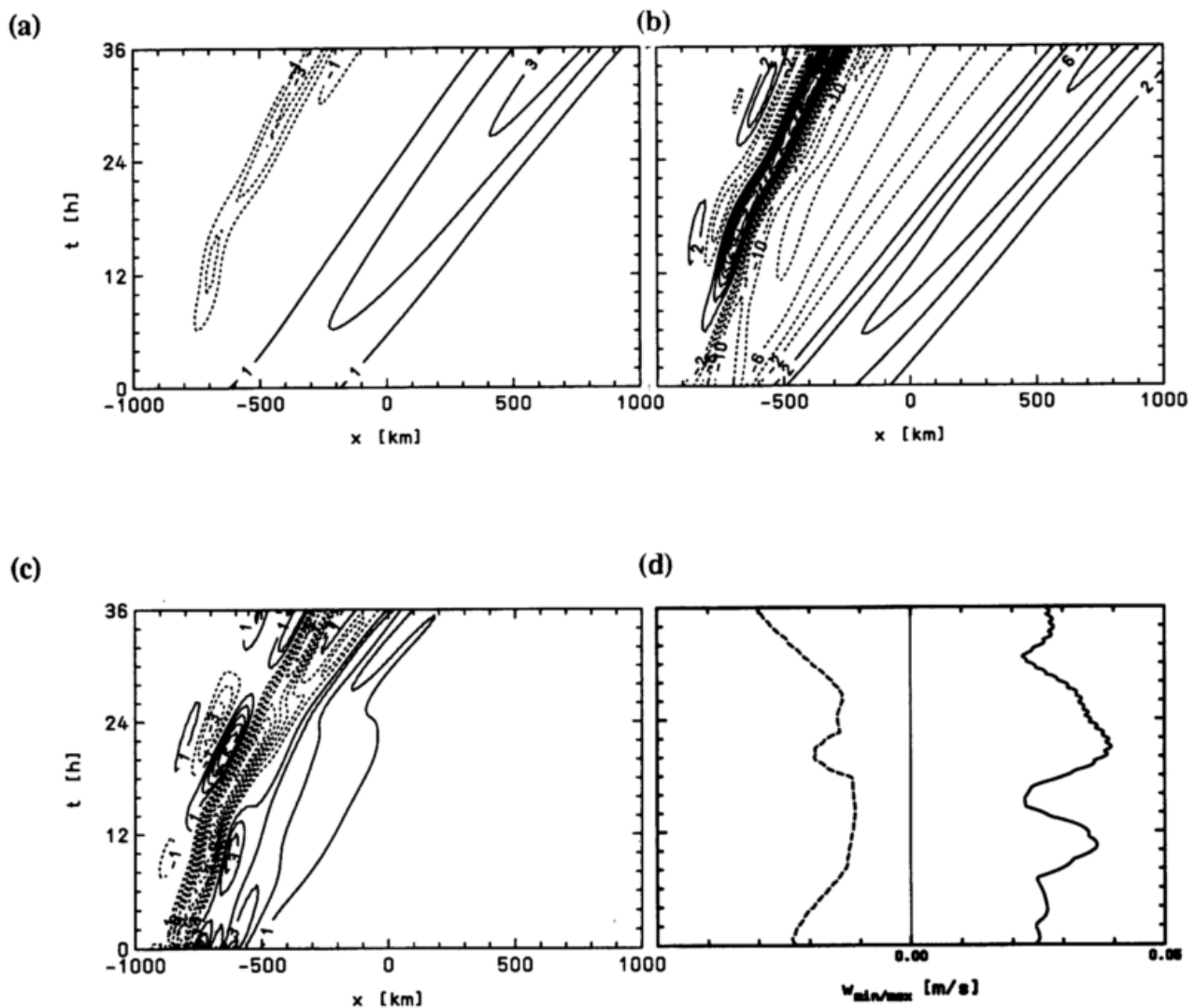


Abb.5.13: Wie Abb.5.9, aber für Lauf-Nr.5 (UTJ3OREI)

Die dritte Zelle ist sehr kleinräumig und befindet sich innerhalb der Kaltluft weit hinter der Front im Bereich von gering negativer PV (negative Werte für Ψ_{ag}). Hier kommt es zur Auslösung von SBI, was vor allem an den Isoplethen der zeitlichen Entwicklung der frontsenkrechten Gradienten von \bar{v} und u_{ag} (Abb.5.13b und Abb.5.13c) sichtbar wird. Mit zunehmender Simulationszeit verstärkt sich die kleine dritte Zelle so, daß das bodennahe Maximum der ageostrophischen Konvergenz sich nicht im Bereich der hochreichenden Kaltfront (Maximum von $\partial\bar{\theta}/\partial x$ (Abb.5.13a)), sondern im Bereich des durch die SBI induzierten Maximums der relativen Vorticity in der Modellebene (Abb.5.13b) befindet. Hier wechselt durch einen sehr flachen frontparallelen Süd-Jet (in Abb.5.12 für $t = 18$ h bei $x = -600$ km) der frontsenkrechte Gradient von $\bar{\theta}$ sein Vorzeichen (Abb.5.13a). Die bodennahe Konvergenz von u_{ag} ist im Bereich der Front sogar so schwach ausgeprägt, daß sie dort bei dem gewählten Isolinienabstand in Abb.5.13c ($1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) nicht zu erkennen ist.

Die Propagationsgeschwindigkeit der Kaltfront ist wie für den LTJ mit Scherungs-Antrieb (Lauf-Nr.3) nahezu konstant. Da sich die Werte der Extrema des Süd-Jets in 9 km Höhe und des bodennahen Nord-Jets nur langsam verändern (Abb.5.12), zeigt der UTJ3-Lauf gegenüber dem

LTJ3-Lauf eine wesentlich schwächere Verstärkung der relativen Vorticity und des frontsenkrechten Temperaturgradienten.

Im Lauf-Nr.5 propagiert die SBI-Zone wesentlich langsamer als die Kaltfront, weshalb die Maxima der relativen Vorticity in Abb.5.13b mit zunehmender Simulationszeit auseinanderlaufen. Im nächsten Unterkapitel 5.3.2 soll nun dargestellt werden, welchen Einfluß die turbulente Reibung auf die Entwicklung der SBI-Zone und der hochreichenden Kaltfront des UTJ mit Scherungs-Antrieb hat.

5.3.2 UTJ3 mit turbulenter Reibung (Lauf-Nr.14)

Der Vergleich von Abb.5.14 (Lauf-Nr.14, $\Psi_{ag} - \Psi_{con}$) mit Abb.5.12 (Lauf-Nr.5) zeigt, daß die turbulente Reibung einen enormen Einfluß auf die Muster der Querkirkulation der UTJ3-Frontsimulation hat. So wird im reibungsbehafteten UTJ3-Lauf die kleine bodennahe Zelle weit hinter der Kaltfront innerhalb der ersten 12 Stunden der Simulation fast vollständig abgebaut. Dafür gewinnt die mittlere der drei Zellen (positive Isolinien für $\Psi_{ag} - \Psi_{con}$ in Abb.5.14) gegenüber der anfangs großen präfrontalen Zelle an Ausdehnung und Stärke. Letzteres resultiert aus der bereits im Lauf-Nr.11 (UTJ1SQ0) aufgetretenen Verstärkung der frontsenkrechten Komponente des ageostrophischen Windes innerhalb der GS im Bereich des Nord-Jets. Auch in der UTJ3-Simulation sorgt also die turbulente Reibung dafür, daß Anteile des frontparallelen Nord-Jets durch die reibungsinduzierte Linksdrehung des Windes innerhalb der GS in die frontsenkrechte Windkomponente übergehen, wobei der Nord-Jet zum Boden hin aufgrund der 'no-slip'-Unterrandbedingung eine starke vertikale Scherung erfährt.

Der reibungsinduzierte ageostrophische Wind bewirkt bodennah eine Konvergenzzone im Bereich der Kaltfront (Abb.5.15c) und eine Divergenzzone mit daraus resultierendem Absinken gerade in dem Bereich hinter der Kaltfront, in welchem die SBI-Zone und die damit verbundene kleine Zelle liegen. Die turbulente GS verhindert somit weitgehend die Entstehung von SBI und die bodennahe Divergenz baut die kleine Zelle bis auf einen unbedeutenden Rest ab (Abb.5.14). Dies äußert sich auch in den Isoplethen der Zeitreihen der frontsenkrechten Gradienten von $\bar{\theta}$ (Abb.5.15a), \bar{v} (Abb.5.15b) und u_{ag} (Abb.5.15c) und der zeitlichen Entwicklung des maximalen Vertikalwindes im gesamten Modellgebiet (Abb.5.15d). Der Bereich mit einem negativen frontsenkrechten $\bar{\theta}$ -Gradienten, wie er im reibungsfreien UTJ3-Lauf auftritt (Abb.5.13c), verschwindet völlig. Das Maximum der relativen Vorticity in 90 m Höhe liegt im Lauf-Nr.14 immer an bzw. vor der Bodenfront (Abb.5.15b), und in Abb.5.15c ist im Gegensatz zur Abb.5.13c eine ageostrophische Konvergenzzone (negative Isolinien für $\partial u_{ag}/\partial x$) vor der Bodenfront zu erkennen, was ausschließlich dem Einfluß der turbulenten Reibung zuzuschreiben ist.

Das Maximum des Vertikalwindes im Modellgebiet schwankt über die gesamte Simulationszeit von Lauf-Nr.14 um weniger als 1 cm/s, was zum einen das Fehlen von SBI belegt, zum anderen die große Güte der in Kapitel 3.6 beschriebenen ageostrophischen Balancierung der Anfangsfelder verdeutlicht, denn die durch eine mangelhafte Balancierung hervorgerufenen Trägheitsschwerewellen machen sich besonders in der zeitlichen Entwicklung des Vertikalwindes bemerkbar (Crook, 1987).

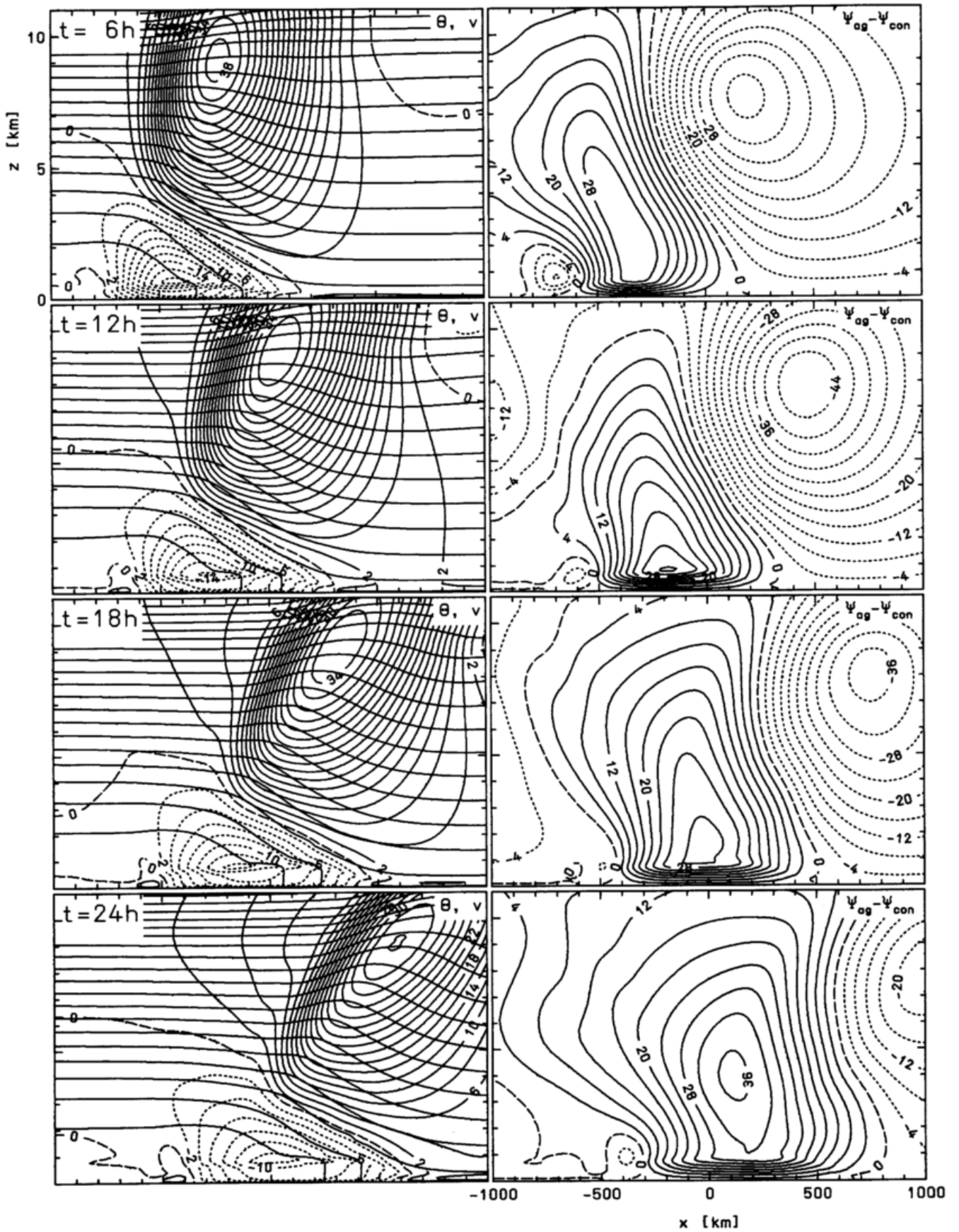


Abb.5.14: PLOT_A von Lauf-Nr.14 (UTJ3SQ0) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K.

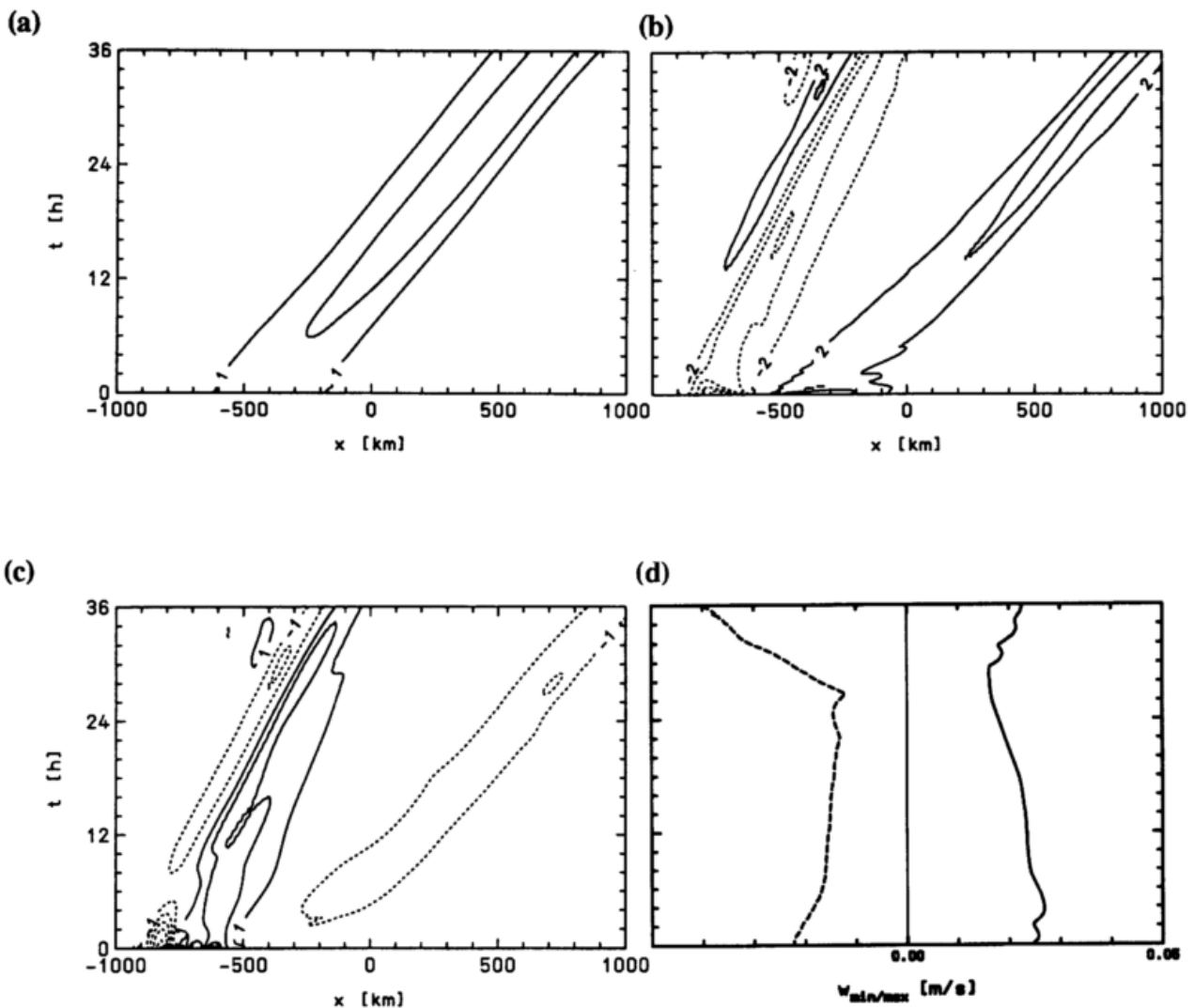


Abb.5.15: Wie Abb.5.9, aber für Lauf-Nr.14 (UTJ3SQ0)

Allein auf den hochliegenden Süd-Jet hat die turbulente Reibung nur einen sehr geringen Einfluß. Sowohl die Position des Jet-Maximus als auch die Stärke und die Neigung der Süd-Jets der beiden UTJ3-Läufe (Nr.5 und 14) bleiben während der gesamten Simulationszeit (36 Stunden) einander nahezu identisch. Das gleiche gilt demzufolge für die zum Süd-Jet gehörende präfrontale Querkirkulationszelle (Abb.5.12 und Abb.5.14).

Der Vergleich der Isotachen des frontparallelen Windes und der Isentropen in einem Ausschnitt des Modellgebietes für die beiden UTJ3-Läufe (Abb.5.16 und Abb.5.17) verdeutlicht nochmals die Haupteffekte der turbulenten Reibung auf die Frontsimulationen des UTJ:

- Das Aufsteilen der Isentropen innerhalb der Grenzschicht.
- Die Beschleunigung der Front innerhalb der Grenzschicht und die Verzögerung außerhalb.
- Im Vergleich zum LTJ eine geringe Variation der Grenzschichthöhe.
- Der frontolytische Effekt des thermisch trägen Bodens bei fehlender Strahlung.

Ferner fällt die große Ähnlichkeit der Isentropen- und Isotachenmuster der reibungsbehafteten UTJ1-Front (Abb.4.17) mit der reibungsbehafteten UTJ3-Front (Abb.5.17) auf.

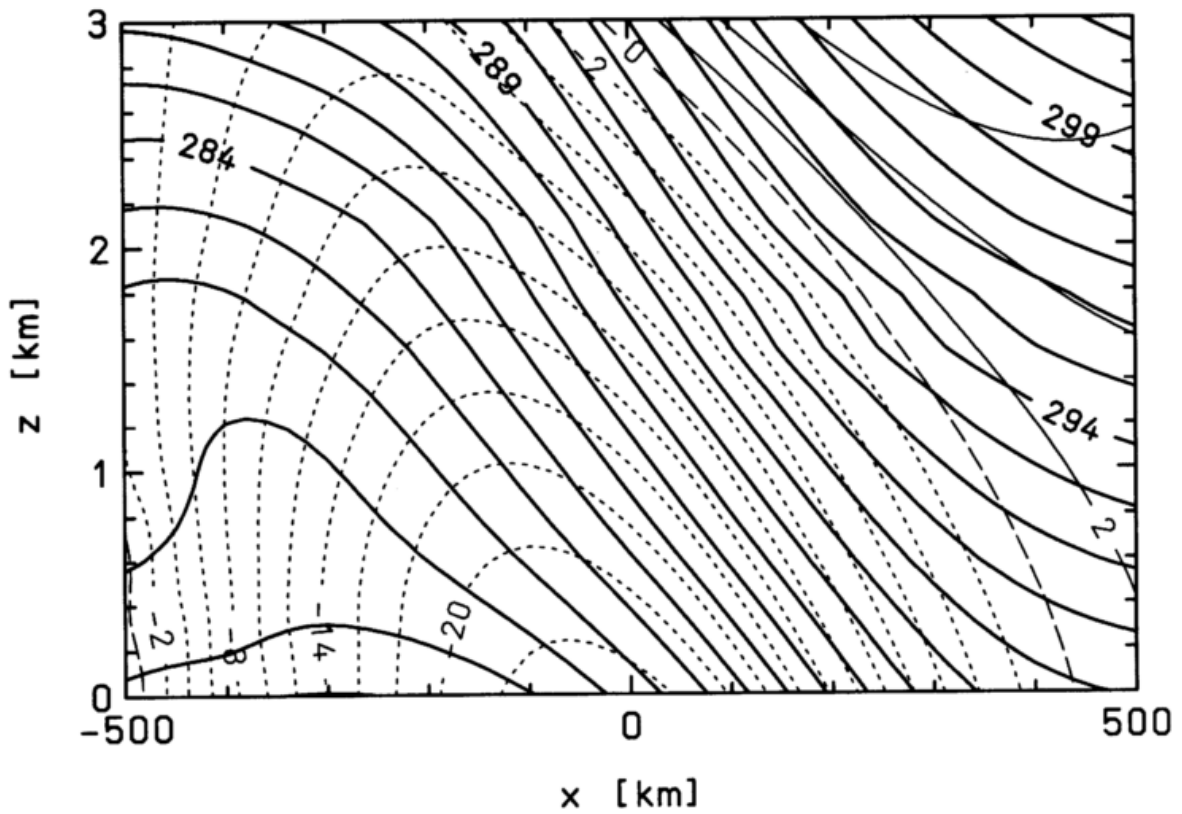


Abb.5.16: Wie Abb.4.5, aber für Lauf-Nr.5 (UTJ3OREI, $t = 18$ h).

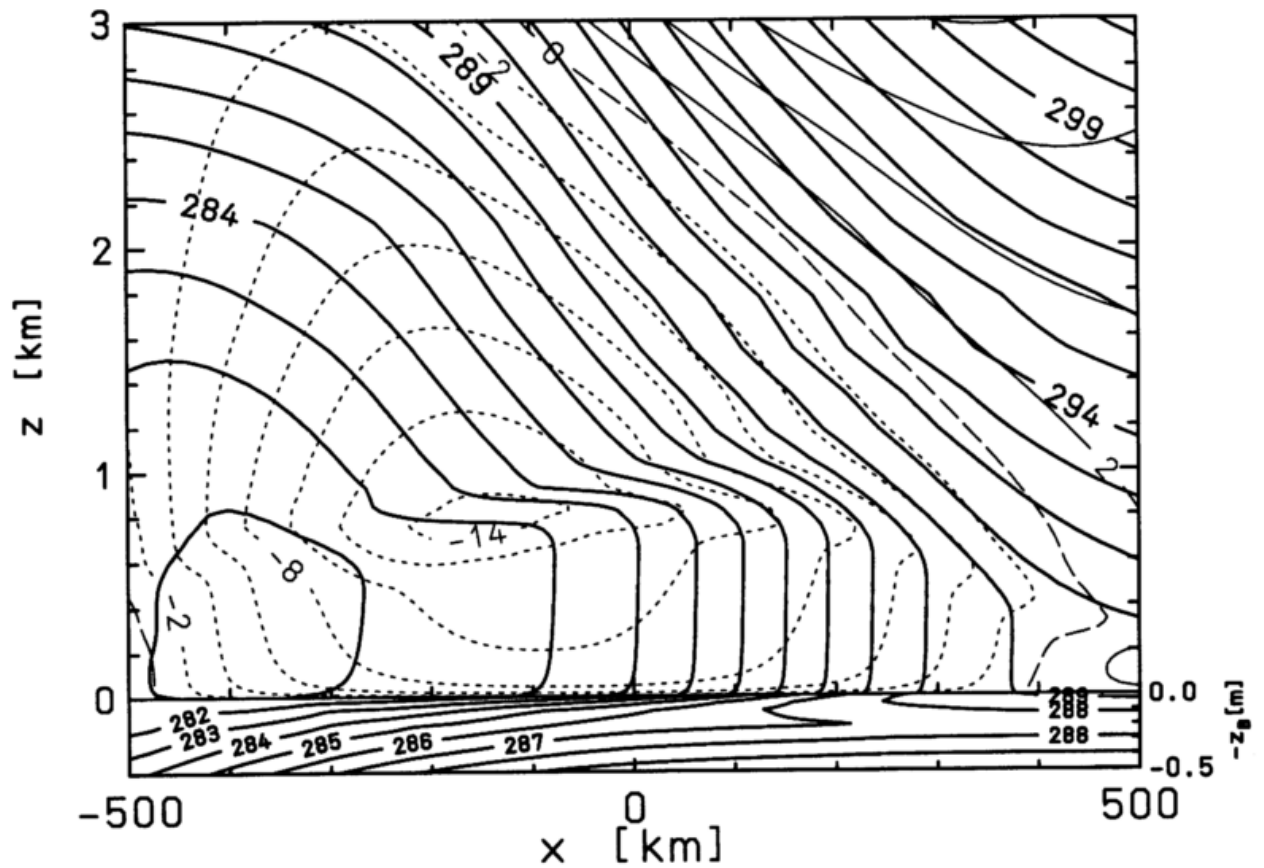


Abb.5.17: Wie Abb.5.16, aber für Lauf-Nr.14 (UTJ3SQ0, $t = 18$ h). Zusätzlich ist die Temperatur des Bodens (trockener Sand) bis in 50 cm Tiefe geplottet (dicke Linien, Isolinienabstand 1 K).

Die Anordnung der charakteristischen Zonen A bis G, dargestellt im Kapitel 4.6, gilt also auch für das Isentropenmuster von Lauf-Nr. 14. Dies bestätigt die Vermutung von Rhodin (1991), daß für eine Kaltfront dieser Art (frontparalleler bodennaher Jet weht, in Propagationsrichtung der Front gesehen, von links) der Einfluß von geostrophischen Antrieben auf das Isentropenmuster der Front innerhalb der Grenzschicht gering sein müßte.

5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse von Kapitel 5

Die in Kapitel 5 gewonnenen zusätzlichen Erkenntnisse über den Einfluß der turbulenten GS auf Kaltfronten mit großskaligem Antrieb werden nochmal kurz aufgezählt:

- a) Außerhalb der GS ist der Einfluß der Turbulenz auf die aus dem großskaligen Antrieb resultierende Querkirkulation gering, solange keine Instabilitäten (SBI) auftreten.
- b) Bei Auftreten von SBI wirkt die vertikale Turbulenz stabilisierend auf die Temperaturschichtung und behindert die sonst typische Verkleinerung der Skala der Querkirkulationszellen.
- c) Bei Fronten ohne SBI werden die skaligen Größen von v und Θ durch die turbulente Reibung nur innerhalb der turbulenten GS der Atmosphäre stärker beeinflusst.
- d) Innerhalb der GS überwiegt der frontolytische Effekt der Abschwächung des großskaligen Antriebes der Front durch die Reibung über den frontogenetischen Effekt der reibungsinduzierten Konvergenz an der Bodenfront. Die gilt insbesondere für den flachen LTJ.
- e) Bei Frontsimulationen mit einem großskaligen Antrieb und mit einem in frontsenkrechter Richtung homogenen Grundstrom (Scherungs-Antrieb, LTJ3 und UTJ3) gilt in erster Näherung die Superposition der reibungsinduzierten Querkirkulation und der aus dem großskaligen Antrieb resultierenden Querkirkulation. Das heißt z.B., die Querkirkulation von Lauf-Nr. 13 (Abb. 5.3) erscheint in den PLOT_A als die Summe der Querkirkulationen von Lauf-Nr. 9 (LTJ1 mit Reibung, Abb. 4.4) und Lauf-Nr. 3 (LTJ3 ohne Reibung, Abb. 5.1). Für Regionen im Modellgebiet mit SBI stimmt das allerdings nicht. Daher gilt die Superposition streng genommen nur z.B. für den LTJ3-Lauf (Nr. 13) mit $t \leq 18$ h und für die großen Zellen des UTJ3-Laufes (Nr. 14, Abb. 5.14).
- f) Der Einfluß der ageostrophischen Querkirkulation, die sich aus dem großskaligen Antrieb ergibt, auf die Isentropenmuster innerhalb der Grenzschicht ist bei Scherungs-Antrieb recht gering (große Ähnlichkeit der Isentropenmuster von Abb. 4.7 und Abb. 5.7 bzw. Abb. 4.17 und Abb. 5.17).
- g) Die Anordnungen der charakteristischen Zonen A bis G (\rightarrow Tab. 4.1) für den LTJ (Kap. 4.3) und den UTJ (Kap. 4.6) ohne großskaligen Antrieb sind auf die jeweiligen Jets mit großskaligem Scherungs-Antrieb übertragbar.
- h) Für die Frontsimulationen mit großskaligem Deformations-Antrieb ergeben sich bei Verwendung eines 2-dimensionalen Modells Probleme bei der Interpretation der Ergebnisse, da hier durch die frontparallele Änderung des Jets ($\partial \bar{v} / \partial y \neq 0$) bzw. durch den entlang der Modellebene veränderlichen Grundstrom ($\partial u^g / \partial x \neq 0$) besondere Effekte, wie z.B. die starke Abschwächung des Jets (PV in der Modellebene auch im adiabatischen Fall keine Erhaltungsgröße), auftreten. Daher ist auch auf die Diskussion eines UTJ2-Laufes ver-

zichtet worden. Für Untersuchungen von Fronten mit Deformations-Antrieb empfiehlt es sich grundsätzlich, auf ein 3-dimensionales Modell überzugehen.

Nachdem nun in den Kapiteln 4 und 5 der Einfluß der turbulenten Reibung bei verschwindender Strahlungsbilanz am Boden auf Kaltfronten dargestellt wurde, sollen im folgenden Kapitel 6 die Frontogenese-Mechanismen der bisher vorgestellten reibungsbehafteten Kaltfronten anhand der Terme der frontsenkrechten Komponente der Frontogenesefunktion nach Miller (1948) untersucht werden.

6 Frontogenese-Mechanismen reibungsbehafteter Kaltfronten

Die Diagnose der Felder der Terme der Frontogenese-Funktion nach Miller (1948) bietet weitere Aufschlüsse über die Ursachen der zu einem bestimmten Zeitpunkt einer Frontsimulation mit MAMBO analysierten Isentropen- und Querkirkulationsmuster. So läßt sich z.B. aus diesen Feldern ersehen, welches Forcing gerade in einer bestimmten Region an der Front dominierend ist, oder ob sich Antriebe gegenseitig kompensieren.

6.1 Die Terme der Frontogenese-Funktion nach Miller (1948)

Die Miller-Frontogenese-Funktion stellt die totale zeitliche Änderung des frontalen Gradienten einer Zustandsgröße, z.B. der potentiellen Temperatur Θ , dar. Für den frontsenkrechten Gradienten der potentiellen Temperatur spaltet sich die x-Komponente der totalen Frontogenese, F_x , bei Unterscheidung von geostrophischen und ageostrophischen Geschwindigkeitsanteilen im trockenen und adiabatischen Fall in sechs Terme auf (Ewenz, 1993):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x} \right) = - \frac{\partial u_g}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x} - \frac{\partial u_{ag}}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x} - \frac{\partial v_g}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y} - \frac{\partial v_{ag}}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} + QF \quad (6.1)$$

$$F_x = DF_g + DF_{ag} + SF_g + SF_{ag} + TF + QF$$

Außer den geostrophischen (DF_g und SF_g) und ageostrophischen (DF_{ag} und SF_{ag}) Deformations- und Scherungstermen und dem Tiltingterm (TF) wird die Frontogenese bzw. Frontolyse mit Reibung also noch durch ein Quellforcing (QF) gesteuert, welches Kraus (1992) als turbulente Frontogenese bezeichnet. QF ist gleichzeitig der frontsenkrechte Gradient der Divergenz des turbulenten Flusses fühlbarer Wärme:

$$QF = - \frac{1}{\rho_0 c_{pd}} \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \cdot \vec{H}) = - \frac{\partial}{\partial x} (QT) \quad (6.2)$$

Für MAMBO ist QF einfach der negative frontsenkrechte Gradient der in Kapitel 2.2 definierten turbulenten Erwärmungsrate QT (Gl.(2.11)). Die Untersuchung der frontogenetischen Strukturen an Fronten mit Hilfe des Feldes der turbulenten Frontogenese ist erst in den letzten Jahren Gegenstand der Forschung geworden (Dunst und Rhodin, 1990; Arritt, 1991; Kraus, 1992). Es wird im folgenden gezeigt werden, daß QF innerhalb der GS bestimmend für das Bild der gesamten Frontogenese, F_x , ist. Zuvor erfolgen einige Angaben über die in diesem Kapitel präsentierten Frontogeneseabbildungen (Abb.6.1 bis Abb.6.8).

6.2 Erläuterungen zu den Frontogeneseabbildungen (Abb.6.1 bis Abb.6.8)

Alle Abbildungen in diesem Kapitel 6 zeigen die sieben Frontogeneseterme der Gl.(6.1). Zusätzlich zu diesen sieben Termen werden in einem achten Einzelbild die Stromlinien der ageostrophischen Stromfunktion, Ψ_{ag} dargestellt. Positive Werte sind dabei durch durchgezogene,

negative Werte durch gestrichelte Isolinien gekennzeichnet. Die verwendeten Isolinienabstände sind Tab.6.1 zu entnehmen. Jedem Einzelbild einer Abbildung ist ein Θ -Plot unterlegt (dünne durchgezogene Linien, Isolinienabstand 1 K). In allen Abbildungen sind nur die untersten 2 km und ein jeweils geeignet gewählter horizontaler Ausschnitt des Modells zu sehen. Die Darstellung der Frontogeneseterme erfolgt somit in weitestgehender Analogie zu den entsprechenden Abbildungen von Ewenz (1993).

Jet	Isolinienabstand von $DF_g, DF_{ag}, SF_g, SF_{ag}, QF, TF, F_x$	Einheit
LTJ	2., 5., 10., 20., 50., 100., ...	$10^{-10} \text{ Km}^{-1}\text{s}^{-1}$
UTJ	1., 2., 5., 10., 20., 50., ...	$10^{-10} \text{ Km}^{-1}\text{s}^{-1}$

Tab.6.1: Beträge der nicht äquidistanten Isolinienwerte bei den Frontogenesetermen für die in Kapitel 6 vorgestellten Abbildungen (Abb.6.1 bis Abb.6.8) der Frontsimulationen des LTJ und UTJ. Der Isolinienabstand für die Stromfunktion Ψ_{ag} bzw. $\Psi_{ag} - \Psi_{con}$ ist in allen acht Abbildungen äquidistant und beträgt $500 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$.

Um dem Leser die Orientierung bei der nun folgenden Diskussion der frontogenetischen Strukturen zu erleichtern, sind in jeder Frontogeneseabbildung in einem der acht Einzelbilder die charakteristischen Zonen A bis G an einer reibungsbehafteten Kaltfront gemäß Tab.4.1 (Kap.4.3) eingezeichnet.

6.3 Vergleich der frontogenetischen Strukturen verschiedener Frontsimulationen

6.3.1 Fronten ohne äußeren Antrieb (LTJ1 und UTJ1)

a) LTJ1 mit turbulenter Reibung

Im Lauf Nr.1 sind die in Gl.(6.1) vorgestellten Frontogeneseterme und damit auch F_x gleich Null, weil die Front lediglich geostrophisch balanciert ohne äußeren Antrieb und Reibung mit der homogenen Grundströmung durch das Modellgebiet transportiert wird. Daher illustriert die erste Abbildung (Abb.6.1) bereits die Frontogeneseterme von Lauf-Nr.9 (LTJ1 mit turbulenter Reibung) zum Zeitpunkt $t = 6 \text{ h}$. Zunächst ist zu erkennen, daß im LTJ1-Fall nur drei (DF_{ag} , TF und QF) der sechs Terme der rechten Seite von Gl.(6.1) zur Gesamtfrentogenese bzgl. des frontsenkrechten $\bar{\Theta}$ -Gradienten (F_x) beitragen.

Weil das ageostrophische Deformations-Forcing (DF_{ag}) für diesen LTJ-Fall ohne äußeren Antrieb das Forcing anzeigt, welches durch die rein reibungsinduzierte thermisch indirekte Querkirkulation entsteht, ist im Einzelbild für DF_{ag} in Abb.6.1 direkt an der Vorderseite der Bodenfront (Zone A, $x = -300 \text{ km}$) eine frontogenetische Zone (positive Isolinien für DF_{ag}) zu erkennen. Sie resultiert aus der bereits in Kapitel 4.2 erläuterten bodennahen Konvergenz der frontsenkrechten Strömung aufgrund der reibungsinduzierten Linksdrehung des frontparallelen Jets

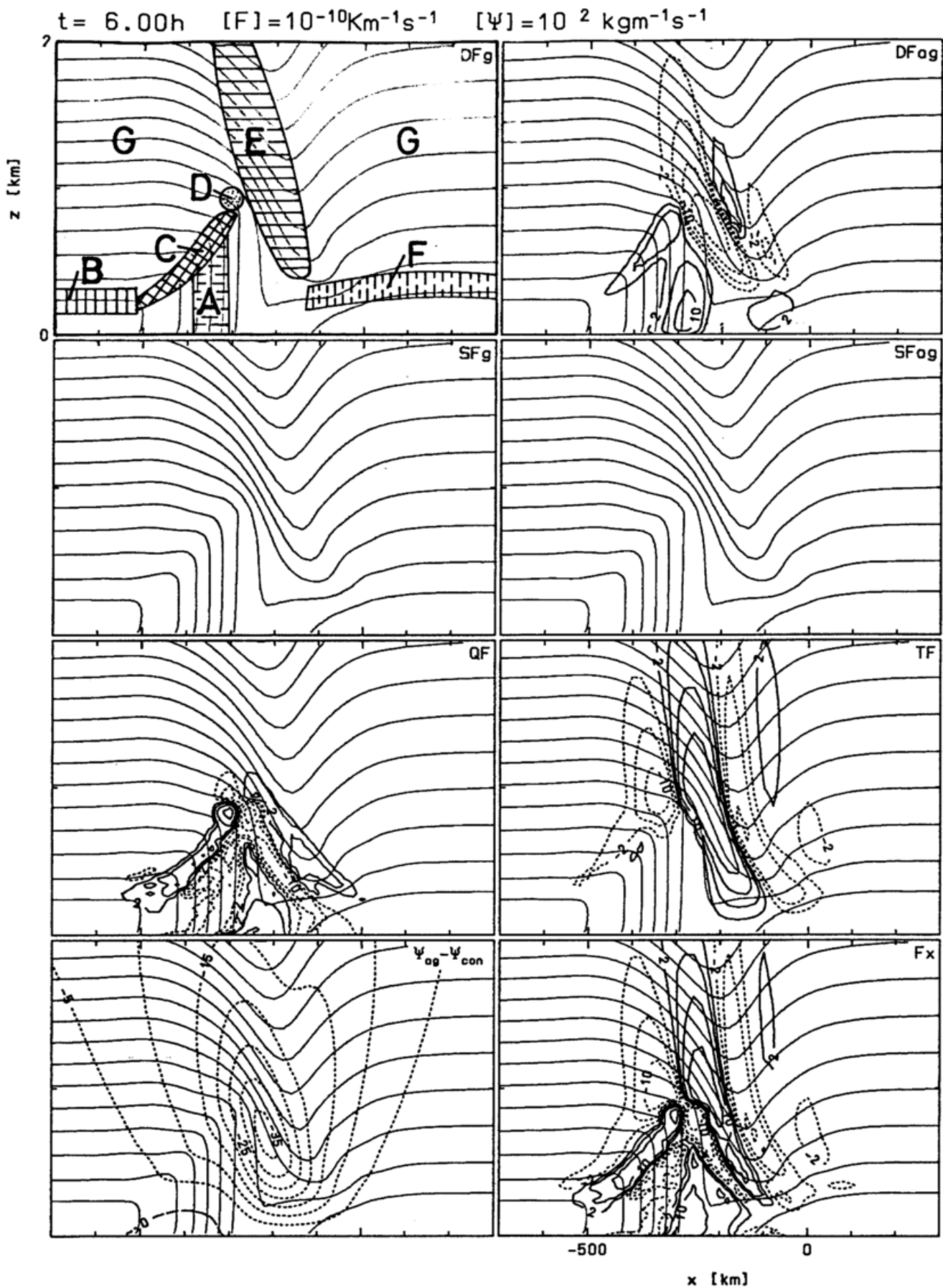


Abb.6.1: Anteile der Frontogenesefunktion nach Gl.(6.1) für den Lauf-Nr.9 (LTJ1SQ0), $t = 6$ h. Zusätzlich sind die Stromlinien der Quersirkulation (Isolinienabstände in Tab.-6.1) und die Anordnung der charakteristischen Zonen A bis G gemäß Tab.4.1 dargestellt.

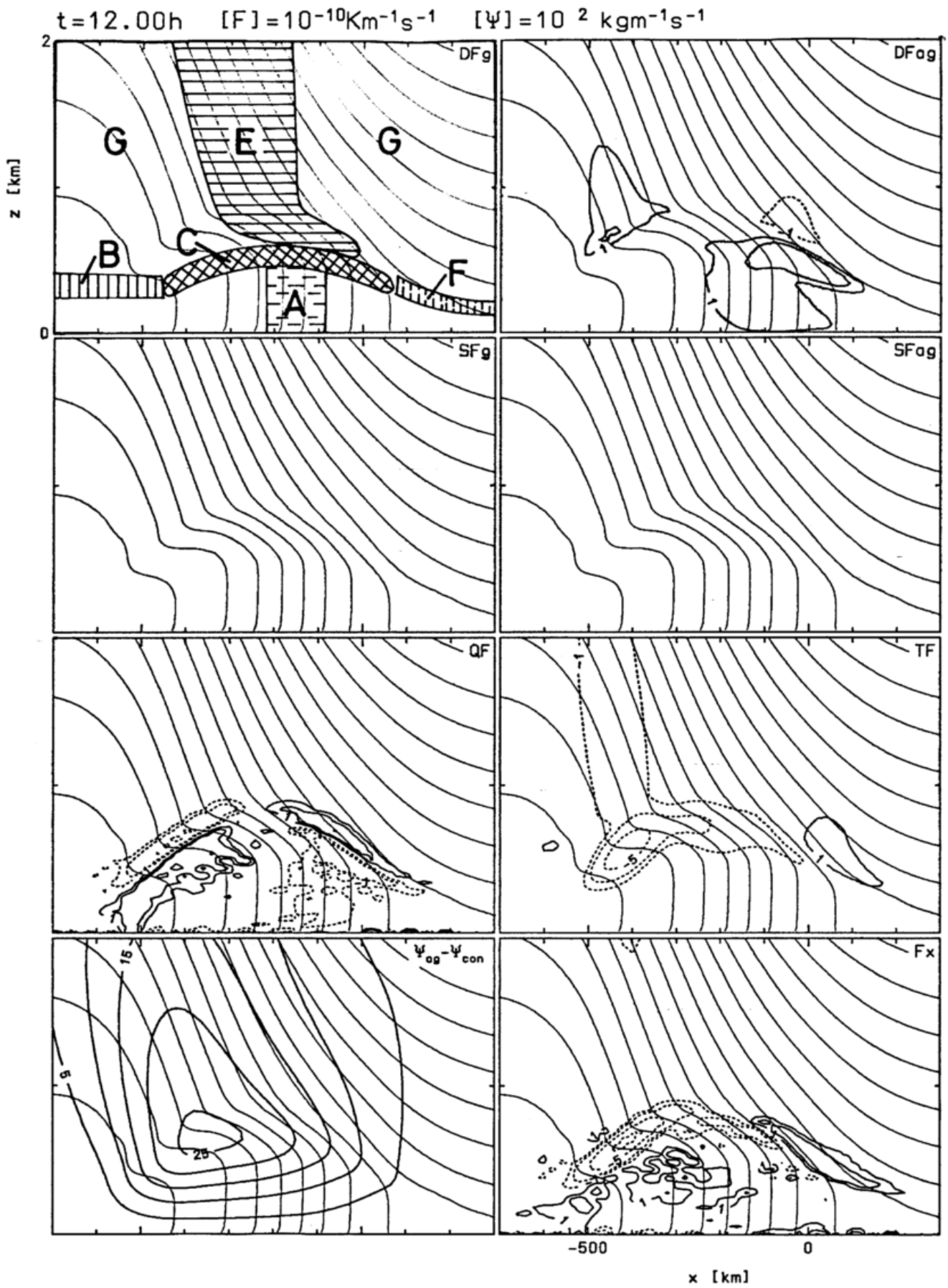


Abb.6.2: Wie Abb.6.1, aber für Lauf-Nr.11 (UTJ1SQ0), $t = 12 h$.

innerhalb der GS. Eine weitere frontogenetische Zone durch DF_{ag} ist entlang des Isentropentrog (Zone C, $-500 \text{ km} \leq x \leq -300 \text{ km}$) zu erkennen. Auf der Vorderseite der niedertroposphärischen Front in der freien Atmosphäre (Zone E, $x = -200 \text{ km}$) herrscht wie bei der Bodenfront ein positives ageostrophisches Deformationsforcing, wogegen auf der Rückseite von Zone E in 800 m Höhe ein Gebiet mit frontolytischem DF_{ag} liegt.

Im Gegensatz zum ageostrophischen Deformationsforcing wirkt der turbulente Frontogeneseterm, QF, im Bereich der Bodenfront (Zone A) frontolytisch. In diesem Bereich ist aufgrund der schwach labilen Temperaturschichtung der vertikale H-Fluß positiv. Dieser H-Fluß wirkt der durch die reibungsinduzierte vertikale Scherung der frontsenkrechten Strömung erzeugten Neigung der Isentropen in Richtung der Propagation der Front (Labilisierung) entgegen. Denselben frontolytischen Effekt hat QF in der Prandtl-Schicht ($z \leq 10 \text{ m}$) im Bereich der Kaltluft ($x \leq -400 \text{ km}$), wo der relativ warme Boden bei Kaltluftadvektion das Temperaturprofil in den untersten Dekametern labilisiert (Krümmung der Isentropen am Boden). Eine Zone mit frontogenetisch wirksamen QF liegt etwa 150 km vor der Bodenfront ($x = -200 \text{ km}$) unterhalb des Zentrums der Querkirkulationszelle. Eine weitere frontogenetische Zone in QF liegt ähnlich dem Feld von DF_{ag} im Bereich des Isentropentrog (Zone C). Insgesamt fällt im Feld für die turbulente Frontogenese (QF) eine Antisymmetrie der frontogenetischen Strukturen auf, wobei die Achse dieser Antisymmetrie eine Linie entlang der Vorderseite der Bodenfront (Zone A) senkrecht zum Boden beschreibt (Unter Antisymmetrie wird eine spiegelsymmetrische Anordnung der frontogenetischen bzw. frontolytischen Zonen in den Feldern der Frontogeneseterme verstanden, wobei die Zonen bei der Spiegelung an der Symmetrieachse ihr Vorzeichen wechseln).

An dem Einzelbild für das Tiltingforcing (TF) in Abb.6.1 ist vor allem auffällig, daß TF innerhalb der GS aufgrund der dort neutralen Schichtung nahezu verschwindet. Außerhalb der GS besitzt das Tiltingforcing eine ausgedehnte stark frontogenetische Zone gerade im Bereich der niedertroposphärischen Front (Zone E). Dadurch wird die frontolytische Zone im Feld von DF_{ag} für dieselbe Region überkompensiert und im Feld der Gesamtfrontogenese, F_x , taucht an dieser Stelle keine Frontolyse mehr auf. Die stark frontogenetische Zone im Feld von TF wird von zwei schwächeren frontolytischen Zonen flankiert. Diese Struktur des TF am Ende des Isentropentrog (Zone C, $x = -200 \text{ km}$, $z = 900 \text{ m}$) bzw. am oberen Ende des Aufwindjets vor der Bodenfront mit alternierenden Vorzeichen der Zonen wird über $\partial\bar{w}/\partial x$ durch das Muster der Querkirkulation an der Bodenfront bestimmt.

In der Gesamtfrontogenese, F_x , zeigt sich bereits für diesen einfachsten reibungsbehafteten Lauf-Nr.9 (keine äußeren Antriebe) ein stark strukturiertes Bild. Es ist zu erkennen, daß innerhalb der GS, abgesehen vom Bereich direkt vor der Bodenfront ($x = -300 \text{ km}$), die turbulente Frontogenese (QF) dominiert, während in der freien Atmosphäre das Tilting-Forcing (TF) bestimmend ist. Direkt vor der Bodenfront bildet die Summe aus dem frontogenetischen DF_{ag} und QF eine Dipol-Struktur mit Frontogenese direkt vor und Frontolyse im Bereich der Bodenfront (Abb.6.1).

b) UTJ1 mit turbulenter Reibung

Entsprechend den in Kapitel 4 dargestellten Unterschieden in den Isentropen- und Querkirkulationsmustern zwischen Lauf-Nr.9 (LTJ1) und Lauf-Nr.11 (UTJ1) zeigen auch die Felder der Frontogeneseterme für den UTJ1-Fall (Abb.6.2) gegenüber dem LTJ1-Fall (Abb.6.1) andere Struk-

turen. So dehnen sich die frontogenetischen bzw. frontolytischen Felder der relevanten Frontogeneseterme (DF_{ag} , QF, TF, F_x) von Lauf-Nr.11 bei dem gewählten Betrag für die erste Isolinie ($1 \times 10^{-10} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1} \text{ s}^{-1}$) kaum über die Höhe von 1 km aus, im Gegensatz zum Lauf-Nr.9. Durch die wesentlich größere horizontale Ausdehnung der thermischen Übergangszone (Front) des UTJ gegenüber dem LTJ, sind die maximalen Beträge der Frontogeneseterme von Lauf-Nr.11 um eine Größenordnung kleiner als die entsprechenden Beträge von Lauf-Nr.9.

Es gibt jedoch auch Gemeinsamkeiten. So weist z.B. auch das ageostrophische Deformationsforcing der reibungsbehafteten UTJ1-Simulation zum Zeitpunkt $t = 12 \text{ h}$ (Abb.6.2) eine frontogenetische Zone im Bereich der Bodenfront (Zone A, $x = -100 \text{ km}$) bzw. des Isentropentrog (Zone C, $-200 \text{ km} \leq x \leq 100 \text{ km}$) auf. Ferner sind wie im Lauf-Nr.9 die Strukturen des Feldes der turbulenten Frontogenese (QF) annähernd antisymmetrisch zu einer senkrechten Achse angeordnet. Im Unterschied zum LTJ1-Fall liegt die Achse im Lauf-Nr.11 jedoch hinter der Bodenfront (Zone A) bei $x = -250 \text{ km}$. Schließlich verschwindet auch im UTJ1-Fall das Tilting-Forcing (TF) innerhalb der GS.

TF verschwindet jedoch auch oberhalb von 1 km fast völlig und besitzt damit nicht die für Lauf-Nr.9 festgestellte Struktur der Zonen mit alternierendem Vorzeichen. Dies liegt vor allem an dem im Vergleich zum LTJ1-Fall geringeren Aufwind und damit auch geringeren $\partial \bar{w} / \partial x$ vor der Bodenfront. Somit ist im Feld für TF nur eine frontolytische Zone am unteren Ende des Abwindgebietes direkt oberhalb des Isentropentrog (Zone C bei $x = -450 \text{ km}$) zu erkennen.

Die Strukturen im Feld für die Gesamtfrontogenese, F_x , sind aufgrund der sehr kleinräumigen Muster im Feld für QF innerhalb der GS recht diffus. Im Bereich der Bodenfront kompensieren sich gerade das ageostrophische DF_{ag} und die turbulente Frontogenese QF weitestgehend so, daß nur in den untersten Dekametern vor der Bodenfront ($x = 0 \text{ km}$) eine frontogenetische Zone verbleibt. Ansonsten bestimmt analog zu Lauf-Nr.9 (LTJ1) innerhalb der GS die turbulente Frontogenese QF und oberhalb der GS die Summe aus TF und DF_{ag} die Struktur von F_x analog zu Lauf-Nr.9.

6.3.2 Fronten mit äußerem Antrieb (LTJ2, LTJ3 und UTJ3)

a) LTJ2 ohne turbulente Reibung

Im reibungsfreien Lauf-Nr.2 (Abb.6.3) sorgt vor allem das geostrophische Deformationsforcing (DF_g) für eine ausgeprägte frontogenetische Zone direkt im Bereich des höchsten front-senkrechten Gradienten (Zone E; mit Zone G die einzige auch im reibungsfreien Fall existierende Zone gemäß Tab.4.1). Diese DF-Frontogenese wird jedoch durch eine frontolytisches Tilting-Forcing (TF) im selben Bereich teilweise kompensiert. Lediglich in den untersten 700 m verbleibt in der Gesamtfrontogenese eine auf die Front begrenzte frontogenetische Zone, weil hier TF durch die untere Randbedingung $\bar{w} = 0$ klein wird.

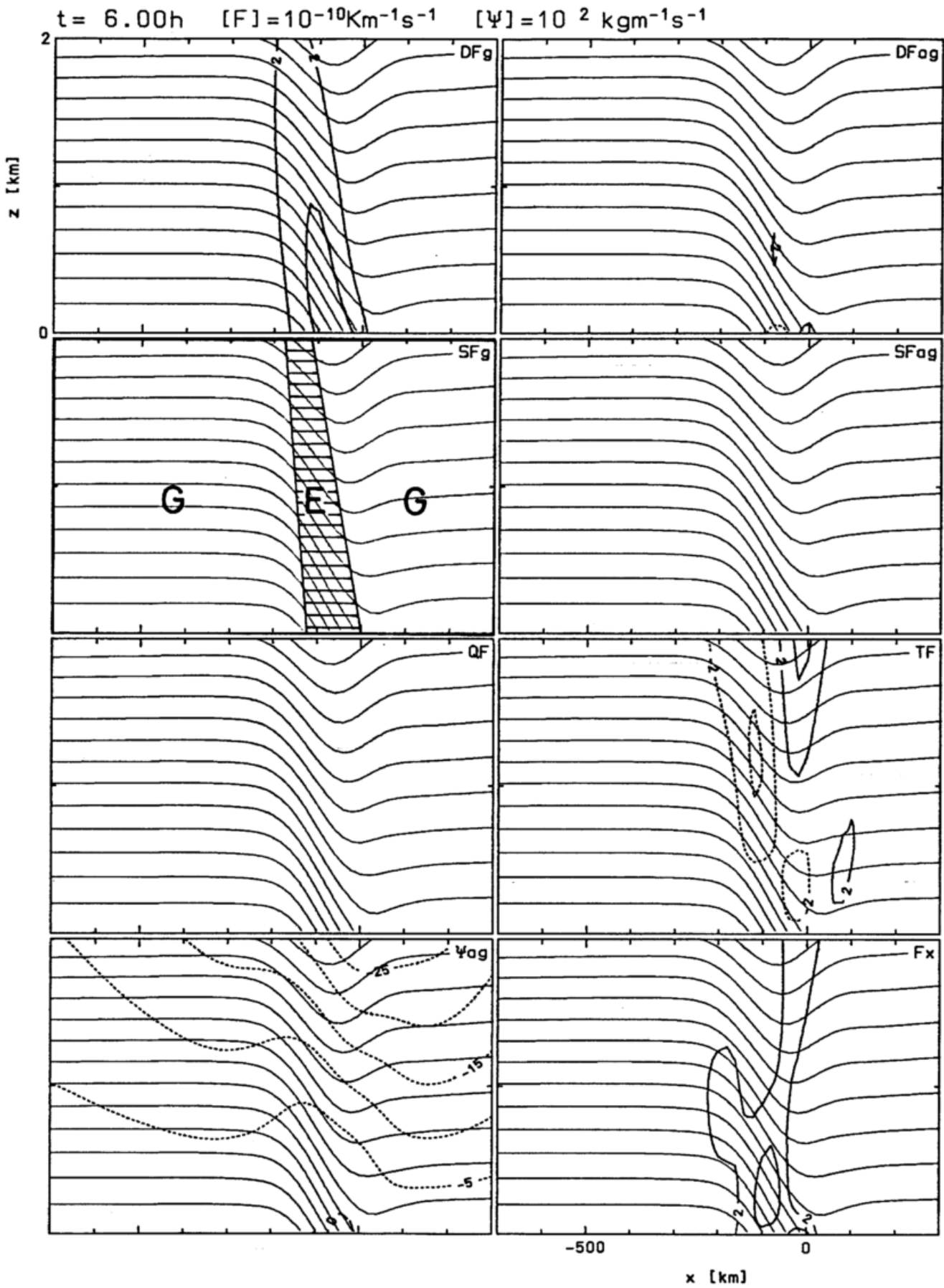


Abb.6.3: Wie Abb.6.1, aber für Lauf-Nr.2 (LTJ2OREI), $t = 6 h$.

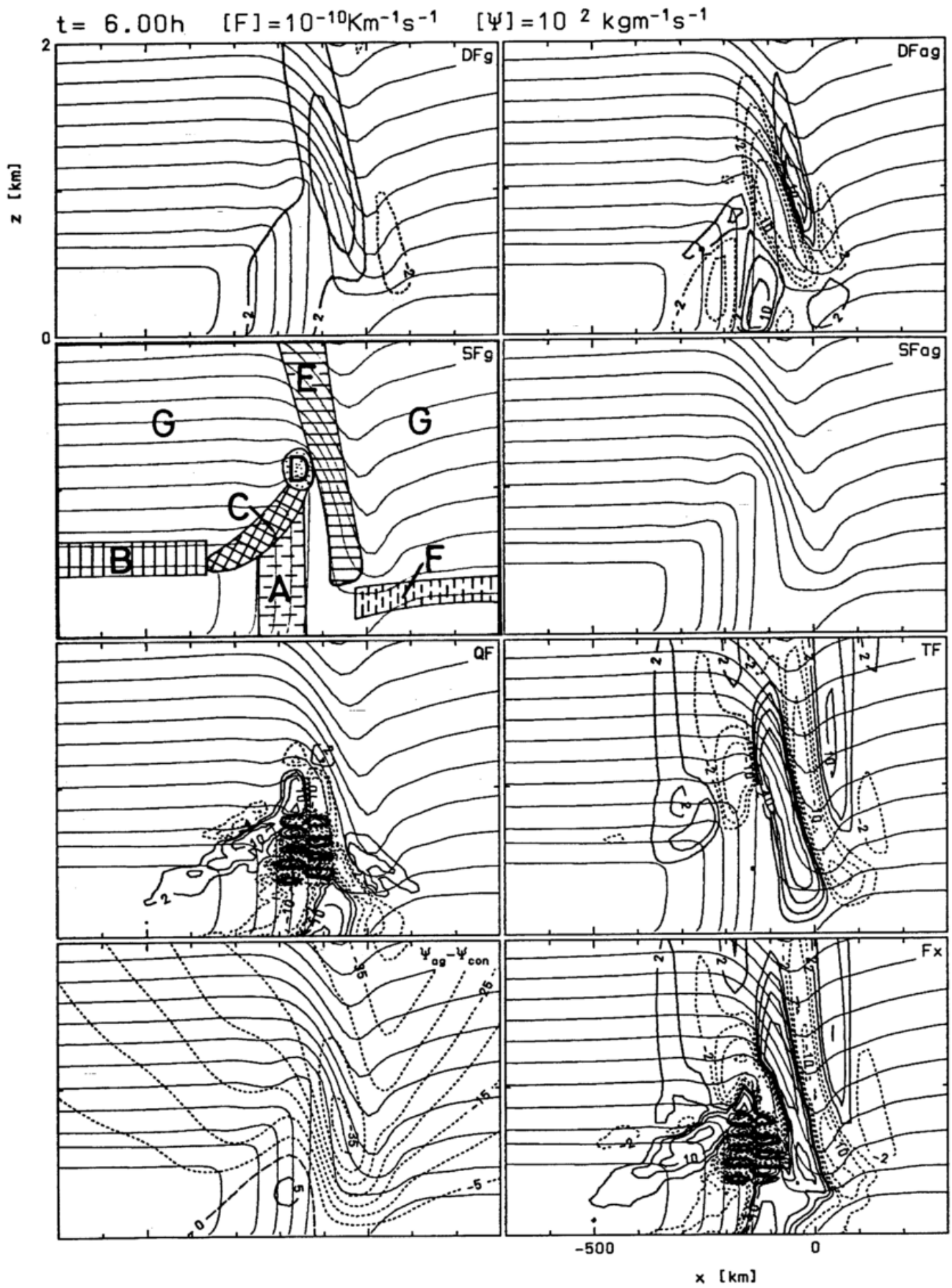


Abb.6.4: Wie Abb.6.1, aber für Lauf-Nr.12 (LTJ2SQ0), $t = 6 h$.

b) LTJ2 mit turbulenter Reibung

Der reibungsbehaftete Lauf-Nr. 12 der LTJ2-Frontsimulation (Abb. 6.4) zeigt gegenüber dem entsprechenden reibungsfreien Lauf-Nr. 2 (Abb. 6.3) sehr stark veränderte frontogenetische Strukturen. So wird die frontogenetische Zone im Feld des geostrophischen Deformationsforcings (DF_g) durch den Einfluß der turbulenten Reibung entsprechend der Aufspaltung der Front in zwei Bereiche, einen an der Bodenfront (Zone A), den anderen an der niedertroposphärischen Front (Zone E), deformiert und innerhalb der GS abgeschwächt.

Das Feld des ageostrophischen Deformationsforcings besitzt bereits zu diesem frühen Zeitpunkt der Simulation ($t = 6$ h) annähernd die Struktur von DF_{ag} im reibungsbehafteten LTJ1-Fall (Lauf-Nr. 9, Abb. 6.1). Dies ist ein weiteres Indiz dafür, daß zu Beginn der Simulation sich noch die reibungsinduzierte Quercirkulation von Lauf-Nr. 9 und die durch den großskaligen Antrieb erzeugte Quercirkulation (Lauf-Nr. 2) ohne erkennbare Wechselwirkungen überlagern (Superposition der Quercirkulationen, \rightarrow Kap. 5.2.2). Im Feld für das Tiltingforcing (TF) ist auch wieder die Struktur der alternierenden Minima und Maxima, ähnlich dem Lauf-Nr. 9 zu erkennen. Dabei dominiert die frontogenetische Zone im Bereich der niedertroposphärischen Front (Zone E). Innerhalb der GS verschwindet TF wie im LTJ1-Fall.

Das Feld der turbulenten Frontogenese (QF) zeigt in einem Bereich vor und in der Bodenfront ($-200 \text{ km} \leq x \leq -100 \text{ km}$), abgehoben vom Boden, eine Struktur von sehr kleinräumigen Extrema mit alternierenden Vorzeichen. Diese Struktur entsteht in einem Gebiet statisch labiler Temperaturschichtung und wird durch die starke vertikale Scherung der frontsenkrechteten Strömung erzeugt. Die statische Instabilität im Modellgebiet kann hier vom Modell bei einem Diffusionszeitschritt von 15 s nicht ausreichend schnell durch den turbulenten Fluß fühlbarer Wärme abgebaut werden. Die resultierende numerische Instabilität ist jedoch so schwach, daß sie im unterlegten $\bar{\Theta}$ -Feld und allen anderen Feldern außer QF nicht zu erkennen ist. Lediglich für das Feld der turbulenten Frontogenese, welches de facto die x-Ableitung der doppelten z-Ableitung von $\bar{\Theta}$ wiedergibt, wird die Instabilität deutlich. Im weiteren Verlauf der Simulation verschwindet diese Instabilität jedoch, da die reibungsinduzierte frontogenetische Quercirkulationszelle, eingebettet in die großskalig generierte Quercirkulation, verschwindet. Daher sind auch alle anderen für den Zeitpunkt $t = 6$ h beschriebenen frontogenetischen Strukturen nicht für den gesamten Lauf-Nr. 12 repräsentativ.

Für die Gesamtfrontogenese von Lauf-Nr. 12 (Abb. 6.4) gilt wiederum die Aussage für den Lauf-Nr. 9, daß innerhalb der GS die turbulente Frontogenese (QF) bestimmend ist, während darüber das Tiltingforcing F_x steuert. Der Einfluß der Deformations-Antriebe (DF_g , DF_{ag}) ist in den untersten 2 Kilometern des Modellgebietes gering, abgesehen vom Bereich direkt vor der Bodenfront (Zone A), wo sich die frontogenetischen Effekte von QF und DF_{ag} additiv überlagern.

c) LTJ3 ohne turbulente Reibung

Wie Abb. 6.5 zeigt, setzt sich die Gesamtfrontogenese, F_x , des reibungsfreien LTJ mit Scherungs-Antrieb (Lauf-Nr. 3, $t = 12$ h) aus vier Termen (DF_{ag} , SF_g , SF_{ag} und TF) zusammen. Dabei wirken die beiden Scherungs-Antriebe im Bereich der Front (Zone E) frontogenetisch und davor frontolytisch, jedoch mit so geringen Beträgen, daß ihre Muster im Bild für F_x nicht mehr erkenn-

bar sind. Somit dominieren das ageostrophische Deformationsforcing (DF_{ag}) und vor allem das Tiltingforcing die Struktur von F_x . Dabei ist das Feld von TF im bodennahen Bereich der Front und im Aufwindgebiet ($x = -50$ km) stark frontolytisch; es wird von zwei frontogenetischen Zonen flankiert. In der Gesamtfrentogenese wird das frontogenetische TF vor der bodennahen Front durch eine vom Boden bis über 2 km Höhe reichende frontogenetische Zone im Feld für DF_{ag} verstärkt. Daraus ergibt sich für F_x eine Tripol-Struktur mit zwei frontogenetischen Zonen vor und hinter und einer frontolytischen Zone in der Front.

d) LTJ3 mit turbulenter Reibung

Im reibungsbehafteten LTJ3-Fall (Lauf-Nr.13, Abb.6.6) kommt zu den vier Frontogenesetermen von Lauf-Nr.3 noch die turbulente Frontogenese (QF) hinzu. Der Vergleich der F_x -Felder beider Läufe (Abb.6.5 und Abb.6.6) zeigt jedoch, daß zumindest die frontogenetische Zone vor der Front im reibungsbehafteten Fall kaum ihre Lage und Intensität gegenüber dem reibungsfreien Fall verändert. Dies liegt daran, daß in diesem präfrontalen Bereich die Grenzschichtobergrenze (Zone F) besonders niedrig liegt und dadurch der Einfluß der turbulenten Reibung vor der Front gering bleibt. Daher bestimmen auch in Lauf-Nr.13 vor der Front TF und DF_{ag} die Gesamtfrentogenese.

Im Bereich der Front (Zonen A und E) gilt das allerdings nicht mehr. Hier dominiert die turbulente Frontogenese (QF), deren Einfluß aufgrund hochreichender neutraler Temperaturschichtung in den Zonen A und E (Isentropen stehen senkrecht) bis 1.8 km Höhe reicht. Das TF verschwindet hier aus diesem Grund. Hinter der niedertroposphärischen Front (Zone E) bis zum Boden hinunter steuert QF innerhalb und TF außerhalb der GS die Gesamtfrentogenese. Der großskalige Scherungs-Antrieb (SF_g) und auch SF_{ag} spielen dagegen in den untersten 2 Kilometern des Modellgebietes keine wesentliche Rolle. Insgesamt wird damit durch den Einfluß der turbulenten Reibung im Feld für die Gesamtfrentogenese in Bodennähe die Tripol-Struktur des reibungsfreien Laufes (Nr.3) durch eine Dipol-Struktur mit Frontogenese vor und Frontolyse in und hinter der Bodenfront (Zone A, Abb.6.6) ersetzt. Diese bodennahe Dipol-Struktur besitzen auch die F_x -Felder der anderen LTJ-Läufe mit turbulenter Reibung (Abb.6.1 und Abb.6.4).

e) UTJ3 ohne turbulente Reibung

Zur Diskussion der Frontogeneseterme des reibungsfreien UTJ mit großskaligem Scherungs-Antrieb (SF_g) empfiehlt es sich den für Abb.6.7 gewählten Modellausschnitt in eine Frontregion (Zone E) und eine Region hinter der Front im Bereich der flachen Querkirkulationszelle, die sich im Uhrzeigersinn dreht (negative Isolinien für Ψ_{ag}), zu unterteilen. In der Frontregion wird die Gesamtfrentogenese durch den geostrophischen Scherungs-Antrieb (SF_g) und das Tiltingforcing (TF) geprägt. Dabei kompensieren sich oberhalb 1.5 km diese beiden Antriebe wechselseitig, wogegen unterhalb das TF wegen der unteren Randbedingung $w(z=0)=0$ zum Boden hin so abnimmt, daß bodennah eine breite Zone mit schwacher, aber ständiger Frontogenese durch SF_g im Feld für F_x verbleibt.

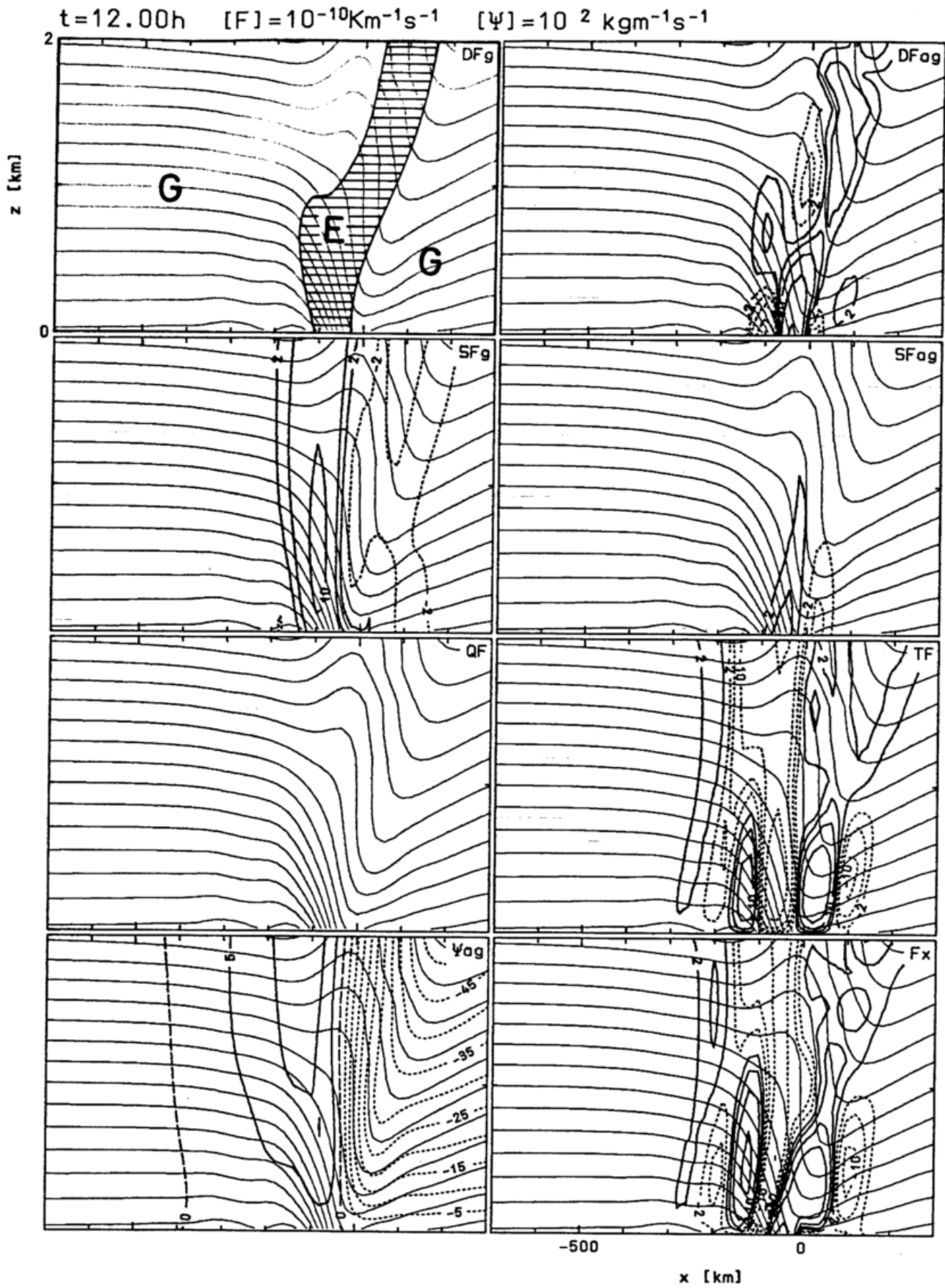


Abb.6.5: Wie Abb.6.1, aber für Lauf-Nr.3 (LTJ3OREI), $t = 12$ h.

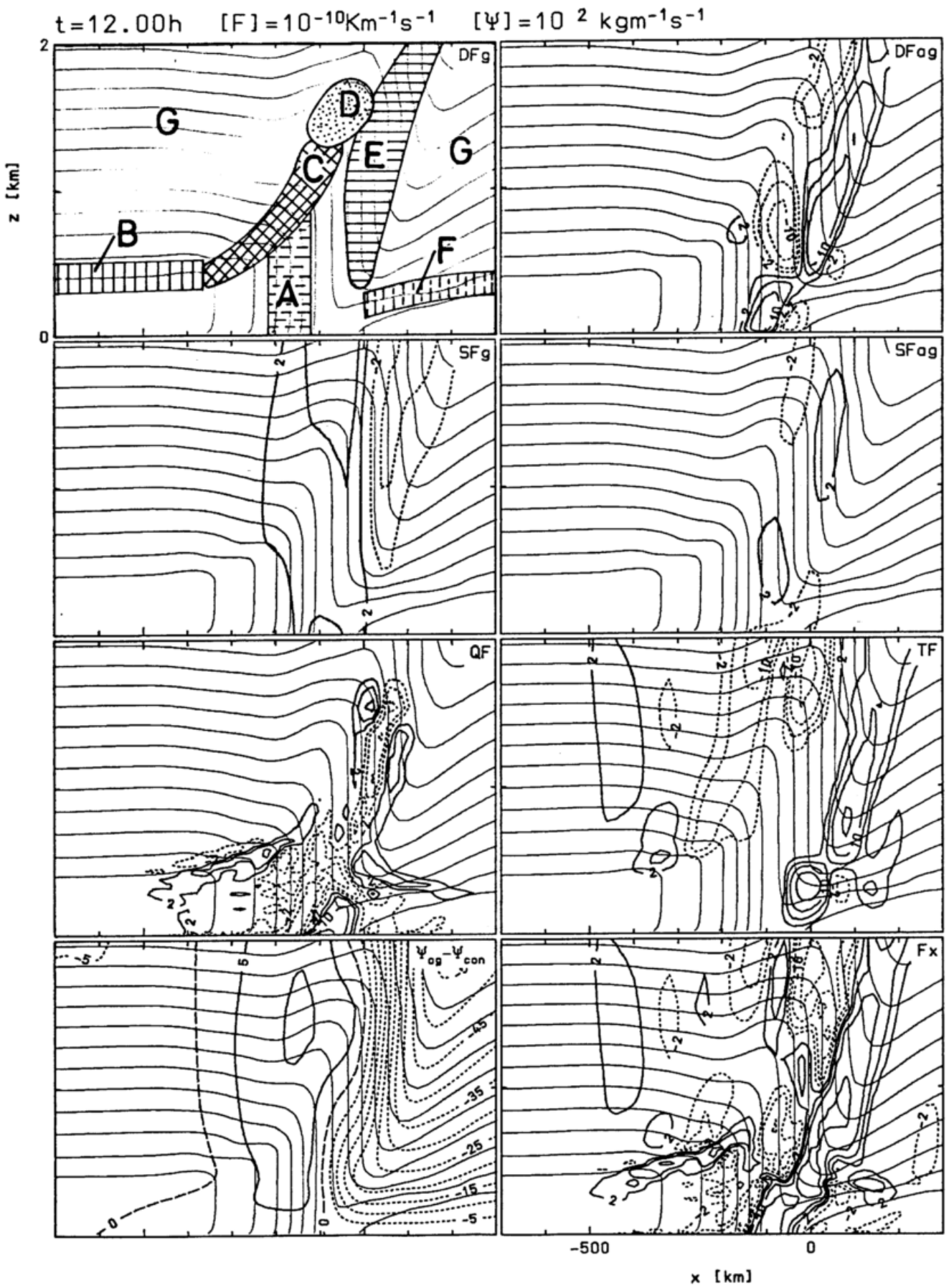


Abb.6.6: Wie Abb.6.1, aber für Lauf-Nr.13 (LTJ3SQ0), $t = 12 h$.

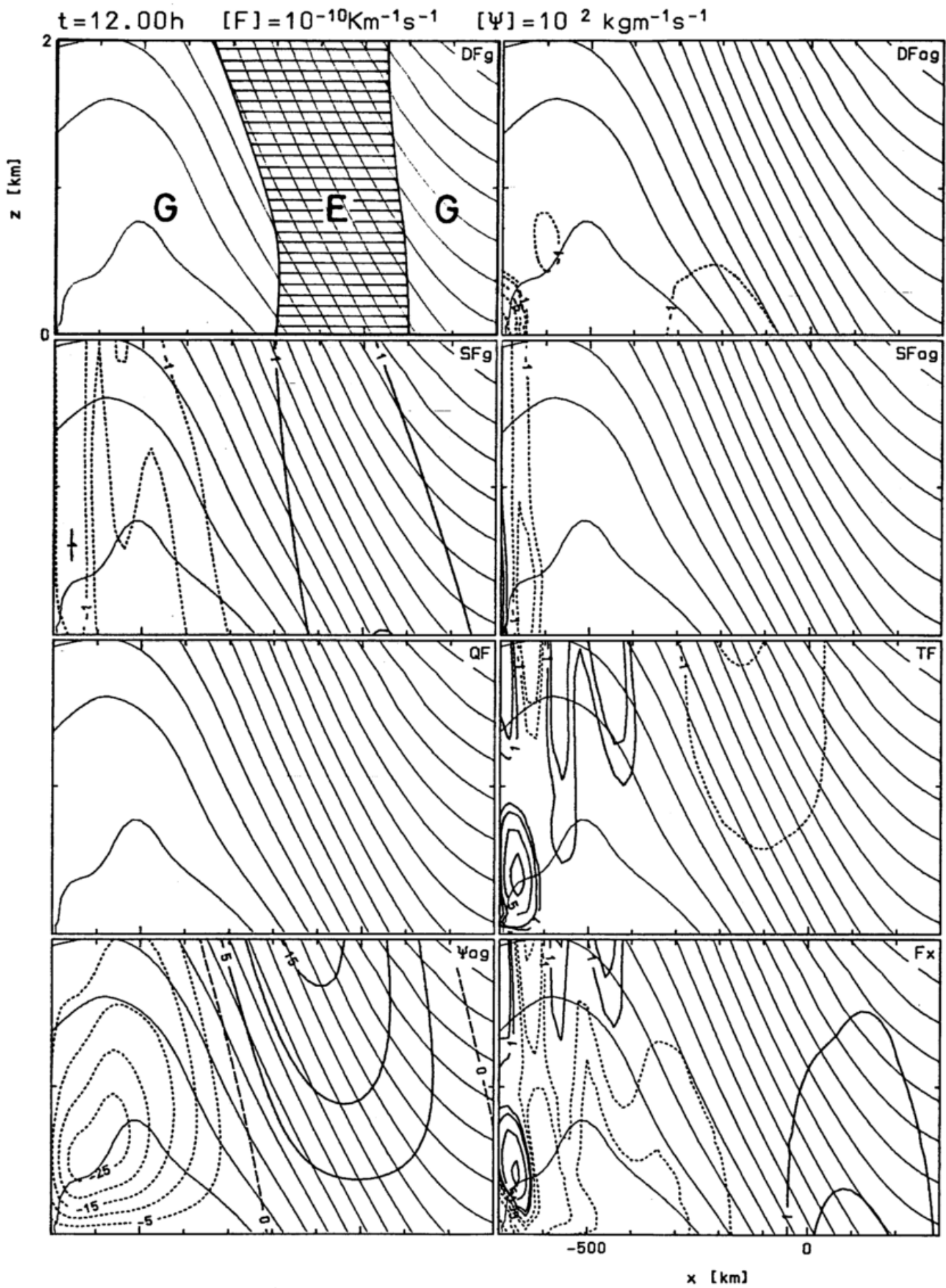


Abb.6.7: Wie Abb.6.1, aber für Lauf-Nr.5 (UTJ3OREI), $t = 12 h$.

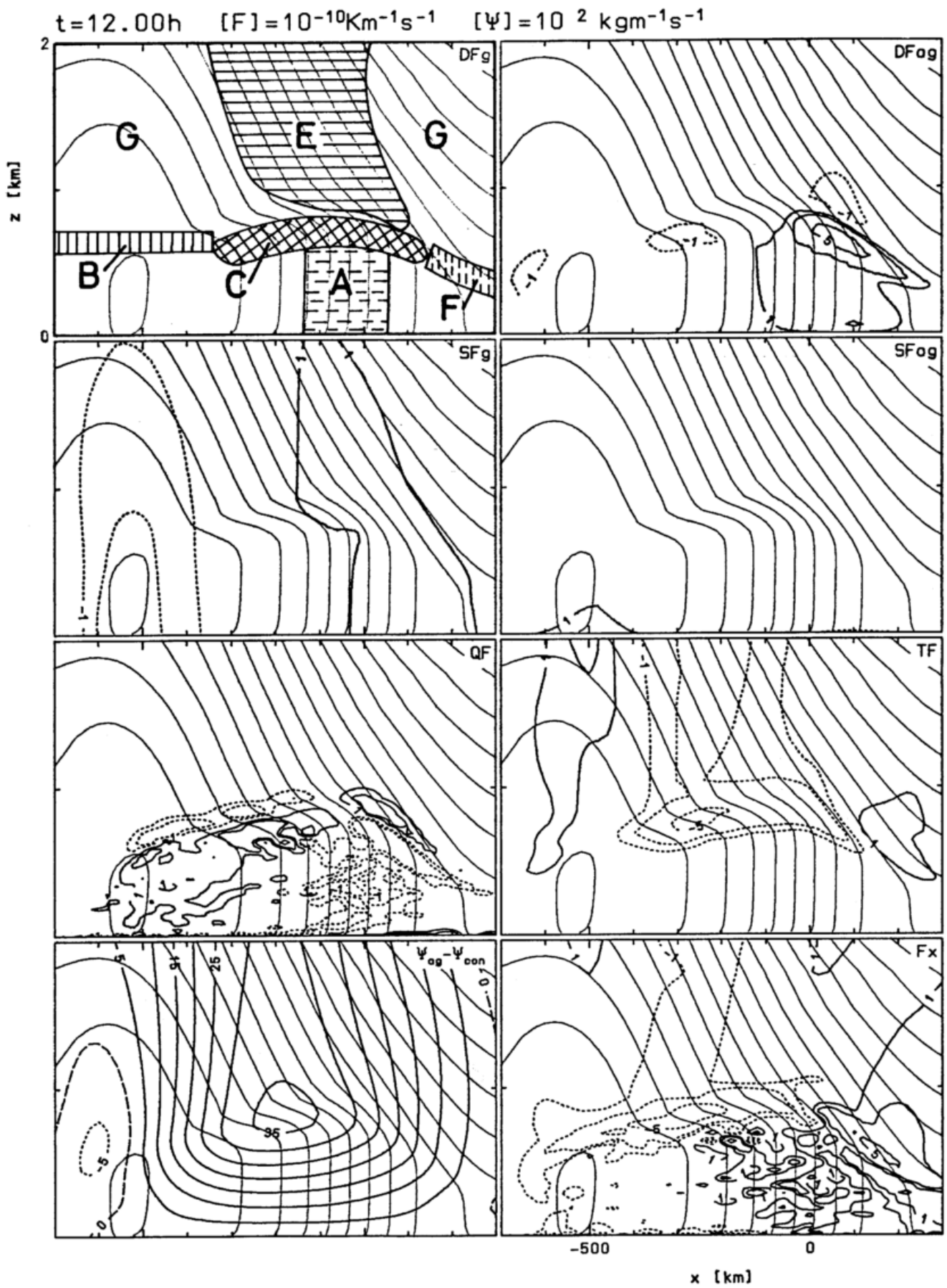


Abb.6.8: Wie Abb.6.1, aber für Lauf-Nr.14 (UTJ3SQ0), $t = 12 \text{ h}$.

Dagegen werden in der Region der flachen Querkulationszelle die Felder der Frontogeneseterme durch eine SBI-Zone am linken Rand des Bildausschnittes ($x = -700$ km in Abb.6.7) geprägt. Hier steuern wieder DF_{ag} und TF die Gesamtfrontogenese.

f) UTJ3 mit turbulenter Reibung

Die Abb.6.8 für den UTJ3-Lauf mit turbulenter Reibung (Lauf-Nr.14) zeigt zwei Hauptmerkmale. Zum einen ist die SBI-Zone des entsprechenden reibungsfreien Laufes (Nr.5) in den Feldern der Frontogeneseterme, insbesondere in denen für DF_{ag} und TF, nicht mehr vorhanden. Zum anderen sind im untersten Kilometer des Modellgebietes die frontogenetischen Strukturen der Läufe-Nr.11 (UTJ1 mit Reibung, Abb.6.2) und Nr.14 (UTJ3 mit Reibung, Abb.6.8) sehr ähnlich. Lediglich die horizontale Erstreckung der Felder von QF und TF ist im UTJ3-Fall aufgrund des stärkeren frontsenkrechten ageostrophischen Windes größer. Daher gilt auch für die Gesamtfrontogenese, F_x , von Lauf-Nr.14, daß sie innerhalb der GS durch QF und außerhalb durch DF_{ag} gesteuert wird. Der eigentliche Antrieb der UTJ3-Front, also das geostrophische Scherungsforcing (SF_g), spielt innerhalb der GS keine Rolle. Oberhalb der GS wird SF_g wieder wie im reibungsfreien UTJ3-Lauf durch das Tiltingforcing kompensiert.

6.4 Zusammenfassung der Ergebnisse von Kapitel 6

Abschließend werden die wichtigsten Erkenntnisse, die sich aus der Untersuchung der Frontogenese-Mechanismen reibungsbehafteter Fronten mit Hilfe der Terme der Frontogenesefunktion nach Miller (1948) ergeben, aufgelistet.

- a) Die beiden unterschiedlichen Jets (LTJ und UTJ) zeigen aufgrund ihrer sehr unterschiedlichen Isentropen- und Querkulationsmuster auch sehr unterschiedliche frontogenetische Strukturen (Vergl. Abb.6.1 mit Abb.6.2).
- b) Für beide Jets gilt jedoch, daß in den Fällen mit turbulenter Reibung das ageostrophische Deformationsforcing (DF_{ag}) an der Bodenfront immer frontogenetisch ist und daß durch den turbulenten Fluß fühlbarer Wärme die GS nahezu neutral geschichtet wird, wodurch das Tiltingforcing (TF) innerhalb der GS verschwindet.
- c) Abgesehen vom reibungsfreien LTJ2-Fall wird die Gesamtfrontogenese durch das Tiltingforcing (TF) und, in den Simulationen mit turbulenter Reibung, die turbulente Frontogenese (QF) gesteuert.
- d) Die in Kap.4.3 definierten charakteristischen Zonen an reibungsbehafteten Kaltfronten sind für die gezeigten Isentropenmuster der fünf reibungsbehafteten Kaltfrontsimulationen problemlos lokalisierbar und bringen damit wieder eine gewisse Ordnung in die Mannigfaltigkeit der frontalen Strukturen in den meteorologischen Feldern.
- f) Die frontogenetischen Strukturen können die Lokalisierung der charakteristischen Zonen A bis G gemäß Tab.4.1 für reibungsbehaftete Kaltfronten erleichtern. So befindet sich der Isentropentrog (Zone C) immer unterhalb einer frontolytischen Zone im Feld für das Tiltingforcing (TF). Ferner gibt die Untergrenze des Tiltingforcings in etwa die Obergrenze der turbulenten Zone in den Rechenläufen mit Reibung an.

- g) Die Ähnlichkeit der frontogenetischen Strukturen der LTJ1- und UTJ1-Läufe (Fronten ohne großskaligen Antrieb, Abb.6.1 und Abb.6.2) mit den entsprechenden Strukturen der reibungsbehafteten LTJ2- und UTJ3-Läufe (Fronten mit großskaligem Antrieb Abb.6.4 und Abb.6.8) zum selben Zeitpunkt der Simulation zeigt, daß die großskalig angetriebene Querzirkulation in den unteren 2 km der Modellatmosphäre nur einen sehr geringen Einfluß auf die Terme der Frontogenese-Funktion nach Miller (1948) hat.

Weil alle in den Kapiteln 4 bis 6 vorgestellten Frontsimulationen ohne Berücksichtigung der Strahlungsbilanz in der Grenzflächenbedingung für den Boden (Gl.2.36) gerechnet worden sind, war der Einfluß des Bodens in den bisherigen Läufen gering. Im folgenden Kapitel 7 wird daher der Lauf-Nr.13 (LTJ mit turbulenter Reibung und großskaligem Antrieb) unter Berücksichtigung eines Tagesgangs der Strahlungsbilanz am Boden untersucht. Dazu sollen in sieben verschiedenen Modellsimulationen bestimmte Parameter (Länge des Tages, Anfangsprofil der Bodentemperatur, Bodeneigenschaften) variiert werden. Dieses letzte Ergebnis-Kapitel stellt somit auch eine Sensitivitätsstudie bezüglich der Behandlung der Bodentemperatur in MAMBO dar.

7 Sensitivitätsstudien

In diesem Kapitel sollen zunächst einmal die zusätzlichen Effekte auf die Entwicklung der LTJ3-Front mit turbulenter Reibung (Lauf-Nr.13), die durch die Berücksichtigung der Strahlungsbilanz am Boden mit dem daraus resultierenden Tagesgang der Bodentemperatur auftreten, dargestellt werden. Dies geschieht im folgenden Unterkapitel anhand der Diskussion von Lauf-Nr.15. Danach folgen Sensitivitätsstudien durch Variation der Parameter für die kurzweilige Einstrahlung und die Bodeneigenschaften Volumenwärme und Albedo (Läufe-Nr.16 bis 21, → Tab.3.5).

7.1 Der Einfluß der Strahlungsbilanz am Boden auf die Entwicklung der LTJ3-Front

Abb.7.1 verdeutlicht die Konsequenzen, welche die Berücksichtigung der Nettostrahlung an der Bodenoberfläche (Q_0) über die Grenzflächenbedingung der Gl.(2.36) für den zeitlichen Verlauf des turbulenten Flusses fühlbarer Wärme (H_{z0}) und des Bodenwärmestroms (B_0) an der Bodenoberfläche hat. So bleiben im Lauf-Nr.13 mit verschwindender Nettostrahlung (Abb.7.1a) H_{z0} und B_0 sehr klein und verändern sich nur aufgrund der Passage des Jets an dem betrachteten Gitterpunkt. Dagegen sorgt in Lauf-Nr.15 (Abb.7.1b) die Amplitude des Tagesgangs der Strahlungsbilanz (Q_0) für entsprechende Amplituden in H_{z0} und B_0 . Dabei ist das ungewöhnlich frühe ($t_{UTC} = 5.5$ h) Ansteigen des Bodenwärmestroms mit der Nettostrahlung in Abb.7.1b auf die fehlende Feuchte im Boden und damit auf den fehlenden Fluß latenter Wärme (E_0) in Gl.(2.36) zurückzuführen. Dies gilt auch für den verspäteten Nulldurchgang von $B_0(t)$ bei Sonnenuntergang ($t_{UTC} = 17.5$ h).

(a) $Q_0(t) = 0, H_{z0}(t) = -B_0(t)$

(b) $Q_0(t) = H_{z0}(t) + B_0(t)$

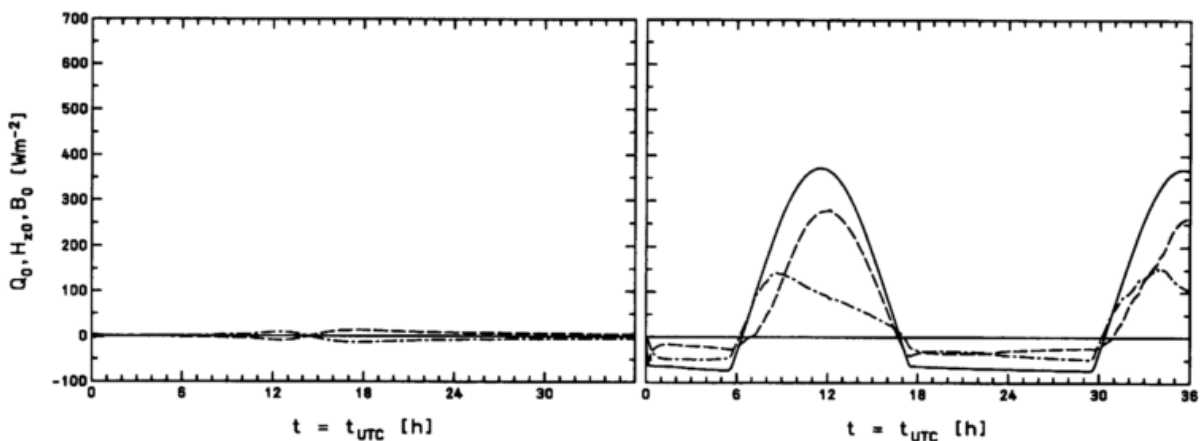


Abb.7.1: Zeitlicher Verlauf der Strahlungsbilanz Q_0 (durchgezogene Linie), des turbulenten Flusses fühlbarer Wärme (gestrichelte Linie) und des Bodenwärmestroms von der Bodenoberfläche in den Boden hinein (strich-punktierte Linie) in $W \cdot m^{-2}$ am 51. Gitterpunkt von MAMBO ($x = 0$ km) für (a) Lauf-Nr.13 (LTJ3SQ0, → Tab.3.4) und (b) Lauf-Nr.15 (LTJ3SQF1 = "Frühling-Front", → Tab.3.5). Zusätzlich ist in Abb.7.1b die Nulllinie (durchgezogene Linie) eingezeichnet. Ab Lauf-Nr.15 ist $t = t_{UTC}$ ($= t - 24h$ für $t > 24$ h).

Desweiteren führt die Annahme $B_0 \approx B_{B1}$ in Gl.(2.35) und damit die Vernachlässigung eines Speicherterms in der Grenzflächenbedingung zwischen Atmosphäre- und Bodenmodell (Gl.(2.36)) zu einer etwas zu starken Kopplung zwischen $Q_0(t)$ und $B_0(t)$. Eine Verbesserung dieser Kopplung wurde in einer Diplomarbeit von Zehe (1994) erreicht.

Wie die durchgezogenen Linien in Abb.7.2 zeigen, bestimmt der Tagesgang der Strahlungsbilanz am Boden den zeitlichen Verlauf der Temperatur der Bodenoberfläche (T_{B1}). So zeigt T_{B1} im strahlungsfreien Lauf-Nr.13 (Abb.7.2a) nur die Änderung der Bodentemperatur während der Frontpassage. Dagegen ist im selben Plot für den Lauf-Nr.15 (Abb.7.2b) der Zeitpunkt der Frontpassage nicht zu erkennen, da dieser durch die große Amplitude des Tagesgangs der Bodentemperatur maskiert wird. So beträgt die Amplitude der Oberflächentemperatur des Bodens (trockener Sand, Albedo = 30%) bei den Einstrahlungsbedingungen eines trockenen wolkenlosen Tages in Bonn zum Frühlingsanfang (21. März) zwischen dem wärmsten ($t_{UTC} = 12.5$ h) und dem kältesten ($t_{UTC} = 29.5$ h) Zeitpunkt der Simulation über 30 K (Abb.7.2b).

(a) ständig bedeckter Nachthimmel, $T_{Bi}(t)$ (b) "Frühling-Front", $T_{Bi}(t)$

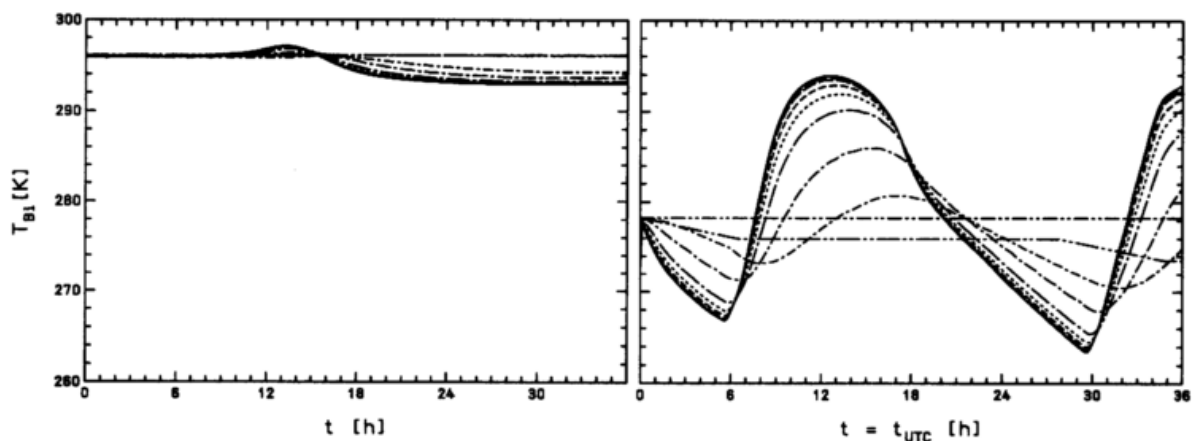


Abb.7.2: Zeitlicher Verlauf der Bodentemperaturen T_{Bi} in Kelvin am 51. Gitterpunkt des Bodenmodells von MAMBO ($x = 0$ km) für (a) Lauf-Nr.13 (LTJ3 mit Reibung und $Q_0(t) = 0$) und (b) Lauf-Nr.15 (wie Lauf-Nr.13 aber $Q_0(t) = Q_0(t, 21. \text{ März in Bonn})$). Oberste Bodenmodellfläche $z_{B1} = 0$ cm: durchgezogene Linie; unterste Bodenmodellfläche $z_{B10} = 50$ cm: kurzstrich-doppelpunktierte Linie mit konstanter Bodentemperatur. Dazwischen die Linien der anderen Bodenmodellflächen: $z_{B2} = 0.1$ cm, $z_{B3} = 0.2$ cm, $z_{B4} = 0.5$ cm, $z_{B5} = 1$ cm, $z_{B6} = 2$ cm, $z_{B7} = 5$ cm, $z_{B8} = 10$ cm, $z_{B9} = 20$ cm.

Die Auswirkungen der großen Tagesgang-Amplitude der Bodenoberflächentemperatur in Lauf-Nr.15 auf die Felder von \bar{v} , $\bar{\Theta}$ und $\Psi_{ag} - \Psi_{con}$ (Abb.7.3) und K_M^z und PV (Abb.7.4) machen sich bezüglich der Querzirkulation besonders in den Nachtstunden bemerkbar ($t = t_{UTC} = 24$ h in Abb.7.3 und Abb.7.4), wenn durch die bodennahe Abkühlung der Grenzschicht in den untersten 100 Metern des Atmosphärenmodells eine Inversion entsteht, welche die Produktion von Turbulenz unterbindet und damit die Atmosphäre vom Boden abkoppelt.

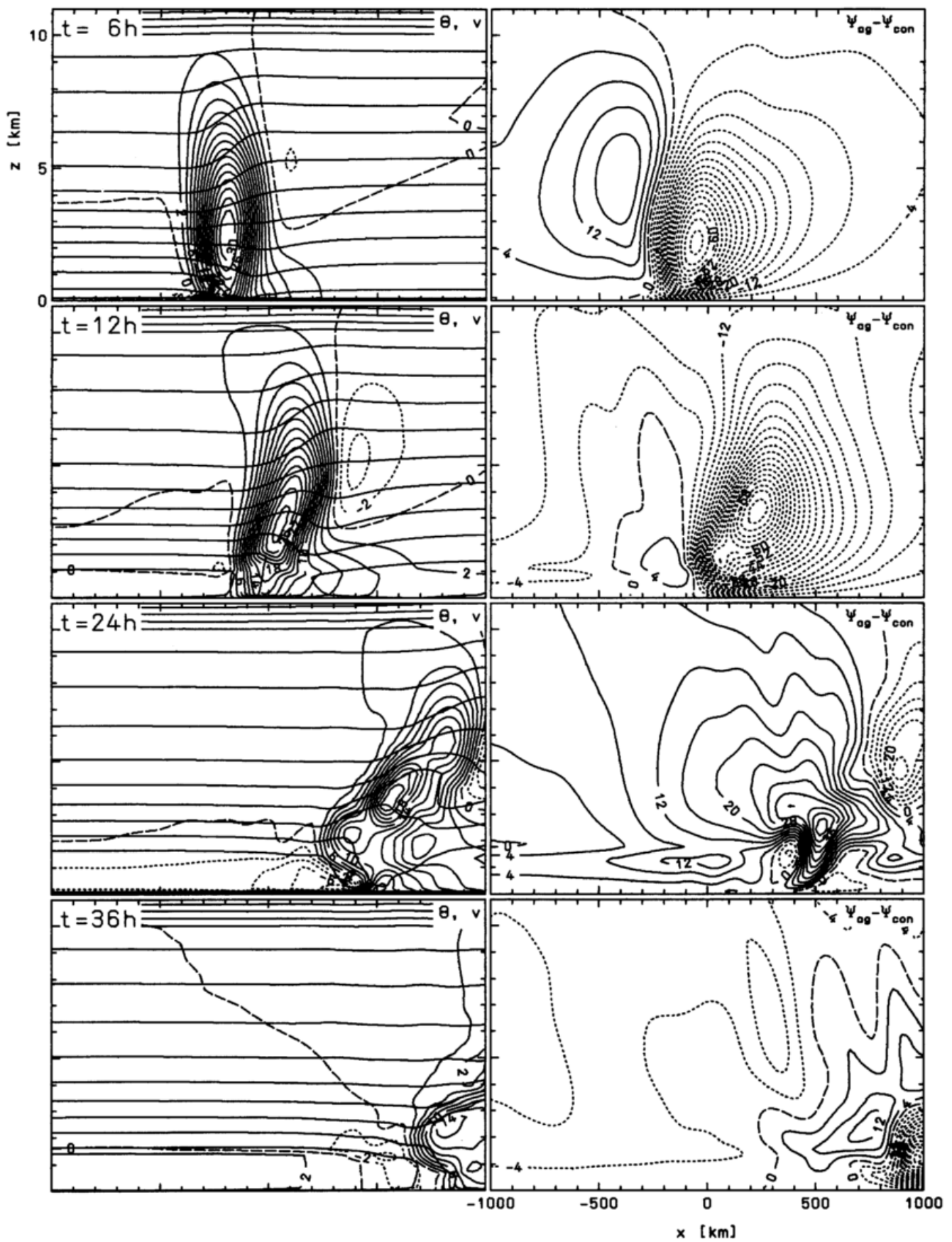


Abb.7.3: PLOT_A von Lauf-Nr.15 (LTJ3SQF1) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K, $t = t_{UTC}$.

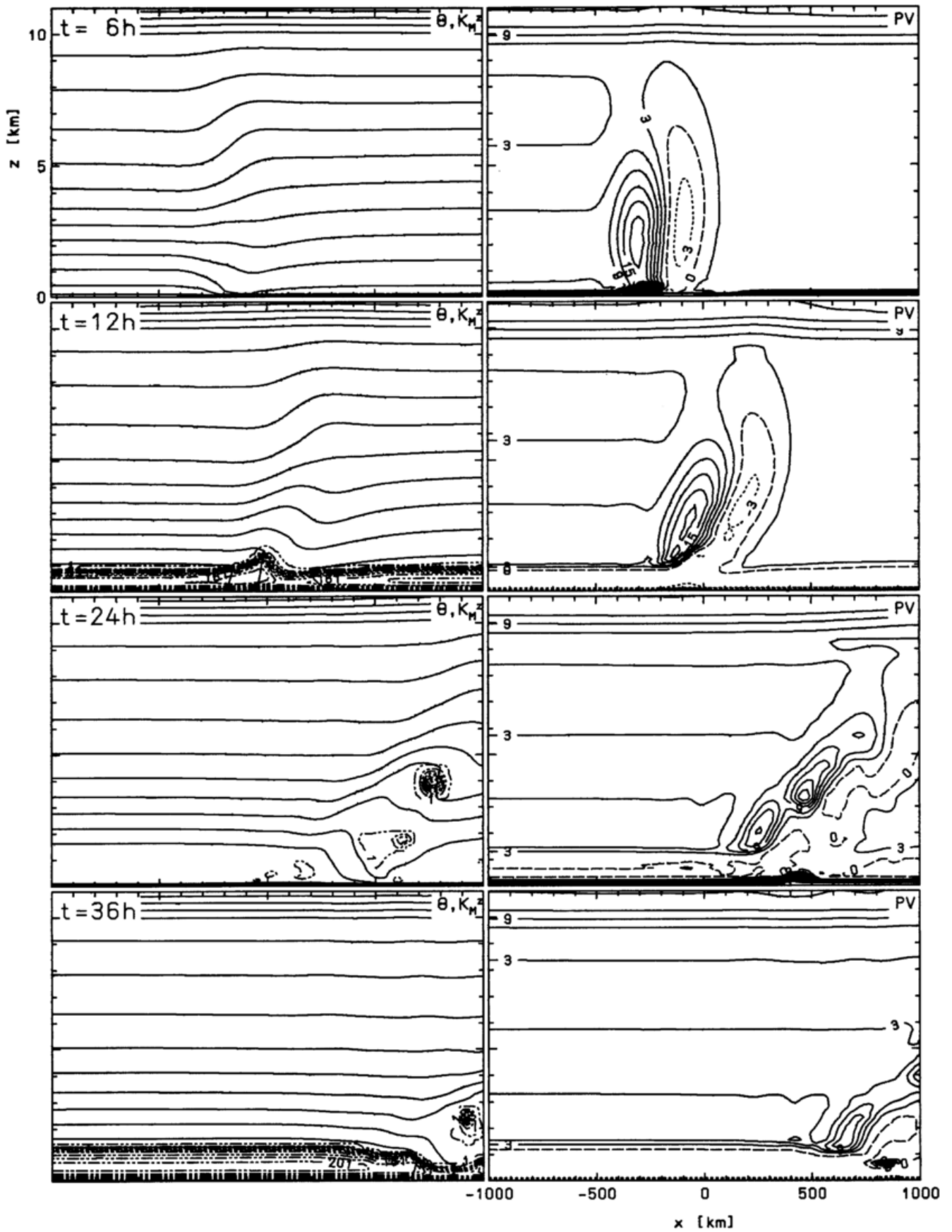


Abb.7.4: PLOT_B von Lauf-Nr.15 (LTJ3SQF1) mit $0 \leq z \leq 11$ km, $\Delta\bar{\theta} = 4$ K, $t = t_{UTC}$.

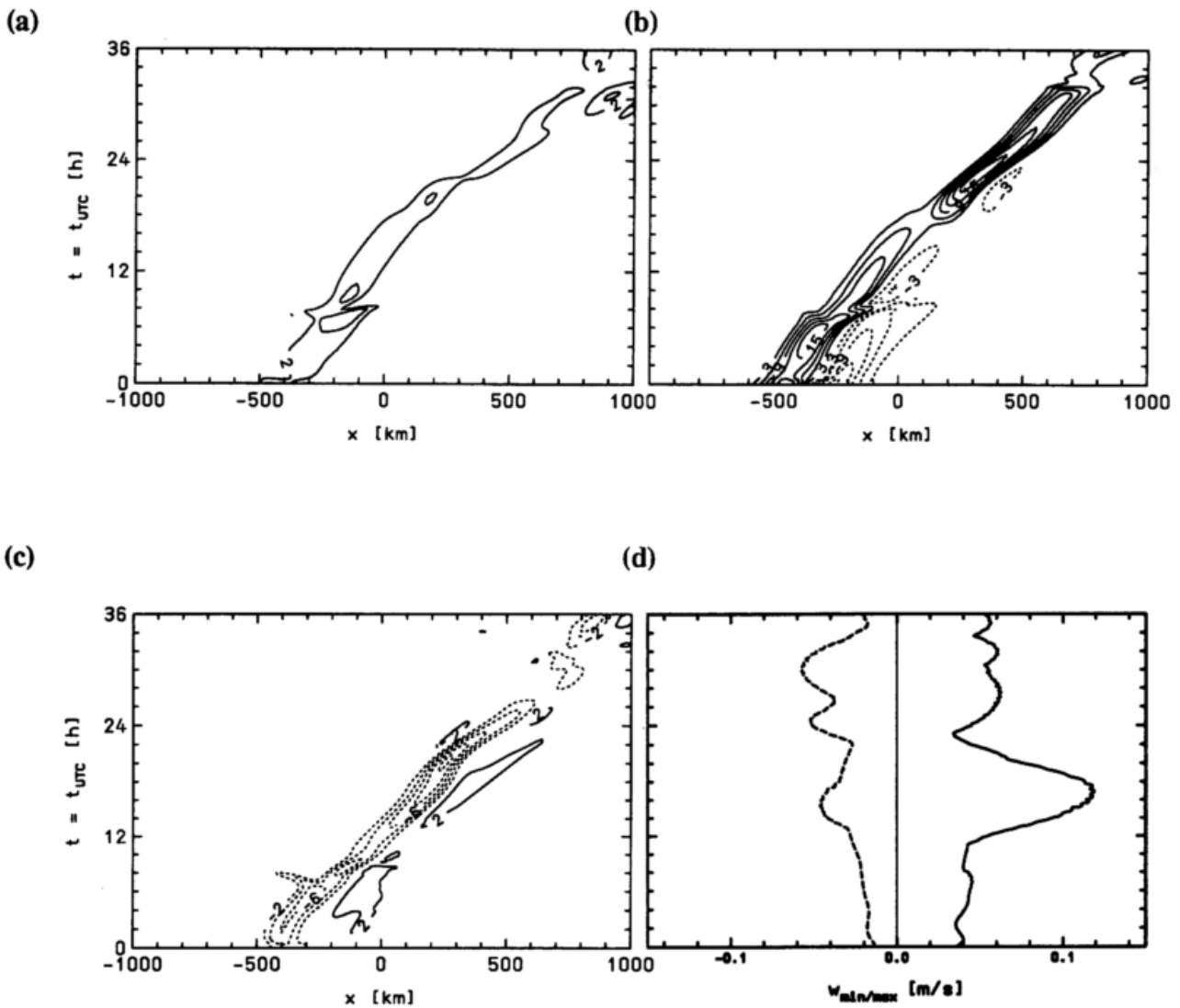


Abb.7.5: Lauf-Nr.15 (LTJ3SQF1), wie Abb.5.2, d.h.:

- (a) Isoplethendarstellung des frontsenkrechten Temperaturgradienten $\partial\bar{\Theta}/\partial x$
- (b) Isoplethendarstellung der relativen Vorticity $\partial\bar{v}/\partial x$
- (c) Isoplethendarstellung der frontsenkrechten ageostrophischen Divergenz $\partial u_{ag}/\partial x$ für $z = 90$ m. Isolinienabstände (a): $2 \times 10^{-5} \text{K} \cdot \text{m}^{-1}$; (b): $3 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$; (c): $2 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$.
- (d) zeitliche Entwicklung der Maxima und Minima des Vertikalwindes \bar{w} in m/s im gesamten Modellgebiet

Positive Werte sind jeweils durchgezogen, negative Werte kurz gestrichelt, $t = t_{UTC}$.

Dabei entsteht im Bereich des Jets eine kräftige Quercirkulationszelle mit einem Absinken an der Stelle im Modellgebiet ($x = 400$ km in Abb.7.3 für $t = 24$ h), wo im Lauf-Nr.13 die aus der reibungsinduzierten Konfluenz resultierende Aufwindzone liegt (\rightarrow Kap.5.1.2, Abb.5.3). Ferner ist zu erkennen, daß sich der bodennahe Nord-Jet im Lauf-Nr.15 (Abb.7.3) in den Nachtstunden der Simulation wie im reibungsfreien Lauf-Nr.3 (\rightarrow Kap.5.1.1, Abb.5.1) verstärkt. Dies dokumentiert auch der zeitliche Verlauf der bodennahen ($z = 90$ m) relativen Vorticity (Abb.7.5b) durch ein ausgeprägtes Maximum zwischen $t_{UTC} = 20$ h und $t_{UTC} = 30$ h.

Ansonsten zeigt der Vergleich von PLOT_A des Laufes-Nr.13 und des Laufes-Nr.15 (Abb.5.3 und Abb.7.3), daß sich oberhalb der Grenzschicht durch die Berücksichtigung der Nettostrahlung am Boden, abgesehen von den Nachtstunden der Simulation ($20 \text{ h} \leq t_{UTC} \leq 30 \text{ h}$), keine nennenswerten Unterschiede in den Feldern des frontparallelen Jets (\bar{v}), der potentiellen Temperatur ($\bar{\Theta}$) und der Querkirkulation ($\Psi_{ag} - \Psi_{con}$) ergeben.

Für den Bereich der turbulenten Grenzschicht gilt das natürlich nicht, wie bereits das Feld für den vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten (K_M^z , Abb.7.4, linke Spalte) offenbart. Hier zeigt sich der Tagesgang der Bodentemperatur in den Zeiten der Labilisierung der GS am Tage und der Stabilisierung der GS in der Nacht besonders deutlich. So verschwindet nachts innerhalb der GS im Lauf-Nr.15 die Turbulenz fast vollständig (Abb.7.4, $t_{UTC} = 24 \text{ h}$). Lediglich am verstärkten nächtlichen Nord-Jet ($0 \text{ km} \leq x \leq 200 \text{ km}$, $z \leq 1.5 \text{ km}$) gibt es für $t_{UTC} = 24 \text{ h}$ durch dynamische Erzeugung von Turbulenz kleine Bereiche mit Beträgen für K_M^z von mehr als $1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Die maximalen Werte für K_M^z liegen nachts wieder im Bereich der bereits für den Lauf-Nr.13 diskutierten (Kap.5.1.2) SBI-Zone. Dagegen steigen diese Werte tagsüber auf Beträge von über $200 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (Abb.7.4, $t_{UTC} = 36 \text{ h}$) an. Hier zeigt sich die große lokale Abhängigkeit der Turbulenzschließung (TKE- ℓ -Schließung nach Arritt (1987), \rightarrow Kap.2.3.1) von der Gradient-Richardson-Zahl, und damit auch von der Schichtungsstabilität der Atmosphäre.

Der Wechsel der Stabilität innerhalb der GS mit dem Tagesgang der Bodenoberflächentemperatur zeigt sich auch im Feld der potentiellen Vorticity (PV). So ist die GS tagsüber gleichzeitig eine Zone mit negativer PV ($-6. \leq PV \leq 0. \times 10^{-7} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$). Nachts sorgt dagegen eine niedrige bodennahe Inversion innerhalb der GS für einen sehr flachen Bereich mit stark positiver PV ($\leq +60 \times 10^{-7} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$, Abb.7.4, $t_{UTC} = 24 \text{ h}$). Außerhalb der GS durchläuft PV eine sehr ähnliche Entwicklung wie im Lauf-Nr.13 (vergl. Abb.5.4).

Der Tagesgang der Nettostrahlung am Boden spiegelt sich auch im zeitlichen Verlauf der bodennahen ($z = 90 \text{ m}$) frontsenkrechten Gradienten von \bar{u} , \bar{v} und $\bar{\Theta}$ und des maximalen Vertikalwindes im Modellgebiet (Abb.7.5) wider. Nimmt man den Ort des maximalen frontsenkrechten $\bar{\Theta}$ -Gradienten in 90 m Höhe auch als den Ort der Bodenfront an, so läßt sich zunächst erkennen, daß die Propagationsgeschwindigkeit der Front in Lauf-Nr.15 stark variiert. So scheint die Front kurz nach Sonnenaufgang ($t_{UTC} = 7.5 \text{ h}$) zunächst schneller zu propagieren, um dann kurze Zeit ($t_{UTC} = 8 \text{ h}$) später einen Rücksprung um gut 100 km zu erfahren. Dies geschieht genau zu dem Zeitpunkt, an dem die bodennahe nächtliche Inversion durch die einsetzende Erwärmung des Bodens rasch angehoben wird und dabei die Höhe $z = 90 \text{ m}$, für welche die Isoplethendarstellung von $\partial\bar{\Theta}/\partial x$ (Abb.7.5a) gilt, überschreitet. Der umgekehrte Effekt einer plötzlichen Beschleunigung der Front in 90 m Höhe tritt in den späten Abendstunden ($t_{UTC} = 21 \text{ h}$) auf, wenn sich durch die Abkühlung des Bodens eine neue, sehr flache, Inversionsschicht so bildet, daß die betrachtete fünfte Modellfläche ($z = 90 \text{ m}$) sich bereits in der sogenannten 'residual layer' (Stull, 1988) der GS befindet. Dies soll der spezielle PLOT_A (Abb.7.6) von Lauf-Nr.15 - angefertigt für einen Modellausschnitt, der nur die untersten 400 m und den horizontalen Ausschnitt $-500 \leq x \leq +500 \text{ km}$ erfaßt, nochmal verdeutlichen. Es zeigt sich, daß sowohl der "Rücksprung" der Front am Morgen (Übergang von $t = 6$ zu $t = 9 \text{ h}$ in Abb.7.6) als auch die Beschleunigung der Front am Abend (Übergang von $t = 15$ zu $t = 21 \text{ h}$ in Abb.7.6) eng mit der Umstellung von einer stabilen zu einer labilen Temperaturschichtung ("Rücksprung" der Front) - bzw. umgekehrt (Beschleunigung der Front) - der GS in den untersten 100 m der Atmosphäre verbunden ist.

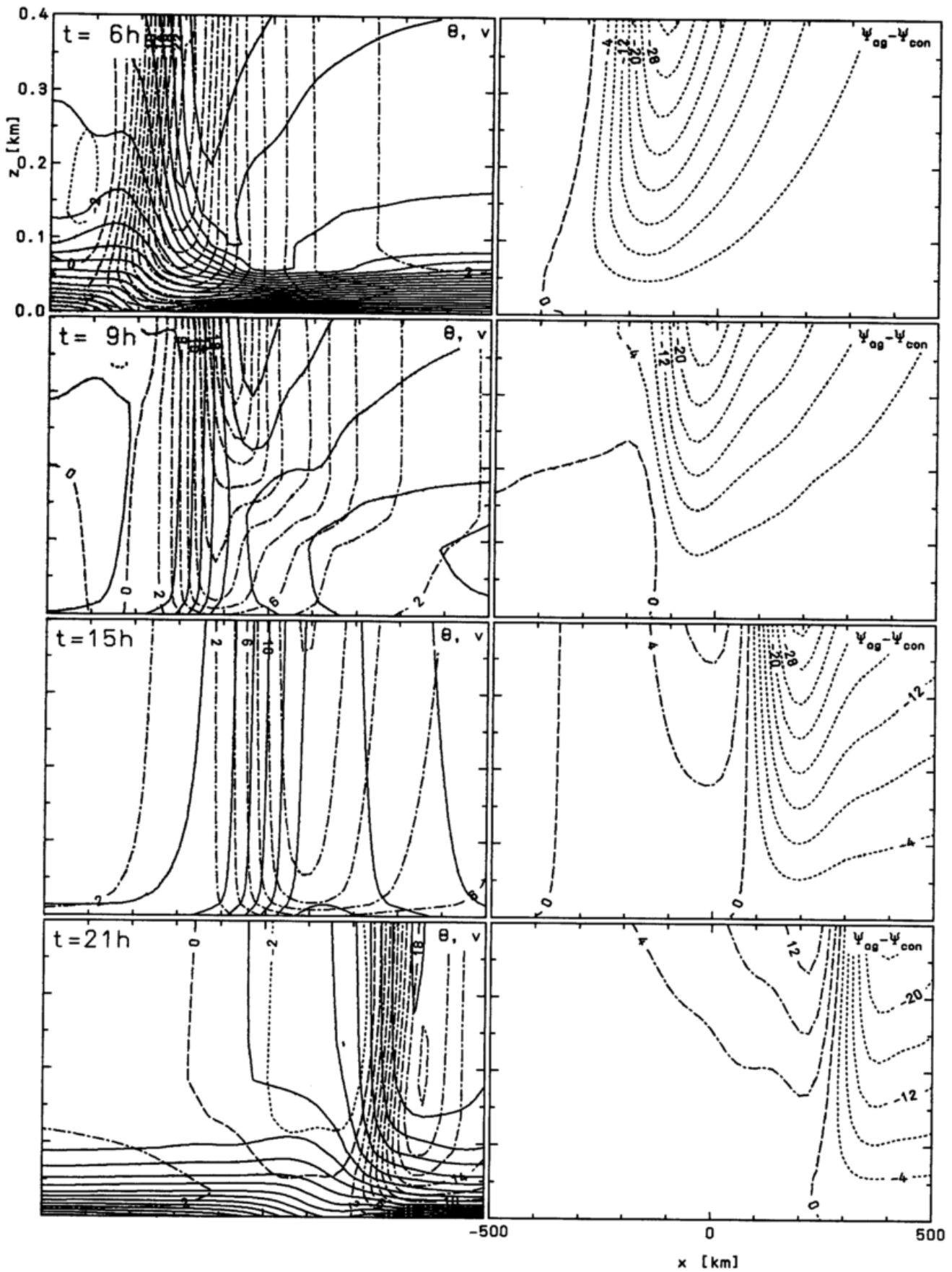


Abb.7.6: PLOT_A von Lauf-Nr.13 (LTJ3SQ0) mit $0 \leq z \leq 0.4$ km, $\Delta\bar{\theta} = 1$ K. Positive \bar{v} -Isotachen sind strich-punktiert in Abweichung zur Legende von PLOT_A (Kap.4.1).

Dabei 'springt' die Front beim Übergang von $t = 6$ h zu $t = 9$ h eben nicht als ganzes, sondern in dem betrachteten Niveau von 90 m wird zum Zeitpunkt $t = 8$ h aus einer Front in der freien Atmosphäre (\rightarrow Zone E gemäß Tab.4.1) eine Front innerhalb der GS (\rightarrow Zone A gemäß Tab.4.1). Diese Zone A (Bodenfront) liegt für den entsprechenden LTJ3-Lauf ohne Tagesgang der Strahlungsbilanz (Lauf-Nr.13) rund 200 km hinter der Front in der freien Atmosphäre (vergl. Abb.6.6, Zonen-Plot). Daher verwundert es nicht, daß auch der scheinbare Rücksprung der Front in 90 m Höhe zum Zeitpunkt $t \approx 8$ h (Abb.7.5a) etwa 200 km beträgt.

Ferner bleibt festzuhalten, daß die Front in Lauf-Nr.15 in der gesamten klaren Nacht, aufgrund der dann verschwindenden Turbulenz, schneller propagiert als am Tage (Abb.7.5a). Wie der Vergleich der Abb.7.5a mit Abb.5.5a zeigt, propagiert daher die bodennahe Front von Lauf-Nr.15, über den gesamten Simulationszeitraum gesehen, wesentlich schneller, als im Lauf-Nr.13 ohne Nettostrahlung, (entsprechend einem fortwährend bedeckten Nachthimmel), und liegt nach 36 Stunden Simulationszeit etwa 300 km voraus.

Auch der zeitliche Verlauf der relativen Vorticity ($\partial\bar{v}/\partial x$, Abb.7.5b) zeigt eine Variation der Propagationsgeschwindigkeit ihres Maximums mit einer schwachen Verzögerung kurz nach Sonnenaufgang ($t_{UTC} = 8$ bzw. 32 h) und einer starken Beschleunigung am Abend ($t_{UTC} = 18$ h) während der einsetzenden Abkühlung des Bodens.

Damit setzt diese Beschleunigung wesentlich früher ein (4 h), als die Beschleunigung des Maximums des frontsenkrechten Gradienten von $\bar{\Theta}$ (Abb.7.5a). Dies ist auch verständlich, da die Produktion von TKE bereits mit Beginn der Ausbildung der bodennahen Inversion bei $t_{UTC} = 18$ h unterbunden wird, was sofort zu einer Reduktion der vertikalen Impulsflüsse τ_{xz} , τ_{yz} und damit zu einer Beschleunigung der Propagation des bodennahen Jets führt. Dagegen dauert es rund 4 Stunden länger, bis die bodennahe Inversionsschicht eine Mächtigkeit von 90 m erreicht hat und sich damit in Abb.7.5a bemerkbar macht. Desweiteren wird der Betrag des Maximums der bodennahen relativen Vorticity tagsüber durch die turbulente Reibung stark reduziert. Nachts ($20 \text{ h} \leq t \leq 28 \text{ h}$) dagegen wächst das Maximum der relativen Vorticity bei fast verschwindender Turbulenz innerhalb der GS annähernd auf den Betrag, der im reibungsfreien Lauf-Nr.3 (Abb.5.1b) zum selben Zeitraum vorliegt.

Auch die Propagation des Maximums der bodennahen frontsenkrechten Konvergenz von u_{ag} (negative Isolinien für $\partial u_{ag}/\partial x$ in Abb.7.5c) zeigt eine Variation im Tagesgang. Im Gegensatz zum Lauf-Nr.13 (Abb.5.5c) tritt im Lauf-Nr.15 dieses Maximum in den Abendstunden ($20 \text{ h} \leq t_{UTC} \leq 22 \text{ h}$) auf. Zwei Stunden vorher erreicht der maximale Vertikalwind im Modellgebiet seinen höchsten Wert ($w_{max} = 0.12 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), wogegen w_{max} im Lauf-Nr.13 (Abb.5.5d) nach 23 Stunden im Bereich der sich entwickelnden SBI einen Maximalwert von $0.1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ erreicht.

Der Einfluß der Strahlungsbilanz am Boden auf die Entwicklung der LTJ3-Kaltfront ist somit in den untersten 3 Kilometern der Atmosphäre sehr stark. Dies soll der Vergleich der Abb.7.7 (PLOT_A von Lauf-Nr.13) mit der Abb.7.8 (PLOT_A von Lauf-Nr.15) nochmal verdeutlichen. Hier sind in Abänderung zu Abb.7.3 lediglich die untersten drei Kilometer des Modellgebietes zu den interessantesten vier Zeitpunkten von Lauf-Nr.15 dargestellt.

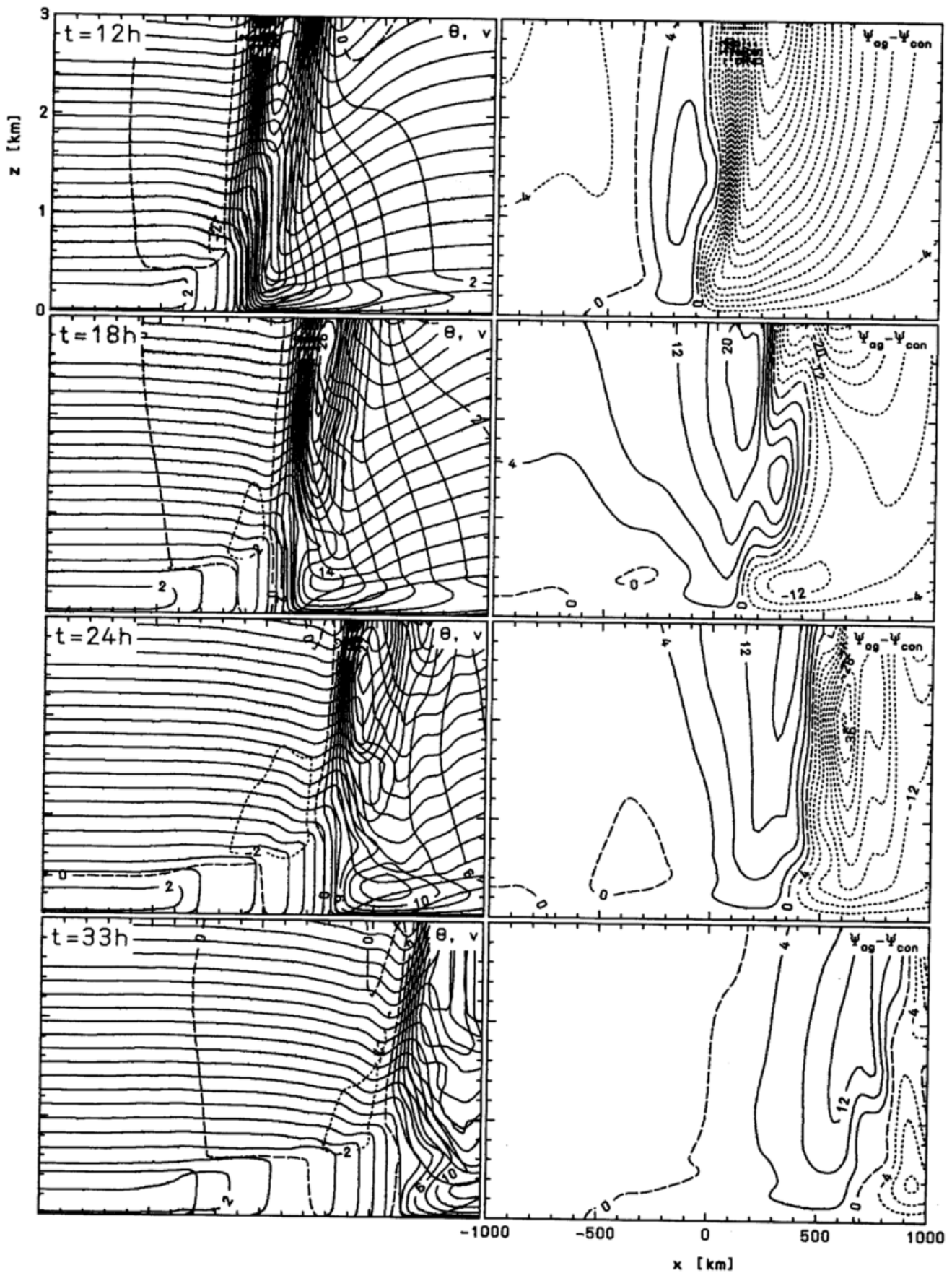


Abb.7.7: PLOT_A von Lauf-Nr.13 (LTJ3SQ0) mit $0 \leq z \leq 3$ km, $\Delta\bar{\theta} = 1$ K.

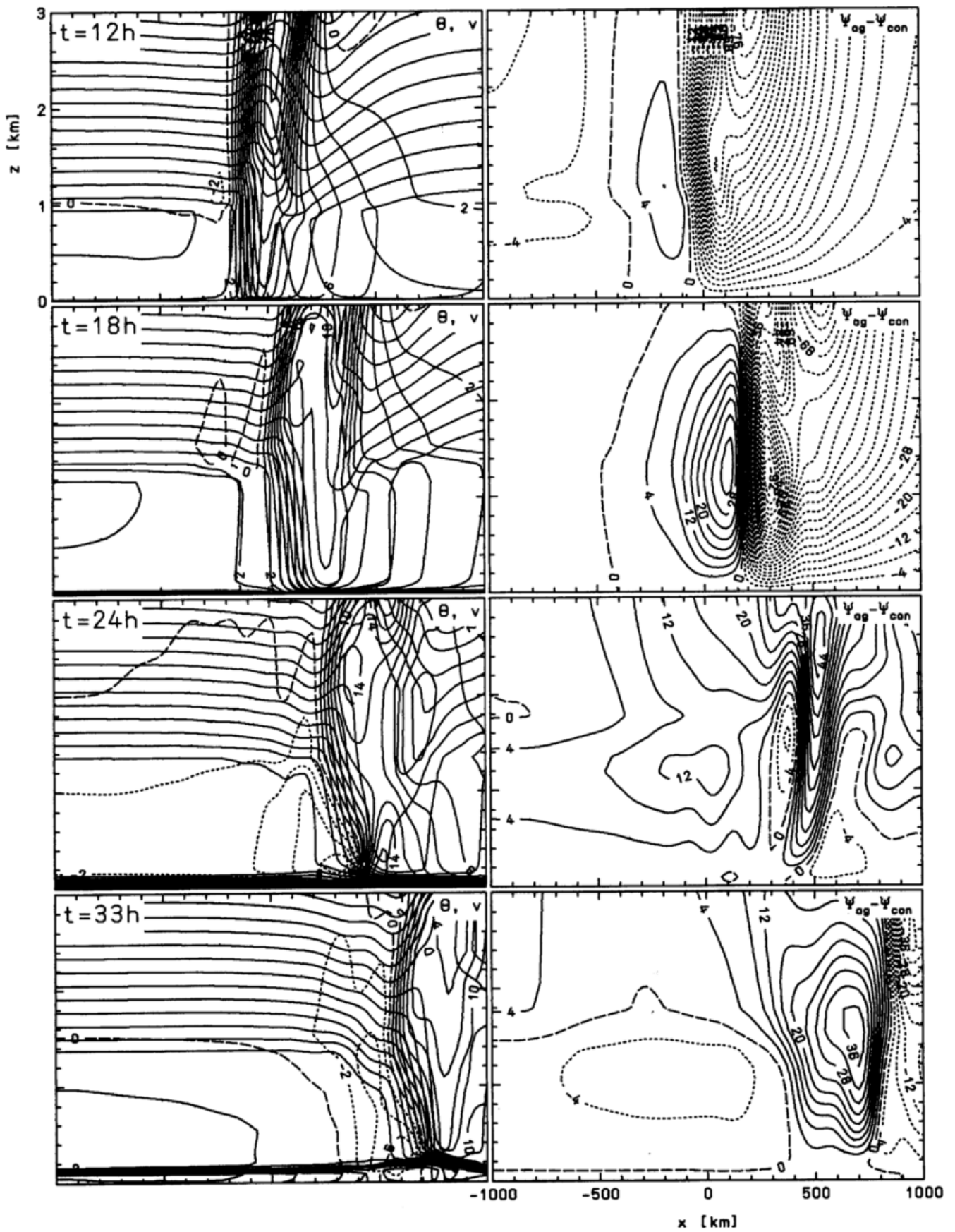


Abb.7.8: PLOT_A von Lauf-Nr.15 (LTJ3SQF1) mit $0 \leq z \leq 3$ km, $\Delta\bar{\theta} = 1$ K, $t = t_{UTC}$.

Bereits die erste Reihe in Abb.7.8 ($t = 12$ h) zeigt die wesentlich höhere Obergrenze der Grenzschicht hinter der Kaltfront ($z \approx 1$ km) gegenüber dem Lauf mit verschwindender Strahlungsbilanz am Boden ($z \approx 400$ m, Abb.7.7) an.

Die reibungsinduzierte Aufwindzone direkt vor der Bodenfront (Abb.7.8, $x = 200$ km, $t = 18$ h) erfährt im Lauf-Nr.15 bis zum Zeitpunkt $t_{UTC} = 18$ h (0.5 h nach Sonnenuntergang) im Vergleich zu Lauf-Nr.13 eine enorme Intensivierung ($w_{max} = 0.12 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) und eine Vergrößerung ihrer vertikalen Erstreckung bis in 3 km Höhe. Somit unterscheidet sich das Quersirkulationsmuster vom Lauf mit Strahlungsbilanz am Boden (Lauf-Nr.15) bereits nach 18 Stunden Simulationszeit recht stark von dem entsprechenden Quersirkulationsmuster in Lauf-Nr.13. Die Grenzschichthöhe der Kaltluft ist inzwischen auf 1.4 km Höhe angestiegen. Direkt am Boden ist jedoch bereits die beginnende Abkühlung mit ihrer stabilisierenden Wirkung auf die untersten Dekameter des Modellgebietes zu erkennen (Abb.7.8, linke Spalte, $t_{UTC} = 18$ h, $z = 10$ m).

Sechs Stunden später ($t = 24$ h) hat sich eine starke Inversion in den untersten 100 m des Modellgebietes ausgebildet, welche die Atmosphäre vollständig vom Boden entkoppelt. Die Höhe der Obergrenze der 'residual layer' bleibt konstant bei 1.4 km. Das Quersirkulationsmuster zeigt jedoch im Vergleich zum Zeitpunkt $t_{UTC} = 18$ h von Lauf-Nr.15 (Abb.7.8, $\Psi_{ag} - \Psi_{con}$) eine vollkommen neue Struktur. So sind die beiden Zellen, die zum Zeitpunkt $t = 18$ h von Lauf-Nr.15 den Aufwindjet vor der Bodenfront erzeugen, beinahe bedeutungslos geworden. Zum Zeitpunkt $t_{UTC} = 24$ h beherrscht eine sehr schmale aber kräftige und vertikal lang erstreckte Zelle mit kräftigem Absinken direkt vor der Bodenfront (Abb.7.8, $t = 24$ h, $x = 400$ km) das Quersirkulationsmuster von Lauf-Nr.15.

Eine Vergleich der Isentropenmuster der beiden Läufe (Nr.13 und Nr.15) zeigt auch, daß der frontolytische Effekt des Bodens, wie er im Lauf-Nr.13 aufgrund seiner thermischen Trägheit auftritt, im Lauf-Nr.15 nicht vorhanden ist, d.h. die Isentropen der Bodenfront werden innerhalb der GS im Verlauf der Simulation von Lauf-Nr.15 nicht mehr wie im Lauf-Nr.13 auseinandergezogen.

Der Zeitpunkt $t = 33$ h ist für den Lauf-Nr.15 besonders interessant, da hier im $\bar{\Theta}$ -Feld zu sehen ist, wie gerade die Inversion durch das erneute Aufheizen des Bodens angehoben wird (Abb.7.8 unterste Reihe). In diesem Moment der Simulation läßt sich die Grenzschicht in der Kaltluft vertikal in vier Bereiche (von oben nach unten: Obergrenze der GS, 'residual layer', abgehobene Inversion und anwachsende labile GS) unterteilen. Die Quersirkulation nimmt zu diesem Zeitpunkt ($t = 33$ h) wieder das Muster des Vortages ($t = 18$ h) mit dem Aufwindjet direkt vor der Bodenfront an.

Insgesamt zeigt Abb.7.8 eindrucksvoll, wie unterschiedlich sich dem meteorologischen Beobachter eine Passage von ein und derselben Bodenkaltfront mit identischem großskaligen Antrieb und frontparallelem Jet in Abhängigkeit von der Tageszeit darstellen kann. Kommt die Front nachts, so tritt direkt vor der Bodenfront Absinken und daher wohl auch kein Niederschlag auf. Am frühen Abend eines vorher sonnigen Tages dagegen weist dieselbe Bodenkaltfront einen schmalen starken Aufwindjet mit großer vertikaler Erstreckung ($\Delta z > 2.5$ km) auf. An diesem Aufwindjet dürfte es sehr wahrscheinlich auch zu heftigem Niederschlag kommen, ähnlich dem von Browning und Harrold (1970) beschriebenen Niederschlag an der sogenannten 'line convection' vor der Bodenkaltfront (= SCF bei Browning und Harrold, 1970).

Nachdem der starke Einfluß des Tagesgangs der Strahlungsbilanz am Boden auf die Entwicklung der Kaltfront in den untersten 3 Kilometern der Atmosphäre offenbar geworden ist, soll im nächsten Kapitel diese sensitive Größe (Q_0) variiert werden. Die folgende Sensitivitätsstudie untersucht somit den Einfluß der Jahreszeiten mit ihren unterschiedlichen zeitlichen Verläufen der kurzwelligen Einstrahlung, den unterschiedlichen Bodentemperaturprofilen zu Beginn der Simulation und der für die Jahreszeit charakteristischen Temperatur am Unterrand des Bodenmodells in 50 cm Tiefe, auf die Entwicklung der LTJ3-Front.

7.2 Der Einfluß der Jahreszeit auf die Entwicklung der LTJ3-Front

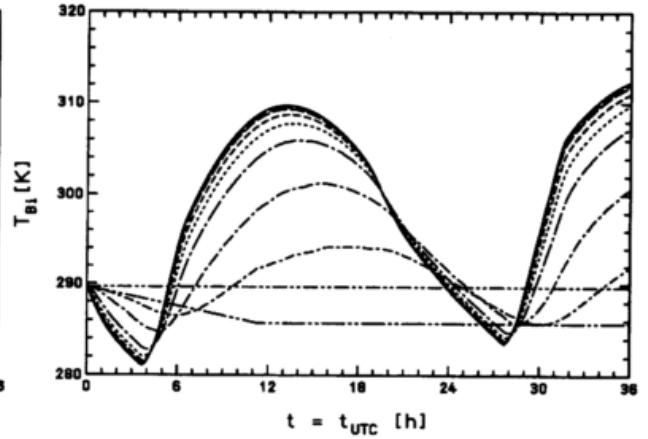
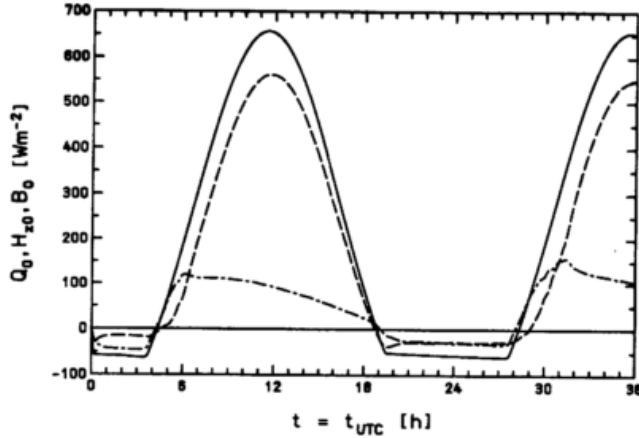
An dieser Stelle soll die Entwicklung der im vorangegangenen Unterkapitel diskutierten "Frühling-Front" (Lauf-Nr.15) mit den Entwicklungen der "Sommer"- (Lauf-Nr.18), "Herbst"- (Lauf-Nr.17) und "Winter-Front" (Lauf-Nr.16) verglichen werden. Diese vier Simulationen der LTJ3-Front unterscheiden sich lediglich im jahreszeitabhängigen zeitlichen Verlauf der kurzwelligen Einstrahlung auf der Bodenoberfläche (S , Kap.2.7, Gl.(2.39)) und dem Bodentemperaturprofil zu Beginn der Frontsimulation.

Abb.7.9 zeigt, wie die Abhängigkeit der kurzwelligen Einstrahlung vom simulierten Tag im Jahr (d in Gl.(2.42)) zu ganz unterschiedlichen zeitlichen Verläufen von $Q_0(t)$, $H_{z0}(t)$, $B_0(t)$ und damit auch von $T_{B1}(t)$ führt, je nachdem welcher Jahreszeitbeginn (z.B. "Sommer" = 21. Juni) simuliert wird. So ist im Sommer (Lauf-Nr.18, Abb.7.9a) der Bodenwärmestrom an der Bodenoberfläche über einen ganzen Tag gesehen länger positiv (d.h. von der Oberfläche in den Boden hineingerichtet) als negativ, die Oberflächentemperatur also meist wesentlich wärmer als die Bodentemperatur in 50 cm Tiefe. Daher erwärmt sich der Boden im Laufe der Simulation beträchtlich, und das zweite Maximum der Bodenoberflächentemperatur bei $t_{UTC} = 36$ h liegt mit 312 K gut 2 K über dem Wert des ersten Maximums (bei $t = 13$ h, Abb.7.9a rechts, durchgezogene Linie). Im Winter sind die Verhältnisse genau umgekehrt (Abkühlung, Bodenwärmestrom meist negativ). In allen vier Läufen (Lauf-Nr.15 bis 18) geschieht der morgendliche Temperaturanstieg am Boden rascher als die Abkühlung am Abend. (Abb.7.2b und Abb.7.9a,b,c rechts).

Entscheidend für die Entwicklung der LTJ3-Front in der Atmosphäre ist der zeitliche Verlauf der Bodenoberflächentemperatur $\Theta_B(t) = T_{B1}(t)/\Pi_B$ und des turbulenten Flusses fühlbarer Wärme am Boden $H_{z0}(t)$. Beide sind für die "Frühling-Front" (Abb.7.1b und Abb.7.2b) beinahe identisch mit denen der "Herbst-Front" (Abb.7.9b). Lediglich die Absolutwerte der Bodentemperaturen sind für die "Herbst-Front" (Lauf-Nr.17) etwa 10 K höher als im Lauf-Nr.15. Ferner ist die Tagesamplitude der Bodenoberflächentemperatur für die "Herbst-Front" etwas geringer als bei der "Frühling-Front". Dies hat jedoch so gut wie keinen Einfluß auf die zeitliche Entwicklung der Front in der Atmosphäre, auch nicht in den untersten 3 Kilometern. So sind die Abbildungen gemäß PLOT_A von Lauf-Nr.15 (Abb.7.8, → Kap.7.7) und Lauf-Nr.17 einander so ähnlich, daß auf eine Abbildung dieser Art für den Lauf-Nr.17 verzichtet werden kann.

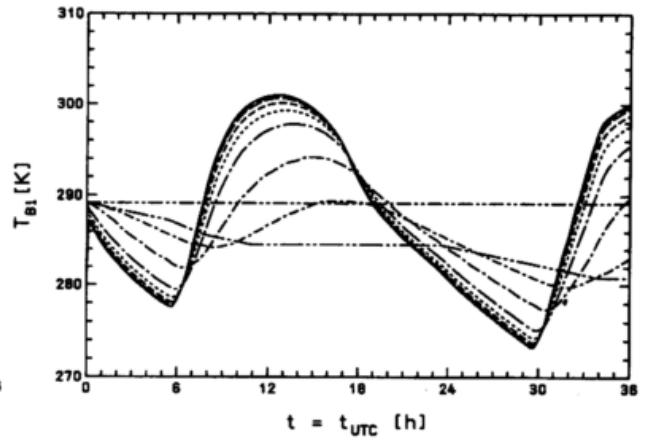
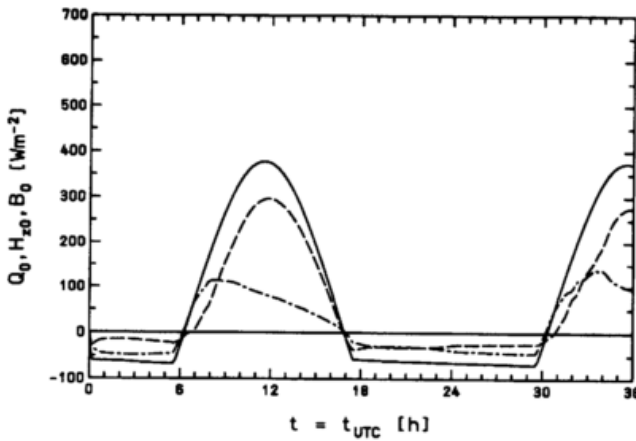
(a) "Sommer-Front", $Q_0(t)$, $H_{z0}(t)$, $B_0(t)$

und $T_{Bi}(t)$



(b) "Herbst-Front", $Q_0(t)$, $H_{z0}(t)$, $B_0(t)$

und $T_{Bi}(t)$



(c) "Winter-Front", $Q_0(t)$, $H_{z0}(t)$, $B_0(t)$

und $T_{Bi}(t)$

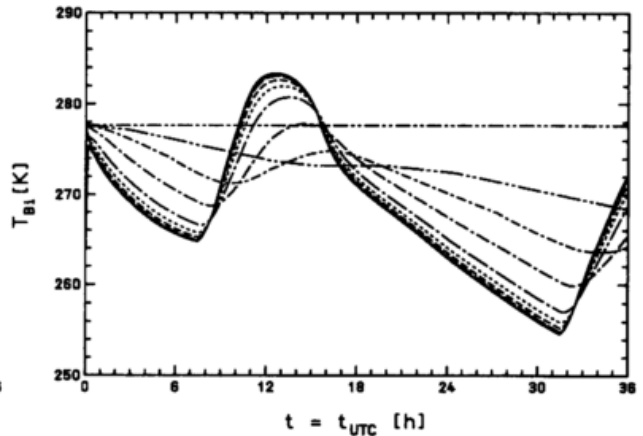
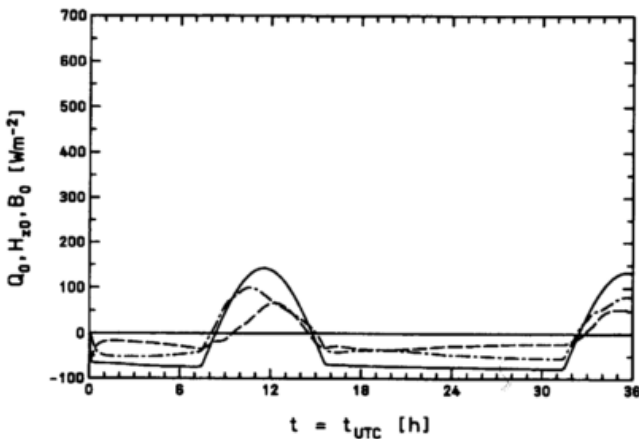


Abb.7.9: Linke Seite: Wie Abb.7.1b; Rechte Seite: Wie Abb.7.2b, aber für (a) die "Sommer-Front" (Lauf-Nr.18, LTJ3SQS), (b) die "Herbst-Front" (Lauf-Nr.17, LTJ3SQH) und (c) die "Winter-Front" (Lauf-Nr.16, LTJ3SQW).

Lediglich die abhebende Inversionsschicht zum Zeitpunkt $t_{UTC} = 33$ h erscheint bei der "Frühling-Front" etwas stärker ausgeprägt als im Lauf-Nr.17. Auch der zeitliche Verlauf der frontsenkrechten Gradienten von u_{ag} , \bar{v} , $\bar{\theta}$, und von $w_{min/max}$ im Modellgebiet für die "Herbst-Front" ist mit den entsprechenden Verläufen der "Frühling-Front" (Abb.7.5, → Kap.7.1) nahezu identisch und wird daher nicht extra gezeigt. Damit stellt sich heraus, daß der Einfluß des Bodentemperaturprofils zu Beginn der Frontsimulation, der Temperatur am Unterrand des Bodenmodells und der Absolutwert der Bodenoberflächentemperatur auf 36 Stunden Kaltfrontentwicklung nur sehr gering ist.

Einen viel größeren Einfluß hat dagegen die Länge des Tages, und damit die Länge der Zeit mit positiver Strahlungsbilanz, wie der Vergleich der PLOT_A der "Winter-" (Abb.7.10, Lauf-Nr.16) und der "Sommer-Front" (Abb.7.12, Lauf-Nr.18) zeigt. Diese beiden Abbildungen unterscheiden sich nicht nur sehr stark untereinander, die Kaltfrontentwicklungen der Läufe-Nr.16 und Nr.18 unterscheiden sich auch jeweils von der Entwicklung der "Frühling-Front" (Lauf-Nr.15). So ist die vertikale Ausdehnung des durch reibungsinduzierte Konfluenz erzeugten Aufwindjets vor der Bodenfront, welche im Lauf-Nr.15 für $t = 18$ h (Abb.7.8, zweite Reihe rechts) 3 km beträgt, im Lauf-Nr.16 für die "Winter-Front" zum selben Zeitpunkt auf 800 m zusammengeschrumpft (Abb.7.10, $t = 18$ h).

Gleichzeitig beträgt die maximale Höhe der Grenzschicht in der Kaltluft hinter der Bodenfront im Lauf-Nr.16 nur 600 m (gegenüber 1.4 km bei der "Frühling-Front"). Daher zeigt auch die nächtliche Quercirkulation der "Winter-Front" ($\Psi_{ag} - \Psi_{con}$, Abb.7.10, $t = 24$ h) wieder ein anderes Muster als das Absinken vor der Bodenfront der nächtlichen "Frühlings-Front" (Abb.7.8), weil dieses Absinken eine Ausgleichsbewegung zum reibungsinduzierten Aufwindjet darstellt (Trägheitsschwingung). Ist dieser Jet tagsüber, wie bei der "Winter-Front" nicht ausgeprägt, so entsteht auch das nächtliche Absinken nur in entsprechend abgeschwächter Form.

Am Ende der langen Winternacht von Lauf-Nr.16 (Abb.7.10, $t = 33$ h) zeigt die Quercirkulation beinahe das Muster des reibungsfreien LTJ3-Laufes (Lauf-Nr.3, → Kap.5.1.1), da zu diesem Zeitpunkt die Turbulenz fast 15 Stunden lang durch die bodennahe nächtliche Inversion unterdrückt worden ist. Zuvor hat sich während der Abendstunden von Lauf-Nr.16 die bodennahe relative Vorticity (Abb.7.11b) und damit auch, über die differentielle frontparallele Temperaturadvektion (→ SF_g , Gl.(2.39)), der frontsenkrechte Gradient von $\bar{\theta}$ bzw. die Schärfe der Front (Abb.7.11a) vorübergehend verstärkt.

Auch für die "Winter-Front" gilt also wie für die "Frühling-Front", daß ihre Stärke, ihr Aufwindjet und damit auch ihre Wetteraktivität innerhalb der GS am Abend eines Strahlungstages am größten sind. Daher überrascht es nicht, daß der Aufwindjet an der sommerlichen Bodenfront (Lauf-Nr.18, Abb.7.12, $t = 18$ h) die größte vertikale Ausdehnung ($\Delta z > 3.5$ km) aller, in diesem Kapitel vorgestellten, Kaltfrontsimulationen besitzt, da in Lauf-Nr.18 der Boden die längste Heizphase ($B_0(t) > 0$ im Zeitraum $4 \text{ h} \leq t_{UTC} \leq 19 \text{ h}$) aufzuweisen hat.

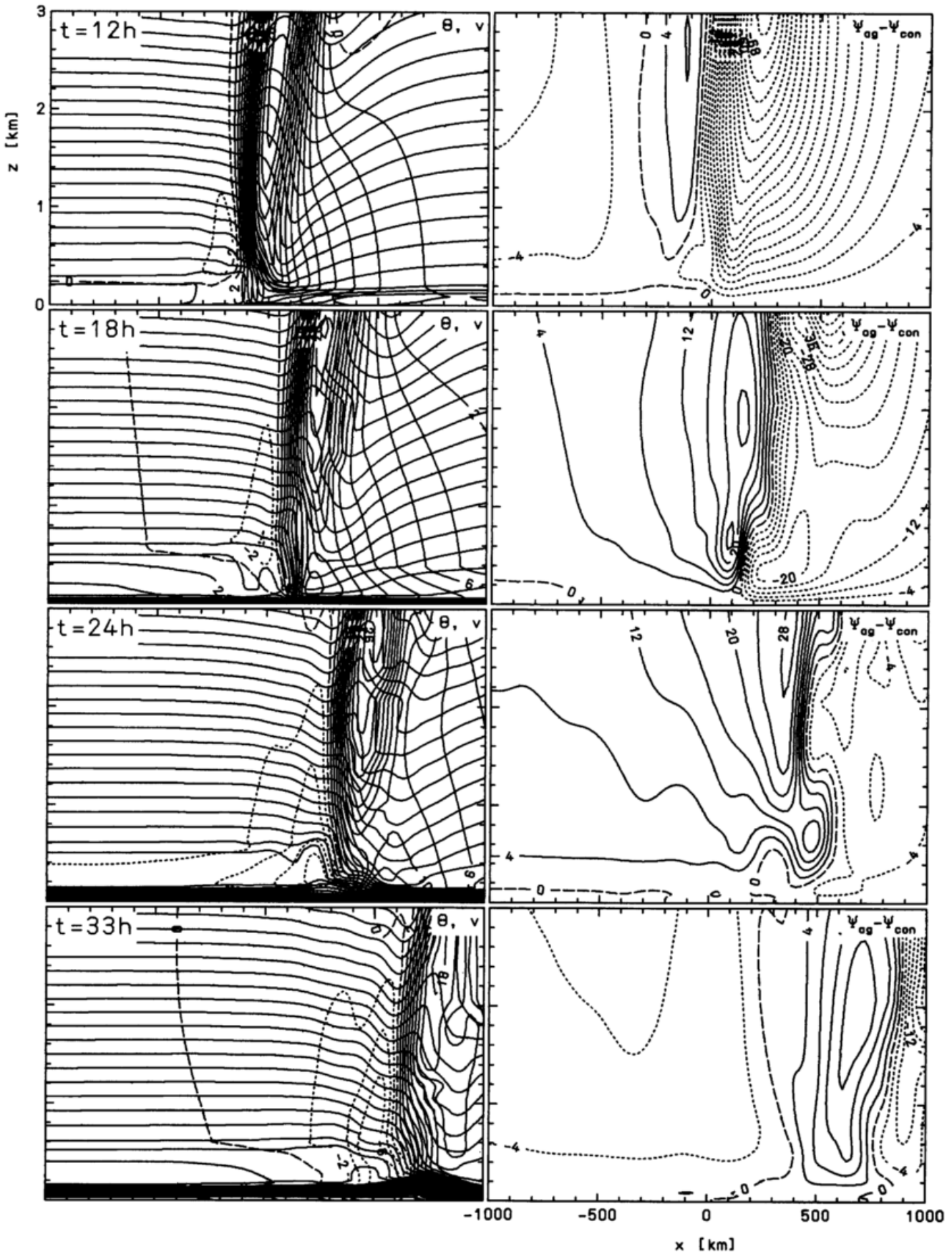


Abb.7.10: PLOT_A von Lauf-Nr.16 (LTJ3SQW) mit $0 \leq z \leq 3$ km, $\Delta\bar{\theta} = 1$ K, $t = t_{UTC}$.

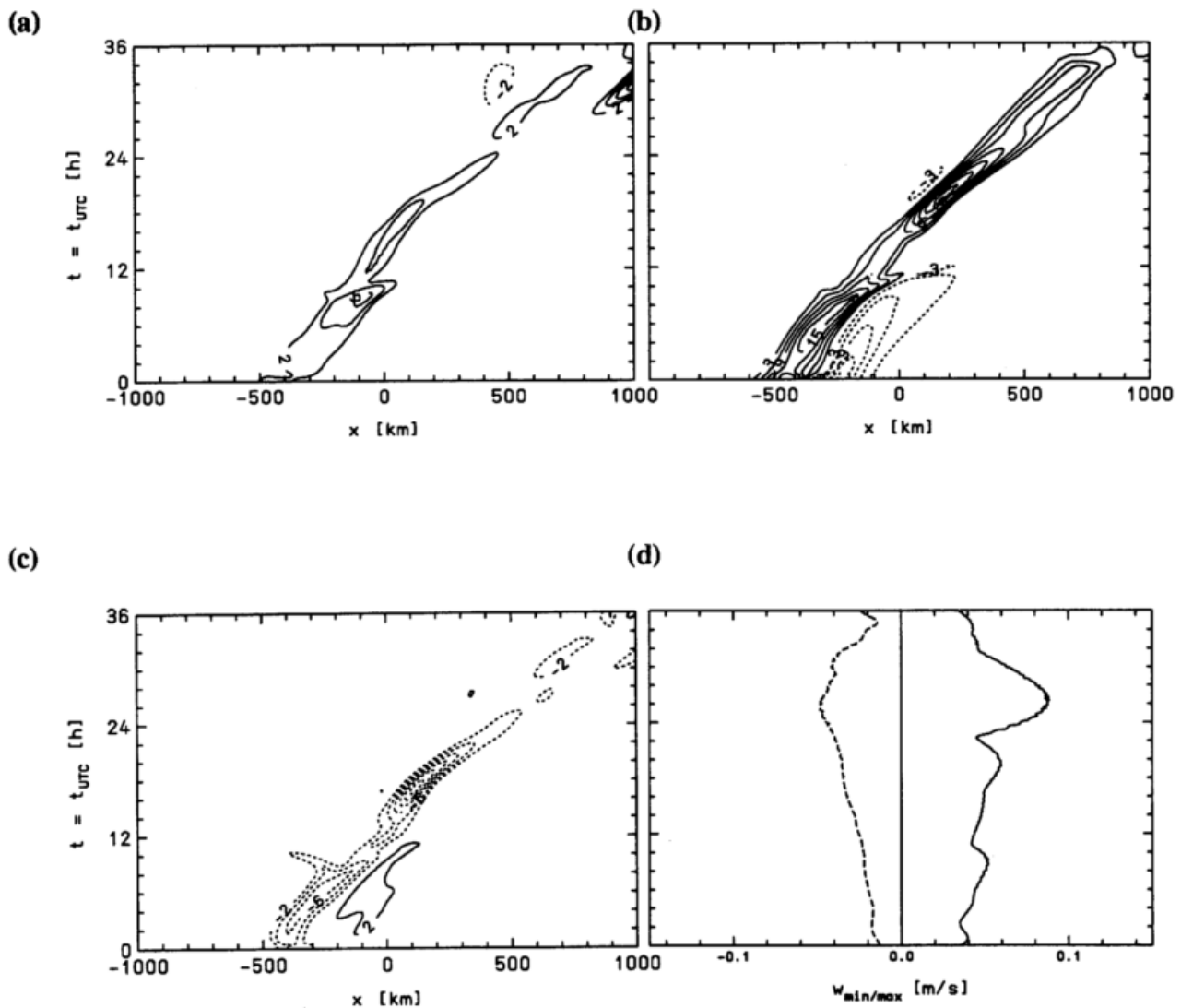


Abb.7.11: wie Abb.7.5, aber für Lauf-Nr.16 (LTJ3SQW, "Winter-Front").

Die "Sommer-Front"-Simulation weist gegenüber den anderen drei Frontsimulationen dieses Unterkapitels noch weitere Besonderheiten auf. So bricht nachts im Gegensatz zu den anderen drei Läufen (Nr.15,16 und 17) im Lauf-Nr.18 der Aufwindjet vor der Bodenkaltfront nicht zusammen (Abb.7.12, $t = 24$ h), da der Zeitraum, in dem sich die bodennahe nächtliche Inversionsschicht ausbilden kann, zu kurz ist, um durch die vorübergehend stabile Schichtung der GS die frontogene turbulente an der Bodenfront völlig dissipieren zu lassen. Im Sommer ist eine Kaltfront also auch nachts sehr wetteraktiv, vorausgesetzt der vorangegangene Tag war ein Strahlungstag, an welchem sich die Bodenoberfläche ausreichend stark aufheizen konnte.

Desweiteren wächst die Höhe der Grenzschicht in der Kaltluft hinter dem frontparallelem Jet im Laufe der "Sommer-Front"-Simulation auf 2.4 km (!) an (Abb.7.12, $t \geq 18$ h). Im Bereich des Jets an der Bodenfront sind sogar die untersten 3 km der Atmosphäre turbulent.

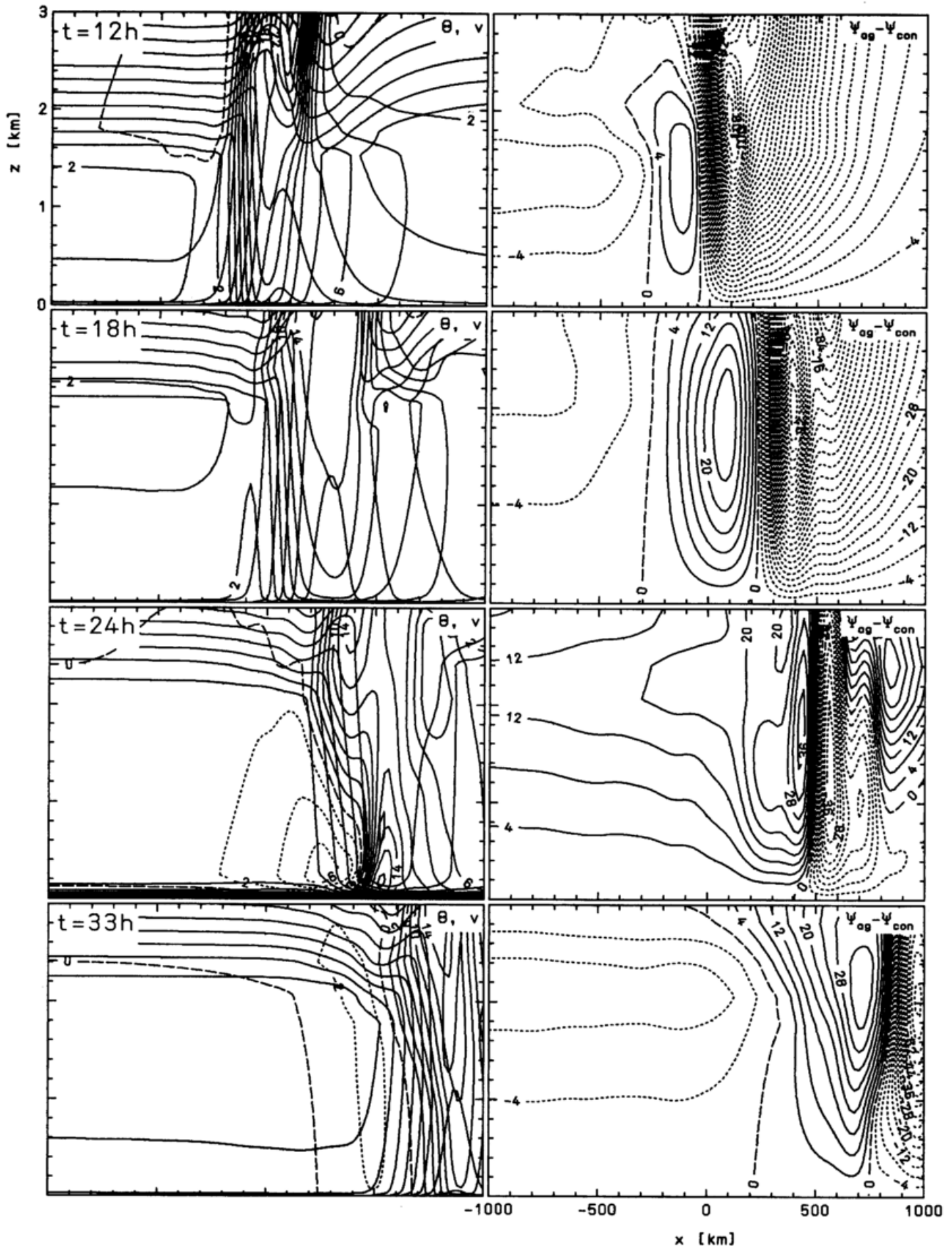


Abb.7.12: PLOT_A von Lauf-Nr.18 (LTJ3SQS) mit $0 \leq z \leq 3$ km, $\Delta\bar{\theta} = 1$ K, $t = t_{UTC}$.

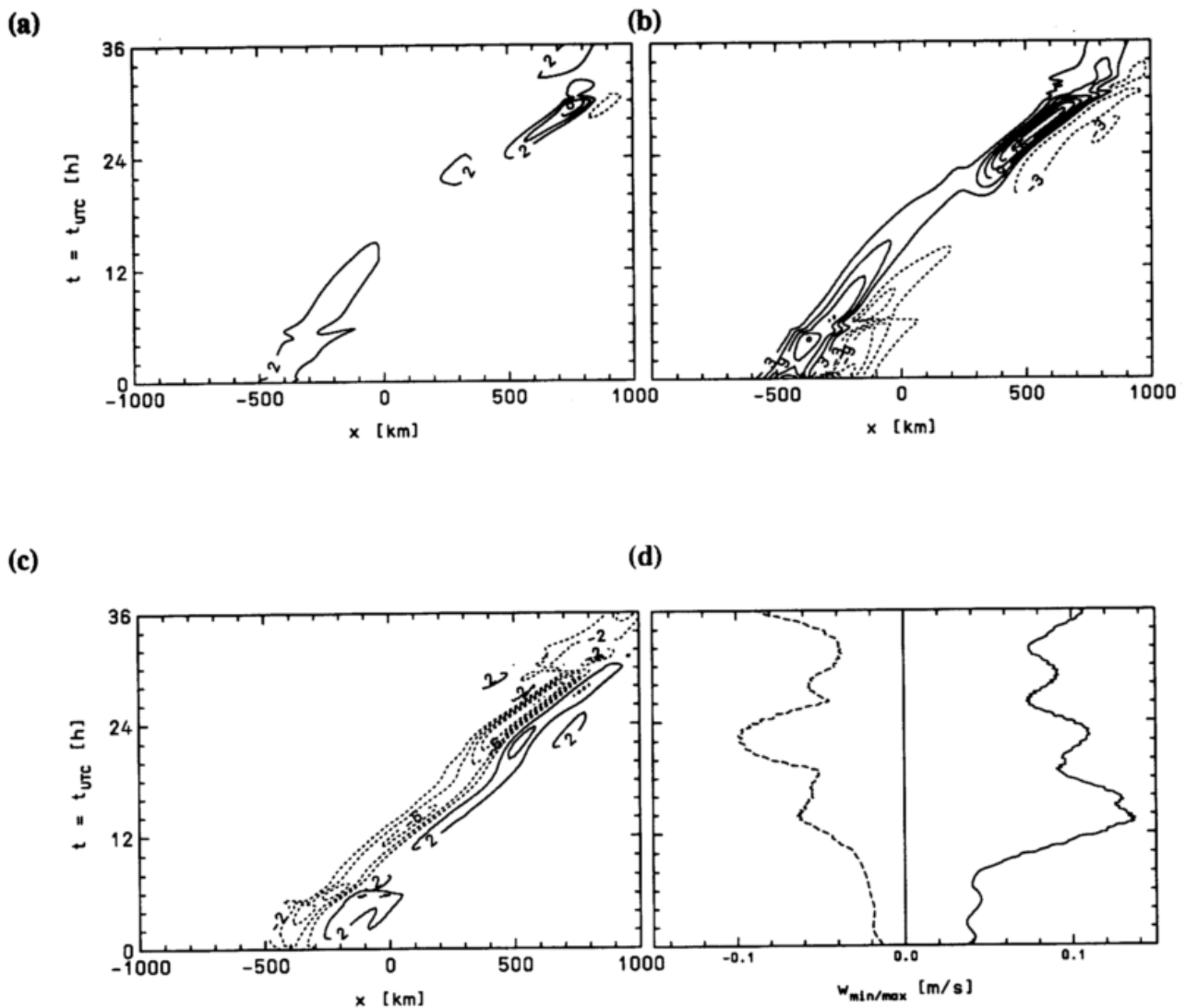


Abb.7.13: wie Abb.7.5, aber für Lauf-Nr.18 (LTJ3SQS, "Sommer-Front").

In Analogie zu den Fronten der anderen drei Jahreszeiten propagiert auch die "Sommer-Front" innerhalb der GS am Tage aufgrund der verstärkten Turbulenz langsamer als nachts (Abb.7.13a). Daher nimmt, über die gesamte Simulationszeit gesehen, die Propagationsgeschwindigkeit der LTJ3-Front mit zunehmender Tageslänge ab. Demzufolge zieht eine Kaltfront bei ansonsten identischer Anordnung von frontparallelem Jet und großskaligem Antrieb über Land im Winter schneller voran als im Sommer.

Die zeitlichen Verläufe der frontsenkrechten Gradienten von $\bar{\Theta}$ (Abb.7.13a), \bar{v} (Abb.7.13b) und u_{ag} (Abb.7.13c) in 90 m Höhe der "Sommer-Front" weisen dieselben Zeitabschnitte mit dem Tagesgang der Strahlungsbilanz am Boden wie die Fronten der anderen Jahreszeiten auf. So schwächt sich auch für Lauf-Nr.18 die bodennahe relative Vorticity am Tage stark ab, um sich dann in der zweiten Hälfte der Nacht wieder enorm zu intensivieren. Damit einher geht eine Verdreifachung der Schärfe der Bodenfront (Abb.7.13a) im Zeitraum $24 \text{ h} \leq t_{UTC} \leq 29 \text{ h}$. Ferner erfährt auch der Ort der Bodenfront der "Sommer-Front" (Maximum von $\partial\bar{\Theta}/\partial x$ in Abb.7.13a) in den Morgenstunden ($t_{UTC} = 5.5 \text{ h}$ und 29.5 h) einen scheinbaren Rücksprung beim Durchgang der abhebenden Bodeninversion durch das Niveau $z = 90 \text{ m}$.

Der maximale Vertikalwind im Modellgebiet (w_{\max} , Abb.7.13d) beträgt in der "Sommer-Front"-Simulation bis zu $0.14 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ und ist damit nicht wesentlich stärker als bei der "Frühling"- bzw. "Herbst-Front". In allen drei Läufen (Nr.18, Nr.17 und Nr.15) ist w_{\max} am größten, kurz nachdem die Bodenoberflächentemperatur (T_{B1} , durchgezogene Linie in Abb.7.9a,b bzw. Abb.7.2b) ihren ersten Maximalwert erreicht hat. Dies läßt darauf schließen, daß in diesen drei Läufen w_{\max} zu Zeiten seines maximalen Betrages im Bereich vor der Bodenkaltfront innerhalb der GS anzutreffen ist.

Für die "Winter-Front" (Lauf-Nr.16) gilt das allerdings nicht. Hier ist der Aufwindjet an der Bodenfront selbst am Ende des Tages so schwach ($w \leq 0.06 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ bei $t = 19 \text{ h}$, Abb.7.11d), daß der Zeitpunkt und der Ort des maximalen Betrages von w_{\max} , ähnlich zur reibungsfreien LTJ3-Frontsimulation (Lauf-Nr.3, → Kap.5.1.1), mit Ort und Zeit der Ausbildung der SBI-Zone vor dem frontparallelem Jet in 3 bis 5 km Höhe und nicht mit Ort und Zeit des stärksten Auftretens des Aufwindjets vor der Bodenfront zusammenfällt.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse der Frontsimulationen dieses Kapitels, daß das Feld des frontparallelen Jets (\bar{v}), das Isentropenfeld ($\bar{\Theta}$) und die Muster der wetterbestimmenden ageostrophischen Querzirkulation ($\Psi_{ag} - \Psi_{con}$) in der Querschnittsebene einer Kaltfront in Abhängigkeit von Tages- und Jahreszeit der Frontpassage so unterschiedlich aussehen können, daß dies für die Wettervorhersage von Kaltfrontdurchgängen eine wichtige Rolle spielen muß. Der erfahrene Synoptiker weiß dies ohnehin, allein die numerischen Vorhersagemodelle mit ihren recht einfachen Bodenmodellen tun sich noch schwer, eine Vorhersage der Wettervorgänge an Kaltfronten, die auch den Einfluß der Tages- und der Jahreszeit auf den Tagesgang der Bodentemperatur und damit auf die meteorologischen Felder innerhalb der GS berücksichtigt, mit ausreichender Genauigkeit zu leisten.

Im nächsten Unterkapitel soll nun noch in einer letzten Sensitivitätsstudie die Rolle der Bodeneigenschaften Volumenwärme ($\rho_B c_B$), thermische Leitfähigkeit (λ), kurzwellige Albedo (a) und Rauigkeitslänge (z_0) auf die Entwicklung einer LTJ3-Front mit Tagesgang der Strahlungsbilanz untersucht werden. Dazu wurde willkürlich die "Frühling-Front" ausgewählt.

7.3 Der Einfluß der Bodeneigenschaften auf die LTJ3-Front im Frühling

In diesem Unterkapitel wird die Simulation der "Frühling-Front" über trockenem Sand (Lauf-Nr.15) mit den Simulationen einer "Frühling-Front" über "nassem" Moor (Lauf-Nr.19), einer "Frühling-Front" über Humus (Lauf-Nr.20) und einer Front über dem Ozean (Lauf-Nr.21) verglichen. Dabei trifft das Attribut "naß" für den Boden in Lauf-Nr.19 nur insofern zu, als daß für die Bodeneigenschaften Volumenwärme, thermische Leitfähigkeit und kurzwellige Albedo die von Kraus (1987) angegebenen Werte für nasses Moor (→ Kap.3.7, Tab.3.5) angenommen werden.

Alle physikalischen Prozesse, die mit Bodenfeuchte in Verbindung stehen, geschweige denn ein Wasserhaushalt im Boden, werden, wie in allen anderen Frontsimulationen mit Bodenmodell, vernachlässigt. Der Vergleich der zeitlichen Verläufe der Terme der Grenzflächenbedingung zwischen Boden und Atmosphäre (→ Kap.2.7, Gl.(2.36)) für die Läufe Nr.15, Nr.19 und Nr.20 (Abb.7.1b und Abb.7.14 linke Spalte) zeigt die wesentlichen Unterschiede der unterschiedlichen Bodentypen und die Konsequenzen für den Tagesgang der Bodenoberflächentemperatur (Abb.7.2b und Abb.7.14 rechte Spalte) auf.

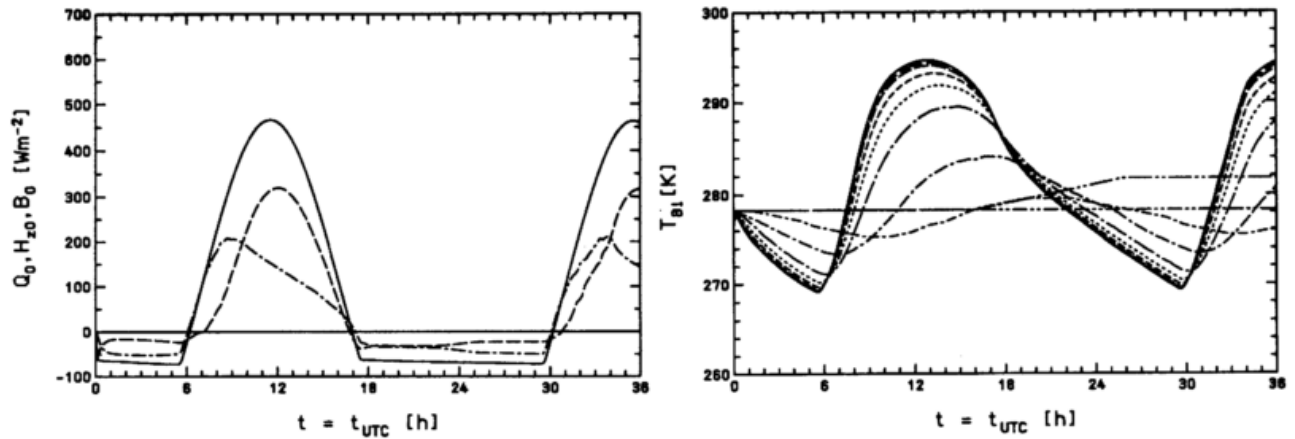
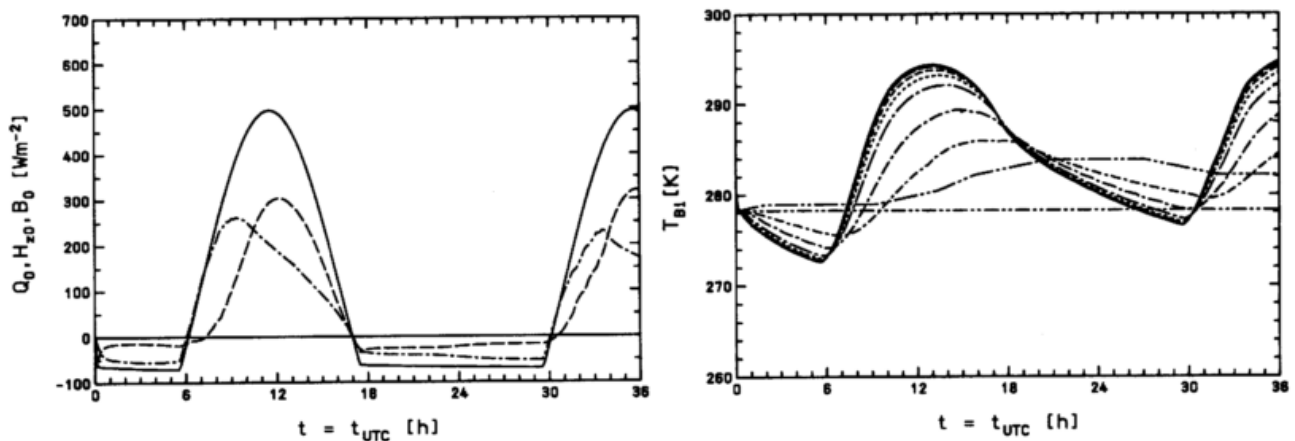
(a) "Frühling-Front" über "nassem" Moor (Lauf-Nr.19), $Q_0(t)$, $H_{z0}(t)$, $B_0(t)$ und $T_{Bi}(t)$

 (b) "Frühling-Front" über Humus (Lauf-Nr.20), $Q_0(t)$, $H_{z0}(t)$, $B_0(t)$ und $T_{Bi}(t)$


Abb.7.14: Linke Seite: Wie Abb.7.1b; Rechte Seite wie Abb.7.2b, aber für (a) die "Frühling-Front" über nassem Moor (Lauf-Nr.19, LTJ3SQF2), und (b) die "Frühling-Front" über Humus-Boden (Lauf-Nr. 20, LTJ3SQF3).

So führt die geringere Albedo von "nassem" Moor ($a = 15\%$, Lauf-Nr.19) und Humus ($a = 10\%$, Lauf-Nr.20) im Vergleich zu trockenem Sand ($a = 30\%$, Lauf-Nr.15) zu einer höheren maximalen mittäglichen Strahlungsbilanz am Boden für den Lauf-Nr.19(20) ($Q_{0max} = 470(500) W \cdot m^{-2}$) gegenüber Lauf-Nr.15 ($Q_{0max} = 370 W \cdot m^{-2}$). Dieser erhöhte Energieeintrag in den Boden würde sich auch in einer Vergrößerung der Amplitude des Tagesgangs der Bodenoberflächentemperatur ($T_{Bi}(t)$) äußern, wenn nicht gleichzeitig das "nasse" Moor und der Humus eine wesentlich höhere Volumenwärme ($\rho_B c_B = 3.00$ (Lauf-Nr.19) bzw. $2.20 \times 10^6 J \cdot m^{-3} K^{-1}$ (Lauf-Nr.20)), und der Humusboden (Lauf-Nr.20) sogar zusätzlich noch eine höhere thermische Leitfähigkeit ($\lambda = 1.3 W \cdot m^{-1} K^{-1}$) als der trockene Sandboden ($\rho_B c_B = 1.30 \times 10^6 J \cdot m^{-3} K^{-1}$, $\lambda = 0.4 W \cdot m^{-1} K^{-1}$) von Lauf-Nr.15 besäßen.

Dadurch wird die Amplitude der Bodenoberflächentemperatur, insbesondere bei der "Frühling-Front"-Simulation über Humusboden, gegenüber Lauf-Nr.15 von über 30 K auf 26 (Lauf-Nr.20, Abb.7.14a rechte Seite) bzw. 21 K (Lauf-Nr.20, Abb.7.14b rechte Seite) reduziert.

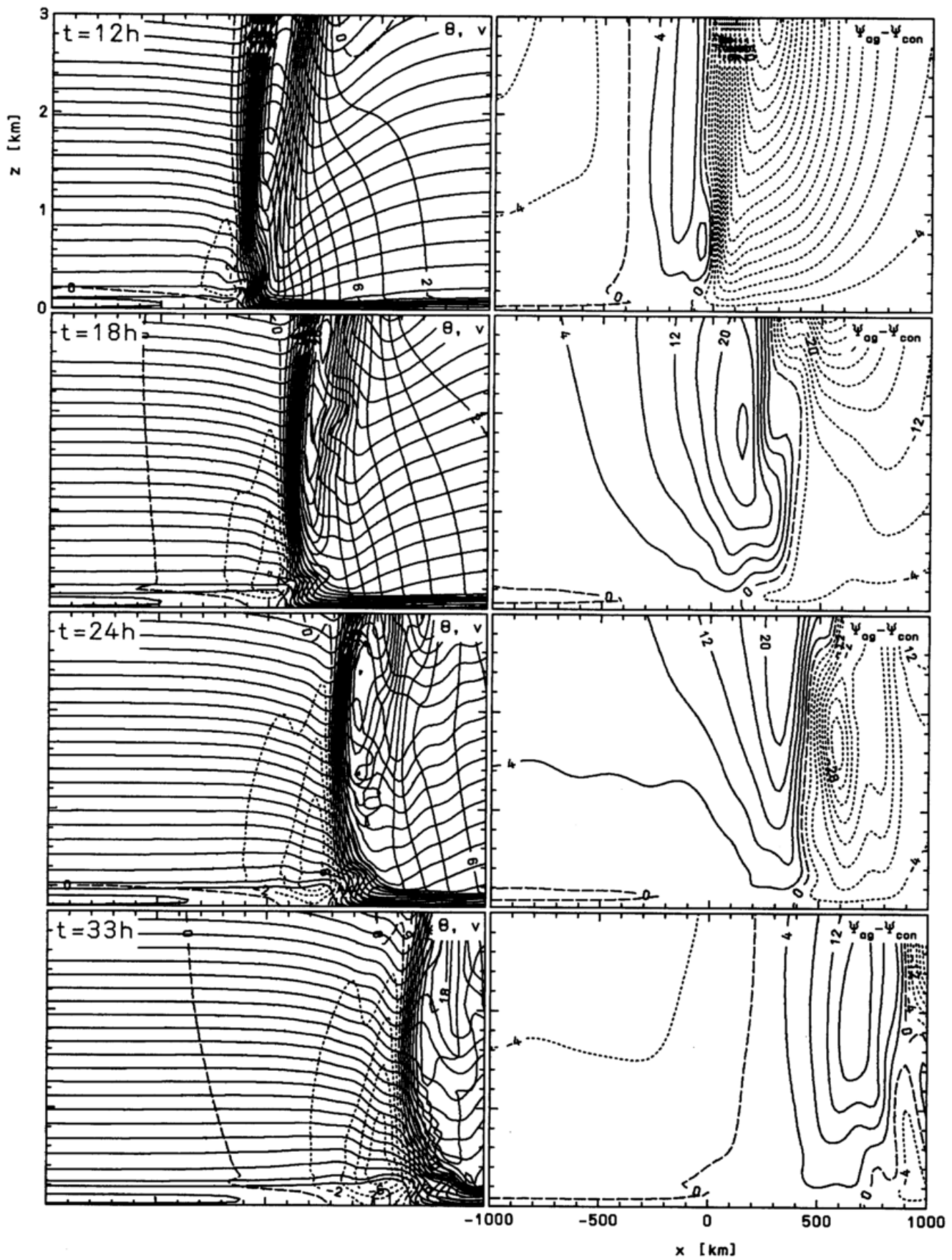


Abb.7.15: PLOT_A von Lauf-Nr.21 (LTJ3SQOZ) mit $0 \leq z \leq 3$ km, $\Delta\bar{\theta} = 1$ K,

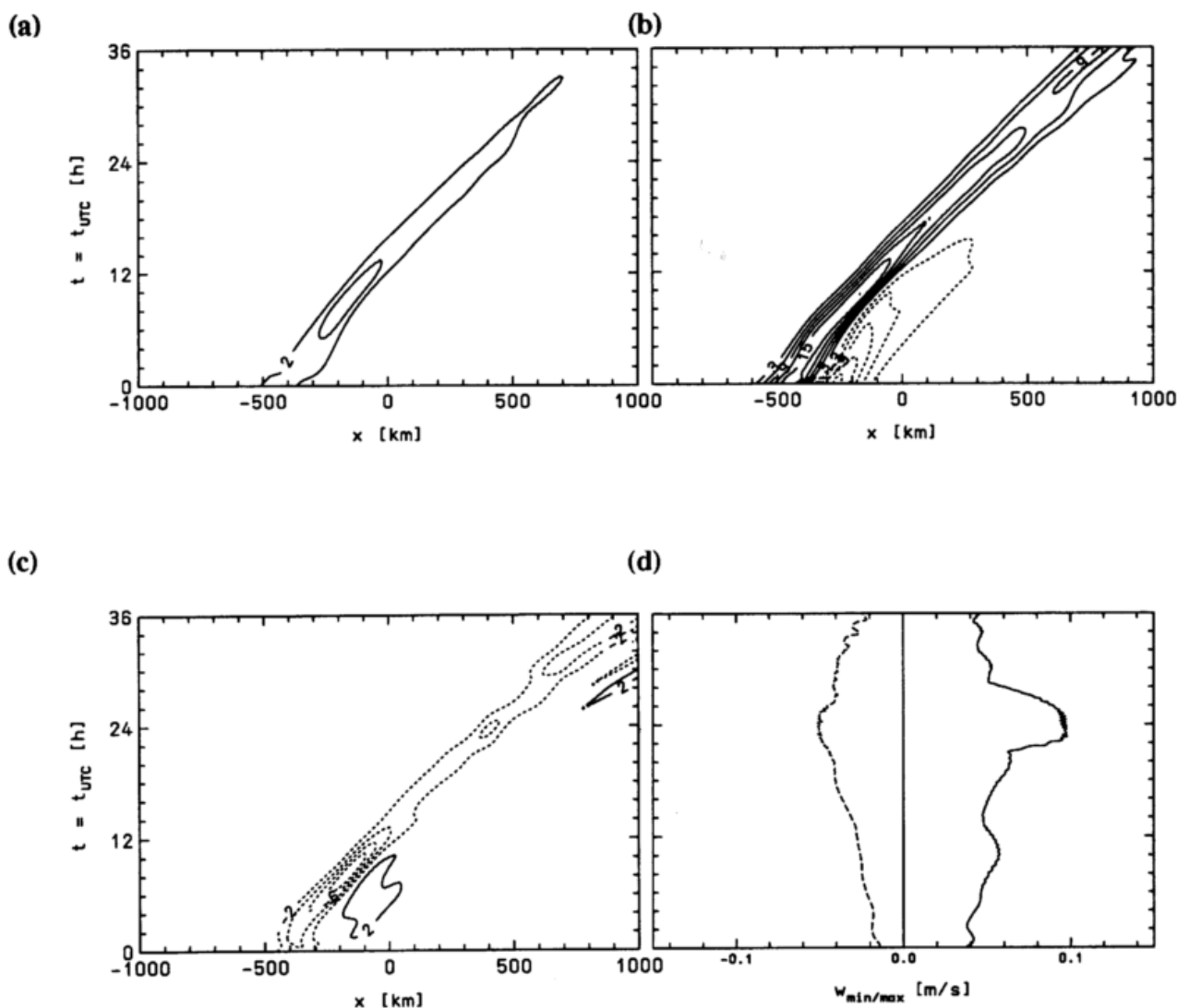


Abb.7.16: wie Abb.7.5, aber für Lauf-Nr.21 (LTJ3SQOZ, Front über kühlem Ozean).

Die erhöhte Strahlungsbilanz der Läufe Nr.19 und Nr.20 gegenüber Lauf-Nr.15 durch die geringere kurzwellige Albedo macht sich im Lauf mit "nassem" Moor durch eine Anhebung der gesamten Temperaturkurven in Abb.7.14a (1 bis 2 K für $T_{Bi}(t)$) bemerkbar. In Lauf-Nr.20 sorgt der hohe Bodenwärmestrom in den Humusboden hinein für einen zusätzlichen positiven Trend in den Temperaturzeitreihen ($T_{Bi}(t)$).

Dagegen bleibt die Länge der Zeitabschnitte mit positivem bzw. negativem Bodenwärmestrom von der Bodenoberfläche in den Boden hinein für alle drei Läufe (Nr.15 (Abb.7.2a), Nr.19 (Abb.7.14a und Nr.20 (Abb.7.14b)) gleich. Dies scheint jedoch für die Entwicklung der LTJ3-Front der entscheidende Parameter zu sein, denn die Abbildungen der Art von PLOT_A von Lauf-Nr.19 und Nr.20 sind beinahe identisch mit PLOT_A von Lauf-Nr.15 (Abb.7.8, → Kap.7.1). Dasselbe gilt für den zeitlichen Verlauf der frontsenkrechten Gradienten von u_{ag} , \bar{v} und $\bar{\Theta}$, und von $w_{min/max}$ im Modellgebiet für die "Frühling-Fronten" über "nassem" Moor, Humus und trockenem Sand (Abb.7.5, → Kap.7.1). Daher kann auf die Darstellung dieser Abbildungen (PLOT_A bzw. Isoplethen-Plots wie Abb.7.5) extra für die Läufe-Nr.19 und Nr.20 verzichtet werden.

Der gemeinsame Einfluß der Bodeneigenschaften Volumenwärme, thermische Leitfähigkeit und kurzwellige Albedo der Bodenoberfläche auf die Entwicklung der LTJ3-Front im Frühling ist somit als verhältnismäßig gering einzustufen. Vielmehr spielt die zeitliche Dauer der kurzwelligen Einstrahlung am Boden (Jahreszeit) eine entscheidende Rolle für die Strukturen der meteorologischen Felder \bar{v} und $\bar{\Theta}$, und die Muster der ageostrophischen Quercirkulation Ψ_{ag} (\rightarrow Kap.7.2).

Für den Lauf-Nr.21 (Front über dem Ozean) ist eine Darstellung wie sie Abb.7.14 zeigt nicht möglich, da hier einfach die Temperatur der Bodenoberfläche konstant und in x -Richtung homogen auf die Anfangstemperatur der Kaltluft am Boden hinter der Front gesetzt wird. Dabei ist die Annahme der Konstanz der Bodenoberflächentemperatur über den Simulationszeitraum von 36 Stunden für einen Ozean mit gut durchmischter Deckschicht gerechtfertigt. Die Annahme einer relativ kühlen Seeoberflächentemperatur kommt ebenfalls den Verhältnissen am Frühlingsanfang recht nahe, da in dieser Zeit der thermisch träge Ozean auf der Nordhemisphäre noch beinahe seine niedrigsten Temperaturen im Jahr aufweist.

Somit führt in Lauf-Nr.21 der kühle Ozean mit seiner quasi-unendlichen Wärmekapazität ($\Theta_B = 290 \text{ K} = \text{const}$) zu einer starken Stabilisierung der untersten 100 Meter der Atmosphäre vor der Front im Bereich der Warmluft (Abb.7.15, $t = 12 \text{ h}$, $x \geq 0 \text{ km}$). Oberhalb dieser Inversionsschicht beginnt bereits die freie Atmosphäre, so daß im Prinzip vor der LTJ3-Front über dem kühlen Ozean keine vertikal durchmischte GS existiert. Da zusätzlich die Rauheitslänge z_0 im Gegensatz zu allen anderen Frontsimulationen dieser Arbeit nur 0.015 cm beträgt, (sonst gilt immer $z_0 = 10 \text{ cm}$), ist auch im Bereich der Kaltluft oberhalb der neutral geschichteten Prandtl-Schicht nur eine sehr flache GS, deren Obergrenze bereits in einer Höhe von 200 m anzutreffen ist (Abb.7.15, $t \geq 18 \text{ h}$, $x \leq 0 \text{ km}$), vorhanden.

Entsprechend der zeitlich konstanten Seeoberflächentemperatur zeigen die zeitlichen Verläufe der frontsenkrechten Gradienten von u_{ag} , \bar{v} und $\bar{\Theta}$, und von $w_{\min/\max}$ im Modellgebiet (Abb.7.16) nicht die in den anderen Simulationen von Kapitel 7 (Lauf-Nr.15 bis 20) auftretenden Charakteristika mit dem Tagesgang der kurzwelligen Einstrahlung. Die Isoplethen für Lauf-Nr.21 (Abb.7.16a,b,c) ähneln vielmehr den Isoplethen von $\partial\bar{\Theta}/\partial x$, $\partial\bar{v}/\partial x$ und $\partial u_{ag}/\partial x$ der LTJ3-Front über trockenem Sand bei bedeckten Nachthimmel (Lauf-Nr.13, Kap.5.1.2, Abb.5.5).

Die reduzierte Turbulenz am frontparallelen Jet der Front über dem kühlen Ozean äußert sich vor allem in der geringeren Abnahme der bodennahen relativen Vorticity in der Modellebene (Abb.7.16b) im Vergleich zu Lauf-Nr.13 (Abb.5.5b). Ferner bildet sich im Lauf-Nr.21 eine wesentlich schwächere ageostrophische Konvergenzzone aus (Abb.7.16c, negative Isolinien) als im Lauf-Nr.13. Demzufolge ist auch das Aufwindgebiet vor der bodennahen Front (Abb.7.15, $t = 12 \text{ h}$, $x = +100 \text{ km}$, $z = 600 \text{ m}$) mit einem maximalen Vertikalwind von knapp $0.06 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ nur schwach ausgeprägt. Daher dürfte auch die Niederschlagsbildung an einer Bodenkaltfront über einem kühlen Ozean nur sehr gering ausfallen oder sogar völlig ausbleiben.

Dies ändert sich natürlich schlagartig, wenn eine Kaltfront vom Ozean kommend die Küste erreicht, besonders wenn das Land hinter der Küste durch kurzwellige Einstrahlung erwärmt ist. Dann ähneln die Muster in den Feldern der Isentropen, des frontparallelen Jets und der Quercirkulation an der Bodenfront wieder der Abb.7.8 für die "Frühling-Front" (Lauf-Nr.15) und es bildet sich wieder die 'line convection' nach Browning und Harrold (1970) vor einer sich verschärfenden Bodenfront aus.

Der große Unterschied zwischen Lauf-Nr.13 (LTJ3-Front über trockenem Sand bei bedecktem Nachthimmel, $z_0 = 10$ cm) und Lauf-Nr.21 (LTJ3-Front über kühlem Ozean, mit konstantem Θ_B , $z_0 = 0.015$ cm) in der Rauigkeitslänge z_0 führt dagegen nur zu verhältnismäßig geringen Differenzen im zeitlichen Verlauf des maximalen Vertikalwindes im Modellgebiet beider Läufe (Abb.5.5d und Abb.7.16d). Der Einfluß des Rauigkeitssprunges bei der Küstenpassage einer Kaltfront sollte daher nicht überschätzt werden.

Rhodin (1991) hat mit seinem Frontskala-Modell die Küstenpassage einer Kaltfront simuliert und kommt dabei ebenfalls zu der Aussage, daß 'der entscheidende Einflußfaktor, der für das unterschiedliche Verhalten der Front über See oder Land verantwortlich ist, der thermische Einfluß der Oberfläche und nicht der Rauigkeitsunterschied (aus Rhodin, 1991)' ist.

Mit der Betonung des großen Einflusses der thermischen Oberfläche verbunden ist, gemäß den in diesem Kapitel 7 gewonnenen Erkenntnissen, die Bedeutung der Tages- und der Jahreszeit der Küstenpassage einer Front für deren nachfolgende Intensivierung. So wird die Intensivierung der Wettervorgänge an einer Bodenfront (z.B. verstärkte Hebung bzw. Niederschlagsbildung), welche die Küste am Nachmittag eines Sommertages erreicht, durch die erhöhte Konvergenz wesentlich stärker ausfallen, als an einer Winter-Front, die am frühen Morgen die Küste passiert.

7.4 Zusammenfassung der Ergebnisse von Kapitel 7

In diesem Kapitel ist die Sensitivität der Modellergebnisse gegenüber der Variation der Parameter Strahlungsbilanz an der Bodenoberfläche (Q_0) und Wärmeleitfähigkeit (λ), Volumenwärme ($\rho_B c_B$) und kurzwellige Albedo (a) des Bodens untersucht worden. Dabei ergaben sich für die zeitliche Entwicklung der LTJ3-Front folgende Ergebnisse:

- a) Der Tagesgang der kurzwelligen Einstrahlung bestimmt den zeitlichen Verlauf (Tagesgang) der Bodenoberflächentemperatur (Abb.7.1 und Abb.7.2). Diese steuert maßgeblich die turbulenten Flüsse innerhalb der GS .
- b) Grundsätzlich ist der Einfluß der 36-stündigen Variation der Bodenoberflächentemperatur auf die Atmosphäre außerhalb der turbulenten GS nur sehr gering. Nachts beeinflussen jedoch die Trägheitsschwingungen der Quercirkulation direkt oberhalb der stabilen nächtlichen GS das Muster der Quercirkulation bis in 7 km Höhe (vergl. Abb.7.3 und Abb.5.3, $t = 24$ h).
- c) Innerhalb der turbulenten GS erzeugt der Tagesgang der Bodenoberflächentemperatur eine extrem starke Variation der Turbulenzstärke im Tagesgang (\rightarrow Abb.7.4, K_M^2).
- d) Tagsüber wird bei erhöhter Turbulenz die Propagationgeschwindigkeit der Front innerhalb der GS verringert, nachts verhält es sich genau umgekehrt (Abb.7.5a,b,c).
- e) Die Umstellung von der nächtlichen stabilen GS zur labilen GS nach Sonnenaufgang führt zu einem Rücksprung des Ortes des maximalen frontsenkrechten Gradienten der potentiellen Temperatur in einer bestimmten Höhe innerhalb der GS (z.B. $z = 90$ m, \rightarrow Abb.7.5a, Abb.7.11a und Abb.7.13a).

- f) Über der gesamten Simulationszeitraum gesehen, propagieren, abgesehen von der "Sommer"-Front (Lauf-Nr.18), alle Fronten mit Tagesgang der Strahlungsbilanz ($Q_0(t) \neq 0$, Lauf-Nr.15, Nr.16, Nr.17 und Nr.19) schneller als die LTJ3-Front mit $Q_0(t) = 0$ (Lauf-Nr.13), weil sie in der klaren Nacht mit der frontsenkrecht Strömung unter quasi-reibungsfreien Bedingungen transportiert werden. Die "Sommer"-Front mit ihrer kurzen Nacht ist dagegen nur etwa gleich schnell wie die Front von Lauf-Nr.13.
- g) Innerhalb der GS propagieren Fronten im Winter am schnellsten und im Sommer am langsamsten (Abb.7.5a, Abb.7.10a und Abb.7.13a)
- h) Der Aufwindjet vor der Bodenfront ist nachmittags am stärksten (Abb.7.8).
- i) Ferner ist die maximale Stärke und vertikale Erstreckung des Aufwindjets vor der Front jahreszeitabhängig, d.h. im Winter am geringsten ($w_{\max} = 0.05 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\Delta z = 0.8 \text{ km}$, Abb.7.10 und Abb.7.11d), im Sommer am stärksten ($w_{\max} = 0.14 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\Delta z = 3.5 \text{ km}$, Abb.7.12 und Abb.7.13d).
- j) Die maximale Grenzschichthöhe der Kaltluft einer Frontsimulation ist stark abhängig von der statischen Stabilität innerhalb der GS und damit auch von der Jahreszeit. Sie variiert daher von 0.6 km ("Winter"-Front, Lauf-Nr.16, Abb.7.10) über 1.4 km ("Frühling"-Front, Lauf-Nr.15, Abb.7.8) bis zu 2.4 km ("Sommer"-Front, Lauf-Nr.18, Abb.7.12).
- k) Die zeitlichen Entwicklungen der "Frühling"- und der "Herbst"-Front sind nahezu identisch. Dies zeigt, daß der Absolutwert der Bodentemperatur, das Anfangsbodentemperaturprofil und die konstante Temperatur am Unterrand des Bodenmodells nur einen geringen Einfluß auf die Entwicklung der LTJ3-Kaltfront haben.
- l) Die entscheidende Ursache für die große Jahreszeitabhängigkeit der Frontentwicklung innerhalb der GS ist die unterschiedliche Länge des Tages und damit die unterschiedliche Länge des Zeitabschnittes mit positivem Bodenwärmestrom bzw. mit Erwärmung an der Bodenoberfläche (Abb.7.9a,b,c).
- m) Der kombinierte Einfluß der Bodeneigenschaften Volumenwärme ($\rho_B c_B$), thermische Leitfähigkeit (λ) und kurzweilige Albedo der Bodenoberfläche ist im Gegensatz zur Länge des Tages als verhältnismäßig gering einzustufen, wie aus den geringen Unterschieden in den Modellergebnissen von Lauf-Nr.19 und Nr.20 hervorgeht.
- n) Ist die Volumenwärme des 'Bodens' sehr groß (Ozean), so hat die daraus resultierende konstante 'Boden'-Oberflächentemperatur, T_{B1} , einen großen Einfluß auf die Entwicklung der LTJ3-Front. Die Kaltfront über einem kühlen Ozean (Lauf-Nr.21, Abb.7.15 und Abb.7.16) verliert jede Tageszeitabhängigkeit und entwickelt sich sehr ähnlich zur LTJ3-Front bei bedecktem Nachthimmel (Lauf-Nr.13, Abb.5.3 und Abb.5.5).
- o) (n) zeigt auch, daß innerhalb der GS die Rauigkeitslänge z_0 im Gegensatz zu den thermischen Eigenschaften des Bodens ($T_{B1}(t)$) auf die Kaltfrontentwicklung nur einen geringen Einfluß hat.

8 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

8.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die vorliegende Arbeit untersucht mit Hilfe eines numerischen Modells den Einfluß der turbulenten Reibung und des Bodens auf die zeitliche Entwicklung von zwei unterschiedlichen Kaltfronten (LTJ und UTJ, → Kap.3.5.1), eingebettet in drei unterschiedlichen großskaligen Antriebsfeldern (NF, DF und SF, → Kap.3.5.3).

Dabei betrachten die Untersuchungen zunächst unter Vernachlässigung der Wärmeflüsse am Boden und der großskaligen Antriebe den alleinigen Einfluß der turbulenten Reibung. Später werden dann sukzessive zwei verschiedene großskalige Antriebe, ein 10-Schicht-Bodenmodell zur Bestimmung des Bodenwärmestroms und der jahreszeitabhängige Tagesgang der Strahlungsbilanz am Boden mit berücksichtigt, und erstmals deren kombinierte Wirkung auf die Entwicklung von zwei verschiedenen Kaltfronten beschrieben.

Dies erfordert zunächst die Parametrisierung der subskaligen Flüsse in den auf den hydrodynamischen Grundgleichungen basierenden Modellgleichungen der sogenannten trockenen Version eines mesoskaligen Modells (Version 3.0 von MAMBO, Keuler, 1990; Kerkmann, 1990; Keuler et al., 1992). Dabei wird zwischen der Parametrisierung der vertikalen und der horizontalen turbulenten Flüsse unterschieden.

Die vertikalen Flüsse lassen sich wahlweise mit einem prognostischen (Schließung 1.5-facher Ordnung nach Arritt, 1987) oder einem diagnostischen (Schließung 1. Ordnung nach Dunst und Rhodin, 1990) K-Ansatz beschreiben. Der prognostische K-Ansatz stellt sich dabei trotz erhöhtem Rechenaufwand als der geeignetere heraus, da er auch die Turbulenz außerhalb der turbulenten Grenzschicht (GS) beschreiben kann und besser die große Stabilitätsabhängigkeit der turbulenten Flüsse wiedergibt. Die Einführung des prognostischen K-Ansatzes erweitert das Modellgleichungssystem von MAMBO um die prognostische TKE-Haushaltsgleichung.

Zur Bestimmung der horizontalen Flüsse wird die Verwendung eines Filters (Filter nach Shapiro (1971), angewendet in der Ordnung 4) einer Isotropie-Annahme für die turbulente Diffusion ($K^x = \bar{\epsilon} \cdot K^z$) vorgezogen.

Die turbulenten Flüsse am Boden und die TKE auf der ersten Modellhauptfläche werden mit Hilfe der Ähnlichkeitstheorie nach Monin und Obukhov (1958) berechnet. Dies hat gegenüber der reibungsfreien Version von MAMBO zur Einführung einer weiteren unteren Randbedingung für die Modellvariablen \bar{u} und \bar{v} ('no-slip'-Randbedingung) und eines, direkt unter der Bodenoberfläche hochauflösenden, 10-Schicht-Bodenmodells nach Savijärvi (1992) zur Prognose der potentiellen Temperatur am Boden (Θ_B) geführt. Die Kopplung zwischen Boden- und Atmosphärenmodell erfolgt an der Bodenoberfläche über die Energiebilanzgleichung, wodurch in den letzten Frontsimulationen auch die Strahlungsbilanz am Boden (Q_0) berücksichtigt werden konnte.

Die so entstandene Version 5.2 von MAMBO besitzt folgende Eigenschaften:

- ▶ Wie die sogenannte feuchte Version von MAMBO nach Ewenz (1993) ist auch die Version 5.2 ein zweidimensionales hydrostatisches Gitterpunktsmodell, basierend auf den primitiven Gleichungen und verwendet die anelastische Approximation der Kontinuitätsgleichung.

- ▶ Die Gitterpunktsebene von MAMBO ist eine x - z -Querschnittsebene senkrecht zu der als gerade gedachten Frontlinie. Dennoch werden die großskaligen frontparallelen Gradienten berücksichtigt, weshalb Kerkmann (1990) MAMBO als $2\frac{1}{2}$ -dimensional bezeichnet.
- ▶ Die turbulente kinetische Energie (TKE) beschreibt als zusätzliche prognostische Variable den Zustand der Turbulenz im Modellgebiet. Damit lassen sich im Gegensatz zu jedem diagnostischen K -Ansatz Wachstum, Zerfall und Advektion von Turbulenz beschreiben; auch außerhalb der GS.
- ▶ Die hohe lokale Stabilitätsabhängigkeit der TKE- l -Schließung nach Arritt (1987) ermöglicht die Darstellung des Tagesgangs der GS-Struktur (z.B. die nächtliche 'residual layer' (Stull, 1988) oberhalb der Bodeninversion).
- ▶ Ein vertikal hochauflösendes 10-Schichten-Bodenmodell nach Savijärvi (1992) zur möglichst korrekten Bestimmung des Bodenwärmestroms an der Bodenoberfläche trägt der großen Bedeutung der Bodenoberflächentemperatur für die meteorologischen Felder und den Zustand der Turbulenz innerhalb der GS Rechnung.

Bei der ageostrophischen Balancierung der unterschiedlichen Anfangsfelder wird das Problem der simultanen Berechnung der Sawyer-Eliassen-Querzirkulation und des Ekman-Windes für den Anfangszeitpunkt einer Simulation durch einen Diastrophismus der Reibung bzw. der Rauigkeitslänge z_0 umgangen. Dabei hat es sich als günstig herausgestellt, zunächst für das gesamte Modellgebiet die Sawyer-Eliassen-Querzirkulation zu berechnen, und dann die so balancierte Front in den ersten vier Stunden einer jeden Frontsimulation (Diastrophiezeit) über ein stetiges Anwachsen der Rauigkeitslänge z_0 von Null auf den Endwert (meist 10 cm) vom reibungsfreien zum reibungsbehafteten Zustand zu überführen.

Mit dem so gewonnenen ageostrophisch balancierten Anfangszustand der Version 5.2 von MAMBO lassen sich nun sehr unterschiedliche Kaltfront-Simulationen durchführen:

- a) Simulationen von Fronten ohne großskaligen Antrieb: Der Vergleich zwischen den Simulationen mit und ohne Berücksichtigung der turbulenten Reibung zeigt den alleinigen Einfluß der turbulenten Reibung auf die meteorologischen Felder. Die Simulationen der beiden Fronten ergeben
 - ▶ Das Aufsteilen der Isentropen an der Front innerhalb der GS.
 - ▶ Im LTJ-Fall eine reibungsinduzierte ageostrophische Konvergenz direkt vor der Front innerhalb der GS mit der Ausbildung einer thermisch indirekten und damit frontogenetisch wirkenden Querzirkulationszelle, einem Aufwindjet innerhalb der GS unmittelbar vor der Front und einem Abwindbereich 200 km vor der Front. In der dazugehörenden reibungsfreien Frontsimulation entsteht aufgrund des fehlenden großskaligen Antriebes und der geostrophischen Balancierung der Anfangsfelder in MAMBO keine Querzirkulation.

- ▶ Im LTJ-Fall eine Verzögerung der Front innerhalb der GS, und eine Beschleunigung außerhalb mit daraus folgender Aufspaltung der Front in eine Bodenkaltfront, eine Front in der freien Atmosphäre und dem Aufwindjet dazwischen, ähnlich der 'split-cold-front' nach Browning und Monk (1982).
- ▶ Die vertikalen turbulenten Flüsse von Impuls und fühlbarer Wärme wirken auf eine Kaltfront ohne großskaligen Antrieb innerhalb der GS frontogenetisch, die entsprechenden horizontalen Flüsse dagegen - auf der Skala von MAMBO ($\Delta x = 20$ km) - frontolytisch.
- ▶ Der Einfluß der Turbulenz auf die meteorologischen Felder beschränkt sich im wesentlichen auf die untersten 2 km des Modellgebietes, solange nirgendwo im Modellgebiet die symmetrisch barokline Instabilität (SBI) ausgelöst wird.
- ▶ Durch die SBI werden statisch labile Zonen auch weit oberhalb der GS erzeugt. Hier tritt in der Version 5.2 von MAMBO (TKE- ℓ -Schließung) nochmal ein turbulenter Fluß fühlbarer Wärme, der diese Zonen stabilisiert, in Erscheinung. Diese Turbulenz vermag die Version 5.1 von MAMBO (Schließung 1. Ordnung) nicht darzustellen.
- ▶ Im UTJ-Fall führt der Wechsel des Vorzeichens des frontparallelen Jets innerhalb der GS gegenüber dem LTJ-Fall zu einer Umkehrung des Drehsinns der reibungsinduzierten Quersirkulationszelle mit einer Beschleunigung der Front innerhalb der GS und einer schwachen Verzögerung außerhalb.
- ▶ Für beide Kaltfronttypen (UTJ und LTJ) lassen sich sieben charakteristische Zonen reibungsbehafteter Kaltfronten ausmachen (\rightarrow Kap.4.3, Tab.4.1).
- ▶ Die Anordnung dieser Zonen untereinander bietet sich als ein neues Kriterium zur Klassifikation reibungsbehafteter Kaltfronten an. Sie wird durch die reibungsbedingte ageostrophische Quersirkulation, deren Drehsinn sich mit Umkehrung der Richtung des frontparallelen Jets ebenfalls umkehrt, bestimmt.
- ▶ Die ageostrophische Quersirkulation prägt das Muster der Isentropen in der Querschnittsebene. Dagegen prägen die propagierenden Isentropen nicht die Quersirkulation, wie das bei Dichteströmungen der Fall ist, wo die Isentropen in der Querschnittsebene wie materielle Flächen wirken. Auf der betrachteten horizontalen Skala ($\Delta x = 20$ km) entsteht das Aufwindgebiet vor der Bodenfront also nicht aufgrund der Anhebung der Warmluft durch die vordringende Kaltfront, sondern durch die reibungsinduzierte Konvergenz vor der Bodenfront.
- ▶ Der Boden nimmt bei verschwindender Strahlungsbilanz an der Bodenoberfläche verzögert die Temperatur der Atmosphäre an. Damit wirkt er innerhalb der GS frontolytisch.

- b) Simulationen von Fronten mit äußerem Antrieb. Die Erweiterung der Untersuchungen auf Fronten mit großskaligen Antrieb bringt folgende zusätzlichen Erkenntnisse über den Einfluß der turbulenten Reibung:
- ▶ Solange in den Frontsimulationen mit großskaligem Antrieb keine SBI ausgelöst wird, ist der Einfluß der turbulenten Reibung auf die durch diesen Antrieb hervorgehenden Muster in der ageostrophischen Querkirkulation außerhalb der GS sehr gering.
 - ▶ Innerhalb der GS überwiegt der frontolytische (!) Effekt der Abschwächung des großskaligen Antriebes der Front durch die turbulente Reibung über den frontogenetischen Effekt der reibungsinduzierten ageostrophischen Konvergenz an der Bodenfront.
 - ▶ Resultiert der großskalige Antrieb aus einem in frontsenkrechter Richtung homogenen Grundstrom (Scherungs-Antrieb), so scheinen die Stromlinien der aus diesem Antrieb ohne turbulente Reibung resultierenden Querkirkulationen und die Stromlinien der reibungsinduzierten Querkirkulation (NF-Fall) sich beinahe ungestört zu den Stromlinien der Front mit Scherungs-Antrieb und turbulenter Reibung zu überlagern. Die Superposition der Querkirkulations-Anteile ist also mit den o.g. Einschränkungen gegeben.
 - ▶ Es wird erstmals gezeigt, daß der Einfluß der aus dem Scherungs-Antrieb resultierenden Querkirkulation auf die Isentropenmuster innerhalb der GS sehr gering ist, wie dies Rhodin (1991) für eine auf eine Skala von 10 bis 100 km konzentrierte bzw. voll entwickelte Bodenfront nur vermuten konnte, da er in seiner Arbeit keine Fronten mit großskaligem Antrieb simuliert hat.
 - ▶ Die charakteristischen Zonen lassen sich auch für Fronten mit großskaligem Antrieb identifizieren. Ihre Anordnung ändert sich gegenüber den jeweiligen Frontsimulationen ohne großskaligen Antrieb nur sehr wenig.

Acht der bisher gezeigten reibungsbehafteten Kaltfront-Simulationen werden danach für einen relativ frühen Zeitpunkt der Simulation ($t = 6$ bzw. 12 h) auf ihre Frontogenese-Mechanismen untersucht. Die Darstellung und Diskussion der Felder der jeweils wirksamen Terme der x -Komponente der Frontogenesefunktion nach Miller (1948) bietet hierzu den geeigneten Einstieg. Damit liegt erstmals eine systematische Studie über die frontogenetischen Strukturen an zwei verschiedenen Kaltfront-Typen in Abhängigkeit vom großskaligen Grundstrom und der Wirksamkeit der GS im Modell vor. Die dabei sichtbare Vielfalt weist auch einige Gesetzmäßigkeiten auf:

- ▶ In allen reibungsbehafteten Frontsimulationen wirkt das ageostrophische Deformations-Forcing an der Bodenfront frontogenetisch.
- ▶ Das Tilting-Forcing verschwindet innerhalb der nahezu neutral geschichteten turbulenten GS. Hier ist die turbulente Frontogenese (Quellforcing, QF) bestimmend für die Gesamtfrontogenese (F_x).

- ▶ Die geostrophischen Frontogenese-Terme (DF_g und SF_g) spielen bei den reibungsbehafteten Frontsimulationen in den untersten 2 km des Modellgebietes für die Gesamtfrontogenese keine Rolle.
- ▶ Die charakteristischen Zonen C (Isentropentrog) und A (Bodenfront) gemäß Tab.4.1 (→ Kap.4.3) lassen sich mit Hilfe der Strukturen der Frontogenese-Terme TF (für Zone C) und DF_{ag} (für Zone A) lokalisieren.
- ▶ Sowohl die Zonen A bis G als auch die Felder der Terme der Frontogenesefunktion nach Miller (1948) sind geeignete Hilfsmittel zur Beschreibung der Charakteristika von reibungsbehafteten Kaltfronten in den untersten 2 km der Atmosphäre.

Zum Abschluß der Arbeit sind drei verschiedene Sensitivitätsstudien durchgeführt worden. Dabei wird in der ersten Studie durch Berücksichtigung der Strahlungsbilanz am Boden der enorme Einfluß des zeitlichen Verlaufes der Bodentemperatur auf die meteorologischen Felder innerhalb der GS gezeigt. Die Front und der Zustand der Turbulenz zeigen innerhalb der GS eine sehr große Variation mit dem Tagesgang der Strahlungsbilanz bzw. der Bodentemperatur. Dies bestätigt eine zweite Sensitivitätsstudie in welcher durch Variation der Tageslänge für den zeitlichen Verlauf der kurzwelligen Einstrahlung und der klimatologischen Temperatur am Unterrand des Bodenmodells der Einfluß der Jahreszeit auf die Entwicklung der LTJ3-Front (Kaltfront mit großskaligem Scherungs-Antrieb) untersucht wird. In einer dritten Sensitivitätsstudie verdeutlicht die Variation der Parameter für die Bodeneigenschaften (Volumenwärme, thermische Leitfähigkeit und kurzwellige Albedo) den Einfluß des Bodentyps auf die Kaltfrontentwicklung innerhalb der GS. An dieser Stelle seien abschließend nur die wichtigsten Ergebnisse dieser Sensitivitätsstudien kurz aufgeführt:

- ▶ Der Tagesgang der kurzwelligen Einstrahlung bestimmt maßgeblich den zeitlichen Verlauf der Bodenoberflächentemperatur und sorgt damit innerhalb der GS für eine extrem unterschiedliche Turbulenzstärke mit dem Tagesgang.
- ▶ Innerhalb der GS propagiert eine Front vom Typ der LTJ-Front bei starker Turbulenz langsamer als bei geringer. Demzufolge ist die LTJ-Front tagsüber und im Sommer am langsamsten, während sie in einer Winternacht am schnellsten propagiert.
- ▶ An einem Sommernachmittag ist der durch die reibungsinduzierte ageostrophische Konvergenz erzeugte Aufwindjet direkt vor der Front am stärksten. Auf der horizontalen Skala von MAMBO wird ein maximaler Vertikalwind von $0.14 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ berechnet.
- ▶ Der kombinierte Einfluß der Bodeneigenschaften bzw. des Bodentyps hat, abgesehen vom Ozean, im Gegensatz zur Länge des Tages nur einen geringen Einfluß auf die Kaltfrontentwicklung innerhalb der GS im Tagesgang.

- ▶ Der Ozean hat mit seiner quasi-unendlichen Volumenwärme und der daraus resultierenden konstanten Oberflächentemperatur einen großen Einfluß auf die Verhältnisse in der GS und damit auch auf die Entwicklung einer Kaltfront.
- ▶ Der Einfluß der Rauigkeitslänge z_0 tritt gegenüber dem Einfluß der Oberflächentemperatur in den Hintergrund. Daher ähneln die Entwicklungen einer Kaltfront über einem relativ kühlen Ozean ($z_0 = 0.015$ cm) und einer Kaltfront über trockenem Sand bei bedecktem Nachthimmel ($Q_0 = 0$, $z_0 = 10$ cm) einander, obwohl die Rauigkeitslängen der beiden Untergründe sehr unterschiedlich sind.

Im Anhang dieser Arbeit wird die Herleitung der Schließung 1.5-facher Ordnung nach Arritt (1987), wie sie für die Version 5.2 von MAMBO verwendet wird, vorgeführt (Anhang A) und in das weite Spektrum der unterschiedlichen numerischen Methoden zur Turbulenzbeschreibung eingeordnet (Anhang B). Desweiteren stellt Anhang C ein Lösungsverfahren zur Bestimmung des Ekman-Windes vor.

8.2 Ausblick

Mit dieser Arbeit und der Arbeit von Ewenz (1993) liegen Teilstudien einer Gesamtstudie zur Darstellung und zum tieferen Verständnis der Vielfalt der wetterbestimmenden Zirkulationsmuster an Fronten in Abhängigkeit von den bestimmenden physikalischen Prozessen (Turbulenz, Feuchte) und Antrieben vor. Dabei sind bisher die Effekte dieser physikalischen Prozesse auf die Entwicklung von Kaltfronten nur getrennt voneinander beschrieben worden. Daher ist eine Zusammenführung der von Ewenz (1993) entwickelten feuchten Version und der Version 5.2 von MAMBO geboten, um den Einfluß der reibungsinduzierten Querkirkulation auf die Niederschlagsverteilung an einer Kaltfront untersuchen zu können. Erste Tests dazu sind bereits erfolgt (Ewenz, persönliche Mitteilung). So ergibt bereits die rein additive Behandlung der beiden physikalischen Prozesse unter Vernachlässigung aller Wechselwirkungen (z.B. der turbulenten Feuchteflüsse) eine sinnvolle Niederschlagsverteilung mit starkem Niederschlag am reibungsinduzierten Aufwindjet gemäß den Beobachtungen von Browning und Harrold (1970). Durch Vergleich der Modellergebnisse der Version Feuchte, der Version 5.2 und der zu entwickelnden kombinierten Version von MAMBO läßt sich insbesondere die Bedeutung der Wechselwirkungen zwischen Turbulenz und Feuchteprozessen herausarbeiten. Die Erweiterung der Modellphysik der Version 5.2 um die Feuchteprozesse erfordert eine entsprechende Erweiterung der Physik des Bodenmodells. Hier sind bereits Vorarbeiten in einer Diplomarbeit von Zehe (1994) durch Entwicklung und Kopplung eines Bodenmodells mit sehr umfangreicher Bodenphysik mit einem 1-dimensionalen Grenzschichtmodell geleistet worden. Die Kombination aller drei Module (Feuchte-Modul nach Ewenz, 1993; Turbulenzmodul des Autors; Bodenmodul nach Zehe, 1994) wird die Darstellung vieler bisher noch wenig untersuchter, aber bedeutender Phänomene bei frontogenetischen Prozessen ermöglichen. Es seien dabei nur beispielhaft die durch den Aufwindjet vor der Bodenfront angeregte geneigte Konvektion, die Frontverschärfung durch Verdunstungsabkühlung in den Niederschlagsgebieten, Verdunstung auf und Wasserhaushalt in dem Boden und die räumlich und zeitlich differentielle Heizung des Bodens infolge unterschiedlicher Bedeckung des Himmels genannt.

A Schritte zur Herleitung der TKE- ℓ -Schließung nach Arritt (1987)

A.1 Bestimmungsgleichungen für die Momente zweiter Ordnung

Zur Herleitung der Bestimmungsgleichungen für die Momente zweiter Ordnung schlagen Wichmann (1985) und Olk (1993) ein Verfahren von Friedmann und Keller (1924) vor. Bei diesem Verfahren werden zunächst durch einfache Subtraktion der Haushaltsgleichungen für die skaligen Größen (\bar{u}_i und $\bar{\Theta}$) von den Haushaltsgleichungen für die Gesamtgrößen (u_i und Θ), die Haushaltsgleichungen für die subskaligen Größen u_i'' und Θ'' aufgestellt, mit u_i'' multipliziert und durch $\bar{\rho}$ dividiert. In der Komponentenschreibweise mit der Einstein'schen Summenkonvention ergibt sich

$$\begin{aligned} u_j'' \frac{\partial u_i''}{\partial t} = & - u_j'' \frac{\partial}{\partial x_k} [u_k u_i - \bar{u}_k \bar{u}_i - \overline{u_k'' u_i''}] \\ & - u_j'' \frac{1}{\rho} \frac{\partial p''}{\partial x_i} + u_j'' \Theta'' \frac{g}{\Theta} \delta_{i3} - 2 \varepsilon_{ikl} \omega_k \bar{\rho} u_l'' u_j'' + \frac{u_j''}{\rho} \frac{\partial M_{ik}''}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

$$u_i'' \frac{\partial \Theta''}{\partial t} = - u_i'' \frac{\partial}{\partial x_k} [\bar{u}_k \Theta'' + u_k'' \bar{\Theta} + u_k'' u_i'' - \overline{u_k'' \Theta''}] + \frac{u_j''}{c_p \rho} [M_{ik}'' \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \overline{M_{ik}'' \frac{\partial u_i}{\partial x_k}}] \quad (\text{A.2})$$

mit

$$M_{ik} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \delta_{ik} \quad (\text{A.3})$$

M_{ik} : molekularer Spannungstensor
 μ : dynamische Viskosität der Luft

Mit den Rechenoperationen

$$\begin{aligned} \overline{u_j'' \frac{\partial u_i''}{\partial t}} + \overline{u_i'' \frac{\partial u_j''}{\partial t}} &= \frac{\partial}{\partial t} \overline{(u_i'' u_j'')} \\ \overline{\Theta'' \frac{\partial u_i''}{\partial t}} + \overline{u_i'' \frac{\partial \Theta''}{\partial t}} &= \frac{\partial}{\partial t} \overline{(u_i'' \Theta'')} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

gelangt man dann zu folgenden zwölf (wegen $i, j = 1, 2, 3$) Bestimmungsgleichungen für die Momente zweiter Ordnung:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \overline{u_i'' u_j''}}{\partial t} = & - \frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{u_k u_i'' u_j''}] + \overline{u_k'' u_i'' u_j''} - [\overline{u_k'' u_j''} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \overline{u_k'' u_i''} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k}] \\
 & \text{A9} \qquad \qquad \text{A4} \qquad \qquad \text{A1} \\
 + \frac{1}{\rho} [p'' (\frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_i}) - (\frac{\partial u_j'' p''}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i'' p''}{\partial x_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{M_{ik}'' u_j''} + \overline{M_{jk}'' u_i''})] \\
 & \text{A7} \qquad \qquad \text{A8} \qquad \qquad \text{A5} \\
 - \frac{1}{\rho} (\overline{M_{ik}'' \frac{\partial u_j''}{\partial x_k}} + \overline{M_{jk}'' \frac{\partial u_i''}{\partial x_k}}) + \frac{g}{\Theta} (\delta_{i3} \overline{u_j'' \Theta''} + \delta_{j3} \overline{u_i'' \Theta''}) - 2\omega_k (\epsilon_{jkl} \overline{u_l'' u_i''} + \epsilon_{ikl} \overline{u_l'' u_j''}) \\
 & \text{A6} \qquad \qquad \text{A2} \qquad \qquad \text{A3}
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \overline{u_i'' \Theta''}}{\partial t} = & - \frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{u_k u_i'' \Theta''} + \overline{u_k'' u_i'' \Theta''}] - [\overline{u_k'' \Theta''} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \overline{u_k'' u_i''} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_k}] \\
 & \text{B9} \qquad \qquad \text{B4} \qquad \qquad \text{B1} \\
 + \frac{1}{\rho} [p'' \frac{\partial \Theta''}{\partial x_i} - \frac{\partial \Theta'' p''}{\partial x_i}] + [\overline{u_i'' M_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k}} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\mu \Theta'' \frac{\partial u_i''}{\partial x_k}})] \\
 & \text{B7} \qquad \qquad \text{B8} \qquad \qquad \text{B5} \\
 - \mu \frac{\partial u_i''}{\partial x_k} \frac{\partial \Theta''}{\partial x_k} + \frac{g}{\Theta} \delta_{i3} \overline{\Theta''^2} - 2\omega_k \epsilon_{ikl} \overline{u_l'' \Theta''} \\
 & \text{B6} \qquad \qquad \text{B2} \qquad \qquad \text{B3}
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

Ferner muß noch eine Bestimmungsgleichung für die Varianz von Θ aufgestellt werden, um alle 13 Momente zweiter Ordnung zu erfassen. Dies erfolgt mit der Operation:

$$2\overline{\theta''\frac{\partial\theta''}{\partial t}} = \frac{\partial}{\partial t}(\overline{\theta''^2}) = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u_k\theta''^2})}_{C5} + \underbrace{\overline{u_k''\theta''^2}}_{C2} - \underbrace{2\overline{u_k''\theta''}}_{C1} \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial x_k} - \underbrace{2\overline{\theta''M_{ik}}}_{C3+C4} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \quad (A.7)$$

Das Gleichungssystem (A.5) bis (A.7) wird im folgenden als Zweite-Momente-Modell (ZMM) bezeichnet. Das nächste Unterkapitel beschäftigt sich mit den verschiedenen Schließungslevels für das ZMM bis zur sog. Level-2.5-Schließung nach Mellor und Yamada (1982).

A.2 Die verschiedenen Schließungslevels für das Zweite-Momente-Modell (ZMM)

Das ZMM ist noch nicht geschlossen, denn mit den Termen A4, A6, A7, A8 in Gl.(A.5), B4, B5, B6, B7, B8 in Gl.(A.6) und C2 und C4 in Gl.(A.7) sind 11 neue unbekannte Terme hinzugekommen. Diese Terme müssen für eine Schließung zweiter Ordnung parametrisiert oder gegebenenfalls vernachlässigt werden, was an dieser Stelle nicht im einzelnen vorgeführt wird. Es sei diesbezüglich auf die Arbeit von Wichmann (1985) verwiesen, in welcher eine Parametrisierung bis zum Level-4 nach Mellor und Yamada (1974) durchgeführt wird. Daher wurde in den Gln.(A.5) bis (A.7) bereits darauf geachtet, daß die Bezeichnungen der verschiedenen Turbulenzterme, identisch mit denen von Wichmann (1985) sind.

Folgende Annahmen liegen der Level-4-Schließung zugrunde:

- die Dissipation (Terme A6, B6 und C4) wird nach Kolmogorov (1942) als lokal und isotrop beschrieben. [Längenskalen Λ_1 für A6, l_2 für B6, Λ_2 für C4].
- Die Terme A7 und B7 werden nach Rotta (1951) als Energie-Umverteilungsterme bezeichnet. Sie bilden damit weder Quellen noch Senken im Haushalt der Varianzen und Kovarianzen. Dabei verläuft die Umverteilung, induziert durch die Wechselwirkungen der Druckschwankungen p'' mit der turbulenten Bewegung derart, daß sie den Grad der Isotropie der Turbulenz erhöht ('return to isotropy'). [Längenskalen bzw. Schließungskonstanten: l_1 und C_1 für A7 und A8, Λ_2 für B7 und B8].
- Die Tripelkorrelationen A4, B4 und C2 werden mit einem Gradient-Ansatz für die Momente 2. Ordnung parametrisiert. [Koeffizienten: $S_q(A4)$, $S_{u\theta}(B4)$, $S_\theta(C2)$]
- Die Diffusionsterme A5, A8, B5, B8 und C3 werden in der Regel vernachlässigt.
- Alle in den Schließungsbedingungen (a) bis (d) auftretenden Längenskalen sollen proportional zu einer Hauptlängenskala l sein:

$$(l_1, l_2, \Lambda_1, \Lambda_2) = (A_1, A_2, B_1, B_2)l \quad (A.8)$$

Die Schließungskonstanten A_1, A_2, B_1, B_2, C_1 werden durch Anpassung der Ausgabedaten des Level-4-Modells an reale Daten bestimmt. Dies muß nach Ansicht von Mellor und Yamada (1982) nicht unbedingt einem 'Trial and Error'-Verfahren gleichkommen, solange die Stationarität der Turbulenz (Balance von Produktion und Dissipation) für den erhobenen realen Datensatz

annähernd gewährleistet wurde. Mellor und Yamada bestimmen in ihrer Arbeit von 1982 leicht abweichende Werte gegenüber denen von 1974, wie folgt:

$$(A_1, A_2, B_1, B_2, C_1) = (0.92, 0.74, 16.60, 10.10, 0.08)$$

(A.9)

Mit diesen Schließungskonstanten ergibt sich die folgende Level-4-Turbulenzparametrisierung nach Mellor und Yamada (1974 bzw. 1982):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \overline{u_i'' u_j''}}{\partial t} + \overline{u_k} \frac{\partial \overline{u_i'' u_j''}}{\partial x_k} = \\ & - \overline{u_j'' u_k''} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} - \overline{u_i'' u_k''} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{3}{5} \ell q S_q \left(\frac{\partial \overline{u_i'' u_j''}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_i'' u_k''}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j'' u_k''}}{\partial x_i} \right) \right] \\ & + \frac{g}{\Theta} (\delta_{i3} \overline{u_j'' \Theta''} + \delta_{j3} \overline{u_i'' \Theta''}) - \frac{q}{3 \ell_1} (\overline{u_i'' u_j''} - \frac{\delta_{ij}}{3} q^2) + C_1 q^2 \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{q^3}{\Lambda_1} \delta_{ij} \end{aligned}$$

(A.10)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \overline{u_i'' \Theta''}}{\partial t} + \overline{u_k} \frac{\partial \overline{u_i'' \Theta''}}{\partial x_k} = \\ & - \overline{u_i'' u_k''} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial x_k} - \overline{u_k'' \Theta''} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\ell q S_{u\Theta} \left(\frac{\partial \overline{u_i'' \Theta''}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_k'' \Theta''}}{\partial x_i} \right) \right] \\ & + \frac{g}{\Theta} \overline{\Theta''} \delta_{i3} - \frac{q}{3 \ell_2} \overline{u_i'' \Theta''} \end{aligned}$$

(A.11)

$$\frac{\partial \overline{\Theta''^2}}{\partial t} + \overline{u_k} \frac{\partial \overline{\Theta''^2}}{\partial x_k} = - 2 \overline{u_k'' \Theta''} \frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\ell q S_{\Theta} \frac{\partial \overline{\Theta''^2}}{\partial x_k} \right] - 2 \frac{q}{\Lambda_2} \overline{\Theta''^2}$$

(A.12)

Für die Anwendung in einem Mesoskala-Modell erfordert das Level-4-Modell jedoch zuviel Rechenaufwand, würde doch beispielsweise die Anzahl der prognostischen Gleichungen gegenüber der trockenen, reibungsfreien Version 3.0 von MAMBO in etwa verdreifacht. Daher muß das Gleichungssystem weiter systematisch vereinfacht werden. Mellor und Yamada (1974) schlagen hierfür

den Grad der Anisotropie der Turbulenz als Kriterium vor. Um diesen Parameter zu bestimmen, werden die Gln.(A.10) bis (A.12) in einen isotropen und einen anisotropen Anteil aufgespalten. So ergibt sich aus Gl.(A.10) mit $i=j$ für den isotropen Anteil der turbulenten Impulsflüsse direkt die Gleichung für die turbulente kinetische Energie (TKE):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q^2}{2} \right) + \bar{u}_k \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{q^2}{2} \right) = - \overline{u_i'' u_k''} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_k'' q^2} + \frac{g}{\Theta} \overline{u_i'' \Theta''} - \frac{q^3}{\Lambda_1} \quad (\text{A.13})$$

Die dimensionslosen Abweichungen von der Isotropie (a_{ij} und b_i) lauten dann:

$$\overline{u_i'' u_j''} \equiv \left(\frac{\delta_{ij}}{3} + a_{ij} \right) q^2 \quad ; \quad a_{ii} = 0$$

$$\overline{u_i'' \Theta''} \equiv b_i q \overline{\Theta''^2} \quad (\text{A.14})$$

Ist ℓ die in Gl.(A.8) definierte Hauptlängenskala, und Λ_1 die Längenskala der Dissipation, so läßt sich der Grad der Anisotropie a abschätzen zu:

$$a^2 = \text{magn}(\ell/\Lambda_1) = \text{magn}(a_{ij}^2) = \text{magn}(b_i^2) \quad (\text{A.15})$$

Bei dieser Vorgehensweise stellt a das Analogon zu Kohäsionsdruck und Eigenvolumen (Knudsen-Zahl), die in der kinetischen Gastheorie das reale vom idealen Gas unterscheiden, und wo ℓ die mittlere freie Weglänge ist, dar. Allerdings gibt es bei der Turbulenz den Grenzübergang $\ell/\Lambda \rightarrow 0$ zur "idealen" isotropen Turbulenz nicht, es läßt sich jedoch gemäß Mellor und Yamada (1974) durchaus ausnutzen, daß der anisotrope Anteil mit $a_{ij}^2 \approx 0.15$ zwar nicht vernachlässigbar, aber doch deutlich kleiner als der isotrope Anteil der Turbulenz ist.

Somit ergeben sich, je nachdem in welcher Ordnung der anisotrope Anteil in den Level-4-Gleichungen noch berücksichtigt wird, zwei weitere Schließungsmöglichkeiten. Dabei besitzt der sog. Level-3 (Skalierung der Advektion und lokalen Zeitableitung zur Ordnung a ; Vernachlässigung aller Terme der Ordnung a^2) noch zwei prognostische Gleichungen für die TKE und die Θ -Varianz, die turbulenten Flüsse werden dagegen diagnostisch berechnet, da die linken Seiten von Gl.(A.10) und (A.11) beim Übergang von Level-4 zu Level-3 vernachlässigt werden. Der Level-2 (Skalierung der Advektion und lokalen Zeitableitung zur Ordnung a^2 , Vernachlässigung aller Terme der Ordnung a^2) rechnet sogar ausschließlich mit diagnostischen Gleichungen für die Momente 2. Ordnung, stellt also nur noch eine Schließung 1. Ordnung dar. Dieser Level-2 besitzt keine prognostische Gleichung für die Turbulenz, und Effekte wie die Advektion und die Speicherung von Turbulenz können somit nicht dargestellt werden.

Yamada hat in einer Fortsetzungsarbeit (1977) noch den Level-2.5 eingeführt, indem er auf die totale Zeitableitung in Gleichung (A.12) verzichtet, eine Einschränkung, die für trockene Modelle eben diese eine prognostische Gleichung einspart. Für Modelle mit Feuchte ist die

Ersparnis noch größer, da hier noch zwei weitere Gleichungen für die turbulente Feuchte-Varianz und die Kreuzkorrelation von turbulenter Feuchte und Θ -Varianz zu berechnen (und zu parametrisieren) wären. Die Ersetzung von Gl.(A.12) durch eine diagnostische Gleichung (A.21) gilt abgesehen von dem Fall der freien Konvektion sehr gut.

Nach Einführung der sogenannten 'Boundary-Layer-Approximation' also, neben der bereits durchgeführten Vernachlässigung der Coriolisterme A3 und B3 im ZMM, die Einführung der Hydrostasie für die dritte Bewegungsgleichung und die Vernachlässigung aller Terme mit $\partial \bar{u}_j / \partial x_k$ außer $\partial \bar{u} / \partial z$ und $\partial \bar{v} / \partial z$, ergibt sich das folgende Gleichungssystem des Level-2.5-Modells nach Mellor und Yamada (1982):

$$\frac{D}{DT} \left(\frac{q^2}{2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left[\ell q S_q \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{q^2}{2} \right) \right] = P_s + P_b - \varepsilon \quad (\text{A.16})$$

mit

$$\begin{aligned} \frac{D}{DT}(\cdot) &= \frac{\partial}{\partial t}(\cdot) + \bar{u}_k \frac{\partial}{\partial x_k}(\cdot) \\ P_s &= - \overline{u'' w''} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'' w''} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \\ P_b &= \frac{g}{\Theta} \overline{w'' \Theta''} ; \quad \varepsilon = \frac{q^3}{B_1 \ell} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$\overline{u''^2} = \frac{q^2}{\ell} + \frac{A_1 \ell}{q} \left[-4 \overline{u'' w''} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + 2 \overline{v'' w''} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - 2 P_b \right]$$

$$\overline{v''^2} = \frac{q^2}{\ell} + \frac{A_1 \ell}{q} \left[+2 \overline{u'' w''} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - 4 \overline{v'' w''} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - 2 P_b \right]$$

$$\overline{w''^2} = \frac{q^2}{\ell} + \frac{A_1 \ell}{q} \left[+2 \overline{u'' w''} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + 2 \overline{v'' w''} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + 4 P_b \right]$$

(A.18)

$$\begin{aligned}\overline{u''v''} &= \frac{3A_1\ell}{q} \left[-\overline{u''w''} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \overline{v''w''} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right] \\ \overline{u''w''} &= \frac{3A_1\ell}{q} \left[-(\overline{w'^2} - C_1q^2) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{u''\Theta''} \right] \\ \overline{v''w''} &= \frac{3A_1\ell}{q} \left[-(\overline{w'^2} - C_1q^2) \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{v''\Theta''} \right]\end{aligned}$$

(A.19)

$$\begin{aligned}\overline{u''\Theta''} &= \frac{3A_2\ell}{q} \left[-\overline{u''w''} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} - \overline{w''\Theta''} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right] \\ \overline{v''\Theta''} &= \frac{3A_2\ell}{q} \left[-\overline{v''w''} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} - \overline{w''\Theta''} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right] \\ \overline{w''\Theta''} &= \frac{3A_2\ell}{q} \left[-\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} + \frac{g}{\Theta} \overline{\Theta'^2} \right]\end{aligned}$$

(A.20)

$$\overline{\Theta'^2} = -\frac{B_2\ell}{q} \overline{w''\Theta''} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z}$$

(A.21)

A.3 Einführung einer nicht-singulären Level-2.5-Schließung

Das Gleichungssystem der Level-2.5-Schließung nach Mellor und Yamada (1982) (Gln. (A.16) bis (A.21)) enthält zu viele Gleichungen, um in einem Mesoskala-Modell die turbulente Reibung bei möglichst geringem Rechenaufwand darzustellen. Daher wird für die vertikalen turbulenten Flüsse in den Gln. (A.17) bis (A.21) der übliche K-Ansatz

$$\begin{aligned}-\overline{u''w''} &= K_M^z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad ; \quad -\overline{v''w''} = K_M^z \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \\ -\overline{w''\Theta''} &= K_H^z \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z}\end{aligned}$$

(A.22)

mit dem stabilitätsabhängigen Prandtl-Kolmogorov-Ansatz für die turbulenten Diffusionskoeffizienten K_M und K_H gemäß Gl.(2.14) eingeführt. Definiert man ferner die skaligen Terme

$$G_M \equiv \frac{\ell^2}{q^2} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] ; \quad G_H \equiv - \frac{\ell^2}{q^2} \frac{g}{\bar{\Theta}} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} \quad (\text{A.23})$$

mit

$$Ri_f \equiv \frac{\overline{g w'' \Theta''}}{\bar{\Theta} \left[\overline{u'' w''} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'' w''} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right]} = - \frac{P_b}{P_s} = - \frac{G_H}{G_M} \frac{K_H^z}{K_M^z} \quad (\text{A.24})$$

P_b : Buoyancy-Produktion von TKE
 P_s : dynamische Erzeugung von TKE

und der Gradient-Richardson-Zahl Ri

$$Ri \equiv \frac{g \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z}}{\bar{\Theta} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right]} = - \frac{G_H}{G_M} = \frac{K_M^z}{K_H^z} Ri_f = \frac{S_M}{S_H} Ri_f \quad (\text{A.25})$$

so reduziert sich durch Einsetzen der Gleichungen ineinander das Gleichungssystem der Gln.(A.17) bis (A.21) auf folgende Form:

$$\begin{aligned} S_M [6A_1 A_2 G_M] + S_H [1 - 3A_2 B_2 G_H - 12A_1 A_2 G_H] &= A_2 \\ S_M [1 + 6A_1^2 G_M - 9A_1 A_2 G_H] - S_H [12A_1^2 G_H + 9A_1 A_2 G_H] &= A_1 (1 - C_1) \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

A_1, A_2, B_1, B_2, C_1 : empirische Schließungskonstanten nach Mellor und Yamada (1982, → Gl.(A.9))

Damit stellt die Berechnung von S_M und S_H in Abhängigkeit von G_M und G_H die Lösung des Schließungsproblems dar. Helfand und Labraga (1988) haben gezeigt, daß diese Level-2.5-Turbulenzparametrisierung für bestimmte Werte von G_M und G_H Singularitäten besitzt. Diese treten auf für

$$\begin{aligned} D &= [1 - 9A_1 A_2 G_H] [(1 - 3A_2 B_2 G_H) - 12A_1 A_2 G_H] \\ &+ 6A_1^2 [(1 - 3A_2 B_2 G_H) + 9A_2^2 G_H] G_M = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Das Level-2.5-Modell zeigt besonders bei rapide anwachsender Turbulenz singuläres Verhalten. Diese Verhältnisse trifft man zum Beispiel bei sonnigen Tagen am Vormittag an, wenn durch die Erwärmung des Bodens die Turbulenz schnell anwächst und eine neue interne Grenzschicht bildet. Noch stärkere zeitliche Änderungen der Turbulenz treten auf, wenn durch den Schatten vorüberziehender Wolken die kurzweilige Strahlungsbilanz am Boden stark variiert. Will man also ein Modell mit Berücksichtigung der Strahlungsbilanz am Boden zur Bestimmung der Bodentemperatur betreiben, so muß die Parametrisierung der Turbulenz diese Singularitäten umgehen.

Die einfachste Möglichkeit, die Singularität der Level-2.5-Schließung zu umgehen, ist es auf die Level-2-Schließung überzugehen. Hier gilt unter der Annahme der stationären Turbulenz aufgrund der Balance zwischen Produktion und Dissipation der TKE nach Mellor und Yamada (1982) folgende Bestimmungsgleichungen für die Stabilitätsfunktionen S_M und S_H des Level-2-Modells

$$S_H = 3A_2 \frac{\gamma_1 - (\gamma_1 + \gamma_2) Ri_f}{1 - Ri_f}$$

$$S_M = \frac{A_1 B_1 (\gamma_1 - C_1) - [B_1 (\gamma_1 - C_1) + 6(A_1 + 3A_2)] Ri_f}{A_2 B_1 \gamma_1 - [B_1 (\gamma_1 + \gamma_2) - 3A_1] Ri_f}$$
(A.28)

mit

$$\gamma_1 \equiv \frac{1}{3} - \frac{2A_1}{B_1} \quad ; \quad \gamma_2 \equiv \frac{B_2}{B_1} + \frac{6A_1}{B_1}$$
(A.29)

Bei der Level-2-Schließung wird also über die Einführung der Gradient-Richardson-Zahl als Stabilitätsparameter in der Grenzschicht die explizite Abhängigkeit der Stabilitätsfunktionen von der TKE und damit auch die Möglichkeit einer Singularität vermieden. Die Gleichungen (A.28) zeigen ferner, daß eine kritische Fluß-Richardson-Zahl $Ri_{fc} = \gamma_1 / (\gamma_1 + \gamma_2)$ existiert, bei der die Stabilitätsfunktion S_H und damit auch K_H und K_M verschwinden. Da S_H und S_M positiv definit sein sollen, gibt Ri_{fc} zu einem bestimmten dynamischen Antrieb P_s die Stabilität an, oberhalb derer im Level-2-Schließungsmodell keine Turbulenz mehr existieren kann. Für die empirischen Konstanten aus Gl.(A.9) ergibt sich $Ri_{fc} = 0.191$.

Helfand und Labraga (1988) schlagen dagegen zur Vermeidung von Singularitäten eine modifizierte Level-2.5-Schließung vor, bei welcher im Falle schnell anwachsender oder zusammenbrechender Turbulenz die Stabilitätsfunktionen S_M und S_H gemäß der Level-2-Schließung in Abhängigkeit von der Fluß-Richardson-Zahl berechnet werden, im Falle kleiner TKE-Tendenzen jedoch weiter die übliche Level-2.5-Lösung Anwendung findet.

Yamada (1983) wählt noch einen anderen Weg, indem er die Stabilitätsfunktionen wie Mellor und Yamada (1982) ausschließlich von der Fluß-Richardson-Zahl abhängig berechnet, ferner jedoch, in Abweichung von der Level-2.5-Schließung, zur Bestimmung der Hauptlängen-

skala ℓ eine prognostische Gleichung für $q^2\ell$ einführt. In dieser $q^2\ell$ -Schließung werden die Stabilitätsfunktionen bereits gemäß Gl.(2.16) berechnet, sie bildet also die Grundlage für die Turbulenz-Schließung der Version 5.2 von MAMBO. Alle weiteren Modifikationen, die von der Schließung nach Yamada (1983) zur TKE- ℓ -Schließung nach Arritt (1987) bzw. zur Turbulenzparametrisierung von MAMBO_5.2 führen, werden wieder direkt im Unterkapitel 2.3.1 diskutiert.

A.4 Herleitung der Schließungskonstanten für die Parametrisierung der Fluß-Richardson-Zahl nach Yamada (1983)

Nach Yamada (1975) gilt folgende quadratische Gleichung für die Fluß-Richardson-Zahl, Ri_f , in Abhängigkeit von der Gradient-Richardson-Zahl, Ri :

$$Ri_f = \frac{1}{2} \frac{A_2 E_5}{A_1 E_4} \left\{ Ri + \frac{A_1 E_3}{A_2 E_5} - \left[Ri^2 + 2 \frac{A_1}{A_2} \frac{E_3 E_5 - 2 E_1 E_4}{E_5^2} Ri + \left(\frac{A_1 E_3}{A_2 E_5} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (\text{A.30})$$

Einsetzen folgender Werte nach Mellor und Yamada (1982) für die Schließungskonstanten

$A_1 = 0.92$	$E_1 = B_1 - 6A_2$	$= 11.080$
$A_2 = 0.74$	$E_2 = B_1 + 12A_1(1 - C_2) + 3B_2(1 - C_3)$	$= 57.940$
$B_1 = 16.6$	$E_3 = B_1(1 - C_1) - 6A_1$	$= 07.096$
$B_2 = 10.1$	$E_4 = B_1(1 - 3C_1) + 12A_1(1 - C_2) + 9A_2(1 - C_2)$	$= 30.316$
$C_1 = 0.08$	$E_5 = B_1 + 3A_1(1 - C_2) + 3B_2(1 - C_3)$	$= 49.660$
$C_2 = 0.$		
$C_3 = 0.$		

liefert die Gleichung (2.17) nach Yamada (1983) im Unterkapitel 2.3.1.

B Terminologie der Hierarchie der Turbulenzschließungen

Tab.B.1 soll die in dem Unterkapitel 2.3 der vorliegenden Arbeit vorgestellten Turbulenzschließungen erster und eineinhalbfacher Ordnung für die Versionen 5.1 und 5.2 von MAMBO in eine Auswahl existierender Methoden zur numerischen Turbulenzberechnung einordnen. Dabei ist der numerische Aufwand der jeweiligen Schließung umso größer, je später die Schließung in der Tabelle aufgeführt ist. Zusätzlich sind die vier Schließungslevels nach Mellor und Yamada (1982) in die Tabelle einsortiert. Es zeigt sich, daß die für MAMBO ausgesuchten Schließungsmethoden noch recht früh (Reihe 3 und 6) in der Tabelle auftauchen, ihr numerischer Aufwand also noch verhältnismäßig gering ist. Dies ist auch eine sehr erwünschte Eigenschaft der in MAMBO verwendeten Schließungen, denn sie sollen ja lediglich dafür sorgen, prinzipiell die Effekte der turbulenten Reibung auf das mesoskalige Phänomen einer Kaltfront qualitativ richtig zu erfassen. Trotzdem führt die Anwendung der Schließung 1.5-facher Ordnung mit Bodenmodell gegenüber der reibungsfreien Version 3.0 von MAMBO bereits zu einer Verdoppelung der erforderlichen Rechenzeit.

Aufwendigere Schließungsmethoden wie die Schließungen zweiter oder höherer Ordnung würden den numerischen Aufwand für die Berechnung der Turbulenz gegenüber dem Rechenaufwand für die Beschreibung aller anderen Effekte in einem Mesoskala-Modell überproportional erhöhen. Zumindest die beiden letzten Reihen von Tab.B.1 stellen Methoden vor, die so viel Rechenleistung erfordern, daß sie für Mesoskala-Modelle nicht in Frage kommen. Die Large Eddy Simulation (LES) bzw. Grobstruktursimulation bleibt speziellen Problemen der Strömungsmechanik (typische Reynoldszahl, $10.000 < Re < 100.000$) vorbehalten, der Rechenaufwand der direkten numerischen Simulation (DNS) ist sogar so hoch, daß z.Zt. nur turbulente Strömungen mit sehr niedrigen Reynoldszahlen ($Re < 500$) simuliert werden können. So wurde in einem Kolloquium zum SFB 210 der Universität Karlsruhe (Titel: 'Numerische Simulation turbulenter Strömungen', am 26.11.'93) von einer direkten numerischen Simulation einer turbulenten, voll entwickelten und drallfreien Strömung im Rohr ($Re = 180$) berichtet, die eine Cray-Y-MP für einen Monat (!) voll auslastete (Friedrich, Vortrag). Dieser enorme Rechenaufwand für eine vergleichsweise einfache Strömung läßt die DNS in einem schlechten Licht erscheinen, der Anwendungsbereich der DNS wird sich jedoch mit zunehmender Leistungsfähigkeit der Rechner auf Strömungen mit höheren Reynoldszahlen erweitern. Atmosphärische Strömungen zeichnen sich jedoch durch ein besonders breites Turbulenzspektrum und daher besonders große Reynoldszahlen ($Re > 10^7$) aus. Daher wird zumindest die DNS wohl auch in den nächsten Jahrzehnten für die numerische Simulation atmosphärischer turbulenter Strömungen keine Rolle spielen, obwohl zur Validierung der Schließungskonstanten von stochastischen Turbulenzmodellen eine DNS der Strömung in der atmosphärischen Grenzschicht als Referenzlauf sehr hilfreich wäre.

Art der Reynoldszerlegung	Ordnung der Schließung	Level nach Mellor und Yamada (1982)	Beispiele in der Literatur
stochastische Turbulenzbehandlung skalige Größe enthält keine turbulenten Anteile und ist ein Ensemblemittel der Gesamtgröße	1.0	Level-1	
	1.0	K-Profil-Ansatz	Nickerson (1979) Pielke und Mahrer (1975)
	1.0	K-Profil-Ansatz Stabilität lokal	Dunst (1982), MAMBO_5.1
	1.0	K-Ansatz, lokal	Keyser und Anthes (1982); Kondo (1990)
	1.0	Level-2	DWD: EM, DM Müller (1981)
	1.5	TKE- ℓ -Schließung ℓ :Blackadar(1962)	Arritt (1987) MAMBO_5.2
	1.5	$q^2\ell$ -Schließung	Yamada (1983)
	1.5	Level-2.5	Yamada (1977)
	1.5	TKE- ϵ -Modelle	Detering und Etling (1985)
	1.5	Level-3	Kinoshita (1993)
	2.0	Level-4	Deardorff (1974); MESOSCOPI_C Schumann et al. (1987)
	3.0	> Level-4	André (1978)
Large Eddy Simulation die großen turbulenten Eddies werden aufgelöst kleine Eddies verbleiben subskalig (stochastisch)	1.5	\approx Level-2.5 Smagorinsky (1963)	Moeng (1984)
das gesamte turbulente Spektrum bis zur Dissipation ist skalig; keine Reynoldszerlegung	Direkte numerische Simulation (DNS)	kein Schließungsproblem vorhanden	Coleman et al. (1990)

Tab.B.1: Terminologie der Hierarchie der numerischen Turbulenzschließungen

C Iterative Lösung der Ekman-Gleichungen

Die diagnostischen Anteile der Ekman-Gleichungen (3.10) werden in zwei Quelltermen zusammengefaßt, so daß die stationären und advektionsfreien Impulsgleichungen ohne horizontale Diffusion folgende vereinfachte Form

$$0 = \frac{\partial U}{\partial t} = fV + Q_U \quad ; \quad 0 = \frac{\partial V}{\partial t} = -fU + Q_V \quad (\text{C.1})$$

mit den Quelltermen

$$Q_U = -c_p \bar{\theta} \frac{\partial \Pi'}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 K_M^z \frac{\partial U}{\partial z}) - f v^G$$

$$Q_V = +f u_g + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 K_M^z \frac{\partial V}{\partial z}) + c_p \bar{\theta} \frac{\partial \Pi^F}{\partial y} \quad (\text{C.2})$$

annehmen. Dabei sind in MAMBO die beiden letzten Terme der Gl.(C.2) identisch Null, weil zum einen die betrachtete Front 2-dimensional sein soll ($\partial \theta^F / \partial y = 0$), und es somit keine modell-senkrechte mesoskalige Druckstörung außer dem Anteil durch u_g gibt ($\partial \Pi' / \partial y \approx u_g$). Zum anderen geht der geostrophisch balancierte \bar{v} -Jet vollständig aus dem frontsenkrechten mesoskaligen Druckgradienten hervor und \bar{v} besitzt auf der synoptischen Skala keine Anteile ($v^G(y=0) = 0$).

Da ein expliziter Euler-Forward-Zeitschritt für den Coriolisterm in Gl.(C.1) numerisch nicht stabil ist (Born, persönliche Mitteilung), wird der Zeitschritt mit einem semi-impliziten Schema behandelt

$$\frac{U^{n+1} - U^n}{\Delta t} = fV^{n+1} + Q_U^n \quad ; \quad \frac{V^{n+1} - V^n}{\Delta t} = -fU^{n+1} + Q_V^n \quad (\text{C.3})$$

n: Zeitlevel

Auflösen von Gl.(C.3) nach U^{n+1} bzw. V^{n+1} und wechselseitiges Einsetzen liefert

$$U^{n+1} = U^n + (\Delta t)f[V^n - (\Delta t)fU^{n+1} + (\Delta t)Q_V^n] + (\Delta t)Q_U^n$$

$$V^{n+1} = V^n - (\Delta t)f[U^n + (\Delta t)fV^{n+1} + (\Delta t)Q_U^n] + (\Delta t)Q_V^n \quad (\text{C.4})$$

Schließlich führt die Substitution von $\epsilon = (\Delta t)f$ und die Einführung des Eingangsvektors der zum Zeitpunkt n bekannten horizontalen Geschwindigkeiten

$$Y = \begin{pmatrix} Y_U \\ Y_V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U^n + \epsilon V^n \\ V^n - \epsilon U^n \end{pmatrix} \quad (\text{C.5})$$

zur Iterationsanweisung der Lösung der Ekman-Gleichungen für MAMBO

$$U^{n+1} = \frac{1}{1 + \epsilon^2} [Y_U + \Delta t(Q_U^n + \epsilon Q_V^n)]$$

$$V^{n+1} = \frac{1}{1 + \epsilon^2} [Y_V + \Delta t(Q_V^n - \epsilon Q_U^n)] \quad (\text{C.6})$$

Die Wahl des geeigneten Zeitschrittes erfolgt dabei wieder gemäß dem in Gl.(2.13) definierten CFL-Kriterium.

Literatur

- André, J.C., De Moor, G., Lacarrere, P., Therry, G. und Du Vachant, R., 1978: Modelling the 24h evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1861-1883.
- Anthes, R.A. und Warner, T.T., 1978: Development of hydrodynamic models suitable for air pollution and other mesometeorological studies. *Mon. Wea. Rev.*, 106, 1045-1078.
- Arritt, R.W., 1987: The effect of water surface temperature on lake-breezes and thermal internal boundary layers. *Bound.-Layer Meteor.*, 40, 101-125.
- Arritt, R.W., 1991: A numerical study of sea breeze frontogenesis. Preprints "Fifth Conference on Meteorology and Oceanography of the Coastal Zone", Miami, May 6-10, 1991, AMS.
- Becker, A., 1990: Initialisierung der Quercirkulation für das Bonner-Front-Skala-Modell. Diplomarbeit, Meteorologisches Institut der Universität Bonn, 128pp.
- Bergeron, T., 1928: Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse, Teil I. *Geof. Publ.*, 5(6), 1-111.
- Bergeron, T., 1934: Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse, Teil II (russisch). *Z.U.E.G.S. Moskau* 1934.
- Bergeron, T., 1936: Physik der troposphärischen Fronten und ihrer Störungen. *Zeitschr. für angew. Meteor.* 'Das Wetter', 53, 381-395.
- Berggren, R., 1952: The distribution of temperature and wind connected with active tropical air in the higher troposphere and some remarks concerning clear air turbulence at high altitude. *Tellus*, 4, 43-53.
- Bénard, P., Redelsperger, J.L. und Lafore, J.P., 1992: Nonhydrostatic simulation of frontogenesis in a moist atmosphere. Part I: General description and narrow rainbands. *J. Atmos. Sci.*, 49, 2200-2217.
- Blackadar, A.K., 1962: The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 67, 3095-3102.
- Blackadar, A.K., 1978: High resolution models of the planetary boundary layer. *Advances in Environmental and Scientific Engineering*, Vol 1, Gordon and Breach.
- Bond, N.A. und Fleagle, R.G., 1985: Structure of a cold front over the ocean. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 111, 739-759.
- Bougeault, P., 1983: A non-reflective upper boundary condition for limited height hydrostatic models. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 420-429.
- Browning, K.A. und Harrold, 1970: Air motion and precipitation growth at a cold front. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 96, 369-389.
- Browning, K.A., Hardman, M.E., Harrold, T.W. und Pardoe, C.W., 1973: The structure of rainbands within a mid-latitude depression. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 99, 215-231.
- Browning, K.A. und Monk, G.A., 1982: A simple model for the synoptic analysis of cold fronts. *Quart. J.R. Met. Soc.*, 108, 435-352.
- Burk, S.D., 1984: The generation, turbulent transfer and deposition of the sea-salt aerosol. *J. Atmos. Sci.*, 41, 3040-3051.

- Burridge, D.M. und Gadd, A.J., 1974: The meteorological office operational 10 level numerical weather prediction model (December 1974). British Met. Office Tech. Notes Nos.12 and 48. London Rd., Bracknell, Berkshire, RG12 2SZ, England, 57pp.
- Businger, J.A., Miyake, M., Dyer, A.J. and Bradley, E.F., 1967: On the direct determination of turbulent heat flux near the ground. *J. Appl. Meteor.*, 6, 1025-1031.
- Coleman, B.N., Ferzinger, J.H. und Spalart, P.R., 1990: A numerical study of the turbulent ekman layer. *J. Fluid. Mech.*, 213, 313-348.
- Crook, N.A., 1987: Moist convection at a surface cold front. *J. Atmos. Sci.*, 44, 3469-3494.
- Deardorff, J.W., 1974: Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 7, 81-106.
- Detering, H.W. und Etling, D., 1985: Application of the E- ϵ turbulence model to the atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 33, 113-133.
- Dunst, M., 1982: On the vertical structure of the eddy-diffusion coefficient in the PBL. *Atmos. Environment*, 16, 2071-2072.
- Dunst, M. und Rhodin, A., 1990: On the influence of frictional effects on surface fronts. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 63, 232-242.
- Dyer, A.J., 1974: A review of flux-profile relationships. *Bound.-Layer Meteor.*, 7, 363-372.
- Dyer, A.J. und Hicks, B.B., 1970: Flux-gradient relationships in the constant flux layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 96, 715-721.
- Eliassen, A., 1962: On the vertical circulation in frontal zones. *Geof. Publ.*, 24, 147-160.
- Ertel, H., 1942: Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. *Meteorol. Z.*, 59, 915-928.
- Ewenz, C.M., 1993: Die Rolle der Feuchte bei frontogenetischen Prozessen. *Berichte des Deutschen Wetterdienstes*, 187, 186pp.
- Ewenz, C.M. und Kraus, H., 1990: An analytic exercise to elucidate quasi-geostrophic frontogenesis. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 42, 179-196.
- Frank, H.P., 1992: Grenzschichtstruktur in Fronten. *Wissenschaftliche Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe.*, 17, 135pp.
- Frank, H.P., 1994: Boundary layer structure in two fronts passing a tower. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 53, 95-109.
- Friedmann, A.A. und Keller, L.V., 1924: Differentialgleichung für die turbulente Bewegung einer kompressiblen Flüssigkeit. *Proc. Ist. Congr. Appl. Mech.*, Delft, 395-405.
- Hedley, M. und Yau, M.K., 1988: Radiation boundary conditions in numerical modelling. *Mon. Wea. Rev.*, 116, 1721-1736.
- Helfand, H.M. und Labraga, J.C., 1988: Design of a nonsingular level 2.5 second-order closure model for the prediction of atmospheric turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 45, 113-132.
- Hoinka, K.P., 1985: On fronts in central Europe. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 58, 560-571.
- Harrold, T.W., 1973: Mechanisms influencing the distribution of precipitation within baroclinic disturbances. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 99, 232-251.
- Hoskins, B.J., 1974: The role of potential vorticity in symmetric stability and instability. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 100, 480-482.
- Kerkmann, J., 1990: Simulation orographisch beeinflusster Fronten mit einem Front-Skala-Modell, Teil II: Tests des Modells und Ergebnisse der Frontsimulationen. *Bonner Meteorol. Abhandlungen.*, 38, 173pp.

- Keuler, K.-G., 1990: Simulation orographisch beeinflusster Fronten mit einem Front-Skala-Modell, Teil I: Modellentwicklung. *Bonner Meteorol. Abhandlungen*, **37**, 125pp.
- Keuler, K., Kerkmann, J., Kraus, H. und Schaller, E., 1992: Orographical modification and large scale forcing of a cold front. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **48**, 105-130.
- Keyser, D. und Anthes, R.A., 1982: The influence of planetary boundary layer physics on frontal structure in the Hoskins-Bretherton horizontal shear model. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1783-1802.
- Keyser, D. und Pecnick, M.J., 1985a: A two dimensional primitive equation model of frontogenesis forced by confluence and horizontal shear. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1259-1282.
- Keyser, D. und Pecnick, M.J., 1985b: Diagnosis of ageostrophic circulations in a two-dimensional primitive equation model of frontogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1283-1305.
- Kinoshita, N., 1993: Structure of neutrally stratified turbulent ekman layer as predicted by closure models with prognostic equation for master length scale. *Papers in Meteorology and Geophysics*, **44**, Nr.1, 17-28.
- Klemp, J.B. und Duran, D.R., 1983: An upper boundary condition permitting internal gravity wave radiation in numerical mesoscale models. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 430-444.
- Kolmogorov, A.N., 1942: Equations of turbulent motion of an incompressible fluid. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, **6**, 56-58.
- Kondo, H., 1990: A numerical experiment on the interaction between sea breeze and valley wind to generate the so-called "extended sea breeze". *J. Met. Soc. Japan*, **68**, 435-446.
- Kraus, H., 1987: Specific surfaces climates. *Landolt Börnstein, New Series V/4c1*, 29-92.
- Kraus, H., 1992: Turbulence frontogenesis. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **48**, 309-315.
- Lemaitre, Y. und Testud, J., 1988: Relevance of conditional symmetric instability in the interpretation of wide cold frontal rainbands. A case study: 20 May 1976. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 259-269.
- Mellor, G.L. und Yamada, T., 1974: A hierarchy of turbulence-closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791-1806.
- Mellor, G.L. und Yamada, T., 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875.
- Mesinger, F. und Arakawa, A., 1976: Numerical methods used in atmospheric models, Vol I. *GARP Publ. Ser.*, **17**, 64pp.
- Miller, J.E., 1948: On the concept of frontogenesis. *J. Meteor.*, **5**, 169-171.
- Moeng, C.-H., 1984: A large eddy simulation for the study of planetary boundary layer turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2052-2062.
- Monin, A.S. und Obukhov, 1958: Fundamentale Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Vermischung in der bodennahen Schicht der Atmosphäre. *Statistische Theorie der Turbulenz - Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz*, Berlin, 199-226.
- Müller, E., 1981: Turbulent flux parameterization in a regional-scale model. *ECMWF Workshop on planetary boundary layer parameterization*, 193-220.
- Nickerson, E.C., 1979: On the numerical simulation of airflow and clouds over mountainous terrain. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **52**, 161-175.
- Olk, M., 1993: Turbulenzparametrisierung mittels Schließung eineinhalbfacher Ordnung. *Diplomarbeit, Meteorologisches Institut der Universität Bonn*, 74pp.

- Orlanski, I., 1975: A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 56, 527-530.
- Paulson, C.A., 1970: The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J. Appl. Meteor.*, 9, 857-861.
- Pielke, R.A., 1974: A three-dimensional numerical model of the sea breeze over south Florida. *Mon. Wea. Rev.*, 102, 115-139.
- Pielke, R.A. und Mahrer, Y., 1975: Representation of the heated planetary boundary layer in mesoscale models with coarse vertical resolution. *J. Atmos. Sci.*, 32, 2288-2308.
- Redelsperger, J., L. und Sommeria, G., 1986: Three-dimensional simulation of a convective storm: Sensitivity studies on subgrid-parameterizations and spatial resolutions. *J. Atmos. Sci.*, 43, 2619-2635.
- Reeder, M.J. und Smith, R.K., 1987: A study of frontal dynamics with application of the Australian summertime "cool change". *J. Atmos. Sci.*, 44, 687-705.
- Rhodin, A., 1991: Kaltfronten unter dem Einfluß der Reibung in der Grenzschicht und ihre Modifikation bei unterschiedlicher Bodenrauigkeit und Bodentemperatur. Numerische Simulationen. Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg., 15, 125pp.
- Rotta, J.C., 1951: Statistische Theorie nichthomogener Turbulenz. *Zeitschrift für Phys.*, 129, 547-572.
- Savijärvi, H., 1992: On surface temperature and moisture prediction in atmospheric models. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 65, 281-292.
- Sawyer, J.S., 1956: The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis. *Proc. Roy. Soc., London*, A234, 346-362.
- Schumann, U., Hauf, T., Höller, H., Schmidt, H. und Volkert, H., 1987: A mesoscale model for the simulation of turbulence, clouds, and flow over mountains: Formulation and validation examples. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 60, 413-446.
- Shapiro, M.A., 1984: Meteorological tower measurements of a surface cold front. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 1634-1639.
- Shapiro, R., 1971: The use of a linear filtering as a parameterization of atmospheric diffusion. *J. Atmos. Sci.*, 28, 523-531.
- Smagorinsky, J., 1963: General circulation experiments with the primitive equations. *Mon. Wea. Rev.*, 91, 99-164.
- Smolarkiewicz, P.K., 1983: A simple positive definite advection scheme with small implicit diffusion. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 479-486.
- Smolarkiewicz, P.K., 1984: A fully multidimensional positive definite advection transport algorithm with small implicit diffusion. *J. Comp. Phys.*, 54, 325-362.
- Stull, R.B., 1988: An introduction to boundary layer meteorology. *Atmosph. Science Library*, Kluwer Academic Publishers, 666pp.
- Tetzlaff, G. und Hagemann, N., 1986: Bemerkungen zum Niederschlag in Hannover. *Meteorol. Rdsch.*, 39, 1-12.
- Thiel, D. und Kraus, H., 1986: Solar flat-plate collector energetics. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 59, 552-572.

- Wichmann, M., 1985: Die Berechnung turbulenter Flüsse mittels Schließung zweiter Ordnung. Diplomarbeit, Meteorologisches Institut der Universität Bonn, 113pp.
- Yamada, T., 1975: The critical Richardson number and the ratio of eddy transport coefficients obtained from a turbulence closure model. J. Atmos. Sci., 32, 926-933.
- Yamada, T., 1977: A numerical experiment on pollutant dispersion in a horizontally homogeneous atmospheric boundary layer. Atmos. Environ., 11, 1015-1024.
- Yamada, T., 1983: Simulations of nocturnal drainage flows by a q^2 turbulence closure model. J. Atmos. Sci., 40, 91-106.
- Zehe., E., 1994: Der Einfluß des Wärme- und Wasserhaushalts des Bodens auf die atmosphärische Grenzschicht. Diplomarbeit, Meteorologisches Institut Bonn der Universität Bonn, 97pp.
- Zhang, D. und Anthes, R.A., 1982: A high-resolution model of the planetary boundary layer - sensitivity tests and comparisons with SESAME-79 data. J. Appl. Meteor., 21, 1594-1609.

Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bemerkung	Größe	Einheit
A	statische Stabilität in der SE-Gleichung (Kap.3.5)		s ⁻²
A	Konstante im K-Profil-Ansatz nach Rhodin (1991) (Kap.2.3.2)	2	
A	langwellige atmosphärische Gegenstrahlung nach Thiel und Kraus (1986) (Kap.2.7)		W · m ⁻²
A ₁	Schließungskonstante der Level-2.5-Schließung nach Mellor und Yamada (1982) (→ Anhang A)	0.92	
A ₂	Schließungskonstante der Level-2.5-Schließung nach Mellor und Yamada (1982) (→ Anhang A)	0.74	
a	beliebiger Gitterpunktwert (Kap.2.4.2)		
a	beliebige Variable (= θ , u, v, ...)		
a	stabilitätsabhängiger Längenparameter im K-Profil-Ansatz nach Rhodin (1991) (= $\sqrt{15}/2\pi [1 - Ri] H_N$) (Kap.2.3.2)		m
a	Albedo in der kurzwelligen Strahlungsbilanz (Kap.2.7)	0.1 bis 0.3	
a	Grad der Anisotropie der Turbulenz als Kriterium für die Schließungs-Levels nach Mellor und Yamada (1982) (Anh.A.2)		
a _i	ursprünglicher Gitterpunktwert (Kap.2.4.2)		
\bar{a}_i^{ax}	Mittelwert des gefilterten Gitterpunktwertes der Variablen a (Kap.2.4.2)		
\bar{a}	Mittelwert der Variable a		
a ₀	horizontal homogener Anteil von a		
a'	Abweichung vom horizontal homogenen Anteil von a		

a''	subskalige Abweichung von a		
B	Baroklinität in der SE-Gleichung (Kap.3.6.1)		s^{-2}
B_{Bi}	Bodenwärmestrom auf der i -ten Fläche des Bodenmodells (Kap.2.7)		$W \cdot m^{-2}$
B_0	Bodenwärmestrom an der Bodenoberfläche (in den Boden hinein positiv) (Kap.2.7)		$W \cdot m^{-2}$
B_1	Schließungskonstante der Level-2.5-Schließung nach Mellor und Yamada (1982) (Kap.2.3.1 und Anhang A)	16.60	
B_2	Schließungskonstante der Level-2.5-Schließung nach Mellor und Yamada (1982) (\rightarrow Anhang A)	10.10	
C	Trägheitsstabilität in der SE-Gleichung (Kap.3.6.1)		s^{-2}
C_1	Schließungskonstante der Level-2.5-Schließung nach Mellor und Yamada (1982) (\rightarrow Anhang A)	0.08	
$c_B \rho_B$	Volumenwärme des Bodens		$J \cdot m^{-3} K^{-1}$
c_p	spezifische Wärme von trockener Luft bei konstantem Druck	1004	$J \cdot kg^{-1} K^{-1}$
d	Nummer des Tages im Jahr (z.B. 21. März, $d = 80$)		
e^*	Sättigungsdampfdruck (Kap.2.7)		Pa
$\{e_L\}$	Zahlenwert des Wasserdampfdruckes in hPa (Kap.2.7)		
F_{nx}	Funktion zur Berechnung von \bar{a}_i^{nx} (Kap.2.4.2)		
F_x^\ominus	x -Komponente der Miller-Frontogenesefunktion (Kap.1.3 und Kap.6.1)		$K \cdot m^{-1} s^{-1}$
f	$= 2\Omega \sin\varphi$, Coriolisparameter	10^{-4}	s^{-1}
f'	$= 2\Omega \cos\varphi$, Ableitung des Coriolisparameters (in MAMBO = 0)		s^{-1}
\vec{g}	Vektor der Erdbeschleunigung $= g \cdot \vec{k}$		$m \cdot s^{-2}$
g	Betrag der Erdbeschleunigung	9.81	$m \cdot s^{-2}$
H	Modellhöhe (Kap.3.5.3)		m
H	lokale Grenzschichthöhe im K-Profil-Ansatz nach Rhodin (1991) ($= [1 - Ri] H_N$, Kap.2.3.2)		
H_k	Vektor des turbulenten Flusses fühlbarer Wärme in kartesischen Koordinaten ($[H_x, H_y, H_z] = [H_1, H_2, H_3]$)		$W \cdot m^{-2}$
H_N	Mächtigkeit der neutralen Grenzschicht im K-Profil-Ansatz nach Rhodin (1991) (Kap.2.3.2)	1000	m
H_{20}	turbulenter Fluß fühlbarer Wärme an der Bodenoberfläche (Kap.2.7)		$W \cdot m^{-2}$
I_k	extraterrestrische Irradianz (Solarkonstante)	1373	$W \cdot m^{-2}$

K_{impl}^i	impliziter Diffusionskoeffizient im Smolarkiewicz-Verfahren in die i-te Richtung (Kap.3.2.1)		m^2s^{-1}
K_{max}	maximaler turbulenter Diffusionskoeffizient im Modellgebiet (auf der untersten Modellhauptfläche, Kap.2.2)		m^2s^{-1}
K_M^x	Diffusionskoeffizient für den horizontalen turb. Impulsfluß		m^2s^{-1}
K_M^z	Diffusionskoeffizient für den vertikalen turb. Impulsfluß		m^2s^{-1}
K_H^x	Diffusionskoeffizient für den horiz. turb. Fluß fühlbarer Wärme		m^2s^{-1}
K_H^z	Diffusionskoeffizient für den vert. turb. Fluß fühlbarer Wärme		m^2s^{-1}
k	Wolkenparameter (c_L, c_M, c_H)	0	
L_x	Modellbreite in x-Richtung	2.56×10^6	m
M_{ik}	molekularer Schubspannungstensor (Anh.A.1)		m^2s^{-2}
N	Bedeckungsgrad	1/8 bis 8/8	
N	Brunt-Väisälä-Frequenz (Kap.3.6.1)		s^{-1}
Pr_t	turbulente Prandtl-Zahl (= K_M^z/K_H^z)		
PV	potentielle Vorticity (Kap.3.6.1 und Kap.4.1)		$K \cdot m^{-1}s^{-1}$
P_b	'buoyancy-production' von TKE (Anh.A.2)		m^2s^{-3}
P_s	dynamische Erzeugung von TKE (Anh.A.2)		m^2s^{-3}
p	Druck der trockenen Luft		Pa
p_{oo}	Referenzdruck	100000	Pa
Q_g	geostrophischer Antriebsterm in der SE-Gleichung (Kap.3.6.1)		$kg \cdot m^{-3}s^{-3}$
Q_{ag}	ageostrophischer Antriebsterm in der SE-Gleichung (Kap.3.6.1)		$kg \cdot m^{-3}s^{-3}$
QU	turbulenter Quellterm in der ersten BGL (Kap.2.1)		$m \cdot s^{-2}$
Q_U	Quellterm in der ersten BGL der Ekman-Gleichungen (→ Anhang C)		$m \cdot s^{-2}$
QV	turbulenter Quellterm in der zweiten BGL (Kap.2.1)		$m \cdot s^{-2}$
Q_v	Quellterm in der zweiten BGL der Ekman-Gleichungen (→ Anhang C)		$m \cdot s^{-2}$
QT	turbulenter Quellterm im $\bar{\Theta}$ -Haushalt (Kap.2.1)		$K \cdot s^{-1}$
Q_0	Strahlungsbilanz an der Bodenoberfläche (Kap.2.7)		$W \cdot m^{-2}$
Q_{ok}	kurzwellige Strahlungsbilanz an der Bodenoberfläche (Kap.2.7)		$W \cdot m^{-2}$
Q_{ol}	langwellige Strahlungsbilanz an der Bodenoberfläche (Kap.2.7)		$W \cdot m^{-2}$
$\frac{1}{2}q^2$	turbulente kinetische Energie (TKE) (= $\frac{1}{2}[u''^2 + v''^2 + w''^2]$)		m^2s^{-2}
R_d	Gaskonstante für trockene Luft	287	$J \cdot kg^{-1}K^{-1}$

Ri	Gradient-Richardson-Zahl		
Ri _f	Fluß-Richardson-Zahl		
Ri _{fc}	kritische Fluß-Richardson-Zahl oberhalb derer netto keine Turbulenz mehr produziert wird	0.191	
S	kurzwellige Irradianz am Boden		W · m ⁻²
S _H , S _M	Stabilitätsfunktionen nach Yamada (1983)		
S _q	Stabilitätskonstante für die turbulente Diffusion von TKE nach Yamada (1983)	0.2	
T	Temperatur		K
T _{Bi}	Bodentemperatur auf der i-ten Fläche des Bodenmodells (Kap.2.7)		K
T _L	Lufttemperatur in 2 m Höhe zur Berechnung der langwelligen atmosphärischen Gegenstrahlung A (Kap.2.7)		K
t	Zeit		s
t _{dia}	Zeit zur Diastrophie von z ₀	14400	s
t _{UTC}	Uhrzeit für λ _e = 0 (Greenwich-Zeit) für t > 24 h: t _{UTC} = t - 24h	0 bis 24	h
U	frontsenkrechter Anteil der Lösung der Ekman-Gleichungen (→ Anhang C)		m · s ⁻¹
U _T	vertikale Scherung des zonalen Grundstroms (Kap.3.5.3)		m · s ⁻¹
U ₀	Translationsgeschwindigkeit im u(x,y,z)-Grundfeld (Kap.3.5.3)		m · s ⁻¹
u	Windgeschwindigkeit in x-Richtung (senkrecht zur Front, in der Modellebene)		m · s ⁻¹
u _{con}	Durch die Scherung des Grundstroms erzeugter ageostrophischer Wind ermittelt in einem CONTROL-Lauf ohne Front		m · s ⁻¹
u _i	Komponenten der Windgeschwindigkeit im kartesischen Koordinatensystem = (u,v,w) = (u ₁ ,u ₂ ,u ₃)		m · s ⁻¹
u _k	Komponenten der Windgeschwindigkeiten im kartesischen Koordinatensystem = (u,v,w) = (u ₁ ,u ₂ ,u ₃)		m · s ⁻¹
u _*	Reibungsgeschwindigkeit		m · s ⁻¹
û	u-Komponente der Antidiffusionsgeschwindigkeit im Smolarkiewicz-Verfahren (Kap.3.2.1)		m · s ⁻¹
V	frontparalleler Anteil der Lösung der Ekman-Gleichungen (→ Anhang C)		m · s ⁻¹
v	Windgeschwindigkeit in y-Richtung (parallel zur Front, senkrecht zur Modellebene)		m · s ⁻¹

\vec{v}_h	Vektor der Horizontalwindgeschwindigkeit im kartesischen Koordinatensystem = $(u,v) = (u_1,u_2)$		$m \cdot s^{-1}$
w	Windgeschwindigkeit in z-Richtung		$m \cdot s^{-1}$
w_{turb}	maximale vertikale turbulente Diffusionsgeschwindigkeit im Modell (auf der untersten Modellhauptfläche, Kap.2.2)		$m \cdot s^{-1}$
\hat{w}	w-Komponente der Antidiffusionsgeschwindigkeit im Smolarkiewicz-Verfahren (Kap.3.2.1)		$m \cdot s^{-1}$
x	kartesische Horizontalkoordinate, parallel zur Modellebene		m
\vec{x}	Ortsvektor im kartesischen Koordinatensystem = $(x,y,z) = (x_1,x_2,x_3)$		m
x_R	x am Ein- und Ausströmrand des Modells		
x_i	kartesische Koordinaten = (x,y,z)		m
x_k	kartesische Koordinaten = (x,y,z)		m
y	kartesische Horizontalkoordinate, senkrecht zur Modellebene		m
Y	Eingangsvektor der zum Zeitpunkt n bekannten horizontalen Geschwindigkeiten = (Y_u, Y_v) im Ekman-Löser (\rightarrow Anhang C)		$m \cdot s^{-1}$
Z	= $z_T - z_s$, relative Bodentopographie		m
z	kartesische Vertikalkoordinate		m
z_u	Höhe der untersten Modellhauptfläche	5	m
z_{Bi}	Tiefenkoordinate des Bodens (nach unten hin ansteigender Index i) (Kap.2.7)		m
z_s	Topographiehöhe		m
z_T	Modellhöhe		m
z_0	Rauhigkeitslänge	0 bis 0.5	m
α	Deformationsparameter des zonalen Grundstroms (Kap.3.5.3)		s^{-1}
α	Kehrwert der turbulenten Prandtl-Zahl ($= K_H^z / K_M^z$, Kap.2.3.1)		
α_{2D}	Proportionalitätskonstante zur Berechnung des horizontalen Diffusionskoeffizienten für ein 2-dimensionales Modell nach Pielke (1974) (Kap.2.4.1)		
β	Konstante für die empirischen Businger-Dyer-Stabilitätsfunktionen ϕ_m (Kap.2.6)	1	
Γ	Transmissivität der Atmosphäre nach Burridge und Gadd (1974) (Kap.2.7)	0.4 bis 0.8	
γ_1	empirische Konstante der Businger-Dyer-Stabilitätsfunktion ϕ_M im labilen und neutralen Fall nach Dyer und Hicks (1970)	16	

γ_2	empirische Konstante der Businger-Dyer-Stabilitätsfunktion ϕ_M im stabilen Fall nach Dyer (1974)	5	
γ_3	empirische Konstante der Businger-Dyer-Stabilitätsfunktion ϕ_H im labilen und neutralen Fall nach Dyer und Hicks (1970)	16	
γ_4	empirische Konstante der Businger-Dyer-Stabilitätsfunktion ϕ_H im stabilen Fall nach Dyer (1974)	5	
Δx	horizontaler Gitterpunktabstand	20000	m
Δz	vertikaler Gitterpunktabstand	10 bis 600	m
δ	Konstante im K-Profil-Ansatz nach Rhodin (1991)	2.433	
δ_{ik}	Kronecker-Symbol bei Verwendung der Einstein'schen Summenkonvention (Anh.A.1)		
δ_s	Deklination der Sonne in Alt-Grad		
δ_{2nx}	Diskretisierung der 2n-ten räumlichen Ableitung der Variablen a in x-Richtung (Kap.2.4.2)		
ϵ	Konstante im K-Profil-Ansatz nach Rhodin (1991)	0.025	m
ϵ	Dissipation von TKE (Anh.A.2)		m^2s^{-3}
ϵ	Zeitschritt-Parameter im Ekman-Löser (= $\Delta t \cdot f$) (\rightarrow Anhang C)		
ϵ_{ikl}	ϵ -Tensor (Einsteinsymbol) im kartesischen System (Anh.A.1)		
ζ	Stabilitätsmaß in der Prandtl-Schicht gemäß der Ähnlichkeitstheorie nach Monin und Obukhov (1958) (= z/L_* , Kap.2.5)		
ζ_{abs}	absolute Vorticity		s^{-1}
Θ	potentielle Temperatur		K
Θ_B	potentielle Temperatur auf der Bodenoberfläche		K
Θ_0	horizontal homogener Anteil potentiellen Temperatur = $\Theta_0(z)$		K
Θ_{00}	Referenztemperatur der potentiellen Temperatur		K
Θ_s	Skalierungs-Temperatur (Kap.2.5)		
κ	von Karman-Konstante (Kap.2.5)	0.41	
λ	Konstante im K-Profil-Ansatz nach Rhodin (1991) (Kap.2.3.2)	0.130	
λ	thermische Leitfähigkeit des Bodens (Kap.2.7)		$W \cdot m^{-1}K^{-1}$
λ_s	geographische Länge (westlich von Greenwich positiv)		
μ	dynamische Viskosität der Luft		$kg \cdot m^{-1}s^{-1}$
μ	Kompressibilität in der SE-Gleichung (Kap.3.6.1)		m^{-1}
ν	kinematische Viskosität der Luft		m^2s^{-1}

\mathcal{Z}	Verhältnis zwischen horizontalen und vertikalen Gitterpunktabstand ($= \Delta x / \Delta z$)		
Π	Exner-Druck		
π	Konstante	3.14159	
ρ	Dichte der Luft		$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ρ_0	horizontal homogener Anteil der Dichte der Luft $= \rho_0(z)$		$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
σ	Stephan-Boltzmann-Konstante	5.67×10^{-8}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \text{K}^{-4}$
τ_{ik}	Tensor der turbulenten Impulsflüsse		$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-2}$
Φ	Sonnenhöhe (Winkel in Alt-Grad)		
ϕ_m	Businger-Dyer-Stabilitätsfunktionen (Businger et al., 1967) ($m = M, H$) (Kap.2.6)		
χ	Hintergrundwert für das Quadrat der Scherung des Horizontalwindes in Gl.(2.18) (Kap.3.3)	5×10^{-5} bzw. 5×10^{-3}	s^{-2}
Ψ_{ag}	ageostrophische Stromfunktion		$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$
Ψ_{con}	Stromfunktion der Scherung des Grundstroms ermittelt in einem CONTROL-Lauf ohne Front		$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$
Ψ_m	Stabilitätsfunktionen, Integral der Businger-Dyer Stabilitätsfunktionen ϕ_m ($m = M, H$)		
Ω	Betrag der Erdwinkelgeschwindigkeit		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
ϑ_{Bi}	Celsius-Temperatur auf der i-ten Fläche des Bodenmodells (Kap.3.5.2)		$^{\circ}\text{C}$
φ	geographische Breite (nördlich des Äquators positiv)		
∇	Nablaoperator $= (\partial/\partial x_1, \partial/\partial x_2, \partial/\partial x_3)$		m^{-1}
ℓ	turbulente Mischungsweglänge		m
ℓ_{∞}	asymptotische turbulente Mischungsweglänge der neutral geschichteten freien Atmosphäre	100	m
$\ell_1, \ell_2,$ Λ_1, Λ_2	Weitere turbulente Längen-Skalen, proportional zur turbulenten Mischungsweglänge ℓ , zur Schließung des ZMM (Anh.A.2)		m

Abkürzungen

Symbol	Bemerkung
BF	Both Forcing = DF + SF
BGL	Bewegungsgleichung
BKD	Bougeault-Klemp-Duran Randbedingung
CFL	Courant-Friedrichs-Levy Kriterium
DCA	Dry Convective Adjustment = trocken konvektive Adjustierung
DF	Deformation Forcing = Deformations-Antrieb
DM	Deutschland-Modell (des DWD)
DNS	Direkte numerische Simulation
DWD	Deutscher Wetterdienst
EM	Europa-Modell (des DWD)
GS	Grenzschicht
LES	Large Eddy Simulation (Grobstruktur-Simulation)
LTJ	Lower Tropospheric Jet
LTJ1	LTJ mit NF
LTJ2	LTJ mit DF
LTJ3	LTJ mit SF
MAMBO	Mesoskaliges Atmosphärenmodell Bonn
NCFR	narrow cold-frontal rainband
NF	No Forcing = kein großskaliger Antrieb
PE	primitive equation
PV	potentielle Vorticity
QF	Quell Forcing = turbulente Frontogenese
QG	quasi geostrophic
SE	Sawyer-Eliassen
SF	Shear Forcing = Scherungs-Antrieb
SBI	symmetrisch barokline Instabilität (= CSI = conditional symmetric instability)
SCF	surface cold front (aus Browning und Harrold, 1970)
TF	Tilting Forcing
UTJ	Upper Tropospheric Jet

UTJ1	UTJ mit NF
UTJ2	UTJ mit DF
UTJ3	UTJ mit SF
ZMM	Zweite-Momente-Modell

untere Indices

Symbol	Bedeutung
ag	= ageostrophisch
d	= dry, trockene Luft
g	= geostrophisch
i	= 1,2,3; Laufindex
j	= 1,2,3; Laufindex
Kor	= Korrektor
k	= 1,3; Laufindex
l	= 1,2,3; Laufindex
Prä	= Prädiktor
00	= Referenz

obere Indices

Symbol	Bedeutung
F	= 2-dimensionaler frontaler Anteil der gemittelten Modellgröße \bar{a}
G	= 3-dimensionaler Grundstrom-Anteil der gemittelten Modellgröße \bar{a}
n	= Zeitlevel
-	= Mittelwert, gemittelt über eine Gitterbox im Modell
'	= mesoskalige Abweichung einer Größe
"	= subskaliger Anteil einer Größe

Danksagung

Mein Dank gilt zunächst dem Meteorologischen Institut der Universität Bonn im allgemeinen und dessen Mitarbeitern im besonderen. Sie schufen über viele Jahre hinweg eine ideale Umgebung zum wissenschaftlichen arbeiten. Darüber hinaus haben sich folgende Personen um das Gelingen der vorliegenden Arbeit besonders verdient gemacht: Prof. Dr. H. Kraus (1. Referent), Prof. Dr. E. Schaller (2. Referent), Dr. C.M. Ewenz, Dr. K-G. Keuler, Dr. R. Knoche, Dr. A. Kapala, Dipl. Met. D. Bothe, Dipl. Met. C. Schröder, Dipl. Met. B. Kusserow, Dipl. Met. K. Born, Dipl. Met. H. Mächel, Dipl. Met. M. Tramosljanin, Dipl. Met. E. Zehe, Dipl. Met. R. Badem, K. Svensson, K. Radecker, G. Sonntag, H. Siegburg, S. und R. Schmitz, H. und G. Jankowski, M. und I. Hennemann