

# Mesoskalige numerische Simulation von Wolken- und Niederschlagsprozessen über strukturiertem Gelände

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.–Met. Nikolai Dotzek  
aus Bad Hersfeld

Tag der mündlichen Prüfung:

18. Juni 1999

Referent:

Prof. Dr. Klaus D. Beheng

Korreferent:

Prof. Dr. Franz Fiedler

*Wer das Lernen übt, vermehrt täglich.  
Wer den SINN übt, vermindert täglich.*

(Lao-tse)

## Zusammenfassung

Die vorliegende Doktorarbeit behandelt die numerische Simulation von Wolken- und Niederschlagsprozessen über stark strukturierter Topographie. Bei typischen Gebietsabmessungen von 50 bis 400 km in horizontaler Richtung fallen die behandelten Phänomene in die Mesoskala, die zwischen den großräumigen, synoptischen Wettersituationen und den sehr kleinräumigen, lokalen Vorgängen einzuordnen ist. In diesem Skalenbereich die Wolken und Niederschlagsgebiete direkt mit dem numerischen Modell KAMM<sup>1</sup> aufzulösen und die Wechselwirkung der atmosphärischen Vorgänge mit einer komplexen Mittelgebirgslandschaft unterschiedlichster Gelände- und Bodenbedeckungsarten realistisch zu beschreiben, macht eine umfangreiche Erweiterung des Modellgleichungssystems notwendig. Es handelt sich daher nicht um eine rein wolkenmikrophysikalische Fragestellung, sondern es müssen auch hydrologische, klimatologische, radarmeteorologische und nicht zuletzt numerische Belange berücksichtigt werden.

Die Arbeit fußt auf der schrittweisen Modifikation des KAMM-Modells hin zu einem Entwicklungsstand, der die Beschreibung hochreichender Feuchtkonvektion unter Berücksichtigung der Eisphase ermöglicht. Neben dem Aufbau des Wolkenmoduls werden auch die notwendigen Änderungen an den mittelbar beteiligten Teilmodulen beschrieben, die z. B. die Wechselwirkung zwischen Boden, Vegetation und atmosphärischer Grenzschicht betreffen. Ein weiterer vorbereitender Schwerpunkt ist die Berechnung typischer Radarprodukte und -bilder, die den Vergleich mit den am Institut für Meteorologie und Klimaforschung gewonnenen Erkenntnissen erleichtern und eine Gesamtbeurteilung des Wolkenmodells ermöglichen soll.

Das so modifizierte Modell wird dann anhand exemplarischer Fälle mit idealisierter Topographie getestet, bevor für das Gebiet des Oberrheingrabens mit einer realen Topographie gerechnet wird. Die für eine typische Wetterlage erhaltenen Ergebnisse werden mit experimentellen Befunden des Karlsruher C-Band Doppler Niederschlagsradars verglichen. Dieser Vergleich ermöglicht eine Beurteilung der Güte des Modells und eine Wertung der erzielten Ergebnisse. Die Zusammenschau von Modellergebnissen und Radarbeobachtungen ermöglicht es, geländebedingte Häufungszonen starker Konvektion im Oberrheingebiet durch Identifizierung ihrer Entstehungsmechanismen zu erklären.

## Abstract

This dissertation thesis deals with numerical simulation of cloud- and precipitation processes over highly structured terrain. For typical domain sizes of 50 to 400 km horizontally, these phenomena group into the mesoscale being the intermediate range between the large-scale synoptic weather situations and very small-range local processes. To directly simulate clouds and precipitation complexes with the model KAMM<sup>2</sup> in this range of scales and to realistically describe the interaction of atmospheric processes with complex mountainous terrain of highly variable orography and land-use requires an extensive revision and development of the model equations. Therefore not only are purely cloud-microphysical questions addressed, but hydrological as well as climatological and radar-meteorological aspects have to be considered. Last but not least the amount of numerical work is also quite substantial.

This work is based on the step-by-step modification of the mesoscale model KAMM up to a state allowing for the description of deep moist convection including the ice phase. In addition to the cloud model development also the necessary changes in other parts of the model are being described, such as the interaction of soil, vegetation and atmospheric boundary layer. Another major point in setting up the model was the generation of typical radar products and -images which facilitate comparison of the model output to the experimental findings at the Institute for Meteorology and Climate Research and allow for an easier general evaluation of the cloud model.

The modified version of the model is then tested using exemplary cases with idealized topography, before simulations are being performed for the Upper Rhine valley area with its real topography. The results obtained for a typical synoptic situation are being compared to experimental data from the Karlsruhe C-band Doppler precipitation radar. This kind of comparison allows for an evaluation of the model's skill and the quality of the simulation data. The synopsis of both model results and radar observations enables to explain orogenic maxima of strong convection in the Upper Rhine valley region by identification of their generation mechanisms.

---

<sup>1</sup>Karlsruher Atmosphärisches Mesoskaliges Modell

<sup>2</sup>Karlsruhe Atmospheric Mesoscale Model



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Atmosphärische Konvektion</b>	<b>5</b>
2.1	Erscheinungsformen . . . . .	6
2.2	Modellierung . . . . .	9
2.3	Problemstellung . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Das Modell KAMM</b>	<b>15</b>
3.1	Gleichungssystem für flache Feuchtkonvektion ohne Wolken . . . . .	15
3.1.1	Grundzustand . . . . .	16
3.1.2	Kontinuitätsgleichung . . . . .	17
3.1.3	Impulsgleichung . . . . .	17
3.1.4	Wärmegleichung . . . . .	18
3.1.5	Feuchtegleichung . . . . .	19
3.1.6	Boden- und Vegetationsmodell . . . . .	19
3.2	Schritte zur Beschreibung von Wolken und Niederschlag . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Das Modell KAMM mit Wolkenmodul</b>	<b>21</b>
4.1	Gleichungssystem für hochreichende Feuchtkonvektion . . . . .	21
4.1.1	Grundzustand . . . . .	22
4.1.2	Gasgleichung . . . . .	24

4.1.3	Kontinuitätsgleichung . . . . .	24
4.1.4	Anelastizitätsbedingung . . . . .	24
4.1.5	Impulsgleichung . . . . .	26
4.1.6	Wärmegleichung . . . . .	26
4.1.7	Feuchte- und Hydrometeorgleichungen . . . . .	27
4.1.8	Austauschterme . . . . .	27
4.1.9	Boden- und Vegetationsmodell . . . . .	28
4.1.10	Grenzschichtparameter . . . . .	30
4.1.11	Wolkenmodell . . . . .	33
4.2	Numerische Lösung der Gleichungen . . . . .	45
4.2.1	Diskretisierung . . . . .	45
4.2.2	Randbedingungen . . . . .	46
4.3	Anwendungsgebiete der neuen Modellversion . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Modellergebnisse</b>	<b>51</b>
5.1	Rechnungen mit idealisierter Topographie . . . . .	51
5.1.1	Test des Wolkenmodells . . . . .	51
5.1.2	Radarmeteorologie . . . . .	58
5.1.3	Ebenes Gelände . . . . .	64
5.1.4	Einzelberg . . . . .	67
5.1.5	Böenfronten . . . . .	70
5.2	Rechnungen für die Oberrheinregion . . . . .	78
5.2.1	Eine exemplarische Wetterlage . . . . .	79
5.2.2	Berücksichtigung von Radardaten . . . . .	88
5.3	Schwere Unwetter in der Oberrheinregion . . . . .	90

<b>6 Zusammenfassung</b>	<b>95</b>
<b>A Synthetische Radarbilder</b>	<b>99</b>
A.1 MAX_CAPPI . . . . .	101
A.2 CAPPI . . . . .	101
<b>B Berechnung des Radarreflektivitätsfaktors</b>	<b>105</b>
B.1 Wolkenmikrophysik . . . . .	105
B.1.1 Hydrometeorspektren . . . . .	105
B.1.2 Momente . . . . .	106
B.1.3 Mediandurchmesser . . . . .	107
B.1.4 Fallgeschwindigkeiten . . . . .	108
B.2 Radarreflektivitätsfaktoren . . . . .	108
B.2.1 Die Ansätze von Smith und Kessler . . . . .	108
B.2.2 Der verallgemeinerte Spektralansatz . . . . .	109
<b>C Eigenschaften der <math>\Gamma</math>-Funktion</b>	<b>113</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>115</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>123</b>



# Kapitel 1

## Einführung

Die Bildung sowie räumliche und zeitliche Verteilung von Wolken und Niederschlag wird in entscheidender Weise von der Geländestruktur sowie den Boden- und Vegetationseigenschaften einer Region beeinflusst. Hierzu gehören geländebedingte (orogene) Konvergenzzonen im Windfeld, Kanalisierungseffekte durch Mittelgebirgszüge und Variationen des Feuchteangebots durch die räumliche Verteilung von Gewässern und unterschiedlichen Arten der Landnutzung. Wie die Überschwemmung der Innenstadt Baden-Badens durch das Hochwasser der sonst eher unscheinbaren Oos im Oktober 1998 gezeigt hat, können solche lokalen Einflußfaktoren zu verheerenden Folgen führen, so daß ein verbessertes Verständnis für die meteorologischen Zusammenhänge der Wolken- und Niederschlagsbildung über Regionen mit ausgeprägtem Geländereief nicht nur von wissenschaftlichem Interesse, sondern auch von großer sozio-ökonomischer Bedeutung ist.

Bei der meteorologischen Analyse ist es aber nicht ohne weiteres möglich, aus der großskaligen synoptischen Information eines globalen Klima- oder Wettervorhersagemodells die kleinräumigen Variationen des Wetters und deren Ursachen abzuleiten. Gerade diese jedoch sind es, die letztlich von Interesse sind, wenn für einen speziellen Ort Aussagen z. B. über die mittlere Niederschlagsverteilung oder die Wahrscheinlichkeit schwerer Unwetter getroffen werden sollen.

Um Daten von Klimamodellen zu regionalisieren, also z. B. von der prognostizierten Wetterlage ausgehend lokale Starkniederschläge kurzfristig vorhersagen zu können, bieten sich unterschiedliche Vorgehensweisen an. Zum einen kann durch die Synopse von Beobachtungen der Bewölkung und des Niederschlags an einzelnen Wetterstationen eine regionale Datenbasis erzeugt werden. Hierfür sind aber ein sehr dichtes Meßnetz und ein langjähriger Beobachtungszeitraum von mehreren Dekaden vonnöten. Dennoch wird man mit dieser Methode kaum über die Bestimmung klimatologischer Mittelwerte oder die nachträgliche Analyse einzelner, vom Meßnetz erfaßter Ereignisse hinauskommen.

Als Alternative bieten sich Fernerkundungsmethoden an, mit denen man den Gesichtskreis um den eigentlichen Beobachtungsstandort wesentlich erweitern kann und Zugang zu flächendeckenden oder sogar räumlichen Informationen erhält. Hierzu zählt auch ein Doppler Niederschlagsradar, wie es z. B. am Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK) im Forschungszentrum Karlsruhe betrieben wird. Ein solches Gerät liefert flächendeckend Daten über die Struktur, Menge und Verteilung des Niederschlags mit einer hohen zeitlichen Auflösung von etwa 10 min und mit gewissen Annahmen auch über das Windfeld. Problematisch ist in diesem Fall die Kalibration. Denn diese muß mittels Meßwerten von Bodenstationen vorgenommen werden, was wiederum die mitunter mangelnde Repräsentativität von Punktmessungen mit der Radarinformation verknüpft. Aber auch die Abschwächung des Radars-

gnals weiter entfernter Niederschlagsgebiete durch die Dämpfung der Mikrowellenstrahlung des Radars in Niederschlag im direkten Umfeld des Radarstandorts beeinflussen die Messung. Gerade in Mittelgebirgsregionen macht sich darüberhinaus die vollständige oder teilweise Abschattung des Radarstrahls durch Geländeerhebungen in der Umgebung des Radarstandortes bemerkbar. Diesem gravierenden, allein durch die topographische Struktur bedingten Problem kann mit aufwendigen Korrekturalgorithmen zwar weitgehend abgeholfen werden, es bleibt prinzipiell aber bestehen. Einen ausführlichen Einblick in die Beobachtung von Niederschlagsprozessen mithilfe von Radarmessungen gibt Hannesen (1998). Der große Vorteil von Radarbeobachtungen liegt allerdings in der verlässlichen Kurz- und Kurzzeitprognose einzelner Unwetter wie z. B. Superzallengewitter im Sommerhalbjahr oder Eisregensituationen im Winter. In orographisch gegliedertem Gelände kann das Radar zudem trotz der erwähnten Schwierigkeiten viel zum Verständnis der Bildung und Entwicklung orogener Wolken und Niederschläge beitragen. Dies gilt nicht nur für die Beobachtung besonders prägnanter Einzelphänomene, sondern auch für die langjährige, flächendeckende Statistik, die ein solches Radargerät für die Niederschlagsverteilung auch in Mittelgebirgsregionen erlaubt.

Ein weiterer Weg zur Aufklärung des Einflusses der Topographie auf die Wolken- und Niederschlagsbildung ist die numerische Simulation der atmosphärischen Vorgänge. Mittels dreidimensionaler Modelle kann neben dem Wind- und Temperaturfeld auch die räumliche Verteilung der Luftfeuchte, der Bewölkung und des Niederschlages prognostiziert werden. Durch ein geländefolgendes Koordinatensystem und die Einbindung eines Boden- und Vegetationsmodells ist eine sehr realistische Beschreibung der Topographie möglich. Im Gegensatz zu Radardaten sind die Simulationsgrößen an jedem Ort in derselben Modellgenauigkeit und ohne die dem Radar eigenen Ungenauigkeiten vorhanden. Allerdings stellt bei einem Simulationsmodell die Güte und Vollständigkeit der darin enthaltenen physikalischen Grundgleichungen und ihrer numerischen Umsetzung neben der Belastbarkeit der Eingabedaten den limitierenden Faktor für die Aussagekraft der Ergebnisse dar. Die besonderen Stärken der Modelle liegen aber darin, auch für solche Regionen Informationen zu liefern, in denen ansonsten keine meteorologischen Größen verfügbar sind und in der sehr wertvollen Option, einzelne atmosphärische Prozesse im Modell gezielt aktivieren und somit Sensitivitätsstudien durchführen zu können, also im ursprünglichen Bacon'schen Sinne (Medawar, 1979) physikalische Experimente durchzuführen. Hat das Modell dabei im Rahmen der Evaluierung (Randall und Wielicki, 1997) einmal seine Verlässlichkeit unter Beweis gestellt und erzeugt Daten, die sich gut mit Radarbeobachtungen typischer synoptischer Situationen decken, dann kann es anschließend auch autark für Regionen angewandt werden, in denen Radarmessungen fehlen oder um lokale Sturmphänomene wie mesozyklonale Rotationszonen innerhalb von Gewitterwolken anhand idealisierter Radarbilder auszuwerten, die von tatsächlichen und wissenschaftlich dokumentierten Unwetterereignissen vorliegen (Hannesen et al., 1998).

Verglichen mit Radarbeobachtungen sind die Möglichkeiten einer Kurzzeitprognose von Unwettern mittels mesoskaliger meteorologischer Modelle aber begrenzt, denn weil solche Modelle nur einen sehr kleinen, willkürlich begrenzten Ausschnitt der Atmosphäre beschreiben, erlauben sie allein nicht den Einfluß einer sich ändernden synoptischen Situation mit einzuschließen. Dazu wäre eine Ankopplung an oder Nistung in größerskalige Modelle notwendig. Stattdessen sind hier prinzipielle Fallstudien möglich mit dem Ziel, für einzelne Wetterlagen oder einzelne starke Konvektionszellen deren Wechselwirkung mit der Topographie einer Region zu studieren und ein vertieftes Verständnis über die Niederschlagsverteilung in Mittelgebirgsregionen zu gewinnen.

Die vorliegende Doktorarbeit beschreitet diesen zuletzt dargestellten Weg, indem das am Institut für Meteorologie und Klimaforschung entwickelte mesoskalige Atmosphären-Biosphärenmodell KAMM3D (Dorwarth, 1985; Adrian und Fiedler, 1991; Lenz, 1996) um Prozesse erweitert wurde, mit denen vorwiegend konvektive Wolken- und Niederschlagsprozesse im Gebiet des Oberrheingrabens beschrieben werden. Hierzu wird zunächst das Gleichungssystem in eine neue, allgemeinere Form gebracht, die

---

die Berechnung hochreichender konvektiver Wolken, wie sie z. B. bei Gewittern auftreten, erst möglich macht. Danach wird das Wolkenmodul vorgestellt, welches in einfacher Form die wesentlichen Effekte der Eisphase in Wolken mit einbezieht. Im weiteren wird das Modell mit Wolkenmodul zunächst exemplarischen Tests unterworfen, deren Charakter zunehmend spezieller auf die Anwendung über Mittelgebirgslandschaften hin zugeschnitten ist. Durch dieses Vorgehen wird schrittweise eine Evaluierung des Wolkenmodells allein, des Gesamtmodells über ebenem Gelände und des Gesamtmodells über idealisierten Geländeerhebungen erreicht. Daran schließt sich die Simulation einer für das Rheintal typischen Wetterlage mit einer Anströmung aus Westsüdwest an, bei der ein Gewitterschauer entlang einer häufig in den Radardaten zu beobachtenden Bahn quer durch den Oberrheingraben zieht. Diese Simulationen zeigen auch wesentliche Prozesse auf, die eine Rolle bei der Bildung schwerer Unwetter und Gewitterhäufungszonen zwischen Vogesen und Schwarzwald spielen und aus experimentellen Daten nicht ohne weiteres zugänglich sind.

Weil nahezu zeitgleich zur vorliegenden Arbeit am selben Institut eine Dissertation zur Radar-Analyse konvektiver Niederschlagssysteme durchgeführt wurde (Hannesen, 1998), besteht die interessante Möglichkeit, einen Vergleich der Modelldaten mit Meßdaten des C-Band Doppler Radars (Gysi, 1995) des Instituts und der Bodenmeßnetze des Regio-Klimaprojekts REKLIP, des Deutschen Wetterdienstes (DWD) oder der Landesanstalten für Umweltschutz (LfU) durchzuführen und die Verlässlichkeit der Modellergebnisse zu überprüfen. Neben der räumlichen Verteilung der Bewölkung können aus den Modelldaten Größen berechnet werden, die in der Radarmeteorologie gebräuchlich sind. So wird z. B. die funktionale Abhängigkeit des Radarreflektivitätsfaktors von der Niederschlagsrate anschließend zu einem quantitativen Vergleich zwischen Modell und Beobachtung verwendet. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse dienen als Hinweise für eine mögliche weitere Optimierung des Gleichungssystems in der Zukunft.



## Kapitel 2

# Atmosphärische Konvektion

Der Begriff „Konvektion“ bezeichnet den Energie-, Impuls- und Stofftransport in Fluiden aufgrund makroskopischer Strömungen. Dabei werden zwei Fälle unterschieden, die aber auch gemeinsam auftreten können:

- **Erzwungene Konvektion**, bei der das Fluid durch äußere Kräfte, z. B. Druckgradientkräfte bei der Um- und Überströmung von Gebirgen in Bewegung gesetzt wird,
- **Freie Konvektion**, bei der das Fluid über Dichteunterschiede, z. B. durch Erwärmung der Luft am von der Sonne beschienenen Erdboden angetrieben wird, welche im Schwerfeld der Erde zu Ausgleichsbewegungen führen. Die freie Konvektion wird oft auch als Naturkonvektion bezeichnet.

Eine weitere, fundamentale Eigenschaft vor allem der freien Konvektion ist das Vorhandensein kohärenter Strukturen innerhalb der Strömung, die den größten Teil des Energie- und Stofftransports bewerkstelligen. Hierunter versteht man Raumgebiete des Fluids mit gleichförmiger charakteristischer Abweichung einer physikalischen Größe von ihrem räumlichen oder zeitlichen Mittelwert. Freie konvektive Aufwärtsbewegungen sind daher mit einer verringerten Fluidichte, d. h. im Fall der Atmosphäre erhöhten Temperaturen oder Wasserdampfgehalten korreliert. In der atmosphärischen Grenzschicht werden solche isolierten Aufwindschläuche oder -blasen der Thermik sichtbar, sobald die aufsteigende Luft ihr Cumulus-Kondensationsniveau erreicht: es bilden sich die in ihrer Form klar umrissenen Haufenwolken, kurz Cu.

Während solche freie Konvektion schon in wenige Millimeter dünnen Fluidschichten auftreten kann und daher in vielen technischen Anwendungen von Interesse ist, hat sie auch immer wieder als exemplarisches Studienobjekt für die Konvektion in der Atmosphäre gedient (z. B. Deardorff und Willis, 1967; Hinzpeter, 1985; Moeng und Rotunno, 1990; Dotzek und Fiedler, 1995; Weckwerth et al., 1997). Das Hauptinteresse dieser Dissertation liegt jedoch auf der Konvektion in der Atmosphäre selbst. Diese reicht von kleinen Zirkulationssystemen mit Schönwettercumuli von wenigen 100 m Durchmesser über Gewitter mit je etwa 10 km vertikaler und horizontaler Erstreckung bis hin zu mesoskaligen konvektiven Komplexen oder Systemen, die Gebiete von mehreren 100 km horizontaler Erstreckung überdecken und extreme Niederschläge und Überschwemmungen verursachen können (Emanuel, 1994).

Konvektion in der Atmosphäre ist daher ein Phänomen, das sich über viele Größen- und Zeitskalen erstreckt. Für eine eingehende Untersuchung, z. B. mit einem numerischen Modell, muß daraus ein bestimmtes Längenintervall ausgewählt werden, weil nicht alle Skalen gemeinsam beschrieben werden

Tabelle 2.1: Räumliche Skalenteilung nach Orlanski (1975), Fujita (1981) und Fortak (1982).

Orlanski		Fujita		Fortak	
Skala	$L$ in km	Skala	$L$ in km	Skala	$L$ in km
Makro- $\alpha$	$0.2 \cdots 4 \times 10^4$	Maso	$0.04 \cdots 4 \times 10^4$	Großräumig	$0.050 \cdots 4 \times 10^4$
Makro- $\beta$	$0.2 \cdots 2 \times 10^4$				
Meso- $\alpha$	$0.2 \cdots 2 \times 10^3$	Meso	$0.04 \cdots 4 \times 10^2$	Mesoskalig	$0.500 \cdots 5 \times 10^2$
Meso- $\beta$	$0.2 \cdots 2 \times 10^2$				
Meso- $\gamma$	$0.2 \cdots 2 \times 10^1$	Miso	$0.04 \cdots 4 \times 10^0$	Konvektiv	$0.050 \cdots 5 \times 10^1$
Mikro- $\alpha$	$0.2 \cdots 2 \times 10^0$				
Mikro- $\beta$	$0.2 \cdots 2 \times 10^{-1}$	Moso	$0.04 \cdots 4 \times 10^{-2}$	Kleinräumig	$0.005 \cdots 5 \times 10^{-1}$
Mikro- $\gamma$	$0.2 \cdots 2 \times 10^{-2}$				
Mikro- $\delta$	$0.2 \cdots 2 \times 10^{-3}$	Muso	$0.04 \cdots 4 \times 10^{-4}$		
Mikro- $\epsilon$	$0.2 \cdots 2 \times 10^{-4}$				

können: um alle turbulenten Bewegungen in einer Wolke direkt zu simulieren, wären Maschenweiten von wenigen Millimetern notwendig. Für ein Gewitter mit einer Ausdehnung von etwa 10 km in jeder Raumrichtung ergäbe sich dann ein unvertretbarer Rechenaufwand. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, verwendet man räumlich gemittelte Bilanzgleichungen zur Simulation, die Maschenweiten bis in den Bereich einiger Kilometer erlauben.

Aus der Menge der gebräuchlichen Raumskalierungen werden in Tab. 2.1 diejenigen von Orlanski (1975), Fujita (1981) und Fortak (1982) dargestellt. Dabei stuft Orlanski die Raumskalen willkürlich in Zehnerpotenzen ein und kommt zu einer zwar fein abgestuften aber wenig intuitiven Skalierung, bei der die konvektiven Gebilde in etwa den fünf Bereichen Mikro- $\gamma$  bis Meso- $\beta$  zuzuordnen sind. Fortak orientiert sich dagegen mehr an der Phänomenologie und schlägt eine eigene „konvektive“ Skala im Bereich von  $50 \text{ m} < L < 50 \text{ km}$  vor. Einzelne Gewitter, sowie deren Häufung zu Gewitterfronten (*squall lines*) oder ganzen Komplexen / Systemen reichen aber bis in die Mesoskala hinein.

Die allgemeinste Skalierung nach Fujita, die sich am Äquatorumfang der Erde als größtmöglicher Längenskala orientiert und dann jeweils um einen Faktor 100 nach unten abgestuft wird, kommt ebenfalls mit nur zwei relevanten Skalenbereichen für die atmosphärische Konvektion mit Wolkenbildung oder kurz Feuchtkonvektion aus, der kleineren Miso- und der größeren Mesoskala. Die Grenze zwischen beiden Skalen verläuft ziemlich genau bei der Abmessung eines einzelnen Schauers oder Gewitters und stellt daher auch phänomenologisch eine sinnvolle Einteilung dar. Deshalb wird in der vorliegenden Arbeit die Skalierung nach Fujita verwendet, deren Namen der Skalenbereiche in der Reihenfolge der Vokale des Alphabets angeordnet sind (**M**aso, **M**eso, **M**iso, **M**oso, **M**uso).

## 2.1 Erscheinungsformen

Zunächst werden die grundlegenden Wolken- und Niederschlagsprozesse dargestellt, die bei konvektiven Wetterlagen auftreten können und mit Unterstützung der mesoskaligen Wolkenmodellierung studiert werden sollen. Dabei wird der Orographieeinfluß erst nach den allgemeinen Eigenschaften typischer sommerlicher Feuchtkonvektion diskutiert.

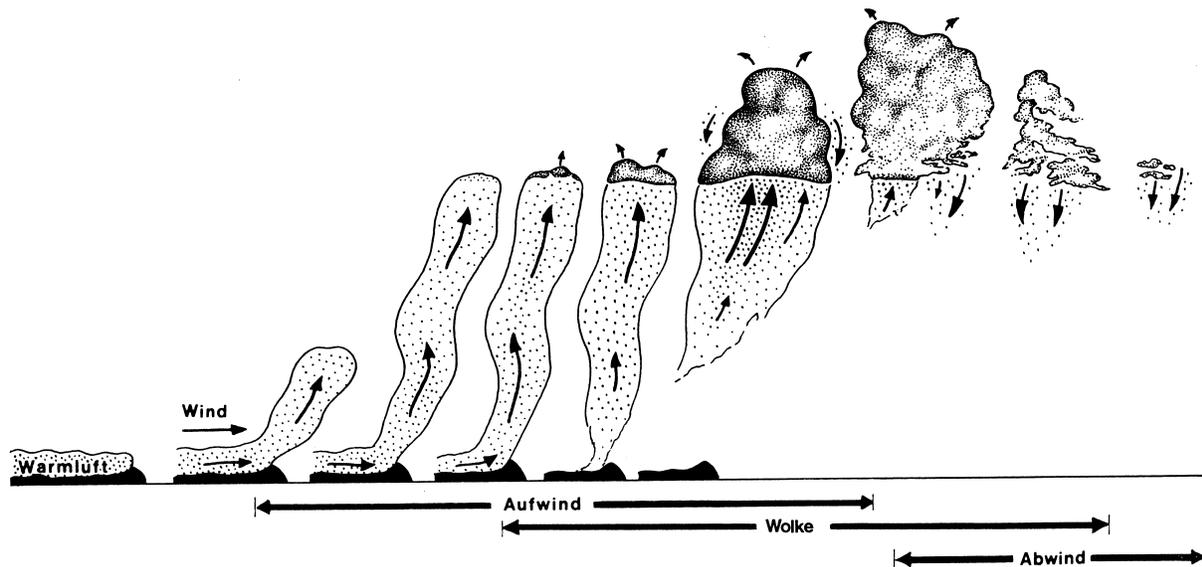


Abbildung 2.1: Schematischer Lebenszyklus von Cu hum. Modifiziert nach Reichmann (1982).

Prinzipiell lassen sich die konvektiven Wolken in zwei Gruppen einteilen: die flachen Schönwettercumuli Cumulus humilis (Cu hum) und Cumulus mediocris (Cu med), die keinen Niederschlag bringen, und die hochreichenden Haufenwolken Cumulus congestus (Cu cong) oder Cumulonimbus (Cb), die Schauer bzw. Gewitter verursachen können. Beiden Gruppen gemeinsam sind die beträchtlichen Vertikalgeschwindigkeiten in diesen Wolken von etwa  $1 \text{ m s}^{-1}$  bis zu mehreren  $10 \text{ m s}^{-1}$ . Neben einigen anderen Merkmalen, die z. B. von Houze (1997) und Hannesen (1998) ausführlich diskutiert werden, dient in erster Linie die Intensität des wolkenerzeugenden Aufwinds als Unterscheidungskriterium zwischen konvektiven und stratiformen Wolken. Zwei Beispiele zeigen den typischen Entwicklungsgang von Cu hum und Cu cong.

In Abb. 2.1 ist schematisch dargestellt, wie aus einer durch Sonneneinstrahlung entstandenen Warmluftmasse am Erdboden ein abgeschlossener Aufwindschlauch entsteht, der eine der schon erwähnten kohärenten Strukturen darstellt. Die aufsteigende Luft erreicht ihr Kondensationsniveau in etwa 1 bis 2 km über dem Erdboden zu einem Zeitpunkt, an dem der Aufwind schon fast nicht mehr aus der bodennahen Grenzschicht gespeist wird. Die sich dort bildende flache Cu hum Wolke durchläuft ein kurzes Reifestadium, bevor sie typischerweise schon nach 10 bis 20 min wieder zerfällt und verdunstet, wobei jedoch kein nennenswerter Abwind angeregt wird. Im Lebenszyklus dieser Wolken entsteht kein Niederschlag, da die Wolke in so kurzer Zeit keine Tröpfchen ausbilden kann, die groß genug wären, als Regen auszufallen.

Reißt der Aufwind vom Boden her nicht so schnell ab, kann die Wolke sich aber weiterentwickeln und bei genügend großer Labilität der Schichtung der Troposphäre in Höhen von 4 bis 8 km über Grund hinaufwachsen. Dieses Cu med- oder Cu cong-Stadium zeigt Abb. 2.2, bei der am linken Bildrand der Reifezustand der Cu hum Wolke aus Abb. 2.1 als Anfang der Entwicklung dargestellt ist. Man erkennt, wie die Wolke mit dem deutlich kräftigeren Aufwind nach oben wächst und dabei auch schwache Inversionsschichten zu durchstoßen vermag. Nachdem etwa 30 bis 45 min verstrichen sind, bildet sich Niederschlag in der Wolke, der nach etwa einer weiteren Viertelstunde aus der Wolke als Schauer ausfällt. Der Niederschlag selbst sorgt für ein Ende der Entwicklung, weil er direkt neben dem Aufwind fällt und in Bodennähe durch Zufuhr herabsinkender gekühlter Luft aus dem Niederschlag den Warmluftnachschub der Wolke abschneidet. Der Abwind im Niederschlag kann bereits beträchtlich sein, vor allem bei den noch stärkeren Cumulonimben, die bis in die untere Stratosphäre in 12 bis 16 km ü. NN hinaufwachsen können. Nach Ende des Schauers löst sich die oberhalb der  $0^\circ\text{C}$ -Grenze bereits stark vereiste Wolke auf.

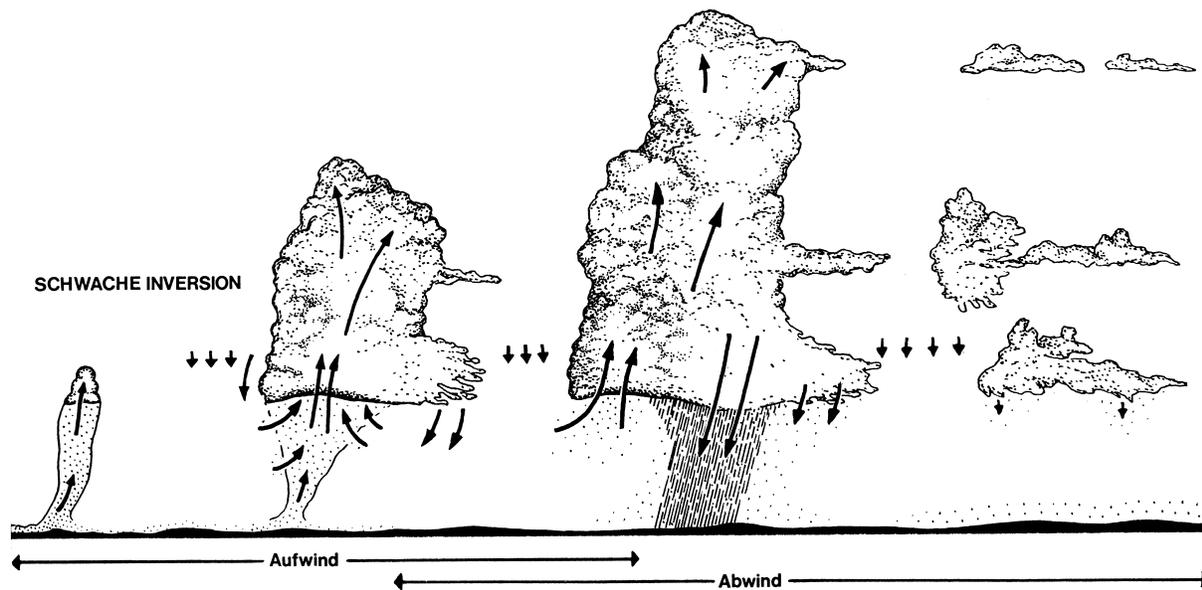


Abbildung 2.2: Schematischer Lebenszyklus von Cu cong. Modifiziert nach Reichmann (1982).

Die in den Abb. 2.1 und 2.2 dargestellten Lebenszyklen der Wolken gelten so nur bei schwachem Wind. Bei starkem und/oder geschertem Wind in den verschiedenen Höhenschichten der Troposphäre ergeben sich wesentlich komplexere Prozesse, die zur Bildung langlebiger Superzellengewitter, Gewitterlinien oder mesoskaligen Konvektionssystemen führen können. In den Arbeiten von Klemp (1987), Cotton und Anthes (1989), Houze (1993) und Emanuel (1994) werden diese Phänomene genau beschrieben, auch Hannesen (1998) geht darauf ein. Bei der Diskussion schwerer Unwetter im Oberrheingebiet in Kapitel 5 wird darauf auch im Rahmen dieser Arbeit nochmals die Aufmerksamkeit gelenkt.

Bislang trat der topographische Einfluß, also Effekte durch Geländeform und Bewuchs/Bebauung noch gar nicht in Erscheinung. Aber wie beispielsweise schon aus den Veröffentlichungen von Banta und Hanson (1986), Schaaf et al. (1988), Banta (1990) und Houze (1993) ersichtlich wird, sind die möglichen Einflußfaktoren der Gelände- und Bewuchsstruktur einer Landschaft auf die Bildung und Entwicklung hochreichender Konvektion äußerst vielfältig.

Hierzu gehören nicht nur Um- und Überströmungseffekte (Adrian und Fiedler, 1991), Leewellenbildung (Lilly und Klemp, 1979; Cotton und Anthes, 1989; Durran, 1989) und die Kanalisierung der Strömung in großen Tälern und durch Sattellagen (Fiedler, 1983; Wippermann, 1984; Adrian, 1994; Hannesen, 1998), sondern auch diabatische Effekte durch die unterschiedliche Höhenlage und Exposition des Erdbodens, die über unterschiedliche Werte der Strahlungsbilanz am Erdboden die atmosphärische Grenzschicht differentiell erwärmen und daher auf Ebenen gleicher Höhe zu horizontalen Dichtegradienten führen (Banta, 1990). Diese regen wiederum analog zu den Mechanismen des wohlbekannten Land-See Windsystems Zirkulationen in der Grenzschicht an, die schon vor Erreichen der theoretischen Auslösetemperatur der Cu-Konvektion zu Wolkenbildung im Bereich isolierter Gipfel führen können. Die Größen Bewuchs, Bebauung (Lenz, 1996), die Verteilung der Wasserflächen (Segal et al., 1997a,b) und die räumliche Variation der Bodenfeuchte aufgrund vorangegangener Niederschläge (Lynn et al., 1998) spielen hier zusätzlich eine Rolle für den Topographieeffekt auf die bodennahen Temperatur- und Feuchteverhältnisse (Huntingford et al., 1998).

Im Mittelgebirgsraum erwartet man daher prinzipiell folgenden Tagesgang der Konvektionsbewölkung: nach Einsetzen der Sonnenstrahlung werden die zur Sonne hin exponierten Gipfelregionen der Gelände-

erhebungen energetisch bevorzugt sein und zuerst aktive Aufwinde induzieren — die Erwärmung der Luft vom Boden her führt hier zu horizontalen Dichtegradienten, die eine Horizontalkonvergenz und als Folge davon einen Aufwind erzeugen (Banta, 1990). Während sich diese Primärkonvektion intensiviert, werden sich auf den Luvseiten der Berge und Höhenzüge Wolken entwickeln, die in diesem Fall rein mechanisch durch orogene Hebungsprozesse angeregt werden. Werden einzelne Gipfel eher um- als überströmt, kann es in deren Lee in teilweise größerer Entfernung vom Hindernis durch horizontale Konvergenz der um den Gipfel herumgeführten Luftmassen ebenfalls zur Wolkenbildung kommen. Erst nach und nach werden auch die Ebenen von der Konvektion erfaßt. Dies geschieht häufig erst, wenn die Wolken im Bergland so intensiv geworden sind, daß sie eine Eigendynamik entwickeln und von ihren Geburtszonen fortlaufen können. Dieser Prozeß setzt allerdings schon Wolken von Schauer- oder Gewitterstärke voraus, deren Niederschlagsgebiete ihrerseits durch Fallwind-induzierte Böenfronten in der Ebene Konvektion auslösen können. Nicht nur die Böenfronten (Hannesen, 1998) auch die Niederschlagszellen selbst sind in der Lage, sich aus dem Bergland herauszubewegen. Im Flachland kommt es dann typischerweise eher am späten Nachmittag oder frühen Abend zu Gewittern, während deren zeitlicher Schwerpunkt in den Bergen bereits einige Stunden früher liegt.

## 2.2 Modellierung

Für die Modellierung von Wolken über gegliedertem Gelände sind neben der Kenntnis der Felder des Windes  $\mathbf{v} = (u, v, w)$ , der Temperatur  $T$ , des Drucks  $p$  und der spezifischen Feuchte  $q_d$  die wolkenmikrophysikalischen Prozesse von größter Bedeutung. Die Bildung feinsten schwebender Tröpfchen aus der Dampfphase zieht ein unimodales Tröpfchenanzahlspektrum  $n(D)$  mit einem Maximum bei Teilchendurchmessern von etwa  $D = 25 \mu\text{m}$  nach sich, das aber je nach Aerosolgehalt und -struktur der involvierten Luftmasse stark variabel ist. Anschließend entstehen durch Zusammenfließen (Autokonversion) die ersten größeren Tropfen mit nennenswerter Fallgeschwindigkeit, und die Gesamtheit der nichtlinearen Wechselwirkungsprozesse zwischen kleineren und größeren Partikeln in dem polydispersen System „Wolke“ setzt ein. Dieser Abschnitt umreißt kurz die wichtigsten wolkenmikrophysikalischen Grundlagen für die Entwicklung eines Wolkenmoduls für ein dreidimensionales mesoskaliges Atmosphärenmodell.

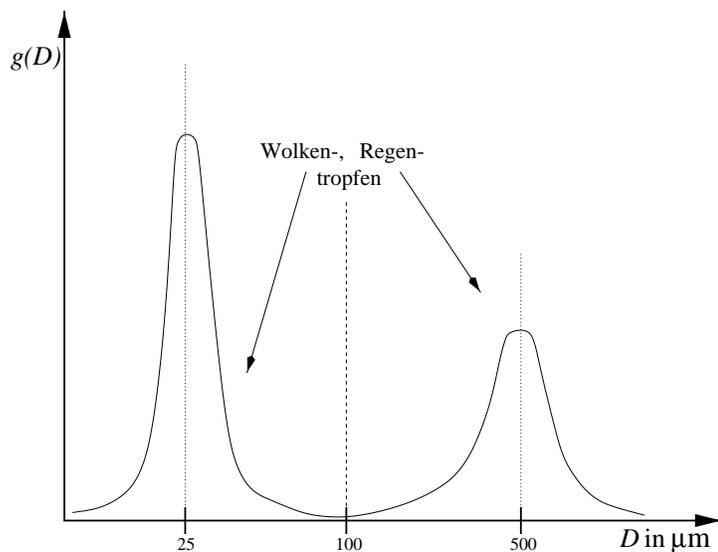


Abbildung 2.3: Schema der Massendichteverteilungsfunktion  $g(D)$  von Tropfen gemäß Berry (1967) und Cotton (1972).

Um spektrale Größenverteilungen  $n(D)$ , den Wassergehalt an Tröpfchen  $\rho q_c$ , Regentropfen  $\rho q_r$  oder Eiskristallen  $\rho q_i$  oder andere physikalische Charakteristika der Wolken zu erfassen, sind experimentelle *in situ*-Messungen notwendig, die in ihrer Vielzahl von Pruppacher und Klett (1997) sowie Houze (1993) und Emanuel (1994) zusammengefaßt werden. Solche, verständlicherweise sehr schwierig durchzuführenden Experimente haben auch in Deutschland eine lange Tradition; hier seien stellvertretend nur Diem (1948), Diem und Strantz (1971) sowie Diem (1973) genannt. Vor allem detaillierte wolkenmikrophysi-

kalische Simulationen, z. B. die von Berry (1967), Cotton (1972) und Shiino (1983), zeigen für Tropfen in Wasserwolken häufig bimodale spektrale Flüssigwasser–Massendichteverteilungsfunktionen  $g(D)$  bzw.  $g(\ln D)$  in  $\text{kg m}^{-3} \text{mm}^{-1}$ , wie in Abb. 2.3 schematisch illustriert ist.

Bei Durchmessern  $D$  von etwa  $25 \mu\text{m}$  findet sich ein anfänglich scharfes Maximum der Massendichteverteilung  $g(D)$  der kleinen, nahezu schwebenden Wolkentröpfchen. Die Abb. 2.3 zeigt schon einen fortgeschrittenen Zustand, der für einen Zeitpunkt von 10 bis 15 min nach Beginn der Wolkenentwicklung und Gesamt–Flüssigwassergehalte  $\rho q > 1 \text{ g m}^{-3}$  repräsentativ ist. Hier hat sich ein zweites Maximum ausgebildet, mit Schwerpunkt bei  $D \simeq 500 \mu\text{m}$  und einer im Mittel exponentiell abfallenden Flanke zu größeren Tropfen bis zu  $D \approx 5 \text{ mm}$  (Marshall und Palmer, 1948; Diem und Strantz, 1971). Das erste Maximum rührt nach wie vor von den Wolkentröpfchen her, die durch Kondensation an gequollenen Aerosolen direkt aus der Dampfphase gebildet werden, das zweite von den Regentropfen mit einer bedeutenden Sedimentationsgeschwindigkeit, die für große Tropfen bis etwa  $9.5 \text{ m s}^{-1}$  reicht, bei den Wolkentröpfchen aber nur einige  $\text{mm s}^{-1}$  bis  $\text{cm s}^{-1}$  beträgt. Auffällig ist die spektrale Lücke, die beide Maxima etwa bei  $D = 100 \mu\text{m}$  fast vollständig voneinander trennt. Die Prozesse, die aus dem ursprünglichen monodispersen Wolkentropfenspektrum das bimodale Spektrum einer niederschlagsträchtigen Cu–Wolke machen, sind sehr komplex und bis heute noch nicht vollständig verstanden. Die Arbeiten von Doms und Herbert (1985), Höller (1986) sowie Pruppacher und Klett (1997) zeigen zwar viele Mechanismen auf, die zur weiteren Intensivierung des Regentropfen–Subspektrums führen, aber diese Prozesse wirken nur, wenn bereits große Tropfen mit vorhanden sind. Wie das Verbreitern eines Wolkentropfenspektrums in den Bereich des Regens, die Autokonversion, genau erfolgt, ist nicht mit einfachen Mitteln zu beschreiben (Beheng und Doms, 1990; Beheng, 1994).

Vor diesem Hintergrund wurde vor 30 Jahren von Kessler (1969) in einer grundlegenden Arbeit ein rechenzeitökonomisches prognostisches Schema entwickelt, das zwar auf vielen Vereinfachungen beruht, aber mit eben dieser Einfachheit viele Probleme umschiffet, die bei detaillierter Beschreibung der Wolkenmikrophysik nahezu unüberwindlich sind. Die wesentlichen Schritte bei Kesslers Vorgehen waren (siehe auch Doms und Herbert, 1985; Emanuel, 1994)

- die Vernachlässigung der Eisphase in Wolke und Niederschlag,
- die Voraussetzung zweier nicht überlappender Größenbereiche der Wolken- und Regentropfen,
- die Annahme eines exponentiell mit dem Tropfendurchmesser  $D$  abfallenden Anzahlpektrums für den Regen gemäß Marshall und Palmer (1948),
- die Reduktion der Zahl mikrophysikalischer Prozesse durch die Beschränkung auf eine einzige integrale Variable, den Flüssigwassergehalt  $\rho q$ , wobei  $\rho_w$  die Dichte flüssigen Wassers bezeichnet:

$$\rho q = \frac{\pi}{6} \rho_w \int_0^{\infty} n(D) D^3 dD \quad ,$$

- die Beschreibung der Autokonversion durch einen empirischen Ansatz, der ab einem bestimmten experimentell nahegelegten Schwellwert des Wolkenwassergehalts  $\rho q_c$  Regenwasser  $\rho q_r$  zu erzeugen beginnt,
- die Beschreibung der Akkreszenz, der Vereinigung von Wolken- und Regentropfen unter der Annahme einer verschwindenden Endfallgeschwindigkeit  $w_c$  der Wolkentropfen und einer maximalen Kollisionseffizienz.

Dieses Schema erwies sich trotz seiner vielen Vereinfachungen als sehr effektiv für den Einsatz in dreidimensionalen Atmosphärenmodellen, die es nicht erlauben, eine detaillierte Berechnung der Wolkenmikrophysik neben der ohnehin zeitraubenden Integration der sonstigen Bilanzgleichungen mitzuführen. Seit den wegweisenden Modellierungen von Gewitterwolken durch Klemp und Wilhelmson (1978) werden solche Schemata vom Kessler-Typ in der mesoskaligen numerischen Meteorologie häufig verwendet (z. B. Dorwarth, 1979; Weisman und Klemp, 1984; Xue et al., 1995; Tartaglione et al., 1996) und wurden dabei z. T. auch auf die Eisphase ausgedehnt.

Die Arbeitsschwerpunkte, die mit diesen Modellen angegangen werden, reichten von Untersuchungen von Cu cong-Wolken ohne Niederschlagsbildung (Carpenter und Droegemeier, 1998a,b,c) über die meteorologischen Voraussetzungen der Einzel-, Multi- und Superzellengewitter (Weisman und Klemp, 1984) bis zu Detailanalysen voll entwickelter Superzellen mit Übergang zur Tornadogenese (Tartaglione et al., 1996) und Studien zur Neubildung von Gewittern an Böenfronten (Lee und Wilhelmson, 1997a,b). Dieser Überblick über jene z. B. von Klemp (1987), Cotton und Anthes (1989) sowie Houze (1993) näher erläuterten Phänomene zeigt klar die Tendenz, Schemata vom Kessler-Typ auf intensive, hochreichende Konvektion anzuwenden, während z. B. für die Simulation stratiformer Grenzschichtbewölkung solche Schemata selten verwendet werden. Wie von Lin et al. (1983) und Mölders et al. (1997) aber gezeigt wird, lassen sich die Wolkenmodelle nach Kessler auch auf Mischwolken und gefrorenen Niederschlag verallgemeinern, etwa durch Berücksichtigung von Wolkeneis, Schnee, Graupel und Hagel als separat prognostizierte Hydrometeoriklassen.

Mit diesen Möglichkeiten stehen zur generellen Modellierung konvektiver Wolken in dreidimensionalen mesoskaligen Atmosphärenmodellen die notwendigen Hilfsmittel zur Verfügung, sofern topographische Effekte, also eine strukturierte Orographie und/oder Inhomogenitäten der Bodenart oder -feuchte, bzw. der Landnutzung ausgeschlossen werden.

Um solche topographischen Einflüsse zu berücksichtigen, wurden bislang vorwiegend idealisierte Studien durchgeführt, bei denen die Orographie einen Archetyp bestimmter Reliefformen darstellte, z. B. wurde hügeliges Gelände durch periodische, sinusförmige Erhebungen abgebildet (Krettenauer und Schumann, 1992; Dörnbrack und Schumann, 1993). In mesoskaligen Atmosphärenmodellen ist dies ebenfalls möglich; hier wird aber über ein geländefolgendes Koordinatensystem (Clark, 1977; Förstner, 1998) die Berechnung beliebiger, also auch real vorkommender Bergregionen ermöglicht. Das KAMM-Modell war von Anfang an für ein solches Koordinatensystem formuliert worden (Dorwarth, 1985) und wird seit langem auf Mittelgebirgsregionen angewandt (Adrian und Fiedler, 1991; Fiedler, 1993). Wie auch in der Dissertation von Flassak (1990) blieben diese Anwendungen zunächst auf wolkenlose Atmosphären beschränkt. Mit dem Boden-Vegetationsmodell nach Schädler (1990) und Lenz (1996) steht aber schon eine Basis für den Antrieb der atmosphärischen Grenzschicht durch die Strahlungsbilanz und stoffliche Eigenschaften des Erdbodens bzw. der Erdoberfläche zur Verfügung. Mit dem im Laufe dieser Arbeit entwickelten Wolkenmodul kann KAMM dazu verwendet werden, die Interaktion von Topographie und Wolkenbildung zu studieren.

So, wie bei dem Studium konvektiver Lagen im Mittelgebirgsraum die Modellierung für typische Wetter-situationen die Wolkenbildung verständlich macht, erlauben Radarbeobachtungen die operationelle Erfassung der Niederschlagsentwicklung und der gefallenen Niederschlagsmenge über bergigem und Messungen sonst schwer zugänglichem Gelände (Gysi, 1995; Hannesen, 1998). Die am Institut gewonnenen C-Band Doppler Radarbeobachtungen legen nahe, daß die schon angesprochenen Kanalisierungs- und Um- bzw. Überströmungseffekte bestimmte Regionen bezüglich der Wolken- und Niederschlagsbildung bevorzugen und dafür andere benachteiligen (Gysi, 1995, 1998; Hannesen, 1998). Das kann bedeuten, daß sich einfache Gewitterlagen lokal so sehr verstärken können, daß aus Einzelzellengewittern durch das Anzapfen bodennaher, besonders feucht-warmer Luft und eine durch die Geländestruktur erzwungene

vertikale Windscherung  $\partial_z v_h$  schwere Superzallengewitter werden. Diese können starken Hagelschlag oder im Einzelfall sogar einen Tornado wie den vom 10. Juli 1968 in Pforzheim verursachen (Nestle, 1969).

Das Maß für einen gewitterträchtigen Gehalt der Luft an Wärme und Feuchte ist eine sehr hohe äquivalent-potentielle Temperatur  $\Theta_e$ <sup>1</sup>, die aus potentieller Temperatur  $\Theta$ , spezifischer Feuchte  $q_d$ , Verdampfungsenthalpie  $L_{wd}$ , der spezifischen Wärme bei konstantem Druck  $c_p$  und der Exnerfunktion  $\Pi$ , dem dimensionslosen Luftdruck mittels

$$\Theta_e \simeq \Theta + \frac{L_{wd}}{c_p \Pi} q_d \approx \Theta + 2.5 \text{ K} \frac{q_d}{\text{g kg}^{-1}}$$

in sehr guter Näherung gebildet (Klemp und Wilhelmson, 1978) und zur Unwetterprognose herangezogen werden kann.

Aber auch von solchen Extremereignissen abgesehen ist die richtige Erfassung der räumlichen Verteilung von Niederschlagsgebieten in bergigem Gelände von großer Wichtigkeit, weil auch langanhaltende Niederschläge mittlerer Intensität, z. B. bei Staulagen die Abflußkapazität eines Einzugsgebietes überschreiten und zu Überschwemmungen oder Erdbeben führen können. Auf diesem Forschungsgebiet wurde mit mesoskaligen Modellen bisher wenig Arbeit investiert, da in den hierbei praktikablen kleinen Gebietsgrößen von etwa 100 bis 400 km horizontaler Ausdehnung eine synoptische Entwicklung nur schwer nachvollzogen werden kann. Stattdessen beschränkte man sich auf Fallstudien typischer, hinreichend stationärer Lagen, wie sie z. B. von Nickerson et al. (1986) und Dotzek (1998) für die Region von Schwarzwald und Vogesen vorgestellt wurden.

### 2.3 Problemstellung

In der vorliegenden Arbeit sollen als Konsequenz aus den obigen Überlegungen folgende Ziele verfolgt werden: zunächst ist zu klären, inwieweit das KAMM-Modell in seiner derzeitigen Form den Anforderungen an die Simulation hochreichender Feuchtkonvektion genügt, d. h. an welchen Stellen in das Gleichungssystem verändernd oder ergänzend eingegriffen werden muß. In erster Linie kommen die Bilanzgleichungen für die Wärme und die spezifische Feuchte, aber auch die Formulierung des Auftriebs-terms hierfür in Frage.

Ebenso ist eine Entscheidung bezüglich des zu verwendenden Wolkenmodells zu treffen. Dabei sollte ein modularer Aufbau sichergestellt sein, so daß das Modell flexibel genug ist, um auch in Zukunft ohne großen Aufwand erweitert oder modifiziert werden zu können. Eine einfache Berücksichtigung der Eisphase in diesem Programmmodul ist ebenfalls wünschenswert für eine realistische Beschreibung speziell des Auflösungsprozesses konvektiver Wolken, weil deren starke relative Vereisung nach Durchlaufen des Reifestadiums ein sehr dominanter Prozeß ist. Dieser unterbindet zum einen eine Neubildung von Regenwasser in einer gealterten Cumulus-Wolke und führt zum anderen zur Ausbildung der charakteristischen Amboßform des oberen Teils der Wolke. Der aus Eiskristallen bestehende Amboß kann von der Höhenströmung breit aufgefächert werden und weite Geländegebiete abschatten. Sowohl für den Strahlungshaushalt am Erdboden als auch im Wolkenraum ist es somit wichtig, einen mitunter langlebigen Cb-Amboß in den Simulationen beschreiben zu können, auch wenn dessen Eisteilchen nie den Boden erreichen.

---

<sup>1</sup>Diese auch auf die Anwesenheit von Hydrometeoren verallgemeinerbare Größe (Cotton und Anthes, 1989) ist aufgrund ihrer weitgehenden Erhaltungseigenschaft ganz allgemein eine wichtige Kenngröße der Konvektion.

Die fertiggestellte neue Version des KAMM-Modells soll dann für drei Hauptanwendungen im Rahmen dieser Doktorarbeit zur Verfügung stehen:

**Prinzipielle wolkenphysikalische Studien ohne Orographieeinfluß.** Dabei wird das KAMM-Modell in einem relativ kleinen Modellgebiet mit feiner horizontaler Maschenweite  $\Delta \lesssim 1$  km betrieben, so daß auf jeden Fall auf eine Parametrisierung der subskaligen Niederschlagsprozesse verzichtet werden kann. Das Gelände ist eben. In dieser Konfiguration können für künstlich initialisierte Schauer- und Gewitterwolken<sup>2</sup> in Anlehnung z. B. an Klemp und Wilhelmson (1978) bzw. Tartaglione et al. (1996) Sensitivitätsstudien der einzelnen Prozesse des Wolkenmodells durchgeführt werden, sofern die Parametrisierungen dieser Prozesse verändert oder erweitert wurden. Als Gesamtanwendung des Modells kann hierbei sowohl das Verhalten einzelner Wolken als auch die Interaktion zweier Gewitter über Konvergenzlinien an Böenfronten, bzw. die Reaktion der Wolkendynamik auf unterschiedliche Landnutzungen oder Bodenfeuchteverteilungen studiert werden (Lynn et al., 1998).

**Prinzipielle Studien des Orographieeinflusses.** Die Anwendungsgebiete sind hier im wesentlichen dieselben wie bei der vorher angesprochenen Konfiguration. Nun wird jedoch keine ebene Orographie verwendet, sondern eine idealisierte Geländestruktur vorgegeben, ein einzelner Berg, ein Berg Rücken o. ä. und die Verstärkung oder Abschwächung der Konvektion durch die Orographie (vgl. z. B. Huntingford et al., 1998) studiert. Die für die gleichen Situationen durchgeführten Simulationen über ebenem Gebiet dienen hierbei als Vergleichsbasis. Auch die Wechselwirkung einer Böenfront mit dem Geländehindernis wird dabei deutlich.

**Anwendung des Modells auf reale Gebiete.** Hier wird mit horizontalen Maschenweiten von 1 bis 4 km eine real vorliegende mesoskalige Region, wie z. B. der Oberrheingraben mit seinen angrenzenden Mittelgebirgen untersucht. Dabei soll das Modell die wesentlichen natürlichen Prozesse reproduzieren, die bei typischen Wetterlagen Wolken und Niederschlag an orographischen Strukturen erzeugen. Erweist sich das Modell dabei als verläßlich, kann es auch für Studien in Gebieten angewandt werden, für die keine oder nur lückenhafte meteorologische Beobachtungen vorliegen. Von Interesse können dabei auch kleinräumigere Phänomene sein, für die das Modell auch in diesem Fall mit Maschenweiten  $\Delta \lesssim 1$  km betrieben werden kann. An dieser Stelle wäre das von Segal et al. (1997a,b) beschriebene Versiegen der Cu-Konvektion im Lee größerer Seen zu nennen, das am Beispiel des Bodensees untersucht werden könnte.

---

<sup>2</sup>Dabei kann die Initialisierung z. B. durch eine isolierte Zone besonders feucht-wärmer Luft (Klemp und Wilhelmson, 1978; Xue et al., 1995; Tartaglione et al., 1996) oder durch ein als Dichteströmung fortschreitendes bodennahes Kaltluftreservoir (Lee und Wilhelmson, 1997a,b) erfolgen.



# Kapitel 3

## Das Modell KAMM

Das vorliegende Kapitel stellt das KAMM-Gleichungssystem vor, das bisher am Institut für Meteorologie und Klimaforschung zur Simulation konvektiver Strömungen verwendet wurde, das aber nicht geeignet ist, hochreichende Atmosphärenkonvektion und damit niederschlagsbringende Wolken zu beschreiben. Dennoch ist es sinnvoll, dieses Gleichungssystem den Beziehungen für tiefe Konvektion voranzustellen, denn es verdeutlicht sehr instruktiv die notwendigen Schritte von der Simulation der flachen atmosphärischen Grenzschichtkonvektion bis hin zur Bildung von Gewittern, die bis in die untere Stratosphäre vorstoßen können.

### 3.1 Gleichungssystem für flache Feuchtkonvektion ohne Wolken

Beim KAMM-Modell, das am Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe seit einer Reihe von Jahren als mesoskaliges Atmosphären-Biosphärenmodell zum Einsatz kommt (z. B. Dorwarth, 1985; Adrian und Fiedler, 1991; Lenz, 1996) kann bislang nur trockene, d. h. wolkenlose Grenzschichtkonvektion („Blauthermik“) simuliert werden. Das Modell verwendet räumlich gemittelte Bilanzgleichungen für den Impuls pro Masseneinheit  $\mathbf{v} = (u, v, w)$ , die Masse, die potentielle Temperatur  $\Theta$  und die spezifische Feuchte  $q_d$ , wobei diese prognostischen Größen  $\Xi$  in einen stationären, hydrostatisch-geostrophischen Referenzzustand  $\xi_0$  und eine raum-zeitliche mesoskalige Abweichung  $\xi$  aufgespalten werden:

$$\Xi \rightarrow \xi_0(\mathbf{r}) + \xi(\mathbf{r}, t) \quad .$$

Eine Ausnahme bildet nur die Exnerfunktion  $\Pi$ , die dimensionslose Form des Luftdrucks  $p$  mit

$$\Pi = \left( \frac{p}{p_{00}} \right)^{R/c_p} ,$$

von deren Referenzzustand  $\Pi_0$  zwei Abweichungen unterschieden werden,  $\Pi_d$  und  $\Pi_a$ . Die erste bezeichnet den dynamischen Stördruck, der sich aufgrund der Inhomogenitäten des Strömungsfelds ergibt, die zweite den Auftriebsstördruck, der durch Dichteinhomogenitäten im Schwerfeld der Erde hervorgerufen wird. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß der Grundzustand  $\Pi_0$  über die Identität

$$\nabla \times \nabla \Pi_0 \equiv 0$$

unter den gemachten Annahmen der Hydrostasie und der Geostrophie auf die thermischen Windbeziehungen führt.

Insgesamt erhält man dann mit dem Querstrich als räumlichem Mittelungsoperator:

$$d_t \bar{u} = \partial_t \bar{u} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{u} + A_u = -c_p \bar{\Theta}_v \partial_x (\Pi_d + \Pi_a) + f \left( \bar{v} - \frac{\bar{\Theta}_v}{\Theta_0} v_0 \right) \quad (3.1)$$

$$d_t \bar{v} = \partial_t \bar{v} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{v} + A_v = -c_p \bar{\Theta}_v \partial_y (\Pi_d + \Pi_a) - f \left( \bar{u} - \frac{\bar{\Theta}_v}{\Theta_0} u_0 \right) \quad (3.2)$$

$$d_t \bar{w} = \partial_t \bar{w} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{w} + A_w = -c_p \bar{\Theta}_v \partial_z \Pi_d \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} = 0 \quad (3.4)$$

$$d_t \bar{\Theta} = \partial_t \bar{\Theta} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{\Theta} + A_\Theta = 0 \quad (3.5)$$

$$d_t \bar{q}_d = \partial_t \bar{q}_d + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{q}_d + A_{q_d} = 0 \quad (3.6)$$

Als zusätzliche Größen treten noch der 1. Coriolisparameter  $f$  und die virtuell–potentielle Temperatur

$$\Theta_v = \Theta \left[ 1 + \left( \frac{R_D}{R_L} - 1 \right) q_d \right]$$

auf, die den Einfluß der spezifischen Feuchte  $q_d$  auf die Luftdichte  $\rho$  über einen mit dem Verhältnis der individuellen Gaskonstanten von Luft,  $R_L$  und Wasserdampf,  $R_D$  gewichteten Faktor mitberücksichtigt. Die mit  $A_\xi$  bezeichneten Terme des turbulenten Austauschs werden im Abschnitt 3.1.3 besprochen.

Zusätzlich beschreiben die beiden Gln. (3.18–3.19) die zeitliche Tendenz der Bodenfeuchte  $\eta_w$  und der Bodentemperatur  $T_b$ . Dabei wird durch dieses Boden- und Vegetationsmodell auch der Vegetationseinfluß und die Strahlungsbilanz am Erdboden mitberücksichtigt. Näheres hierzu findet man bei Schädler (1990) und Lenz (1996), wo außerdem eine ausführliche Beschreibung des Atmosphärenmodells (3.1–3.6) und seiner numerischen Lösung vorgestellt wird. Daher wird im folgenden nur kurz auf die einzelnen Gleichungen separat eingegangen.

### 3.1.1 Grundzustand

Der Grundzustand im bisherigen KAMM–Modell wird durch folgende Relationen festgelegt (vgl. auch Lenz, 1996), die entstehen, wenn das gesamte Gleichungssystem unter den Annahmen

- der Divergenzfreiheit und Adiabasie
- der Geostrophie auf einer Ebene  $f = 2\Omega_E \sin \phi = \text{const.}$
- der Vernachlässigung des zweiten Coriolisparameters  $\hat{f} = 2\Omega_E \cos \phi$
- der Hydrostasie mit konstant gesetzter Schwerebeschleunigung  $g(\phi, z) = g_{00}$
- der Abwesenheit von Vertikalbewegungen  $w_0 = 0$
- der Abwesenheit jeglicher Luftfeuchte  $q_{d0} \equiv 0$

für ein Kräftegleichgewicht formuliert wird:

$$d_t u_0 = 0 = -c_p \Theta_0 \partial_x \Pi_0 + f v_0 \quad (3.7)$$

$$d_t v_0 = 0 = -c_p \Theta_0 \partial_y \Pi_0 - f u_0 \quad (3.8)$$

$$d_t w_0 = 0 = -c_p \Theta_0 \partial_z \Pi_0 - g_0 \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_0 = 0 &= \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_0) - \mathbf{v}_0 \cdot \nabla \rho_0 \\ &= -\mathbf{v}_0 \cdot \nabla \rho_0 \quad (\text{wegen Geostrophie}) \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$d_t \Theta_0 = 0 \quad (3.11)$$

Die Modellgl. (3.1–3.6) werden danach für die Abweichung von diesem Grundzustand formuliert, wobei bei der Exnerfunktion  $\Pi$  diese mesoskalige Variation wie erwähnt zweifach aufgespalten ist, denn der Auftriebsterm in der dritten Bewegungsgleichung (3.15) läßt sich als Gradient des Schwerepotentials formal mit dem Druckgradientterm vereinigen und als Gradient des Auftriebsstöldrucks  $\Pi_a$

$$c_p \bar{\Theta}_v \partial_z \Pi_a = g_0 \frac{\bar{\Theta}_v - \Theta_0}{\Theta_0}$$

auf die horizontalen Impulskomponenten aufschlagen (Das, 1979). Es verbleibt dann noch der dynamische Stöldruck  $\Pi_d$ , der in anelastischen Modellen wie KAMM diagnostisch bestimmt werden muß.

### 3.1.2 Kontinuitätsgleichung

Die Kontinuitätsgleichung, die die Massenerhaltung beschreibt, ist in KAMM in der genäherten Boussinesq-Form für flache Konvektion gegeben. Dabei wird die Atmosphäre im Mittel als divergenzfrei angenommen:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} = 0 \quad (3.12)$$

Diese Näherung ist jedoch nur für die atmosphärische Grenzschicht von etwa 1 bis 2 km Mächtigkeit gut erfüllt. Ihre Anwendung auf Modellgebiete mit einer Höhe  $H$  von 5 bis 8 km, wie in bisherigen Anwendungen mit KAMM, ist bereits problematisch. Für die geplanten Wolken- und Niederschlagssimulationen scheint es nicht sinnvoll, bei Gl. (3.12) für die Massenbilanz zu bleiben, sondern notwendig, allgemeingültigere Formulierungen hierfür zu finden, die auch  $H = 15$  bis 21 km möglich machen.

### 3.1.3 Impulsgleichung

Die Bilanzgleichungen des Impulses pro Masseneinheit

$$d_t \bar{u} = \partial_t \bar{u} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{u} + A_u = -c_p \bar{\Theta}_v \partial_x (\Pi_d + \Pi_a) + f \left( \bar{v} - \frac{\bar{\Theta}_v}{\Theta_0} v_0 \right) \quad (3.13)$$

$$d_t \bar{v} = \partial_t \bar{v} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{v} + A_v = -c_p \bar{\Theta}_v \partial_y (\Pi_d + \Pi_a) - f \left( \bar{u} - \frac{\bar{\Theta}_v}{\Theta_0} u_0 \right) \quad (3.14)$$

$$d_t \bar{w} = \partial_t \bar{w} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{w} + A_w = -c_p \bar{\Theta}_v \partial_z \Pi_d \quad (3.15)$$

basieren auf den Euler–Gleichungen, welche die Strömung eines Fluides ohne innere Reibung beschreiben. Deshalb fehlt hier der betragsmäßig sehr kleine Einfluß der molekularen Viskosität  $\nu$ . Stattdessen enthalten die Gln. (3.13–3.15) die turbulenten Austauschterme  $A_\xi$ , die über einen Gradientensatz gemäß der  $K$ –Theorie mit  $K_\xi$  als dem als Skalar angenommenen turbulenten Diffusionskoeffizienten formuliert sind (vgl. Adrian und Fiedler, 1991):

$$A_\xi = \nabla \cdot [-K_\xi \nabla \xi] \quad .$$

Die Corioliskraft ist nur mit den beiden Termen proportional zum ersten Coriolisparameter  $f = 2 \Omega_E \sin \phi$  vorhanden. Die Ausdrücke mit dem zweiten Coriolisparameter  $\hat{f} = 2 \Omega_E \cos \phi$ , der in mittleren Breiten  $\phi$  von gleicher Größenordnung ist wie  $f$ , werden jedoch vernachlässigt. Sie sind zwar dem Betrage nach klein, aber wichtig z. B. bei der Anregung der schon angesprochenen Rollenkonvektion in der atmosphärischen Grenzschicht. Eine Besonderheit des KAMM–Modells ist es, gemäß Das (1979) den Auftriebsterm aus der dritten Bewegungsgleichung zu eliminieren und stattdessen als einen Gradienten des „Auftriebs–Stördrucks“  $\Pi_a$  in den beiden ersten Bilanzgln. (3.13) und (3.14) einzuführen. Dies ist formal möglich, weil der Auftriebsterm proportional zur Schwerebeschleunigung  $g$  ist, die wiederum als Gradient des Schwerepotentials darstellbar ist.

Die Gleichungen berücksichtigen bisher nur den Einfluß der spezifischen Feuchte  $q_d$ , nicht aber das Vorhandensein von Hydrometeoren  $q_\xi$ . Daher sollte neben einer Vervollständigung des Coriolissterms auch die verallgemeinerte virtuell–potentielle Temperatur  $\Theta_\rho$

$$\Theta_\rho = \Theta \left[ 1 + \left( \frac{R_D}{R_L} - 1 \right) q_d - \sum q_\xi \right] = \Theta_v - \Theta \sum q_\xi$$

in die Gln. (3.13–3.15) Eingang finden, die von manchen Autoren als Dichtetemperatur bezeichnet wird (Emanuel, 1994). Sie berücksichtigt den nicht zu vernachlässigenden Einfluß der Hydrometeore auf die Luftdichte  $\rho$ .

### 3.1.4 Wärmegleichung

Die Bilanzgleichung der Entropie oder kurz die Wärmegleichung lautet im KAMM–Modell bisher

$$d_t \bar{\Theta} = \partial_t \bar{\Theta} + \bar{v} \cdot \nabla \bar{\Theta} + A_\Theta = 0 \quad . \quad (3.16)$$

In dieser Form ohne Quellterme stellt Gl. (3.16) eine reine Erhaltungsgleichung der potentiellen Temperatur  $\Theta$  dar, die ein Maß für die Entropie  $s$  trockener Luft ohne Hydrometeore ist. Mit dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik erhält man nämlich

$$ds = \frac{\delta Q}{T} = \frac{1}{T} [c_p dT - v dp] = c_p \left[ \frac{dT}{T} - \frac{R_L}{c_p} \frac{dp}{p} \right] = c_p d \ln \Theta \quad .$$

Mit der Gl. (3.16) können weder Phasenumwandlungen des Wasserdampfs noch diabatische Wärmequellen, wie z. B. die Divergenz von Strahlungsflüssen berücksichtigt werden. Neben den eigentlichen Bilanzgleichungen für die  $H_2O$ –Komponenten wird also auch die Wärmegleichung durch die Einführung des Wolkenmodells stark beeinflusst werden.

### 3.1.5 Feuchtegleichung

Als einzige Erscheinungsform des Wassers in der Atmosphäre wird bisher der Wasserdampf durch eine Bilanzgleichung der spezifischen Feuchte  $q_d$  berücksichtigt:

$$d_t \bar{q}_d = \partial_t \bar{q}_d + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{q}_d + A_{q_d} = 0 \quad . \quad (3.17)$$

Diese stellt wiederum nur eine Erhaltungsgleichung dar, d. h. Phasenumwandlungen werden damit im Modell ausgeschlossen. Für Simulationen mit nur sehr geringem Feuchteeinfluß kann mit Gl. (3.17) gearbeitet werden, aber falls die Atmosphäre viel Wasserdampf enthält, können lokal Übersättigungen der Luft mit Wasserdampf entstehen, die nicht durch Kondensation zu Wolken abgebaut werden. Dadurch entstehen in den Impulsgleichungen (3.13–3.15) unrealistisch hohe Auftriebsdruckgradient–Beschleunigungen, die wiederum zu verfälschten Strömungsfeldern führen. Auf diese Weise kann ein positiv rückgekoppelter Prozeß angeregt werden, der die numerische Lösung von der „wahren“ wegführt. Aus diesem Grund wurde das KAMM in der hergebrachten Version auch stets nur mit recht geringen Werten für die Luftfeuchte initialisiert. An diesem Punkt wird die Einführung des Wolkenmodells dazu führen, daß beliebige Feuchteprofile verwendet werden können.

### 3.1.6 Boden- und Vegetationsmodell

Das Boden- und Vegetationsmodell enthält die zwei prognostischen Gleichungen für die Bodenfeuchte  $\eta_w$  und die Bodentemperatur  $T_b$ :

$$\partial_t \eta_w = \partial_z [K(\eta_w) d_{\eta_w} \Psi(\eta_w) \partial_z \eta_w] + d_{\eta_w} K(\eta_w) \partial_z \eta_w - \frac{1}{\rho_w} x_{\text{root}} \frac{V_{tr}}{L_{wd}} \quad (3.18)$$

$$\partial_t T_b = \frac{1}{c_b(\eta_w)} \partial_z [\lambda_b(\eta_w) \partial_z T_b] \quad . \quad (3.19)$$

Die Gln. (3.18) und (3.19) wurden von Schädler (1990) und Lenz (1996) detailliert beschrieben. Da innerhalb des Boden- und Vegetationsmodells die Luftfeuchte und auch Taubildung und Niederschlag berücksichtigt werden, müssen an dieser Stelle von KAMM keine tiefgreifenden Änderungen vorgenommen werden. Stattdessen ist zu klären, in welcher Weise das Boden- und Vegetationsmodell reagiert, wenn im Bereich eines simulierten Starkregens tatsächlich große Niederschlagsmengen auf Bewuchs und Erdreich fallen. Denn weil bisher die Prozesse im Boden nur bis zu einer Tiefe von etwa 1 m prognostiziert werden und an diesem unteren Rand angenommen wird, daß

$$\partial_z T_b|_{z_{b,\max}} \equiv 0 \quad , \quad \partial_z \eta_w|_{z_{b,\max}} \equiv 0$$

gilt, können Probleme auftreten, sobald das Niederschlagswasser doch in größeren Mengen innerhalb der Simulationszeit des Modells bis in die Tiefe  $z_{b,\max} \approx 1$  m vordringt und dort diese homogenen Neumann–Randbedingungen verletzt.

## 3.2 Schritte zur Beschreibung von Wolken und Niederschlag

Für die Simulation von Wolken reicht das Gleichungssystem (3.1–3.6) also noch nicht aus, denn es fehlen die Einflüsse von Wolken– und Niederschlagsteilchen sowohl in der Impulsbilanz wie auch in der Wärmeleichung. Die entsprechenden Bilanzgleichungen für die Partialmassen von Wolkenwasser  $q_c$ , Wolkeneis  $q_i$  und Niederschlagswasser  $q_r$  müssen ebenfalls noch hinzugefügt werden. Im Einklang mit den

Ausführungen von Doms und Herbert (1985), Houze (1993) und Xue et al. (1995) wurde die Entscheidung getroffen, das Wolkenmodell mithilfe einer parametrisierten Wolkenmikrophysik zu formulieren, d. h. es treten nur integrale Größen wie die Gehalte  $\rho q_\xi$  der einzelnen Hydrometeore  $q_\xi$  auf, und es werden keine Größenverteilungen prognostiziert. Die einzelnen Prozesse der Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Wolken- und Niederschlagsteilchen werden nicht direkt berechnet, sondern nur in ihren Netto-Effekten. Das erste Schema dieses Typs wurde wie erwähnt von Kessler (1969) vorgestellt und wird deshalb heute kurz als Kessler-Schema bezeichnet. Im Gegensatz zu anderen Schemata, wie sie von Nickerson et al. (1986) und Beheng (1994) beschrieben werden und prognostische Gleichungen für die Anzahl- und die Massendichten,  $N$  und  $\rho q$  eines Teilchenspektrums mitführen, wird beim Schema vom Kessler-Typ für jeden Hydrometeor nur eine integrale Größe mitgeführt: die volumenspezifische Partialmasse  $\rho q$ . Mit dieser einzigen Größe steht zwar nur wenig Information über das Teilchenspektrum der Hydrometeore zur Verfügung, aber da bezüglich der Parameter des Spektrums große Variationsbreiten existieren und für eine spezielle Fallstudie normalerweise keine gesicherten Werte hierfür vorliegen, kann dieser Informationsverlust in Kauf genommen werden. Aufgrund ihrer prinzipiellen Einfachheit haben Schemata vom Kessler-Typ dagegen den Vorteil, sehr bequem um zusätzliche parametrisierte wolkenmikrophysikalische Prozesse erweiterbar zu sein und nur einen relativ geringen Rechenaufwand zu verursachen. Dabei erreichen sie aber einen hohen Grad an Realitätsnähe, weswegen sie auch heute noch oft zur Anwendung kommen (z. B. Klemp und Wilhelmson, 1978; Tartaglione et al., 1996).

Wie bereits betont, ist die diagnostische Form  $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$  der vollständigen Massenbilanz nicht zur Beschreibung hochreichender Konvektion geeignet und muß durch eine genauere Approximation der Kontinuitätsgleichung ersetzt werden, die aber weiterhin diagnostisch sein sollte, um Schallwellen aus der Lösung des Modellgleichungssystem herauszufiltern. Hierbei tauchen interessante Aspekte der Gleichungssysteme auf, die von Hauf (1980) ausführlich diskutiert wurden. Im Gegensatz zur allgemeinen Ansicht, die Filterung von Schallwellen im Gleichungssystem sei alleine durch die Angabe der approximierten Kontinuitätsgleichung (3.12) gewährleistet, muß nämlich auch die Impulsbilanz in einer passenden Form gegeben sein. Wird das nicht beachtet, ist das Gleichungssystem nicht in sämtlichen Raumrichtungen schallgefiltert und deshalb nicht effektiv zu integrieren. Die beiden für die Impulsgleichung in Frage kommenden Varianten sind

$$\begin{aligned} d_t \mathbf{v} &= \partial_t \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \dots && \text{Eulerform} \\ d_t \mathbf{v} &= \frac{1}{\rho} [\partial_t (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v})] = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \dots && \text{Flußform} \end{aligned}$$

Ebenso muß beachtet werden, daß die Form der Bilanzgleichungen für Masse und Wärme implizit eine komplette oder teilweise Vernachlässigung des Terms  $d_t p$  in der prognostischen Gleichung für den Druck beim vollständig kompressiblen System nach sich zieht (Hauf, 1980). Das ergibt dann folgende drei gültige Varianten:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad , \quad \text{Impulsgln. in Eulerform} \quad , \quad d_t p = 0 \quad (3.20)$$

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}) = 0 \quad , \quad \text{Impulsgln. in Flußform} \quad , \quad d_t p = \mathbf{v} \cdot \nabla p \quad (3.21)$$

$$\nabla \cdot (\rho_0 \Theta_{\rho_0} \mathbf{v}) = 0 \quad , \quad \text{Impulsgln. in Flußform} \quad , \quad d_t p = \mathbf{v} \cdot \nabla p \quad (3.22)$$

Wegen Gl. (3.12) darf also beim bisherigen KAMM der Advektionsterm nicht in Flußform gegeben sein, während er diese Form in den künftigen wolkenphysikalischen Anwendungen haben muß. Im Fall flacher Konvektion und Gl. (3.20) ist das Druckfeld demnach gänzlich zeitunabhängig, weil sowohl  $\partial_t p$  als auch  $\mathbf{v} \cdot \nabla p$  jeweils separat verschwinden, wogegen in den beiden anderen Fällen nur  $\partial_t p \equiv 0$  angenommen wird. Das Nullsetzen dieses Terms verhindert letztlich zusammen mit der passenden Form des Advektionsterms die Ausbreitung von Schallwellen.

## Kapitel 4

# Das Modell KAMM mit Wolkenmodul

Die Konsequenz aus den Überlegungen der vorigen Kapitel ist ein Gleichungssystem, das es ermöglicht, hochreichende Konvektion sowohl über ebenem oder sonstwie idealisiertem Gelände genauso wie über der realen topographischen Struktur der Oberrheinregion zu behandeln. Gleichzeitig wird die Höhe des Modellgebiets nicht mehr durch eine zu weitgehende Approximation der Kontinuitätsgleichung eingeschränkt. Damit eignet sich das Modell sowohl für grundlagenorientierte Studien als auch für hydrologische Anwendungen und kann weiterhin in gleicher Weise wie die bisherige Version von KAMM für die am Institut sonst gebräuchlichen Anwendungen benutzt werden.

### 4.1 Gleichungssystem für hochreichende Feuchtkonvektion

Der Hauptgedanke bei der Weiterentwicklung von KAMM zur jetzigen Wolkenphysik–Version in Fortran90 war es, das Modell zu erweitern, nicht aber grundsätzlich in seinem Aufbau und Ablauf zu ändern. In diesem Falle wäre nämlich eine gänzliche Neuprogrammierung des Codes sinnvoller gewesen, wie sie z. B. bei der Entwicklung von KAMM2 (Förstner, 1998) durchgeführt wurde.

Es kommt daher auch in der Wolkenphysik–Version das linkshändige Koordinatensystem mit dimensionsloser Vertikalkoordinate  $\eta$  zum Einsatz

$$Z = Z(\eta) = a(1 - \eta)^2 + b(1 - \eta) = H \frac{z - h(x, y)}{H - h(x, y)} \quad ,$$

das bereits von Dorwarth (1985), Adrian und Fiedler (1991) sowie Lenz (1996) beschrieben wurde. Die Horizontalkoordinaten dieses Bezugssystems bleiben von der Transformation unbeeinflusst, so daß für die transformierten Koordinaten  $X, Y, Z$  und den Impuls  $U, V, W$  gilt

$$\begin{aligned} X = x & \quad , & U = u \\ Y = y & \quad , & V = v \\ Z = Z[\eta(x, y, z)] & \quad , & W = d_t Z \quad . \end{aligned}$$

Wie in dem vorangegangenen Kapitel 3 wird das Modell aber für ein kartesisches Koordinatensystem formuliert, um die Anschaulichkeit ohne Beschränkung der Allgemeinheit zu gewährleisten.

Man erhält dann im Gesamtüberblick für das modifizierte und erweiterte Atmosphärenmodell:

$$\begin{aligned}
 d_t \bar{u} &= \partial_t \bar{u} + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{u} \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{u})] = -c_p \bar{\Theta}_\rho \partial_x (\bar{\Pi}_d + \bar{\Pi}_a) + f(\bar{v} - \frac{\bar{\Theta}_\rho}{\Theta_{\rho 0}} v_0) - \hat{f} \bar{w} + \\
 & \hspace{25em} + \frac{A_u}{\bar{\rho}} \\
 d_t \bar{v} &= \partial_t \bar{v} + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{v} \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{v})] = -c_p \bar{\Theta}_\rho \partial_y (\bar{\Pi}_d + \bar{\Pi}_a) - f(\bar{u} - \frac{\bar{\Theta}_\rho}{\Theta_{\rho 0}} u_0) + \frac{A_v}{\bar{\rho}} \\
 d_t \bar{w} &= \partial_t \bar{w} + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{w} \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{w})] = -c_p \bar{\Theta}_\rho \partial_z \bar{\Pi}_d + \hat{f}(\bar{u} - \frac{\bar{\Theta}_\rho}{\Theta_{\rho 0}} u_0) + \frac{A_w}{\bar{\rho}} \\
 \bar{\rho} &= \frac{p_{00}}{R_L \bar{\Theta}_\rho} \Pi_0^{c_v/R_L} \\
 \partial_t \bar{\rho} &= -\nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) \\
 0 &= \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\Theta}_\rho \bar{\mathbf{v}}) = \nabla \cdot (\rho_0 \Theta_{\rho 0} \bar{\mathbf{v}}) \\
 d_t \bar{\Theta} &= \partial_t \bar{\Theta} + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{\Theta} \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{\Theta})] = \frac{L_{wd} Nu_c + L_{we} Fr + L_{ed} Nu_i - L_{wd} Ev}{\bar{\rho} c_p \Pi_0} - \\
 & \hspace{15em} - \frac{\nabla \cdot \bar{\mathbf{S}}}{\bar{\rho} c_p \Pi_0} + \frac{A_\Theta}{\bar{\rho}} \\
 d_t \bar{q}_d &= \partial_t \bar{q}_d + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{q}_d \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{q}_d)] = +\frac{1}{\bar{\rho}} [-Nu_c - Nu_i + Ev] + \frac{A_{qd}}{\bar{\rho}} \\
 \partial_t \bar{q}_c &+ \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{q}_c \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \{\bar{\mathbf{v}} + w_c \mathbf{e}_z\} \bar{q}_c)] = +\frac{1}{\bar{\rho}} [+Nu_c - Fr] - Au - Ak + Br + \frac{A_{qc}}{\bar{\rho}} \\
 \partial_t \bar{q}_i &+ \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{q}_i \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \{\bar{\mathbf{v}} + w_i \mathbf{e}_z\} \bar{q}_i)] = +\frac{1}{\bar{\rho}} [+Nu_i + Fr] + \frac{A_{qi}}{\bar{\rho}} \\
 \partial_t \bar{q}_r &+ \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{q}_r \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \{\bar{\mathbf{v}} + w_r \mathbf{e}_z\} \bar{q}_r)] = -\frac{1}{\bar{\rho}} Ev + Au + Ak - Br + \frac{A_{qr}}{\bar{\rho}} .
 \end{aligned}$$

Hinzu kommen noch die beiden Gleichungen des Boden–Vegetationsmodells (3.18) und (3.19) nach Lenz (1996) für Feuchte- und Temperaturprofile im Erdreich. Diese wurden formal unverändert übernommen.

### 4.1.1 Grundzustand

Die Berechnung des Grundzustandes erfordert im Fall hochreichender Konvektion wesentlich mehr Aufwand als bisher. Jetzt werden nämlich nur noch folgende Annahmen gemacht:

- Geostrophie auf einer  $f, \hat{f}$ -Ebene,
- Hydrostasie mit variabler Schwerebeschleunigung  $g(\phi, z)$ ,
- keine Vertikalbewegung, d. h.  $w_0 = 0$ .

Sie sind weit weniger einschränkend als beim bisherigen KAMM. Die Gleichungen zur Bestimmung des Grundzustands lauten dann wiederum für ein Kräftegleichgewicht

$$d_t u_0 = 0 = -c_p \Theta_{\rho 0} \partial_x \Pi_0 + f v_0 - \hat{f} w_0 \quad (4.1)$$

$$d_t v_0 = 0 = -c_p \Theta_{\rho 0} \partial_y \Pi_0 - f u_0 \quad (4.2)$$

$$d_t w_0 = 0 = -c_p \Theta_{\rho 0} \partial_z \Pi_0 - g + \hat{f} u_0 \quad (4.3)$$

$$0 = \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_0) \quad (4.4)$$

$$0 = \nabla \cdot (\rho_0 \Theta_{\rho 0} \mathbf{v}_0) \quad (4.5)$$

Die Modellgl. (4.11–4.15) werden danach wie bisher für die Abweichung von diesem Grundzustand formuliert, d. h. die prognostischen Größen werden aufgespalten in Grundzustand und mesoskalige Abweichung  $\Xi = \xi_0 + \xi$ , wobei der Auftriebsstördruck  $\Pi_a$  nun über

$$c_p \bar{\Theta} \partial_z \Pi_a = g(\phi, z) \frac{\bar{\Theta} - \Theta_{\rho 0}}{\Theta_{\rho 0}}$$

definiert wird und mit der potentiellen Dichtetemperatur  $\Theta_\rho$

$$\Theta_\rho = \Theta \left[ 1 + \left( \frac{R_D}{R_L} - 1 \right) q_d - q_c - q_i - q_r \right]$$

auch die Hydrometeore Wolkenwasser  $q_c$ , Wolkeneis  $q_i$  und Niederschlag  $q_r$  berücksichtigt werden. Auffällig ist dabei, daß der Grundzustand wegen seiner Stationarität sowohl die Kontinuitätsgl. (4.4) als zusätzlich auch die Anelastizitätsbedingung (4.5) erfüllen muß. Die erste Forderung ist aber bei Geostrophie trivial, lediglich Gl. (4.5) stellt eine nutzbare Bedingung dar.

Die Schwerebeschleunigung muß bei hochreichender Konvektion zumindest die Höhenabhängigkeit enthalten, um auch im Tropopausen- und unteren Stratosphärenniveau die Standardatmosphäre exakt reproduzieren zu können. Aus der Arbeit von Möller (1973) entnimmt man für die Schwerebeschleunigung als Funktion der geographischen Breite  $\phi$  und der Höhe  $z$  in m ü. NN die folgende Zahlenwertgleichung für  $g$  in  $\text{m s}^{-2}$ :

$$g(\phi, z) = 9.80616 (1 - \pi \times 10^{-7} z) (1 - 2.6373 \times 10^{-3} \cos 2\phi - 5.9 \times 10^{-6} \cos^2 2\phi) \quad .$$

Weil für den Grundzustand als Profil-Eingabegrößen  $u_0(z)$ ,  $v_0(z)$ ,  $\Theta_0(z)$  und die relative Luftfeuchte  $\text{RH}_0(z)$  vorliegen<sup>1</sup>, in der Berechnung des Grundzustandes aber die verallgemeinerte virtuell-potentielle Temperatur  $\Theta_{\rho 0}$  vorkommt, ist bei der Initialisierung eine iterative Berechnung notwendig:

- aus den Initialwerten von  $\Pi_0$ ,  $\Theta_0$  und  $\text{RH}_0$  am Erdboden werden zunächst die Bodenwerte von  $q_{d0}$  und  $\Theta_{\rho 0}$  ermittelt,
- in einem zweiten Schritt wird dann  $\Pi_0$  unter Vernachlässigung der Feuchte vertikal bis zur Höhe  $H$  integriert mit

$$\Pi_0 = \int \partial_z \Pi_0 dz = - \int \frac{g - \hat{f} u_0}{c_p \Theta_0} dz \quad ,$$

<sup>1</sup>Auch die Hydrometeorgehalte könnten durchaus bereits mit Anfangsprofilen vorgegeben werden.

- mit diesem Schätzprofil für  $\Pi_0$  wird in der eigentlichen Iteration gleichzeitig  $q_{d0}$  aus  $RH_0$ , daraus  $\Theta_{\rho 0}$  und schließlich die neue Schätzung für  $\Pi_0$  berechnet.

Da das Modell aber wegen der Aufspaltung der Variablen in Grundzustand und mesoskalige Abweichung auch  $\Theta_0(x, y, z)$  benötigt und nicht nur als eindimensionale Funktion der Höhe  $z$ , wird aus den endgültigen Werten des Grundzustandes wiederum iterativ der Grundzustand der potentiellen Temperatur  $\Theta_0$  berechnet. Diese mehrfachen Iterationen konvergieren sehr schnell und müssen wegen der Stationarität des Grundzustands nur einmal durchgeführt werden. Auch von Klemp und Wilhelmson (1978) wird auf die Notwendigkeit solcher Iterationslösungen hingewiesen.

### 4.1.2 Gasgleichung

Die Gasgleichung im  $T$ - $p$ - bzw. im  $\Theta$ - $\Pi$  System von KAMM lautet

$$\rho = \frac{p}{R_L T_\rho} \quad , \quad \bar{\rho} = \frac{p_{00}}{R_L \bar{\Theta}_\rho} \Pi_0^{c_v/R_L} \quad . \quad (4.6)$$

Hier bezeichnet

$$T_\rho = T \left[ 1 + \left( \frac{R_D}{R_L} - 1 \right) q_d - q_c - q_i - q_r \right]$$

die auf hydrometeorhaltige Luft verallgemeinerte virtuelle Temperatur. Die einzige Näherung, die sich bei dieser Form der Gasgleichung bemerkbar macht, besteht darin, daß die Exnerfunktion durch ihren als stationär angenommenen Grundzustandswert genähert wird:  $\Pi \rightarrow \Pi_0(\mathbf{r})$ , während die Dichte  $\bar{\rho}$  aber von Ort und Zeit abhängt:  $\bar{\rho} = \bar{\rho}(\mathbf{r}, t)$ . Dies führt letztlich dazu, daß die Luftdichte im Modell nicht nur mittels Gl. (4.6) diagnostiziert, sondern auch mithilfe der Kontinuitätsgleichung prognostiziert werden kann.

### 4.1.3 Kontinuitätsgleichung

Aufgrund der Zeitabhängigkeit von  $\bar{\rho}$  entsteht auch die prognostische Form

$$\partial_t \bar{\rho} = -\nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) \quad . \quad (4.7)$$

Aus Gründen der numerischen Genauigkeit und Effizienz wird die Dichte  $\bar{\rho}$  aber mit Gl. (4.6) diagnostiziert. Eine Prognose mit (4.7) wäre nicht nur rechenzeitintensiver, da zu diesem Zweck die Divergenz des Massenflusses bestimmt werden müßte; sie wäre auch ungenauer, weil durch die Verwendung eines zentrierten Gitters das numerische Verfahren anfällig für  $2 \Delta$  und  $4 \Delta$ -Wellen ist (Hugelmann, 1988), die der eigentlichen Lösung der Gleichungen ein gewisses Rauschen überlagern. Bei der numerischen Berechnung der Divergenz durch finite Differenzen führt dieses vom Betrag her kleine Rauschen zu deutlichen Fehlerspitzen, die bei einer Prognose von  $\bar{\rho}$  zusätzlich noch über die Dichte dem Modell mitgeteilt würden, z. B. beim Auftriebsterm.

### 4.1.4 Anelastizitätsbedingung

Nach Hauf (1980) und unabhängig davon später Durran (1989, 1990), Fiedler (1990) sowie Nance und Durran (1994) lautet die allgemeinste Form der Anelastizitätsbedingung, die noch die Ausbreitung von

Schallwellen verhindert, aber die Atmosphäre weitestgehend als kompressibel annimmt,

$$\nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\Theta}_\rho \bar{\mathbf{v}}) = \nabla \cdot (\rho_0 \Theta_{\rho_0} \bar{\mathbf{v}}) = 0 \quad . \quad (4.8)$$

Eine weitere Bewertung dieser Bedingung findet man in der Arbeit von Stowasser (1996). Die Schallgeschwindigkeit  $c_s$  lautet jetzt mit der spezifischen Wärme  $c_v$  der Luft bei konstantem Volumen

$$c_s = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} R_L \bar{T}_\rho} = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} R_L \bar{\Theta}_\rho \Pi_0} \quad .$$

Der Wert für  $c_s$  legt der numerischen Lösung der Gleichungen aber keine Beschränkung auf, da aufgrund der Anelastizitätsbedingung (4.8) und der von Hauf (1980) vorgegebenen Wahl der Form des Advektionsterms der prognostischen Gleichungen keine Schallwellen im System auftreten können. Die höchsten Werte der Phasengeschwindigkeit  $c_{ph}$  von Schwerewellen erreichen nur etwa  $c_{ph} \approx 1/3 c_s$ .

### Poissongleichung für $\Pi_d$

Die Anwendung von Gl. (4.8) oder einer ihrer beiden restriktiveren Varianten

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\Theta}_\rho \mathbf{v}) &\equiv 0 \quad ; & \text{tiefe Konvektion} \\ \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}) &\equiv 0 \quad ; & \text{tiefe Konvektion} \\ \nabla \cdot \mathbf{v} &\equiv 0 \quad ; & \text{flache Konvektion} \end{aligned}$$

führt auf eine Poissongleichung und ermöglicht bis auf eine Konstante die Bestimmung des dynamischen Stördrucks  $\Pi_d$  durch Lösung eines Neumann-Problems.

Alle drei Varianten der Anelastizitätsbedingung können in der gemeinsamen Form

$$\nabla \cdot (\Phi \mathbf{v}) \equiv 0 \quad (4.9)$$

geschrieben werden. Dabei bezeichnet  $\Phi = \Phi(\mathbf{r})$  eine skalare Feldfunktion, für die gilt:

$$\Phi \in \{1, \rho_0, \bar{\rho} \bar{\Theta}_\rho\} \quad .$$

Formal wird dann stets dieselbe Poissongleichung gelöst, allein durch die Wahl von  $\Phi$  legt der Benutzer fest, wie weit die Approximationen des Gleichungssystems gehen sollen.

Die elliptische Gleichung vom Poisson-Typ für den dynamischen Stördruck  $\Pi_d$  entsteht, wenn man die allgemeine Anelastizitätsbedingung (4.9) auf die vektorielle Impulsgleichung anwendet und die räumliche mit der zeitlichen Differentiation vertauscht:

$$\nabla \cdot \partial_t (\Phi \mathbf{v}) = \partial_t [\nabla \cdot (\Phi \mathbf{v})] = 0 = \nabla \cdot \left\{ \frac{\Phi}{\bar{\rho}} [\mathbf{v} \nabla \cdot (\bar{\rho} \mathbf{v}) - \nabla \cdot (\bar{\rho} \mathbf{v} \mathbf{v})] \right\} - c_p \nabla \cdot (\Phi \bar{\Theta}_\rho \nabla \Pi_d) + \nabla \cdot \mathbf{Q} \quad ,$$

wobei  $\mathbf{Q}$  die Quellterme der Impulsbilanz bezeichnet. Umstellen liefert schließlich

$$c_p [\Phi \bar{\Theta}_\rho \nabla^2 + \nabla (\Phi \bar{\Theta}_\rho) \cdot \nabla] \Pi_d = \nabla \cdot \left\{ \frac{\Phi}{\bar{\rho}} [\mathbf{v} \nabla \cdot (\bar{\rho} \mathbf{v}) - \nabla \cdot (\bar{\rho} \mathbf{v} \mathbf{v})] \right\} + \nabla \cdot \mathbf{Q} \quad . \quad (4.10)$$

Diese Gleichung erfüllt die Bedingungen für Elliptizität, allerdings mit dem Sonderfall ortsabhängiger Koeffizienten  $\Phi \bar{\Theta}_\rho$ . Für die in dieser Dissertation verwendete Bedingung (4.8) lauten diese also  $\bar{\rho} \bar{\Theta}_\rho^2$ .

### 4.1.5 Impulsgleichung

Die Impulsgleichungen lauten

$$\partial_t \bar{u} + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{u} \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{u})] = -c_p \bar{\Theta}_\rho \partial_x (\bar{\Pi}_d + \bar{\Pi}_a) + f(\bar{v} - \frac{\bar{\Theta}_\rho}{\Theta_{\rho 0}} v_0) - \hat{f} \bar{w} + \frac{A_u}{\bar{\rho}} \quad (4.11)$$

$$\partial_t \bar{v} + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{v} \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{v})] = -c_p \bar{\Theta}_\rho \partial_y (\bar{\Pi}_d + \bar{\Pi}_a) - f(\bar{u} - \frac{\bar{\Theta}_\rho}{\Theta_{\rho 0}} u_0) + \frac{A_v}{\bar{\rho}} \quad (4.12)$$

$$\partial_t \bar{w} + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{w} \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{w})] = -c_p \bar{\Theta}_\rho \partial_z \bar{\Pi}_d + \hat{f}(\bar{u} - \frac{\bar{\Theta}_\rho}{\Theta_{\rho 0}} u_0) + \frac{A_w}{\bar{\rho}} \quad (4.13)$$

und weisen im Vergleich zum bisherigen Stand von KAMM folgende Neuerungen auf:

- die Advektion wurde gemäß der Analyse von Hauf (1980) für tiefe Konvektion in Flußform geschrieben. Nur falls eine Simulation mit der nach wie vor wählbaren Option der flachen Konvektion mit  $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$  durchgeführt werden soll, wäre wieder die Eulerform von  $d_t \mathbf{v}$  zu verwenden,
- die virtuell–potentielle Temperatur  $\Theta_v$  wurde durch ihre Verallgemeinerung  $\Theta_\rho$  auf ein System mit Hydrometeoren ersetzt,
- die Corioliskraft ist mit allen Komponenten enthalten.

An der Transformation des Auftriebsterms aus der dritten Bewegungsgl. (4.13) hin zu den Auftriebsdruckgradienten  $\nabla_h \Pi_a$  in den Gln. (4.11–4.12) nach Das (1979) und Houze (1993) wurde nichts verändert.

Lediglich bei der Diskussion der Einflüsse von Temperatur, Feuchte und Hydrometeorgehalten auf die zeitliche Änderung der Vertikalgeschwindigkeit  $w$  in Kapitel 5 wird aus Gründen der Anschaulichkeit auf eine Form der Gl. (4.13) zurückgegriffen, die den Auftriebsterm explizit enthält, bei der Integration der Modellgleichungen aber nicht zum Einsatz kommt:

$$d_t w \propto -c_p \bar{\Theta}_\rho \partial_z \bar{\Pi}_d + g \frac{\bar{\Theta}_\rho - \Theta_{\rho 0}}{\Theta_{\rho 0}} .$$

### 4.1.6 Wärmeleichung

Neben der Neuformulierung des Transportterms auf der linken Seite von Gl. (4.14) fallen hier vor allem die neu hinzugekommenen Quellterme auf der rechten Seite auf. Die Terme, die die Umwandlungswärmen  $L_\xi$  bei Phasenübergängen enthalten, gehören zum Wolkenmodell und werden unter dem Abschnitt 4.1.11 näher erläutert. Sie beschreiben die zeitliche Änderung der Entropie durch die Bildung ( $Nu_c, Nu_i$ ) bzw. das Gefrieren oder Verdunsten ( $Fr, Ev$ ) von Hydrometeoren:

$$\partial_t \bar{\Theta} + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{\Theta} \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{\Theta})] = \frac{L_{wd} Nu_c + L_{we} Fr + L_{ed} Nu_i - L_{wd} Ev}{\bar{\rho} c_p \bar{\Pi}_0} - \frac{\nabla \cdot \bar{\mathbf{S}}}{\bar{\rho} c_p \bar{\Pi}_0} + \frac{A_\Theta}{\bar{\rho}} . \quad (4.14)$$

Der Term proportional zu  $\nabla \cdot \bar{\mathbf{S}}$  auf der rechten Seite bezeichnet die Strahlungsflußdivergenz, die jedoch nur am Erdboden innerhalb des Boden–Vegetationsmodells berücksichtigt wird. Für die in dieser Arbeit geplanten Simulationen relativ kurzlebiger konvektiver Wolken ist diese Vereinfachung gerechtfertigt, aber für Berechnungen langanhaltender Stratusbewölkung sollte die Divergenz der Strahlungsflüsse hinzugenommen werden, beispielsweise gemäß Stephens (1984) oder Rockel und Raschke (1994).

### 4.1.7 Feuchte- und Hydrometeorgleichungen

Zu der von der bisherigen Form des KAMM–Modells bekannten prognostischen Gleichung für die spezifische Feuchte  $q_d$  treten jetzt noch drei weitere Gleichungen für die Hydrometeorgehalte Wolkenwasser  $q_c$ , Wolkeneis  $q_i$  und Niederschlag  $q_r$  hinzu, die analog zur spezifischen Feuchte  $q_d$  Partialmassen sind:

$$\partial_t \bar{q}_d + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{q}_d \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{q}_d)] = + \frac{1}{\bar{\rho}} [-Nu_c - Nu_i + Ev] + \frac{A_{q_d}}{\bar{\rho}} \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \bar{q}_c + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{q}_c \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \{\bar{\mathbf{v}} + w_c \mathbf{e}_z\} \bar{q}_c)] = & + \frac{1}{\bar{\rho}} [+Nu_c - Fr] - Au - Ak + Br + \\ & + \frac{A_{q_c}}{\bar{\rho}} \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$\partial_t \bar{q}_i + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{q}_i \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \{\bar{\mathbf{v}} + w_i \mathbf{e}_z\} \bar{q}_i)] = + \frac{1}{\bar{\rho}} [+Nu_i + Fr] + \frac{A_{q_i}}{\bar{\rho}} \quad (4.17)$$

$$\partial_t \bar{q}_r + \frac{1}{\bar{\rho}} [-\bar{q}_r \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \{\bar{\mathbf{v}} + w_r \mathbf{e}_z\} \bar{q}_r)] = - \frac{1}{\bar{\rho}} Ev + Au + Ak - Br + \frac{A_{q_r}}{\bar{\rho}} \quad (4.18)$$

Die rechten Seiten dieser Gln. (4.15–4.18) sind nicht Null, sondern enthalten als Quellterme die Phasenumwandlungen  $Nu$ ,  $Fr$ ,  $Ev$  der Hydrometeore und des Wasserdampfs, sowie die Wechselwirkungsprozesse  $Au$ ,  $Ak$  und  $Br$  zwischen den einzelnen Hydrometeoren. Die Auswahl dieser Prozesse lehnt sich an Kessler (1969) an und wird im Abschnitt 4.1.11 besprochen.

Ein weiterer wichtiger Aspekt dieser Gln. (4.16–4.18) ist die Berücksichtigung der Endfallgeschwindigkeiten  $w_\xi$  sämtlicher Hydrometeorarten. Wie z. B. von Doms und Herbert (1985) diskutiert, wird die Sedimentation von Wolkenteilchen (hier  $q_c$  und  $q_i$ ) meist vernachlässigt. In KAMM wird sie aber mitberücksichtigt, und die Ergebnisse werden aufzeigen, daß zumindest für das Wolkeneis eine Vernachlässigung von  $w_i$  nicht gerechtfertigt ist.

### 4.1.8 Austauschterme

Die Austauschterme  $A_\xi$ , die nach wie vor durch einen Gradientensatz beschrieben werden, lauten jeweils

$$A_\xi = -\nabla \cdot [-\bar{\rho} \nu_\xi \nabla \bar{\xi} + \bar{\rho} \overline{\mathbf{v}' \xi'}] = -\nabla \cdot [-(\mu_\xi + \bar{\rho} K_\xi) \nabla \bar{\xi}] \quad .$$

Man erkennt an der Form dieses Austauschterms, daß sowohl die Strömung der subskaligen Turbulenz, als auch die der molekularen Vermischung divergenzfrei angenommen wird. Außerdem wird jetzt in allen prognostischen Gleichungen des KAMM–Modells beim skalaren turbulenten Diffusionskoeffizienten  $K$  die molekulare Viskosität  $\nu$ , bzw.  $\mu$  mitgeführt, so daß der physikalisch sinnvolle Grenzwert  $K \rightarrow 0$  für verschwindende Maschenweiten  $\Delta$  möglich ist.

Einen gewissen Sonderfall bildet der turbulente Austausch beim Niederschlag. Hier wird  $A_{q_r}$  wahlweise wie  $A_v$  behandelt oder aber zu Null gesetzt, weil der schnell fallende Niederschlag auf Raumskalen von der Größenordnung der Maschenweite mesoskaliger numerischer Modelle nur unwesentlich von der subskaligen atmosphärischen Turbulenz betroffen ist. Zudem besteht eine große Unsicherheit bezüglich der Parametrisierung über einen  $K$ -Ansatz in diesem Fall. Testrechnungen zeigten überdies, daß eine Vernachlässigung des subskaligen Austauschs beim Regen die Ergebnisse kaum beeinflußt.

#### 4.1.9 Boden- und Vegetationsmodell

Im Boden- und Vegetationsmodell nach Schädler (1990) und Lenz (1996) waren nur relativ geringe Modifikationen notwendig, so daß die Gleichungen für die Bodenfeuchte und -temperatur ihre bisherige Gestalt (3.18) und (3.19) beibehalten. Zur Klassifizierung unterschiedlicher Böden und Vegetationstypen wurde aber im Gegensatz zum bisherigen Stand von KAMM die Typisierung nach Lenz (1996) implementiert, die in der Tab. 4.1 im Überblick dargestellt ist. Hinzugefügt wurde noch der Bewuchsindex 0 für unbewachsenen Boden, der z. B. im Gebirge größere Gebiete umfassen kann.

Tabelle 4.1: Verwendete Boden- und Vegetationsklassifizierung, modifiziert nach Lenz (1996, S. 91–98). Dort sind auch die zugehörigen weiteren Parameter angegeben.

Index	Bodenart	Bewuchs / Bebauung
0	—	Nackter Boden
1	Lehmiger Sand	Besiedeltes Gebiet
2	Lehm	Gewässer
3	Schluffiger toniger Lehm	Laubwald
4	Toniger Lehm	Nadelwald
5	Ton	Mischwald
6	Torf	Sonderkulturen
7	Sandiger Lehm	Ackerflächen
8	Wasser	Wiesen und Weiden
9	—	Grünland / Brache

Eine substantielle Neuerung gegenüber früheren Versionen des Boden–Vegetationsmodells wird aber im Rahmen dieser Arbeit eingeführt: die Tiefe, bis zu der sich das nichtäquidistante Rechengitter im Boden erstreckt, wird ausgedehnt. Bisher waren hier 7 Schichten im Erdboden und eine maximale Tiefe von ca. 1.25 m fest vorgeschrieben. Schon die ersten Rechnungen mit Niederschlag zeigten aber, daß das Niederschlagswasser eines kräftigen Schauers ohne weiteres innerhalb der typischen Simulationszeiten für eine Wolkenmodellierung bis in diese Tiefe von etwa 1 m vordringen kann. Da als untere Randbedingungen dort aber die Vertikalgradienten von  $T_b$  und  $\eta_w$  verschwinden sollen, darf hier kein nennenswerter Zugewinn an Wasser

erfolgen, um diese Randbedingungen nicht zu verletzen. Es war also notwendig, die Tiefe des Modellgebiets im Boden zu vergrößern, um nicht am Modell selbst grundlegende Veränderungen vornehmen zu müssen. Weil sich die vertikalen Maschenweiten im Erdreich mit zunehmender Tiefe verdoppeln, wurde die feste Vorgabe von 7 Schichten im Erdreich fallengelassen und auf beliebige Schichtanzahlen ausgedehnt. Die Erfahrungen lehrten aber, daß bereits 8 Schichten genügen, um eine Verletzung der unteren Randbedingung für  $\eta_w$  zu umgehen.

Die unterste Gitterfläche liegt dann in ca. 2.5 m Tiefe und ist für den auf den Boden fallenden Niederschlag so gut wie unerreichbar. Die Initialisierung des auf beliebige Gitterpunktzahlen  $Nbz$  ausgedehnten Bodenmodells erfolgt dabei kompatibel zur bisherigen Version: in den obersten 7 Schichten wird die alte Initialisierung angewandt, aufgrund der homogenen Neumann–Randwerte am Unterrand können dann aber tiefenkonstante Profile für die Gitterpunkte  $k = 8 \dots Nbz$  verwendet werden. Im weniger relevanten Fall von  $Nbz < 7$  würde die bisherige Initialisierung auch angewandt, aber nicht bis 1 m Tiefe fortge-

führt. Die physikalisch motivierten Anfangsprofile stünden aber auch in dieser flachen Bodenschicht für eine Simulation zur Verfügung.

Die Berechnung der vom Vegetationsmodell benötigten turbulenten Flußgrößen  $u_*$ ,  $\Theta_*$ ,  $q_*$  und  $L_*$  erfolgt in der überarbeiteten Version des Boden–Vegetationsmodells jetzt auch für Flächen mit Vegetation außerhalb dieses Programmmoduls. Diese Unabhängigkeit fördert die Pflege und Aktualisierbarkeit der beiden beteiligten Untermodule von KAMM (Dotzek und Emeis, 1996). Im Rahmen dieser Arbeiten, zu denen auch gehörte, die Formeln für den Sättigungsdampfdruck und das Sättigungsmischungsverhältnis denen des Wolkenmoduls anzupassen, wurde eine Unstimmigkeit bei der Behandlung des Transpirationsspeichers (Lenz, 1996) aufgrund eines Hinweises von Grabe (1998, pers. Mitteilung) behoben.

Als weitere Neuerung wurde die Variation der Solar konstanten  $S_{\odot}$  mit der Jahreszeit berücksichtigt. In dem Sinne, in dem sie in der Meteorologie verwendet wird, nämlich als von der Sonne her einfallende Strahlungsflußdichte am Oberrand der Atmosphäre, ist  $S_{\odot}$  nämlich durch die Exzentrizität der Erdbahn um die Sonne sehr wohl einer jahreszeitlichen Veränderung unterworfen. Die Schwankungen der Solarstrahlung, die durch die Sonnendynamik verursacht werden, sind da-

gegen vernachlässigbar klein in einer Größenordnung von  $\pm 2 \text{ W m}^{-2}$  (Fröhlich, 1998, pers. Mitteilung). Die astronomische Variation von  $S_{\odot}$  ist aber proportional zum Quadrat des Quotienten der beiden Halbachsen der Erdbahn, d. h. mit den Werten nach Roedel (1992)

$$\Delta S_{\odot} = S_{\odot,0} \left[ \left( \frac{1.52 \times 10^8 \text{ km}}{1.47 \times 10^8 \text{ km}} \right)^2 - 1 \right] \simeq 90 \text{ W m}^{-2} .$$

Die jahreszeitliche Variation der solaren Einstrahlung am Oberrand der Erdatmosphäre ist als Funktion des Julianischen Tages in Abb. 4.1 dargestellt. Die Amplitude ist nicht zu vernachlässigen. Deshalb wurde die entsprechende, von Xue et al. (1995) angegebene Formel mit dem von 0 bis 364 laufenden Julianischen Tag  $d_j$  und  $d_{\odot} = 2\pi d_j/365$

$$S_{\odot} = 1353 \text{ W m}^{-2} [1.00011 + 0.034221 \cos d_{\odot} + 0.00128 \sin d_{\odot} + 0.000719 \cos 2d_{\odot} + 0.000077 \sin 2d_{\odot}]$$

in KAMM an den Stellen eingeflochten, an denen bisher der astronomische Mittelwert  $S_{\odot,0} \simeq 1365.5 \text{ W m}^{-2}$  zur Anwendung kam.

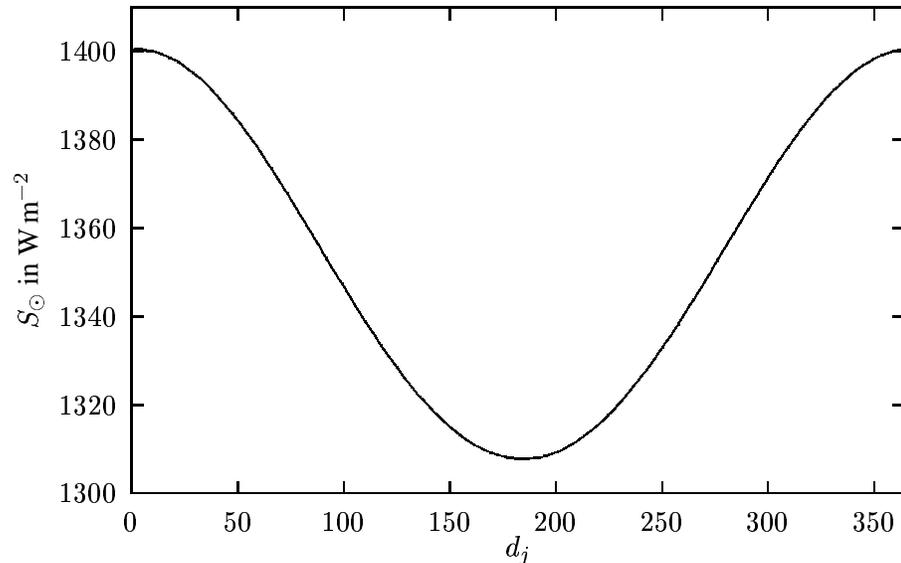


Abbildung 4.1: Jahreszeitliche Variation der Solar„konstanten“  $S_{\odot}$ , definiert als Strahlungsflußdichte am Oberrand der Erdatmosphäre.

### 4.1.10 Grenzschichtparameter

#### Dimensionslose Profildfunktionen

Die dimensionslosen Profildfunktionen  $\Psi$  und die dimensionslosen Funktionen der Profildgradienten  $\phi$ , die beide Funktionen der mit der Monin–Obuchow Länge  $L_*$  skalierten Vertikalkoordinate  $\zeta = z/L_*$  sind, stellen den Kern der Mischungswegtheorie von Monin und Obuchow dar (Goering, 1958). Analytisch stehen die  $\phi$ - und  $\Psi$ -Funktionen dabei ganz allgemein in folgendem Zusammenhang:

$$\phi_m(\zeta) = 1 - \zeta \frac{d\Psi_m(\zeta)}{d\zeta}, \quad \frac{d\Psi_m(\zeta)}{d\zeta} = \frac{1}{\zeta} - \frac{\phi_m(\zeta)}{\zeta}, \quad (4.19)$$

$$\phi_h(\zeta) = \frac{K_m}{K_h} - \zeta \frac{d\Psi_h(\zeta)}{d\zeta}, \quad \frac{d\Psi_h(\zeta)}{d\zeta} = \frac{K_m/K_h}{\zeta} - \frac{\phi_h(\zeta)}{\zeta}. \quad (4.20)$$

Darin bezeichnet  $K_m/K_h = Pr_t$  die turbulente Prandtlzahl im Fall neutraler Schichtung der Atmosphäre. Die Integration der Gln. (4.19) und (4.20) erstreckt sich dabei stets von 0 bis  $\zeta$  in der Vertikalen.

Die bisher im KAMM–Modell benutzten Funktionen für  $\phi$  und  $\Psi$ , die „klassischen“ Businger–Dyer Beziehungen, gelten nur bei einer von Kármán–Konstanten  $\kappa = 0.35$ , während im KAMM–Modell wie heute allgemein üblich stets ein Wert  $\kappa = 0.40$  vorausgesetzt wird. Zudem ist die Relation  $Pr_t = K_m/K_h = 0.74$  nicht unumstritten. Daher sollten die Profildfunktionen für die Anwendung im KAMM–Modell in eine Form gebracht werden, die für  $\kappa = 0.40$  und  $K_m/K_h = 1$  gültig ist. Dies ist dank der Arbeiten von Höglström (1988, 1996) möglich geworden<sup>2</sup>. Auch der schwierige Fall stark stabiler Schichtung kann mit einem nichtlinearen Profilanatz befriedigend beschrieben werden (Holtslag, 1984; van Ulden und Holtslag, 1985; Dotzek und Emeis, 1996). Als Ergebnis der Überlegungen ergibt sich folgender Satz dimensionsloser  $\phi$ - und  $\Psi$ -Funktionen:

a) stabil: ( $\zeta > 0$ )

$$\begin{aligned} \phi_m &= 1 + 6.0\zeta e^{-0.44\zeta} \\ \Psi_m &= -13.64(1 - e^{-0.44\zeta}) \\ \Psi_m|_{z_0}^z &= \Psi_m(\zeta) - \Psi_m(\zeta_0) = -13.64(e^{-0.44\zeta} - e^{-0.44\zeta_0}) \\ \phi_h &= 1 + 7.8\zeta e^{-0.44\zeta} \\ \Psi_h &= -17.73(1 - e^{-0.44\zeta}) \\ \Psi_h|_{z_0}^z &= \Psi_h(\zeta) - \Psi_h(\zeta_0) = -17.73(e^{-0.44\zeta} - e^{-0.44\zeta_0}) \end{aligned}$$

b) labil: ( $\zeta < 0$ )

$$\begin{aligned} \phi_m &= (1 - 19.3\zeta)^{-1/4} \\ \Psi_m &= 2 \ln \frac{1+x}{2} + \ln \frac{1+x^2}{2} - 2 \arctan x + \frac{\pi}{2}, \quad x = \frac{1}{\phi_m(\zeta)} \\ \Psi_m|_{z_0}^z &= \Psi_m(\zeta) - \Psi_m(\zeta_0) = 2 \ln \frac{1+x}{1+x_0} + \ln \frac{1+x^2}{1+x_0^2} - 2 \arctan x + 2 \arctan x_0 \end{aligned}$$

<sup>2</sup>Jedoch führt der Autor darin an, daß auch  $Pr_t = 0.95$  angebbar wäre und liefert die zugehörigen Ausdrücke für die Profildfunktionen. Zudem lassen neueste theoretische Erkenntnisse (Bergmann, 1998, und darin enthaltene Referenzen) aufgrund einer asymptotischen Betrachtung für unendlich große Reynoldszahlen eher einen Wert  $\kappa = 1/e \simeq 0.37$  plausibel erscheinen.

$$\begin{aligned}\phi_h &= (1 - 12.0\zeta)^{-1/2} \\ \Psi_h &= 2 \ln \frac{1+x}{2} \quad , \quad x = \frac{1}{\phi_h(\zeta)} \\ \Psi_h|_{z_{0\Theta}}^z &= \Psi_h(\zeta) - \Psi_h(\zeta_{0\Theta}) = 2 \ln \frac{1+x}{1+x_{0\Theta}} .\end{aligned}$$

Die Integration der  $\phi$ -Funktionen im Fall labiler Schichtung wurde von Paulson (1970), Nickerson und Smiley (1975) sowie Byun (1990) beschrieben, man kann sie aber auch leicht selbst ausführen mit Hilfe einer Integration der Partialbruchzerlegung von (4.19) und (4.20). Auf mögliche numerische Konvergenzprobleme im Fall nahezu neutraler Schichtung geht Benoit (1977) ein.

### Berechnung der Grenzschichtskalen

Um die Flußgrößen  $u_*$ ,  $w_*$ ,  $\Theta_*$ ,  $q_*$  und  $L_*$  zu bestimmen, muß mit möglichst hoher Genauigkeit der Stabilitätsparameter  $\zeta = z/L_*$ , bzw. bei von Null verschiedener Verdrängungshöhe  $d$  genauer  $\zeta = (z - d)/L_*$ , bestimmt werden. Er legt die thermische Stabilität in der Prandtlschicht fest und ist die Variable der dimensionslosen Stabilitätsfunktionen  $\Psi_m$  und  $\Psi_h$  der Monin–Obuchow Theorie. In Abhängigkeit vom vertikalen Verlauf der potentiellen Temperatur  $\Theta$  und der spezifischen Feuchte  $q_d$  ändert  $\zeta$  Betrag und Vorzeichen durch eine entsprechende Änderung der Monin–Obuchow Länge  $L_*$ . Positive Werte von  $L_*$  oder  $\zeta$  entsprechen stabiler, negative labiler Schichtung. Mit wachsendem Betrag von  $L_*$  strebt  $\zeta$  von beiden Seiten gegen den Wert Null, der der thermisch neutralen Schichtung entspricht. Die Länge  $L_*$  ist definiert als

$$L_* = \frac{u_*^2 \Theta_\rho}{\kappa g \Theta_{\rho*}} \approx \frac{u_*^2 \Theta_\rho}{\kappa g \Theta_{v*}} . \quad (4.21)$$

Dies ist bei Beschränkung auf die virtuell–potentielle Form im Nenner äquivalent zu

$$L_* = \frac{u_*^3 \Theta_\rho}{\kappa g \frac{H_0}{\rho c_p} \left[ 1 + \left( \frac{R_d}{R_l} - 1 \right) q_d + \left( \frac{R_d}{R_l} - 1 \right) \Theta \frac{c_p}{L_{wd}} \frac{V_0}{H_0} \right]}$$

mit  $H_0$ ,  $V_0$  als Strömen fühlbarer und latenter Wärme am Boden. Dabei sind

$$H_0 = \rho c_p \overline{w'T'} = \rho c_p u_* \Theta_* \quad , \quad V_0 = \rho L_{wd} \overline{w'q'_d} = \rho L_{wd} u_* q_*$$

und  $V_0/H_0$  das inverse Bowen–Verhältnis. Kürzen führt auf

$$L_* = \frac{u_*^2 \Theta_\rho}{\kappa g \Theta_* \left[ 1 + \left( \frac{R_d}{R_l} - 1 \right) q_d \right] + \kappa g q_* \left( \frac{R_d}{R_l} - 1 \right) \Theta} = \frac{u_*^2 \Theta_\rho}{\kappa g [\Theta_* (1 + a) + q_* b]} . \quad (4.22)$$

Die weitere Berechnung von  $\zeta = z/L_*$ ,  $u_*$  etc. verläuft analog zu dem von Dotzek und Emeis (1996) dargestellten Rechenweg für den Fall ohne Feuchteeinfluß:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa(z-d)} \phi_m \quad \rightarrow \quad u_* = \frac{\kappa [u(z) - u(z_0 + d)]}{\ln \frac{z-d}{z_0} - \Psi_m|_{z_0}^{z-d}} \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\Theta_*}{\kappa(z-d)} \phi_h \quad \rightarrow \quad \Theta_* = \frac{\kappa [\Theta(z) - \Theta(z_{0\Theta} + d)]}{\frac{K_m}{K_h} \ln \frac{z-d}{z_{0\Theta}} - \Psi_h|_{z_{0\Theta}}^{z-d}} \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial q_d}{\partial z} = \frac{q_*}{\kappa(z-d)} \phi_q \quad \rightarrow \quad q_* = \frac{\kappa [q_d(z) - q_d(z_{0q} + d)]}{\frac{K_m}{K_q} \ln \frac{z-d}{z_{0q}} - \Psi_q|_{z_{0q}}^{z-d}} . \quad (4.25)$$

Dabei bezeichnen die Größen  $z_0$ ,  $z_{0\Theta}$  und  $z_{0q}$  die Rauigkeitslängen der Profile von  $v$ ,  $\Theta$  und  $q_d$ . Die Variable  $d$  ist die Verdrängungshöhe,  $K_m/K_h$  und  $K_m/K_q$  sind turbulente Prandtlzahlen in den Gleichungen für  $\Theta_*$  und  $q_*$ . Das Integrationsgebiet der Profile erstreckt sich in der Vertikalen von  $z_0$ ,  $z_{0\Theta}$  bis zur Höhe  $z$ .

Für die Werte im Niveau  $z_0 + d$  gilt für die Nomenklatur aus Lenz (1996)

$$u(z_0 + d) = u_{af} \approx u_* C_{veg} \quad , \quad \Theta(z_{0\Theta} + d) = \Theta_{af} \quad , \quad q_d(z_{0q} + d) = q_{af} \quad ,$$

so daß mit der Umformung

$$u_* = \frac{\kappa u(z)}{\ln \frac{z-d}{z_0} - \Psi_m|_{z_0}^{z-d} + \kappa C_{veg}} \quad (4.26)$$

nach  $\zeta$  aufgelöst werden kann:

$$\zeta = \frac{z-d}{L_*} = Ri_{b,1} \frac{\left( \ln \frac{z-d}{z_0} - \Psi_m|_{z_0}^{z-d} + \kappa C_{veg} \right)^2}{\frac{K_m}{K_h} \ln \frac{z-d}{z_{0\Theta}} - \Psi_h|_{z_{0\Theta}}^{z-d}} + Ri_{b,2} \frac{\left( \ln \frac{z-d}{z_0} - \Psi_m|_{z_0}^{z-d} + \kappa C_{veg} \right)^2}{\frac{K_m}{K_q} \ln \frac{z-d}{z_{0q}} - \Psi_q|_{z_{0q}}^{z-d}} \quad . \quad (4.27)$$

Die Richardsonzahlen  $Ri_{b,1}$  und  $Ri_{b,2}$  stellen die diskrete Form von Gradient–Richardsonzahlen dar und lauten

$$Ri_{b,1} = \frac{g(z-d)(\Theta(z) - \Theta_{af})}{u^2(z)\Theta_\rho(z)} (1+a) \quad , \quad Ri_{b,2} = \frac{g(z-d)(q_d(z) - q_{af})}{u^2(z)\Theta_\rho(z)} b \quad . \quad (4.28)$$

Eine wertvolle Vereinfachung erhält man für

$$\frac{K_m}{K_q} \equiv \frac{K_m}{K_h} \quad , \quad z_{0q} \equiv z_{0\Theta} \quad , \quad \Psi_q \equiv \Psi_h \quad .$$

Dann ergibt sich nämlich

$$\zeta = \frac{z-d}{L_*} = [Ri_{b,1} + Ri_{b,2}] \frac{\left( \ln \frac{z-d}{z_0} - \Psi_m|_{z_0}^{z-d} + \kappa C_{veg} \right)^2}{\frac{K_m}{K_h} \ln \frac{z-d}{z_{0\Theta}} - \Psi_h|_{z_{0\Theta}}^{z-d}} \quad (4.29)$$

und kann gemäß  $L_* = (z-d)/\zeta$  zur Berechnung der Monin–Obuchow Länge herangezogen werden. Mit den Beziehungen für die Profildfunktionen und den Gln. (4.23–4.25) liegen dann auch die Werte der Profilparameter  $u_*$ ,  $\Theta_*$  und  $q_*$  vor.

### Der konvektive Fall

Bei der Berechnung konvektiver Vorgänge in der Atmosphäre ist neben der Berücksichtigung der spezifischen Feuchte  $q_d$  bei der Ermittlung der Monin–Obuchow Länge vor allem ein Problem zu lösen: die Spezifikation des vertikalen Impulsflusses auch dann, wenn der mittlere Horizontalwind  $\bar{v}_h$  nahezu verschwindet und stattdessen durch zufällig wechselnde Windböen ersetzt wird, die von der Konvektion direkt angetrieben werden. Starke bodennahe Vertikalwinde ziehen aufgrund der Massenerhaltung diese scheinbar zufälligen horizontalen Ausgleichsbewegungen nach sich, die sich im raum–zeitlichen Mittel aber nahezu aufheben. Dennoch bewirken sie den größten Teil des vertikalen Impulsaustauschs. Die räumliche Struktur dieser Grenzschichtphänomene (Kropfli, 1979) wurde bereits anhand eines Laborsystems mithilfe der direkten numerischen Simulation studiert und von Dotzek (1993) ausführlich dokumentiert.

Für den Fall der atmosphärischen Grenzschicht löst man das Problem durch Einführung einer konvektiven Böengeschwindigkeit  $u_g$  (Sui et al., 1997)

$$u_g \approx 1.25 w_* \quad ,$$

die als zusätzliche Komponente zum Horizontalwind in der Grenzschicht addiert wird und begegnet damit der rapiden Abnahme des mittleren Windes bei starker Konvektion, denn gerade in diesem Fall wird die konvektive Geschwindigkeitsskala  $w_*$  sehr groß. Auch Redelsperger (1996, pers. Mitteilung) verwendet im Zusammenhang mit Simulationen zum TOGA–COARE Programm<sup>3</sup> eine analoge Beziehung, allerdings mit einer ca. um einen Faktor 2 kleineren Proportionalitäts–Konstante.

Um die Geschwindigkeitsskala  $w_*$  der Konvektion

$$w_* = \sqrt[3]{-\frac{z_i}{\kappa L_*} u_*} = \sqrt[3]{-\frac{gz_i}{\Theta_\rho} u_* \Theta_{v*}} \quad (4.30)$$

berechnen zu können, benötigt man neben den bereits vorliegenden Größen  $u_*$  und  $L_*$  noch die Grenzschichthöhe  $z_i$ . Diese wird ähnlich wie in früheren Versionen des KAMM–Modells mittels eines hybriden diagnostisch–prognostischen Verfahrens bestimmt (Lenz, 1996).

#### 4.1.11 Wolkenmodell

Das Wolkenmodell vom Kessler–Typ dient der Berechnung der bisher noch nicht spezifizierten Terme in der Wärmegl. (4.14), der Feuchtegl. (4.15) und den Hydrometeorgl. (4.16–4.18). Die entsprechenden Teile der Gleichungen sind

$$\begin{aligned} d_t \bar{\Theta} &= \frac{1}{\bar{\rho} c_p \Pi_0} [\underbrace{L_{wd} Nu_c}_1 + \underbrace{L_{ed} Nu_i}_3 - \underbrace{L_{wd} Ev}_2 + \underbrace{L_{we} Fr}_3] \\ d_t \bar{q}_d &= + \frac{1}{\bar{\rho}} [- \underbrace{Nu_c}_1 - \underbrace{Nu_i}_3 + \underbrace{Ev}_2] \\ \partial_t \bar{q}_c + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \cdot (\bar{\rho} [\bar{\mathbf{v}} + \underbrace{w_c \mathbf{e}_z}_1] \bar{q}_c) &= + \frac{1}{\bar{\rho}} [+ \underbrace{Nu_c}_1 - \underbrace{Fr}_3] \underbrace{- Au - Ak + Br}_2 \\ \partial_t \bar{q}_r + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \cdot (\bar{\rho} [\bar{\mathbf{v}} + \underbrace{w_r \mathbf{e}_z}_{2,3}] \bar{q}_r) &= - \frac{1}{\bar{\rho}} \underbrace{Ev + Au + Ak - Br}_2 \\ \partial_t \bar{q}_i + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \cdot (\bar{\rho} [\bar{\mathbf{v}} + \underbrace{w_i \mathbf{e}_z}_3] \bar{q}_i) &= + \frac{1}{\bar{\rho}} [+ \underbrace{Nu_i}_3 + \underbrace{Fr}_3] \quad . \end{aligned}$$

Dabei kann das Wolkenmodell vom Anwender in vier unterschiedlichen Modi betrieben werden:

**1** Die Basisversion, die sich bereits im neu entwickelten kompressiblen Modell KAMM2 (Förstner, 1998) bewährt hat, ist ein Modell zur Beschreibung nichtregnender warmer Wolken. Dafür werden

<sup>3</sup>Tropical Ocean–Global Atmosphere — Coupled Ocean–Atmosphere Response Experiment.

alle in den obigen Gleichungen mit 1 unterklammerten Terme berücksichtigt. Niederschlagsprozesse werden zwar ausgeschlossen, aber die Bildung und Verteilung orogener Schönwetterwolken kann bereits komplett erfaßt werden.

- 2 Zusätzlich zur Basisversion werden die mit einer 2 gekennzeichneten Terme hinzugefügt. Man erhält das typische Wolkenmodell konvektiver, eisfreier Wolken nach dem Vorschlag von Kessler (1969). Die Wolken können hier nicht vereisen, und auch der Niederschlag besteht aus flüssigen Regentropfen. Dies entspricht den Simulationen von Klemp und Wilhelmson (1978).
- 3 Zusätzlich zur Basisversion 1 werden die nur mit einer 3 markierten Eisphasenterme  $Nu_i$  und  $Fr$  mitberechnet. Dabei sind zwar Niederschläge nicht möglich, die Wolken können aber jetzt vereisen. Dies ist für flache Konvektion unter winterlichen Bedingungen von Bedeutung, aber auch für hochreichende, nichtregnende Cu cong (Carpenter und Droegemeier, 1998a,b,c).
- 4 Zusätzlich zur schon beschriebenen Version 2 werden jetzt auch alle mit 3 markierten Terme der Eisphase berücksichtigt. Dies betrifft die gemeinsame Bildung von Wolkentröpfchen und Eiskristallen (Mischnukleation), das Gefrieren allen Wolkenwassers für  $T < T_f \simeq -40$  °C und eine dem Schnee/Mischniederschlag entsprechende Reduktion der Fallgeschwindigkeit des Niederschlags oberhalb der 0 °C–Grenze. Diese Konfiguration stellt zudem den aktuellen Stand für das kompressible Modell KAMM2 dar.

Die noch ausstehenden Terme der Gln. (4.14–4.18) werden nachfolgend in der Reihenfolge Wolkenprozesse, Niederschlagsprozesse, Sedimentation besprochen, danach die im Wolkenmodell und an mehreren anderen Stellen des Modells auftauchenden Beziehungen für die Sättigungsdampfdrücke über Eis und Wasser nach Tetens (1930), Murray (1967) und Bolton (1980).

## Wolkenprozesse

Unter den Wolkenprozessen werden alle jene Prozesse innerhalb der Wolke geführt, bei denen nicht unmittelbar eine zeitliche Tendenz der Niederschlagsvariablen  $q_r$  hervorgerufen wird. Sie betreffen bei der jetzigen Version des Wolkenmodells die Umwandlungen zwischen Wolkenwasser und Wolkeneis durch Gefrieren/Schmelzen sowie die Neubildung oder Nukleation der Wolkenteilchen aus der Dampfphase.

*Gefrieren und Schmelzen:  $Fr$ :*

Mit diesem Prozeß wird zusammen mit der nachfolgenden Sättigungsadjustierung für Mischwolken ein bei hochreichenden konvektiven Wolken wichtiger Vorgang modelliert — das nahezu komplette Vereisen der Wolke, nachdem der Schauer / das Gewitter niedergegangen sind und die Wolke anfängt, sich aufgrund fehlenden Nachschubs feucht-warmer Luft aufzulösen.

Oberhalb des Tripelpunkts, d. h.  $T > T_3$  schmelzen dabei alle Wolkeneiskristalle instantan, unterhalb von  $T_f \simeq -40$  °C gefriert spontan alles noch vorhandene (unterkühlte) Wolkenwasser. Im Bereich zwischen diesen beiden Extremen wird der Vereisungsprozeß von der Sättigungsadjustierung bewerkstelligt. So bleibt demnach nur für  $Fr$  mit dem Zeitschritt des Wolkenmodells  $\Delta t_c$ :

$$\partial_t q_c = -\frac{q_c}{\Delta t_c} \quad , \quad \partial_t q_i = +\frac{q_c}{\Delta t_c} \quad \text{für } T \lesssim -40 \text{ °C} \quad (4.31)$$

$$\partial_t q_c = +\frac{q_i}{\Delta t_c} \quad , \quad \partial_t q_i = -\frac{q_i}{\Delta t_c} \quad \text{für } T > 0 \text{ °C} \quad . \quad (4.32)$$

Wasserwolken–Nukleation:  $Nu_c$ :

Die Nukleation von Wolkenröpfchen wird in Parametrisierungen der Wolkenmikrophysik nach dem Vorbild des Kessler–Schemas normalerweise durch eine Sättigungsadjustierung bestimmt. Diese sorgt dafür, daß jegliche Wasserdampf–Übersättigung instantan soweit abgebaut wird, daß genau  $RH = 100 \%$  relative Luftfeuchte erhalten bleiben. Man macht dabei folgende vereinfachende Annahmen:

- die Kondensation tritt sofort bei  $RH = 100 \%$  ein, obwohl in der Atmosphäre auch leichte Übersättigungen von einigen Prozent beobachtet werden, bevor sich Wolken bilden (Doms und Herbert, 1985; Emanuel, 1994; Pruppacher und Klett, 1997),
- die Phasenumwandlung wird als vollkommen reversibel angenommen, d. h. auch bei beliebig oft wiederholtem Bilden und Auflösen der Wolken entsteht und vergeht immer dieselbe Menge Wolkenwasser  $q_c$ .

Die Schwierigkeit bei diesem Verfahren liegt darin, daß bei der Kondensation der Tropfen Wärme frei wird, die die relative Feuchte wieder in den Bereich der Untersättigung zurückführen kann, so daß in einem zweiten Schritt etwas Flüssigwasser verdunstet werden müßte, was aber die Luft wieder abkühlt und die relative Feuchte wieder über  $100 \%$  treiben könnte, usf.. Dieser durch die Wärme des Phasenübergangs bedingte iterative Prozeß müßte nach Erreichen der gewünschten Genauigkeit bei der Berechnung des Sättigungsgleichgewichts abgebrochen werden.

Da aber in der Wolke auch kleinste Abweichungen von der Sättigung vorgefunden werden, ist es ökonomischer, statt der Iteration die z. B. bei Doms und Herbert (1985) oder Xue et al. (1995) dargestellte Näherungslösung zu verwenden, die das Sättigungsgleichgewicht in einem einzigen direkten Schritt ermittelt. Eine Überprüfung innerhalb des fertiggestellten Wolkenmodells ergab, daß die Sättigung damit in der Tat sehr gut angenähert wird. Die relative Feuchte liegt zumindest im Intervall

$$99.85 \% \leq RH \leq 100.15 \%$$

und rechtfertigt somit die Anwendung des im folgenden dargestellten Approximationsverfahrens, das sogar für hochreichende, nichtregnende Cu cong–Bewölkung mit Gewinn angewandt wird (Carpenter und Droegemeier, 1998a,b,c).

Die Sättigungsadjustierung stellt immer den letzten Schritt im Wolkenmodell dar, alle anderen Prozesse werden vorher berücksichtigt. Ausgehend von Druck  $p$  und Temperatur  $T$  im Wolkenraum sowie den Sättigungsdampfdruckkurven  $e_{ws}(T)$  für Wasser und  $e_{is}(T)$  für Eis nach Tetens (1930) in den Gln. (4.57)<sup>4</sup> mit ihren Koeffizienten wird zunächst die Sättigungsfeuchte  $q_{ds}$  bestimmt:

$$q_{ds} = \frac{R_L}{R_D} \frac{e_{ws}}{p + \left( \frac{R_L}{R_D} - 1 \right) e_{ws}} \quad , \quad (4.33)$$

bevor die eigentlichen Terme zur Ermittlung der Menge  $\Delta q_d$  des Phasenübergangs bestimmt werden (Doms und Herbert, 1985):

$$\begin{aligned} a &= A_w (T_3 - B_w) \Pi_0 (T - B_w)^{-2} \\ b &= a q_{ds} L_{wd}(T) (c_p \Pi_0)^{-1} \quad . \end{aligned}$$

<sup>4</sup>Andere Formulierungen der Sättigungsdampfdrücke, z. B. die aus der Integration der Clausius–Clapeyron Gleichung folgende Magnusformel, führen zu Modifikationen der Terme des Adjustierungsverfahrens (vgl. Doms und Herbert, 1985).

Damit folgt dann in zwei Schritten  $\Delta q_d$ :

$$\begin{aligned}\Delta q_d^* &= -(q_d - q_{ds}) (1 + b)^{-1} \\ \Delta q_d &= \min(\Delta q_d^*, q_c) \quad ,\end{aligned}$$

wobei die zweite Beziehung dafür sorgt, daß im Fall einer Untersättigung nicht mehr als das vorhandene Wolkenwasser verdunsten kann.

Die aktualisierten Werte von  $q_d$ ,  $q_c$  und  $\Theta$  ergeben sich damit als

$$\Theta_{\text{adj}} = \Theta - L_{wd}(T)(c_p \Pi_0)^{-1} \Delta q_d \quad (4.34)$$

$$q_{d,\text{adj}} = q_d + \Delta q_d \quad (4.35)$$

$$q_{c,\text{adj}} = q_c - \Delta q_d \quad . \quad (4.36)$$

Diese Adjustierung deckt folgende Fälle realistisch ab:

- Im Fall von Übersättigung entsteht soviel Wolkenwasser, bis wieder genau das Sättigungsgleichgewicht herrscht.
- Im Fall von Untersättigung verdunstet soviel Wolkenwasser, bis entweder Sättigungsgleichgewicht herrscht oder das Wolkenwasser verbraucht ist, d. h. die Wolke sich auflöst.
- Die Sättigungsadjustierung allein dient als einfachstes Wolkenmodell für nichtregnende Wolken (Houze, 1993). In dieser Form wurde sie schon frühzeitig für das neue KAMM2-Modell bereitgestellt.

Für die Beschreibung von Mischwolken reicht dieses Verfahren jedoch nicht aus, weil ansonsten nur durch den Term  $Fr$  unterhalb von  $T_f$  Wolkeneis gebildet würde. Im Temperaturbereich zwischen  $T_f \simeq -40$  °C und dem Tripelpunkt  $T_3 \simeq 0.01$  °C träte dann keine Vereisung der Wolken nach Durchlaufen ihres Reifestadiums auf. Daher wurde die vorgestellte Sättigungsadjustierung für Wasserwolken im Rahmen dieser Arbeit auf Mischwolken verallgemeinert.

*Mischwolken-Nukleation:  $Nu_c$ ,  $Nu_i$ :*

Die gemeinsame Nukleation von Wolkentröpfchen und Wolkeneiskristallen ist physikalisch komplex und wurde mithilfe eines Adjustierungsverfahrens bisher nur von Tao et al. (1989) angegangen. Deren Verfahren hat jedoch zwei Nachteile:

1. Bei der Erstbildung einer Mischwolke können zunächst nur Tröpfchen entstehen, nicht Kristalle und Tropfen gemeinsam.
2. Weil ein massengewichtetes mittleres Sättigungsmischungsverhältnis postuliert wird, kann nach der „Adjustierung“ noch eine Übersättigung bezüglich Eis im Wolkenraum bestehen bleiben.

Deshalb wurde für die vorliegende Dissertation ein Algorithmus wickelt, der diese Probleme vermeidet und physikalisch plausibel abläuft.

Die Schwierigkeit bei der theoretischen Beschreibung der Nukleation in Mischwolken rührt von der Tatsache her, daß die Sättigungsdampfdrücke über Eis und Wasser unterschiedlich sind; ihre größte Differenz liegt bei ca.  $-12$  °C. Weil bis zu Temperaturen unterhalb  $T_f \simeq -40$  °C noch nennenswerte Mengen

unterkühlter Tropfen in der Wolke vorhanden sein können, befindet sich jede Mischwolke im Intervall  $T_f \lesssim T < T_3$  in einem thermodynamischen Nichtgleichgewichtszustand. In diesem Intervall verbietet sich also genaugenommen die Anwendung einer Sättigungsadjustierung, denn diese setzt ja die Existenz eines Gleichgewichtszustands aus Wolken–Hydrometeoren und Wasserdampf voraus. Eindeutig ist das System nur für  $T \leq T_f$ , wo nur Eiskristalle und  $T \geq T_3$ , wo nur Wassertropfen gebildet werden. Diese beiden Fälle werden durch den schon vorgestellten Algorithmus beschrieben; für  $T < T_f$  sind lediglich die Werte der Funktion  $e_{is}$  statt  $e_{ws}$  zu verwenden und die Schmelzwärme  $L_{iw}$  mit zu berücksichtigen. Für  $T \geq T_3$  ergibt sich die schon beschriebene Wasserwolken–Nukleation.

Der Rest dieses Abschnitts widmet sich daher der Physik des Falles  $T_f < T < T_3$  und dem Ansatz, ihn trotz des Nichtgleichgewichts der Phasen durch eine Sättigungsadjustierung zu beschreiben. Der diesem Verfahren zugrunde liegende physikalische Sachverhalt, der auch die Erklärung des in der Meteorologie unter dem Begriff Wegener–Bergeron–Findeisen Prozeß bekannten Phänomens der fortschreitenden Vereisung unterkühlter Wolken darstellt, ist in Abb. 4.2 prinzipiell illustriert. Dort sind in einem schematischen  $T, e$ –Diagramm die Sättigungsdampfdrücke  $e_{ws}$  und  $e_{is}$  aufgetragen, ihr Schnittpunkt hat die Koordinaten  $(T_3, E_0)$ . Die Zustände a–d symbolisieren hier mögliche Realisierungen des thermodynamischen Systems „Wolke“ unterhalb der 0 °C–Grenze. Zur Erklärung des Wegener–Bergeron–Findeisen

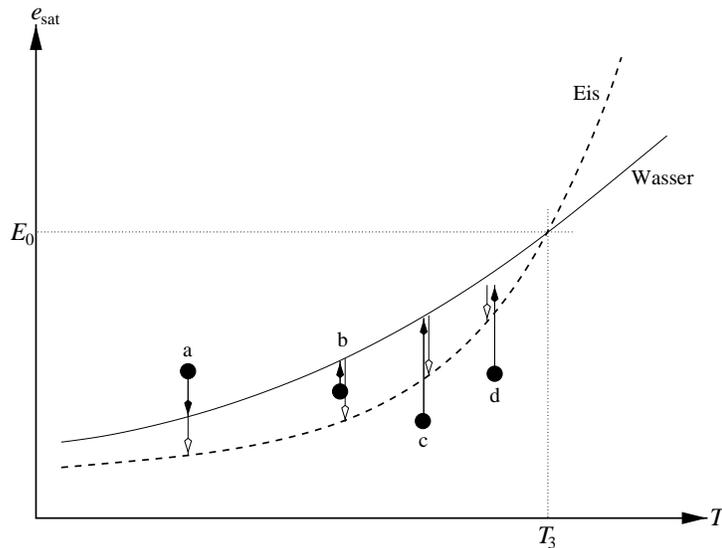


Abbildung 4.2: Schema der Alternativen der Nukleation in Mischwolken anhand der Dampfdruckkurven  $e_{\text{sat}}(T)$  von Eis und Wasser, die sich im Tripelpunkt  $T_3$  schneiden.

Prozesses dienen am besten die Zustände a und b. Dort ist die Luft entweder bezüglich Wasser über- oder unterschättigt, bezüglich Eis aber in beiden Fällen übersättigt. Solange keine Eisteilchen vorhanden sind, gilt auch für die unterkühlten Wassertropfchen die Sättigungsadjustierung für Wasserwolken, und nur  $e_{ws}$  ist von Bedeutung. Sobald aber Eisteilchen z. B. durch das schon beschriebene spontane Gefrieren bei  $T < T_f$  entstanden sind, kommt der erniedrigte Sättigungsdampfdruck über Eis zum Tragen. Im Zustand a würde nun auch Eis gebildet, im Zustand b würde zunächst Wolkenwasser verdunsten, um Wassersättigung zu erreichen, gleichzeitig liegt aber Eisübersättigung vor, die zum Wachstum von Eiskristallen führt. Solange noch Eis und Flüssigwasser vorhanden sind, besteht also ein stetiger Wasserdampffluß von den unterkühlten Wolkentröpfchen zu den Eisteilchen, die deshalb in bezug auf ihre Größe sehr schnell anwachsen (Pruppacher und Klett, 1997). Durch diesen Wegener–Bergeron–Findeisen- und den Eissplitter Prozeß (*ice splintering*), bei dem zusätzlich die Anzahl kleiner Eiskristalle erhöht wird, ist es konzeptionell zu erklären, wie hochreichende Cu–Wolken binnen ca. 10 min fast vollkommen vereisen können, sobald sich in der reifen Wolke erst einmal eine Anfangspopulation von Eiskristallen gebildet hat. Näheres hierzu findet man z. B. in den Arbeiten von Cotton und Anthes (1989), Houze (1993), Emanuel (1994) sowie Pruppacher und Klett (1997).

Die Aufgabe der Sättigungsadjustierung für Mischwolken ist es, diesen Prozeß zu beschreiben und die Nachteile der Adjustierung nach Tao et al. (1989) zu umgehen, insbesondere die möglichen Eis–Übersättigungen zum Ende des Verfahrens. Zu diesem Zweck wurde ein neuer Algorithmus als ein Zweischrittverfahren entwickelt, für dessen Erläuterung wiederum Abb. 4.2 dient.

Das neue Verfahren teilt sich in folgende Abschnitte auf:

1. Falls  $T > T_f \simeq -40 \text{ }^\circ\text{C}$  gilt, wird eine Adjustierung bezüglich Wasser durchgeführt, so wie bereits beschrieben und in Abb. 4.2 durch die ausgefüllten Pfeile dargestellt. Am Ende dieses Teilschritts werden  $q_d$ ,  $q_c$  und  $\Theta$  gemäß der Beziehungen (4.34–4.36) und die absolute Temperatur mittels  $T = \Theta \Pi_0$  aktualisiert.
2. Falls  $T < T_3$  gilt, schließt sich der zweite Schritt an, nämlich die Sättigungsadjustierung bezüglich Eis. Liegt in dieser Situation Eisuntersättigung vor<sup>5</sup>, dann sublimiert das vorhandene Wolkeneis, bis Eissättigung erreicht oder die Eiswolke verschwunden ist. Liegt aber Wassersättigung (Fälle a–c) vor bzw. zumindest eine Eisübersättigung (Fall d), dann werden bei der Adjustierung bezüglich Eis entlang der offenen Pfeile in Abhängigkeit von der absoluten Temperatur  $T$  Wasser und Eis gemeinsam gebildet.

Abhängig vom Wasserdampfüberschuß im zweiten Schritt erfolgt die Aufteilung bezüglich der Menge des gebildeten Eises bzw. Wassers analog zum Verfahren nach Tao et al. (1989) durch eine bilineare Wichtung mit der Temperatur im Intervall  $T_f \leq T \leq T_3$ . Liegt die Menge  $\Delta q_d$  als Übersättigung vor, und bezeichnet

$$\alpha = \frac{T - T_f}{T_3 - T_f}$$

das temperaturabhängige Wichtungsverhältnis Wasser/Eis, dann gilt

$$\begin{aligned} q_{d,\text{adj}} &= q_d - \Delta q_d \\ q_{c,\text{adj}} &= q_c + \alpha \Delta q_d = q_c + \Delta q_c \\ q_{i,\text{adj}} &= q_i + (1 - \alpha) \Delta q_d = q_i + \Delta q_i \quad . \end{aligned}$$

Konsistent dazu wird auch zwischen Verdunstungs- und Sublimationswärme, d. h.  $L_{wd}(T)$  und  $L_{id}(T)$  gewichtet, so daß gilt:

$$\begin{aligned} L_{\alpha d} &= L_{wd}(T) \alpha + L_{id}(T) (1 - \alpha) \quad , \\ \Theta_{\text{adj}} &= \Theta + (c_p \Pi_0)^{-1} L_{\alpha d} \Delta q_d \\ &= \Theta + (c_p \Pi_0)^{-1} [L_{wd} \Delta q_c + L_{id} \Delta q_i] \quad . \end{aligned}$$

Damit ist eine mit abnehmender Temperatur anwachsende Bevorzugung der Eisnukleation  $Nu_i$  gegenüber  $Nu_c$  gesichert, was auch von Tao et al. (1989) als wichtige Eigenschaft hervorgehoben wird. Zudem bleiben keine Rest-Übersättigungen, und auch bei einer spontanen Wolkenbildung oberhalb der  $0 \text{ }^\circ\text{C}$ -Grenze werden sofort simultan Tröpfchen und Kristalle gebildet.

## Niederschlagsprozesse

Unter den Niederschlagsprozessen werden jene Vorgänge zusammengefaßt, die direkten Einfluß auf den Regenwassergehalt der Wolke haben. Dazu gehören die Autokonversion, also die Bildung von Regentropfen aus Wolkentröpfchen durch Zusammenfließen und die Akkreszenz, d. h. die Anlagerung kleiner Wolkentröpfchen an schon vorhandene Regentropfen. Autokonversion und Akkreszenz werden häufig unter dem Begriff Koagulation zusammengefaßt. Als abbauende Prozesse wirken die Evaporation, d. h.

<sup>5</sup>Flüssigwasser kann in diesem Fall nicht mehr im System sein.

Verdampfung von Regentropfen in untersättigter Luft und das Instabilwerden und Zerplatzen sich vereiniger bzw. sehr großer Regentropfen mit  $D \gtrsim 6\text{--}10$  mm. Eine direkte Berechnung gefrorener Niederschlagsteilchen, wie sie z. B. von Höller (1986) vorgestellt wird, ist in KAMM im Rahmen dieser Arbeit nicht vorhanden. Lediglich über die im nächsten Abschnitt besprochene Sedimentation des Niederschlags kommt die Eisphase indirekt hinzu.

#### *Autokonversion Au:*

Die Entstehung primärer Regentropfen durch Autokonversion wird aufgrund der Kompliziertheit dieses Prozesses (Doms und Herbert, 1985; Beheng und Doms, 1986, 1990; Lüpkes, 1991; Beheng, 1994; Pruppacher und Klett, 1997) im KAMM-Modell mit dem einfachen und intuitiven Ansatz von Kessler (1969) modelliert. Ihm liegt zugrunde, daß erst in Wolken mit einem bestimmten Wolkenwassergehalt  $C_{\rho q}$  auch Regenwasser  $q_r$  beobachtet wird. Diese Grenze wird normalerweise bei  $\rho q_c = 0.5 \text{ g m}^{-3}$  gezogen.

Es ergeben sich dann dennoch drei mögliche Varianten:

$$\partial_t q_r = C_{Au} \frac{1}{\rho} \max(\rho q_c - C_{\rho q}, 0) \quad (4.37)$$

$$\partial_t q_r = C_{Au} \max(q_c - C_{\rho q} \rho^{-1}, 0) \quad (4.38)$$

$$\partial_t q_r = C_{Au} \max(q_c - C_{q_c}, 0) \quad (4.39)$$

Die Gln. (4.37–4.38) gehen auf Kessler (1969) zurück, während Gl. (4.39) die seit Klemp und Wilhelmson (1978) für konvektive Wolkensimulationen vorwiegend benutzte Form ist. Der am häufigsten verwendete Wert der Zeitkonstanten ist  $C_{Au} = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Für die Schwellwerte, unterhalb derer kein Wolkenwasser mehr in Regen umgewandelt wird, gilt dagegen

$$C_{\rho q} = 0.5 \text{ g m}^{-3} \quad , \quad C_{q_c} = 1.0 \times 10^{-3} \quad .$$

Dabei hat die Klemp–Wilhelmson Variante (4.39) die Eigenschaft, noch Regenwasser zu erzeugen, wenn die Wolkenwasserdichte  $\rho q_c$  schon sehr klein ist, z. B. in großen Höhen. Umgekehrt ermöglicht die kleinere Schwelle  $C_{\rho q}$  in (4.37) und (4.38) für Grenzschichtwolken in  $z \lesssim 1$  km Höhe schon Regenbildung bei sehr kleinen Wolkenwassergehalten  $q_c$ . Dies ist z. B. bei der Regenbildung in flachen Cumuli über der maritimen Grenzschicht bei polaren Kaltluftausbrüchen von Bedeutung (Lüpkes, 1998, pers. Mitteilung). Weil aber das Hauptaugenmerk auf der Berechnung hochreichender Cumulus–Konvektion liegt, wird in der vorliegenden Arbeit der Gl. (4.39) der Vorzug gegeben.

#### *Akkreszenz Ak:*

Die Anlagerung von Wolkenröpfchen an Regentropfen wird nach den Annahmen parametrisiert, daß die Regentropfen durch eine ruhende, homogene Population von Wolkenröpfchen fallen und diese dabei nicht komplett verdrängen, sondern mit maximaler Effizienz einfangen und sich mit ihnen vereinigen (kontinuierliches Modell).

Es ergeben sich mit der Zeitkonstanten  $C_{Ak} = 2.216 \text{ s}^{-1}$  aus Klemp und Wilhelmson (1978) bzw. Xue et al. (1995) die folgenden zwei Varianten

$$\partial_t q_r = C_{Ak} \left( \frac{\rho_{00}}{\rho} \right)^{0.4} q_c (\rho q_r)^{7/8} \quad (4.40)$$

$$\partial_t q_r = C_{Ak} \left( \frac{\rho_{00}}{\rho} \right)^{0.4} q_c q_r^{7/8} \quad , \quad (4.41)$$

wobei der Faktor mit dem Exponent 0.4 das schnellere Fallen der Regentropfen bei geringerer Luftdichte berücksichtigt (Foote und du Toit, 1969).

*Verdunstung (Evaporation) Ev:*

Regentropfen können auf ihrem Weg von der Wolkenbasis zum Erdboden teilweise oder auch völlig verdunsten, wobei die Luftmasse, in der diese Verdampfung stattfindet, durch den Phasenübergang deutlich gekühlt wird und ganz entscheidend zur Ausbildung konvektiver Wolkenabwinde und Böenfronten beiträgt.

Es ergibt sich dann (Ogura und Takahashi, 1971; Klemp und Wilhelmson, 1978; Doms und Herbert, 1985; Xue et al., 1995)

$$\partial_t q_r = -\frac{1}{\rho} a_1 (\rho q_r)^{0.525} f_v S \quad (4.42)$$

$$\partial_t q_r = -\frac{1}{\rho} a_1 \sqrt{\rho q_r} f_v S \quad (4.43)$$

Der Exponent 0.525 aus der Arbeit von Ogura und Takahashi (1971) ist nicht nachvollziehbar, wird in der Literatur aber treu tradiert; nur die Wurzel in Gl. (4.43) hat theoretische Berechtigung (vgl. Doms und Herbert, 1985).

In den Gln. (4.42) und (4.43) bezeichnen die Faktoren

$$a_1 = \left[ 2.030 \times 10^4 + \frac{1.541 \times 10^7}{\min(e_{ws}, e_{is})} \right]^{-1} \quad (4.44)$$

$$f_v = 1.6 + 30.3922 \left( \frac{\rho_{00}}{\rho} \right)^{0.2} (\rho q_r)^{0.2046} \quad (4.45)$$

$$\text{a) } S = 1 - \frac{q_d}{q_{ds}} \quad \text{oder} \quad \text{b) } S = \max \left( 1 - \frac{q_d}{q_{ds}}, 0 \right) \quad (4.46)$$

Dabei stellt  $a_1$  einen Phasenübergangs-Koeffizienten und  $f_v$  den Ventilationsfaktor dar, der proportional zur Quadratwurzel aus der Tropfen-Reynoldszahl  $Re_D$  ist und daher auch die Höhenabhängigkeit der Luftdichte mit dem Exponenten 0.2 anstatt 0.4 berücksichtigt. Wird der Sättigungsüberschuß  $S$  mit der max-Funktion in Gl. (4.46 b) limitiert, können die Tropfen lediglich verdunsten, wird dagegen  $S$  wie in (4.46 a) direkt verwendet, können Regentropfen in übersättigter Luft auch noch wachsen.

*Zerfall (Breakup) Br:*

Ein weiterer, in vielen Wolkenmodellen mit parametrisierter Mikrophysik vernachlässigter Prozeß ist der Tropfenzerfall. Wie von Dorwarth (1979) zusammengefaßt wird, ist ein solcher Zerfall in zwei Situationen wahrscheinlich:

1. Stochastisches Zerplatzen sehr großer Tropfen ( $D \gtrsim 6\text{--}10$  mm). Hier wirkt die aerodynamisch erzeugte interne Zirkulation im fallenden Tropfen über Fliehkräfte der Oberflächenspannung entgegen und führt schließlich zur Selbstzerstörung. Bei diesem Vorgang entstehen viele kleine Tropfen mit einem spektralen Maximum unterhalb der Grenze zu den Wolkentropfen ( $D \approx 100 \mu\text{m}$ ) und bedingen einen spektralen Fluß vom Regen- zum Wolkenwasser.
2. Kollisionsaufbrechen nach der Koaleszenz zweier Tropfen. Hier kann die Energie des Zusammenpralls den neugebildeten Tropfen wieder in unterschiedlich große Einzeltröpfchen zerfallen lassen. Oft bleiben dabei ein großer und eine geringere Anzahl kleinerer Tropfen mit Durchmessern knapp oberhalb  $D \approx 100 \mu\text{m}$  zurück. Es kann also nicht generell von einem Transfer von Regen- zu Wolkenwasser ausgegangen werden.

Setzt man voraus, daß die beiden Zerfallsprozesse erst in sehr starkem Regen wirksam werden, dann gelangt man zu einem Ansatz, der nur den Regenwassergehalt  $q_r$  als Eingabegröße benötigt. Dabei wird das kontinuierliche Aufbrechen der Regentropfen als stetiger Massenstrom in den  $q_c$ -Bereich des Tropfenspektrums parametrisiert. Mit der Vorgabe eines Mindest-Regenwassergehalts für die Initiierung dieses Prozesses gelangt man zwanglos zu einer Beschreibung analog der Autokonversionsrate  $Au$ .

Die Grenze, oberhalb derer das Zerplatzen der Tropfen beginnt, folgt aus der Forderung, daß der Volumen-Mediandurchmesser  $\tilde{D}_V$  des Regentropfenspektrums eine Schwelle von  $\tilde{D}_{Vc} = 2.5$  mm überschreiten soll. Mit den Gln. (B.10) und (B.16) sowie Tab. B.1 ergibt

$$\tilde{D}_V \simeq (2.67 + \gamma) D_0 = (2.67 + \gamma) \left[ \frac{6}{\pi \rho_w \Gamma(\gamma + 3)} \right]^{1/4} N_0^{-1/4} \rho q^{1/4} ,$$

so daß  $\tilde{D}_V > \tilde{D}_{Vc}$  bedeutet:

$$\rho q_r > C_{\rho q} = \frac{\pi}{6} \rho_w \frac{\Gamma(\gamma + 3)}{(2.67 + \gamma)^4} N_{0r} \tilde{D}_{Vc}^4 .$$

Nach Tab. B.1 folgt für Marshall-Palmer Spektren ( $\gamma = 1$ ) ein Schwellwert  $C_{\rho q} \simeq 8 \text{ g m}^{-3}$ , und für  $\gamma = 2$  (Ulbrich, 1994) ist  $C_{\rho q} \simeq 12 \text{ g m}^{-3}$ . Daher wird in KAMM die Schwelle bei  $C_{\rho q} = 10 \text{ g m}^{-3}$  bzw.  $C_{q_r} = 1.0 \times 10^{-2}$  festgeschrieben. Dieser Wert wird in stark konvektiven Wolken durchaus erreicht, ist aber nicht sehr häufig. Es ergeben sich damit zwei Varianten der Parametrisierung bei Annahme einer Zeitkonstanten  $C_{Br} = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ :

$$\partial_t q_r = -C_{Br} \frac{1}{\rho} \max(\rho q_r - C_{\rho q}, 0) \quad (4.47)$$

$$\partial_t q_r = -C_{Br} \max(q_r - C_{q_r}, 0) . \quad (4.48)$$

### Sedimentation der Hydrometeore

Im Wolkenmodul für KAMM werden die Sedimentationsgeschwindigkeiten aller Hydrometeore berücksichtigt, auch für die sehr langsam fallenden Wolkentröpfchen, deren Endgeschwindigkeit im Bereich einiger  $\text{cm s}^{-1}$  liegt und in der Zeitskala üblicher Wolkenmodellierungen keine Relevanz hat. Weil aber das KAMM-Modell die Wechselwirkung von Atmosphäre und Vegetation detailliert beschreibt, wird die Sedimentation kleinster Tröpfchen hier aber mitgeführt. Bei der Simulation einer Nebellage mit der Berechnung des Wasserhaushalts einer betroffenen Vegetationsschicht spielt die Sedimentation auch kleiner Tropfen nämlich sehr wohl eine Rolle.

Sind Gesetzmäßigkeiten für die Endgeschwindigkeit  $w_\xi$  eines fallenden Hydrometeors  $\xi$  als Funktion des Teilchendurchmessers  $D$  in der Form  $w_\xi = w_\xi(D)$  bekannt, dann kann prinzipiell mithilfe des Hydrometeorspektrums  $n(D)$  die massengewichtete Fallgeschwindigkeit als Funktion des Hydrometeorgehalts  $\rho q_\xi$  berechnet werden, wenn für  $\rho_\xi$  die Dichte reinen Wassers oder Eises eingesetzt wird:

$$w_\xi(\rho q) = \frac{\pi \rho_\xi}{6 \rho q} \int_0^\infty n(D) w_\xi(D) D^3 dD . \quad (4.49)$$

Damit liegt die Fallgeschwindigkeit in einer direkt für das Wolkenmodell verwendbaren Form vor. In dieser Version des Modells wurde jedoch auf bereits in der Literatur gebräuchliche Formeln  $w_\xi(\rho q)$  zurückgegriffen.

Wolkenwasser  $q_c$ :

Laut Welch et al. (1986) gilt für das Fallgesetz der Wolkentropfen

$$w_c = -6.25 \times 10^1 \frac{\rho q_c}{\text{kg m}^{-3}} \left( \frac{\rho_{00}}{\rho} \right)^{0.4} \text{ m s}^{-1}, \quad (4.50)$$

wobei die höhere Endfallgeschwindigkeit bei geringeren Werten der Luftdichte (also in großen Höhen) gemäß Foote und du Toit (1969) ebenso wie in der Arbeit von Kogan (1991) über folgenden Faktor berücksichtigt wurde

$$f(\rho) = \left( \frac{\rho_{00}}{\rho} \right)^{0.4}. \quad (4.51)$$

Wolken, die schon so dicht sind, daß sich in ihnen Regen bilden kann, weisen typische Wolkenwassergehalte  $\rho q_c$  der Größenordnung  $10^{-3} \text{ kg m}^{-3}$  auf. Hierfür folgt mit  $\rho = \rho_{00}$  für  $w_c = -6.25 \text{ cm s}^{-1}$ , genau im Bereich dessen, was z. B. nach Houze (1993) oder Pruppacher und Klett (1997) zu erwarten wäre.

Wolkeneis  $q_i$ :

Wolkeneis wurde in die Modellgleichungen eingefügt, um den Vereisungsprozeß einer Gewitterwolke nach Überschreiten ihres Reifestadiums beschreiben zu können. Die in Wolken vorkommenden Eiskristalle weisen aber höchst variable Größenspektren und Kristallformen auf (Locatelli und Hobbs, 1974; Pruppacher und Klett, 1997), die in einem vereinfachenden Modell nicht alle berücksichtigt werden können. Die Arbeit von Starr und Cox (1985, vgl. Houze (1993)) stellt jedoch Formeln für die Fallgeschwindigkeit von Eiskristallen vor, die abschnittsweise durch einfache Funktionen des Wolkeneisgehalts  $q_i$  ausgedrückt werden können. Die kleinste dabei auftretende Geschwindigkeit

$$w_{i,\min} = -7.50 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$$

übertrifft demnach schon die Sedimentation der Wolkentröpfchen in sehr dichten Wasserwolken. Die weiteren stückweisen Funktionen lauten

$$w_{i,1} = -5.1245 \times 10^{-1} \text{ m s}^{-1} \log \left( \frac{\rho q_i}{\text{g m}^{-3}} \right) - 2.871 \times 10^0 \text{ m s}^{-1}$$

$$w_{i,2} = -1.1250 \times 10^{-1} \text{ m s}^{-1} \log \left( \frac{\rho q_i}{\text{g m}^{-3}} \right) - 1.050 \times 10^0 \text{ m s}^{-1}$$

$$w_{i,3} = -9.2409 \times 10^{-1} \text{ m s}^{-1} \log \left( \frac{\rho q_i}{\text{g m}^{-3}} \right) - 1.570 \times 10^0 \text{ m s}^{-1}$$

Die Auswahl erfolgt für  $\rho q_i < 10^{-3} \text{ g m}^{-3}$  durch

$$w_i = \min[w_{i,\min}, \max(w_{i,1}, w_{i,2})] \left( \frac{40 \text{ kPa}}{p} \right)^{1/3}$$

und für  $\rho q_i \geq 10^{-3} \text{ g m}^{-3}$  mittels

$$w_i = \min(w_{i,2}, w_{i,3}) \left( \frac{40 \text{ kPa}}{p} \right)^{1/3}.$$

Bei  $\rho q_i = 1 \text{ g m}^{-3}$  beträgt  $w_i$  also bereits  $-1.570 \text{ m s}^{-1}$ , was sicher nicht zu vernachlässigen ist. Weiterhin wird die dichteabhängige Korrektur der Fallgeschwindigkeit durch einen entsprechenden Faktor ersetzt, der nur den Luftdruck  $p$  berücksichtigt (Starr und Cox, 1985).

### Flüssiger Niederschlag $q_r$ :

Für den Fall, daß der Niederschlag nur aus flüssigen Regentropfen besteht, wird wie bei Xue et al. (1995) und Tartaglione et al. (1996) die Formel für  $w_r$  nach Klemp und Wilhelmson (1978) angewandt, allerdings hier ebenfalls mit der Dichteabhängigkeit nach Foote und du Toit (1969):

$$w_r = -1.416 \times 10^1 \left( \frac{\rho q_r}{\text{kg m}^{-3}} \right)^{0.1364} \left( \frac{\rho_{00}}{\rho} \right)^{0.4} \text{ m s}^{-1} . \quad (4.52)$$

### Mischniederschlag $q_r$ :

Wird beim Wolkenmodul die Eisphase mitberechnet, dann wird auch beim Niederschlag die Mischphase oberhalb der 0 °C–Grenze in sehr einfacher Weise berücksichtigt. Nach einem Vorschlag von Tartaglione et al. (1996) wird zwar weiterhin nur eine Hydrometeoriklasse  $q_r$  für den Niederschlag mitgeführt. Aber der Niederschlag fällt unterhalb der 0 °C–Grenze nach dem Gesetz (4.52), jedoch in größeren Höhen wird für  $T_s \lesssim 253 \text{ K}$  eine bezüglich des Hydrometeoranteils konstante Fallgeschwindigkeit angenommen, die für Schnee, bzw. porösen Graupel und andere feste Niederschlagspartikeln mit Ausnahme von Hagel repräsentativ ist (Locatelli und Hobbs, 1974) und im Bereich

$$w_r \approx 0.5 - 3.0 \text{ m s}^{-1} \quad (4.53)$$

vom Anwender spezifiziert werden kann. Für die im Rahmen dieser Arbeit gezeigten Simulationsfälle wurden Werte von  $w_r = 2$  bzw.  $2.5 \text{ m s}^{-1}$  verwendet. Zwischen der 0 °C–Grenze und  $T_s$  wird bilinear als Funktion der Temperatur zwischen den beiden asymptotischen Fallgesetzen interpoliert.

Nach den Ergebnissen von Tartaglione et al. (1996) wird mit dieser äußerst einfachen Modifikation der Niederschlagsfallgeschwindigkeit bereits dafür gesorgt, daß Niederschlag aus höheren und sehr kalten Schichten der Wolke wesentlich länger braucht, bis er aus der Wolke nach unten ausfällt. In dieser verlängerten Zeit kann er auf die Wolkendynamik deutlich größeren Einfluß nehmen, als das bei Anwendung der Gl. (4.52) der Fall wäre — diese liefert für große Regenwassergehalte  $\rho q_r$  nämlich Geschwindigkeiten von annähernd  $10 \text{ m s}^{-1}$ . Die längere Einwirkzeit des Mischniederschlags auf die Dynamik der Wolkenkonvektion bewirkt eine realistischere Beschreibung des Wolkenabwinds und des Aufbaus einer mesozyklonalen Rotation in simulierten Superzellengewittern als bei reinen Wasserwolken.

## Niederschlag und Niederschlagsrate am Boden

Neben dem am Erdboden integrierten Gesamtniederschlag  $\mathcal{P}_{ac}$  einer Simulation ist vor allem die Bestimmung der Regenrate  $\mathcal{R}$  am Unterrand der Atmosphäre von Interesse. Der Vertikalwind  $w$  verschwindet dort, so daß sich die in Anhang B vorgestellte Beziehung für die Niederschlagsrate vereinfacht. Sie lautet dann für jede einzelne Hydrometeorart  $\xi$

$$\mathcal{R}_\xi = w_\xi(\rho q_\xi)\rho q_\xi \quad (4.54)$$

$$\text{bzw.} \quad \mathcal{R}_\xi = \frac{3.6 \times 10^6}{\rho_\xi} w_\xi(\rho q_\xi)\rho q_\xi , \quad (4.55)$$

wobei  $\mathcal{R}$  in der Gl. (4.54) in  $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und in Gl. (4.55) in  $\text{mm h}^{-1}$  gegeben ist<sup>6</sup>. Das KAMM–Modell benötigt als Eingabegröße z. B. für das Boden–Vegetationsmodell die Regenrate  $\mathcal{R}$  als Massenflußdichte, während man in Radarmeteorologie und Hydrologie eher die anschaulichere Größe  $\text{mm h}^{-1}$  vorzieht.

<sup>6</sup>Dabei wird  $\mathcal{R}$  konventionell stets positiv angegeben, obwohl die Gln. (4.54) und (4.55)  $\mathcal{R}$  wegen der nach unten zeigenden Fallgeschwindigkeit  $w_\xi$  als negativ definite Größe festlegen.

Liegt somit  $\mathcal{R}$  am Erdboden vor, kann durch eine einfache Zeitintegration schon während der Modellsimulation die Niederschlagssumme  $\mathcal{P}_{ac}$  gewonnen werden:

$$\mathcal{P}_{ac} = \int_{t_a}^{t_b} \mathcal{R} dt \quad . \quad (4.56)$$

Dazu wird im KAMM-Modell der kleine Wolkenmikrophysik-Zeitschritt  $\Delta t_c \approx 5\text{--}10$  s verwendet, so daß  $\mathcal{P}_{ac}$  dann sehr genau in mm, bzw.  $\text{kg m}^{-2}$  vorliegt und die Berechnungen innerhalb des Wolkenmodells abschließt.

### Sättigungsdampfdrücke

Nach Tetens (1930), Murray (1967) und Bolton (1980) werden die Sättigungsdampfdrücke über Wasser  $e_{ws}$  und Eis  $e_{is}$  einheitlich durch folgende Formeln beschrieben:

$$e_{ws} = E_0 e^{A_w(T-T_3)/(T-B_w)} \quad , \quad e_{is} = E_0 e^{A_i(T-T_3)/(T-B_i)} \quad (4.57)$$

$$\begin{aligned} A_w &= 1.72693882 \times 10^1 & , & & A_i &= 2.18745584 \times 10^1 \\ B_w &= 3.58600000 \times 10^1 \text{ K} & , & & B_i &= 7.66000000 \times 10^0 \text{ K} \quad . \end{aligned}$$

Von Emanuel (1994) wird dafür ein Konfidenzbereich von 0.3 % im Intervall  $-35 \text{ }^\circ\text{C} \leq T \leq 35 \text{ }^\circ\text{C}$  angegeben. Auch im Boden- und Vegetationsmodell kommen diese Formeln jetzt einheitlich zum Einsatz.

### Initialisierung konvektiver Einzelwolken

Um eine einzelne Schauer- oder Gewitterwolke im Modell anzuregen, wird analog zum Vorgehen von Klemp und Wilhelmson (1978), Xue et al. (1995) und Tartaglione et al. (1996) im KAMM-Modell eine Masse feucht-warmer Luft im Modellgebiet positioniert. Es handelt sich dabei um ein Rotationsparaboloid mit dem Zentrum bei den Koordinaten  $\mathbf{r}_c = (x_c, y_c, z_c)$ , wo die positive Temperaturabweichung maximal wird. Zum Rand des Paraboloids

$$r_{\text{Blase}} = \sqrt{\left(\frac{x-x_c}{a}\right)^2 + \left(\frac{y-y_c}{b}\right)^2 + \left(\frac{z-z_c}{c}\right)^2} \leq 1 \quad (4.58)$$

hin fällt die Abweichung der Temperatur vom Grundzustand auf den Wert Null ab, wobei das zusätzlich überlagerte schwache weiße Rauschen  $\epsilon_\Theta$  eine gewisse Symmetriebrechung herbeiführt:

$$\Delta\Theta(r) = \cos^2 \frac{\pi}{2} r_{\text{Blase}} + \epsilon_\Theta \quad .$$

Weil die relative Feuchte innerhalb der Warmluft unverändert gelassen wird, muß bei um  $\Delta\Theta$  höherer Lufttemperatur auch die spezifische Feuchte um  $\Delta q_d$  anwachsen. Es gilt mit  $e_{\text{sat}}^* = e_{\text{sat}}(T + \Delta\Theta \Pi_0)$ :

$$\Delta q_d = \frac{R_L}{R_D} \frac{e_{\text{sat}}^*}{p + \left(\frac{R_L}{R_D} - 1\right) e_{\text{sat}}^*} - q_d \quad .$$

Mit den Änderungen  $\Delta\Theta$  und  $\Delta q_d$  ist dann folgende Erhöhung der äquivalentpotentiellen Temperatur  $\Theta_e$  innerhalb der von (4.58) begrenzten Anomalie verbunden:

$$\Delta\Theta_e \simeq \Delta\Theta + \frac{L_{wd}}{c_p \Pi_0} \Delta q_d \approx \Delta\Theta + 2.5 \text{ K} \frac{\Delta q_d}{\text{g kg}^{-1}} \quad .$$

## 4.2 Numerische Lösung der Gleichungen

Beim KAMM in der Form mit parametrisierter Wolkenmikrophysik kommt dieselbe Numerik zum Einsatz wie in den bisherigen Versionen. Das ist einer der Vorteile der Vorgehensweise, das Gerüst der Grundgleichungen nicht prinzipiell zu verändern, sondern lediglich zu erweitern. Daher geht dieser Abschnitt nur insoweit auf numerische Lösungsverfahren und Randbedingungen ein, als daß diese von den Änderungen mittelbar oder unmittelbar betroffen sind. Deshalb muß auch eine Diskussion der räumlichen Diskretisierung (Shih et al., 1989; Fox–Rabinovitz, 1996) und der dazu adäquaten Einbindung der Druckrandbedingungen (Gresho und Sani, 1987) an dieser Stelle unterbleiben.

### 4.2.1 Diskretisierung

Die prognostischen Gleichungen des Modells werden räumlich zentriert mit einem Verfahren 2. Ordnung, zeitlich mit dem Euler–Verfahren 1. Ordnung diskretisiert, so daß sich prinzipiell ein Verfahren folgender Form ergibt:

$$\xi_{ijk}^{n+1} = \xi_{ijk}^n + \Delta t [\partial_t \xi]_{ijk}^n .$$

Dabei bezeichnen die tiefgestellten Indizes  $i, j, k$  die drei Raumrichtungen, der hochgestellte Index  $n$  die Zeitebene und  $\Delta t$  den Zeitschritt.

Eine Ausnahme bilden nur die Advektionsverfahren mit Flußkorrektur und Minimierung der Totalvariation (z. B. Engquist und Osher, 1981; Hugelmann, 1988; Munz, 1990; Dotzek, 1993; Förstner, 1998) für den Transportterm der prognostischen Gleichungen in Euler- oder Flußform gemäß der Überlegungen zur Analyse von Hauf (1980) im Abschnitt 3.2. Bei diesen Algorithmen wird ein gewichtetes Mittel aus der Prognose eines dispersionsfreien Verfahrens 1. Ordnung und eines diffusionsfreien Algorithmus 2. Ordnung gebildet, wobei für diese Mittelbildung der *superbee*–Limiter verwendet wird. Dabei verbindet man die Vorteile der beiden Verfahren und erreicht eine Vorschrift zur Berechnung der Advektion, die die gewünschten Erhaltungs- und Monotonieeigenschaften sehr gut reproduziert (Clappier, 1998).

Der Advektionsterm legt in anelastischen Modellen auch den generellen maximalen Zeitschritt  $\Delta t$  fest. Eine von Neumann–Stabilitätsanalyse (Peyret und Taylor, 1983; Press et al., 1992) führt auf das nach Courant et al. (1928) benannte CFL–Kriterium für den Advektionszeitschritt  $\Delta t_a$  in Abhängigkeit von den Maschenweiten  $\Delta x, \Delta y$  und  $\Delta z$  sowie den am Gitterpunkt  $r_{ijk}$  relevanten Geschwindigkeiten

$$\Delta t_a = \frac{\mathcal{C}}{\frac{u + c_{ph}}{\Delta x} + \frac{v + c_{ph}}{\Delta y} + \frac{w + w_\xi}{\Delta z}} .$$

Dabei muß die CFL- oder Courantzahl  $\mathcal{C} \leq 1$  sein, um numerische Stabilität zu gewährleisten. In KAMM gilt  $\mathcal{C} = 0.85$ , für die hier vorgestellten Simulationen lag  $\Delta t_a$  bei etwa 10–30 s. Mit  $c_{ph}$  wird hierbei die maximale Phasengeschwindigkeit von Schwerewellen angegeben, die nach Klemp und Wilhelmson (1978) mit der Modellgebiethöhe  $H$  und der Brunt–Väisälä Frequenz  $\mathcal{N}$  (Durrant und Klemp, 1982) abgeschätzt werden kann zu

$$c_{ph} \approx \frac{HN}{\pi} \quad (4.59)$$

und je nach Wahl von  $H$  und  $\mathcal{N}$  Werte von ca.  $30 \text{ m s}^{-1}$  bis etwa  $100 \text{ m s}^{-1}$  erreicht. Für hochreichende Konvektion mit  $H \simeq 16\text{--}21 \text{ km}$  wird das CFL–Kriterium daher meist den bestimmenden Zeitschritt liefern, so daß  $\Delta t = \Delta t_a$  gilt. Bei der Formulierung des turbulenten Austauschs  $A$  in den Bilanzgleichungen sowie bei der Wolkenmikrophysik sind die Zeitschritte  $\Delta t_d$ , bzw.  $\Delta t_c$  z. T. noch kleiner als

$\Delta t_a$ . Um nicht mit diesem Zeitschritt in der Größenordnung weniger Sekunden rechnen zu müssen, bedient man sich bei Diffusion und Wolkenphysik der Zwischenschrittmethode (Janenko, 1969), indem man ganzzahlige Verhältnisse  $N_\xi$  der involvierten Zeitschritte bildet:

$$N_d = \frac{\Delta t}{\Delta t_d} \quad , \quad N_c = \frac{\Delta t}{\Delta t_c} \quad .$$

Die ohnehin schon kleinen Zeitschritte  $\Delta t_d$  bzw.  $\Delta t_c$  von typischerweise 5–10 s werden dabei nötigenfalls nach unten korrigiert, bis sich ein ganzzahliges Verhältnis  $N$  ergibt. Innerhalb eines Zeitschritts  $\Delta t$  werden dann  $N_d, N_c$  Zwischenschritte für die turbulente Diffusion und die Wolkenmikrophysik ausgeführt. Nach diesem generellen Verfahren können sämtliche prognostischen Größen ermittelt werden.

Für den Stördruck  $\Pi_d$  gilt das nicht, denn eine prognostische Gleichung für  $\Pi_d$  fehlt wegen der Vernachlässigung des Terms  $\partial_t p$  in allen anelastischen Modellen. Man teilt deshalb auch die Integration der Impulsgleichung in zwei Zwischenschritte auf, bei denen der erste eine Prognose des neuen Geschwindigkeitsfelds  $\mathbf{v}^*$  bedeutet, während im zweiten Teilschritt aus dieser Prediktor–Lösung  $\mathbf{v}^*$  diagnostisch über die Poissongl. (4.10) der Stördruck  $\Pi_d$  derart bestimmt wird, daß das den Druckgradientterm einschließende endgültige Geschwindigkeitsfeld  $\mathbf{v}^{n+1}$  die Anelastizitätsbedingung erfüllt. Die diskreten Rechenoperationen, die auf dieselbe Poissongleichung wie der analytische Fall im Abschnitt 4.1.4 führen, sind:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_{ijk}^* &= \mathbf{v}_{ijk}^n + \Delta t [\text{Adv.} + \text{Dif.} + \mathbf{Q}] \\ \nabla \cdot (\Phi \mathbf{v}_{ijk}^{n+1}) &= 0 = \nabla \cdot (\Phi \mathbf{v}_{ijk}^*) - \Delta t c_p \nabla \cdot (\Theta_\rho \nabla \Pi_{dijk}^{n+1}) \\ \Delta t c_p \nabla \cdot (\Theta_\rho \nabla \Pi_{dijk}^{n+1}) &= \nabla \cdot (\Phi \mathbf{v}_{ijk}^*) \\ \mathbf{v}_{ijk}^{n+1} &= \mathbf{v}_{ijk}^* - \Delta t c_p \Theta_\rho \nabla \Pi_{dijk}^{n+1} \quad . \end{aligned}$$

## 4.2.2 Randbedingungen

Die Besonderheit eines mesoskaligen Modells ist es, einen willkürlichen Ausschnitt der Atmosphäre darzustellen, der nur am unteren Rand, d. h. am Erdboden einen wirklichen physikalischen Rand hat, an dem echte Randbedingungen vorliegen (Fiedler, 1993). Der Oberrand der Modellatmosphäre ist bei sehr großen Modellgebiethöhen  $H$ , wie sie bei der Simulation hochreichender Feuchtkonvektion notwendig sind, über eine künstliche Dämpfungsschicht noch recht gut zu behandeln. Die größten Schwierigkeiten tauchen aber bei der Spezifikation der Randbedingungen an den Seiten auf, weil gerade über topographisch gegliedertem Gelände die Strömung auch in Randnähe sehr inhomogen sein kann, und Randbedingungen, die die Massenbilanz erfüllen und im Modellgebiet vorhandene Schwerewellen störungs- und reflexionsfrei entweichen lassen, nicht allgemein angebar sind (Warner et al., 1997).

### Unterer Rand (Erdboden)

Am Erdboden gilt die Haftbedingung, d. h.  $\mathbf{v} \equiv 0$ . Potentielle Temperatur  $\Theta$  und spezifische Feuchte  $q_d$  der Luft am Boden werden vom Boden- und Vegetationsmodell bestimmt bzw. bei der Berechnung der Neumann–Randwerte dieser Größen,  $u_*$ ,  $\Theta_*$  und  $q_*$  gemäß der im Abschnitt 4.1.10 dargestellten

Methode auch über unbewachsenem Boden vom Modell ermittelt. Für den Stördruck  $\Pi_d$  gilt bei der Lösung der elliptischen Gleichung ebenfalls ein Neumann–Randwert, weshalb der Stördruck nur bis auf eine Konstante bestimmt ist und daher im KAMM–Modell nur  $\Pi_0$  und nicht die Summe  $\Pi_0 + \Pi_d$  zur Bestimmung von Dichte und Temperatur verwendet werden kann. Der inhomogene Neumann–Randwert ergibt sich aus der dritten Bewegungsgleichung unter Beachtung der Randbedingungen für  $w$ :

$$d_t w|_{\text{Rand}} \equiv 0 = -c_p \bar{\Theta}_\rho|_{\text{Rand}} \partial_z \Pi_d|_{\text{Rand}} + \left. \frac{A_w}{\bar{\rho}} \right|_{\text{Rand}} .$$

### Oberer Rand

Am Oberrand wird für die Geschwindigkeitskomponenten und für die skalaren Größen eine homogene Neumann–Randbedingung angenommen, d. h.  $\partial_z \xi = 0$ . Zusätzlich wird eine Dämpfungsschicht eingeführt und damit die früher verwendete Strahlungsrandbedingung nach Bougeault (1983) sowie Klemp und Durran (1983) umgangen. Hierbei werden im oberen Drittel des Modellgebiets zusätzliche Quellterme auf den rechten Seiten der prognostischen Bilanzgleichungen hinzugefügt (Xue et al., 1995). Diese Rayleigh–Reibungsterme haben die Form  $\partial_t \xi = -\alpha(z) \xi$ , wobei der Dämpfungskoeffizient  $\alpha(z)$  zu

$$\alpha = \beta \left( 1 - \cos \pi \frac{z - z_d}{H - z_d} \right) , \quad \beta \leq 1$$

gewählt wurde, damit diese Dämpfung oder Reibung in der Höhe  $z_d$  sanft einsetzt und zum Oberrand hin immer kräftiger wird. Weil bei hochreichender Konvektion normalerweise mit  $H \gtrsim 18$  km gerechnet wird, bedeutet ein Drittel dieser Höhe immer noch, daß mindestens 12 km der Modellatmosphäre von dieser Maßnahme zur Dämpfung von Schwerewellen am Oberrand unbeeinflusst bleiben und zur vollwertigen meteorologischen Analyse zur Verfügung stehen.

### Seitenränder

Während bisher im KAMM die Randbedingungen nach Orlanski (1976) in einer Formulierung nach Miller und Thorpe (1981) zum Einsatz kamen, wird in der aktuellen Version des Codes die Randbedingung nach Klemp und Wilhelmson (1978) in der erweiterten Form nach Clark (1982), Xue et al. (1995) und eigenen Modifikationen verwendet. Einen ausführlichen Test der Methoden findet man bei Hugelmann und Kleiser (1992).

Hierbei werden auf den Seitenrändern die folgenden reduzierten Bewegungsgleichungen gelöst, deren linke Seiten Formulierungen erster Ordnung des Wellenoperators  $\square$  darstellen:

$$d_t \bar{u} = \partial_t \bar{u} + [\bar{u} + c_{ph}] \partial_x \bar{u} = +f\bar{v} - \hat{f}\bar{w} \quad (4.60)$$

$$d_t \bar{v} = \partial_t \bar{v} + [\bar{v} + c_{ph}] \partial_y \bar{v} = -f\bar{u} . \quad (4.61)$$

Die noch unbekannte Phasengeschwindigkeit  $c_{ph}$  wird als Minimum der im Abschnitt 4.1.4 angegebenen lokalen Schallgeschwindigkeit  $c_s$  und der Klemp–Wilhelmson Abschätzung  $c_{K\&W}$

$$c_{ph} = \min(c_s, c_{K\&W}) , \quad c_{K\&W} = \frac{H N}{\pi}$$

ermittelt. Dies liefert Werte für  $c_{ph}$  von ca. 30–100  $\text{m s}^{-1}$ . Ergibt die Summe aus Strömungs- und Phasengeschwindigkeit ein Ausstrahlen, wird der Randwert nach obiger Formel berechnet, liefert sie ein

Einstrahlen, wird der Wert am Rand entweder unverändert gelassen oder mit einem schwachen Trend zum Grundzustand hin angetrieben, ähnlich wie bei der Dämpfungsschicht am Oberrand (Clark, 1982; Xue et al., 1995).

Die Randbedingungen nach Klemp und Wilhelmson (1978) stellen insofern einen Fortschritt gegenüber Orlanski (1976) dar, als daß sie einen festen Wert für die Phasengeschwindigkeit  $c_{ph}$  annehmen, während beim formal ähnlichen Verfahren nach Orlanski (1976) diese Geschwindigkeit lokal aus einseitigen finiten Differenzen am Rand abgeschätzt und außerdem die Strömungsgeschwindigkeit vernachlässigt wird:

$$d_t \bar{u} = \partial_t \bar{u} + c_{ph} \partial_x \bar{u} = +f\bar{v} - \hat{f}\bar{w} \quad (4.62)$$

$$d_t \bar{v} = \partial_t \bar{v} + c_{ph} \partial_y \bar{v} = -f\bar{u} \quad (4.63)$$

Wie von Durran et al. (1993) dargestellt, ist diese Schätzung aber sehr empfindlich gegenüber numerischen Rundungsfehlern und führt dazu, daß die ermittelte Phasengeschwindigkeit alsbald zwischen den Extremen 0 und  $c_s \simeq 330 \text{ m s}^{-1}$  zu oszillieren beginnt. In der gegenwärtigen Version von KAMM ist es zwar auch möglich, die Randbedingung nach Orlanski (1976) mit der homogenen Phasengeschwindigkeit nach Klemp und Wilhelmson (1978) anzutreiben. Bei den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Simulationen wurde aber stets die Form nach den Gln. (4.60–4.61) zum Einsatz gebracht.

Eine große Schwäche beider Strahlungsrandbedingungen ist es, die Massenerhaltung am Rand des Modellgebiets nicht exakt zu gewährleisten. Es ist zwar möglich, eine zumindest ausreichende Realisierung der „offenen“ Ränder zu erreichen, indem Instabilitäten von Schwerewellen am Rand reduziert werden, aber da in Fluiden Energietransport über Wellen stets mit einem Massenstrom gekoppelt ist, wird nur in Ausnahmefällen die Massenbilanz an Ober- und Seitenrändern erfüllt sein. Daher besteht normalerweise ein unphysikalischer Massenfluß durch den Rand, der z. B. Schichtmittel der Vertikalgeschwindigkeit deutlich verfälschen kann (Clark, 1979).

### 4.3 Anwendungsgebiete der neuen Modellversion

Das nun vorliegende Modell ist für Rechnungen ohne Wolken- und Niederschlagsbildungsprozesse in gleicher Weise geeignet wie die bisherige Modellversion bzw. noch weitergehend. Denn während schon der Einfluß der spezifischen Feuchte z. B. auf die atmosphärische Stabilität oder den Auftriebsterm nicht oder nur mit starken Vereinfachungen in der bisherigen KAMM-Version berücksichtigt wurde, ist die Luftfeuchte in der jetzigen Fassung komplett berücksichtigt. Damit kann durch Vergleichsrechnungen mit bekannten Fällen ohne Wolkenbildung, wie z. B. dem auch experimentell gut dokumentierten TRACT-Fall vom 16. September 1992 verglichen werden, ob der meist als vernachlässigbar angesehene Feuchteeinfluß nicht doch spürbare Veränderungen in den Modellergebnissen zeitigt. Darüberhinaus erlaubt die veränderte Form der Anelastizitätsbedingung eine beliebige vertikale Ausdehnung des Modellgebiets bis in die Stratosphäre hinein. Waren in früheren Simulationen manchmal Kompromisse notwendig in bezug auf die von Modellgebiet und großräumiger Anströmung vorgegebene Gebietsobergrenze  $H$  und die nicht mehr gewährleistete Anwendbarkeit der Inkompressibilitätsbedingung  $\nabla \cdot \mathbf{v} \equiv 0$ , so kann nun  $H$  problemlos so groß gewählt werden, daß vertikal laufende Schwerewellen vom Modell auch hinreichend aufgelöst werden. Allerdings darf in diesem Zusammenhang nicht vergessen werden, daß sich im oberen Drittel des Modellgebiets die künstlich vorgegebene Dämpfungsschicht befindet. Obwohl also die Anelastizitätsbedingung (4.8) prinzipiell eine Simulation der Atmosphäre bis in die Stratosphäre hinein erlaubt, entzieht die dortige Dämpfung der prognostischen Variablen zu ihren Grundzustandswerten hin der Prognose einen Großteil ihrer Grundlage.

Die eigentliche Anwendung des Modells liegt aber naturgemäß auf dem Schwerpunkt der Wolken- und Niederschlagssimulationen. Hier kommt das gesamte Wolkenmodell zum Tragen. Schon bei der Bildung flacher Wolken ohne Niederschlagsbildung wird der Einfluß der Beschattung der Gebiete unterhalb der Wolken auf die Strahlungsbilanz am Erdboden berücksichtigt, gleichzeitig verhindern die stattfindenden Phasenumwandlungen in der Atmosphäre die Ausbildung deutlicher Wasserdampf-Übersättigungen. In diesem Modus bieten sich vor allem Studien von Cu-hum Wolkenstraßen an (Reichmann, 1982; Hinzpeter, 1985; Dotzek, 1993; Weckwerth et al., 1997), welche bei atmosphärischer Rayleigh-Bénard Konvektion auftreten können. Die räumliche Auflösung des Modells muß dafür allerdings hinreichend fein sein, mit horizontalen Maschenweiten unterhalb etwa 1 km. Da dieser Konvektionstyp in erster Linie über ebenem Gelände (also Flachland oder Meeresoberflächen) auftritt, ist es hier nur in zweiter Linie wichtig, den Einfluß orographischer Inhomogenitäten zu studieren. Stattdessen bietet es sich eher an, den Einfluß unterschiedlicher Landnutzung, Bodenarten (Lynn et al., 1998) oder den Gegensatz Land/See zu untersuchen. Die in das Modell eingefügten Parametrisierungen zur Beschreibung von Wasserflächen (Dotzek und Emeis, 1996) erleichtern diese Anwendung und ermöglichen auch sehr kleinräumige Untersuchungen zum Einfluß großer Binnengewässer auf etwaige Wolkenbildungsprozesse. Nach dem Vorbild der Arbeiten von Segal et al. (1997a,b) kann für eine Simulation der Oberrheinregion mit feiner Auflösung oder innerhalb einer Gebietsnistung der Einfluß des Bodensees auf die Wolkenbildung in den angrenzenden Gebieten studiert werden.

Simulationen mit idealisierter Topographie bieten sich auch für klassische Studien hochreichender Feucht-konvektion an, wie z. B. die Entwicklung einzelner Gewitterzellen oder deren Wechselwirkung miteinander. Die Auswertung von Böenfronten oder der Test neuartiger Parametrisierungen der Wolkenmikrophysik sind möglich, wenn über homogenem Gelände mit Maschenweiten von etwa 1 km diese konvektiven Systeme nachgebildet werden. Solche Rechnungen (Klemp und Wilhelmson, 1978; Tartaglione et al., 1996) tragen sehr viel zum prinzipiellen Verständnis hochreichender konvektiver Systeme bei. Auch hier bietet es sich an, eine Kontrollsimulation für ebenes Terrain mit homogener Landnutzung mit Simulationen des gleichen Falls für veränderte Landnutzung oder einfache, exemplarische Geländeformen (Huntingford et al., 1998) zu vergleichen und so einen Eindruck vom Einfluß dieser topographischen Variationen auf die Wolkendynamik und letztlich die am Boden ankommende Niederschlagsmenge zu erhalten. Da die Lebensdauer solcher isolierter Wolkenformationen nur im Bereich einiger Stunden liegt, ist es zudem möglich, durch die Wahl eines geeignet großen Modellgebiets negativen Rückkopplungen von Konvektion und Reflexionen an den offenen Rändern aus dem Weg zu gehen.

Der dritte Anwendungsbereich des überarbeiteten KAMM-Modells ist schließlich die Berechnung der Wolken- und Niederschlagsverteilung in einem real vorliegenden mesoskaligen Gebiet. Hier sind aufgrund rechentechnischer Grenzen kleine Maschenweiten von 1 km oder weniger nicht oder nur durch Gebietsnistungsverfahren zu erreichen. In den meisten Fällen werden daher die Maschenweiten eher im Bereich von 2 bis 4 km liegen, so wie auch bisher bei vergleichbaren Rechnungen mit dem KAMM-Modell (Dorwarth, 1985; Schädler, 1990; Adrian und Fiedler, 1991; Lenz, 1996). Dann muß man in Kauf nehmen, daß sich die Konvektion etwas träger verhalten wird, die Dynamik der konvektiven Systeme wird aber auch mit einer Auflösung bis 4 km noch realistisch beschrieben (Weisman et al., 1997). Erst für Maschenweiten jenseits von etwa 10 bis 12 km wäre eine eigene Konvektionsparametrisierung der subskaligen Konvektion notwendig (Kuo et al., 1997). Simulationen dieser Art stellen die absolute Ausnahme bei Anwendungen mit KAMM dar, deshalb wurde auf die Implementierung einer solchen Parametrisierung in KAMM verzichtet. Dieser dritte Anwendungsbereich erfordert aber in jedem Fall Simulationszeiten von 12 bis 48 h, damit die Konvektion Zeit hat, sich an den Antrieb vom Boden her anzupassen (*spin-up*). Damit sind auch die Anforderungen an die seitlichen, offenen Randbedingungen sehr hoch gesteckt (Warner et al., 1997), denn sowohl orogene Wellen als auch solche, die durch die Konvektion direkt ausgelöst werden (Finke, 1995), sollen nicht in unphysikalischer Weise vom Rand reflektiert werden.



# Kapitel 5

## Modellergebnisse

Nachdem die theoretischen Grundlagen für die Modellierung hochreichender Feuchtkonvektion gelegt sind und im Anhang A die Erzeugung synthetischer Radarprodukte aus Modelldaten beschrieben ist, sollen die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse Antworten auf folgende Fragen liefern:

- Liefert das Wolkenmodell für einfache Testfälle plausible Ergebnisse? Liegen die Hydrometeor-konzentrationen bei Niederschlagssimulationen im Bereich beobachteter Werte?
- Wie macht sich die einfache Parametrisierung der Eisphase in den Modellergebnissen bemerkbar?
- Ergeben sich Beziehungen zwischen dem Radarreflektivitätsfaktor  $Z$  und der Niederschlagsrate  $\mathcal{R}$ , die mit Messungen des Instituts-Radars, bzw. Literaturwerten übereinstimmen?
- Wie stark ist der Einfluß einfacher orographischer Strukturen auf isolierte Konvektionszellen?
- Welche Erkenntnisse liefert die Simulation einer für die Oberrheinregion typischen Wetterlage, und inwieweit werden diese Resultate durch Radarbeobachtungen gedeckt? Können mit dem Modell durch eine Zusammenschau von Radardaten und Modellergebnissen bestimmte Unwettererscheinungen dieser Region besser verstanden werden?

### 5.1 Rechnungen mit idealisierter Topographie

#### 5.1.1 Test des Wolkenmodells

Der erste nach Zusammenstellung des gesamten Wolkenmoduls studierte Fall berücksichtigte eine einfache Topographie, die aus regelmäßig angeordneten, maximal 100 m hohen sinusförmigen Hügeln bestand. Diese sind in den Abbildungen synthetischer Radarbilder im Anhang A anhand von Höhenlinien gut zu erkennen. Der ausgewählte Vegetationstyp war „Wiesen und Weiden“, der Untergrund setzte sich aus „sandigem Lehm“ zusammen. Wie auch in den folgenden Simulationen mit idealisierter Orographie betragen die horizontale Ausdehnung des Modellgebiets  $64 \times 64 \text{ km}^2$  und die horizontalen Gitter-Maschenweiten  $\Delta x$  in West–Ost Richtung und  $\Delta y$  in Süd–Nord Richtung je 1 km. Die Modellgebiethöhe lag bei  $H = 16 \text{ km}$ .

Die Simulationen wurden dann bei südsüdwestlicher geostrophischer Anströmung mit  $u_0 = 2.50 \text{ m s}^{-1}$  und  $v_0 = 3.50 \text{ m s}^{-1}$  um 12:00 Ortszeit gestartet. Die Atmosphäre wies eine potentielle Instabilität auf, und die Konvektion wurde im Südwesten des Modellgebiets durch ein rotationsparaboloides  $\Theta_e = 4 \text{ K}$ -Maximum von 10 km horizontalem Radius mit Zentrum in 1.5 km über dem Erdboden angeregt.

Aus dieser Anfangssituation entwickelte sich im weiteren Verlauf ein kräftiger Schauer, der mit dem Grundstrom etwa 15 km weit nach Nordosten zog und sich dabei über dem zentral gelegenen Hügel des Gebiets ausregnete und anschließend auflöste. Die Auswertung konzentriert sich auf Zeitreihen wichtiger, über die Güte der Simulation entscheidender Größen, wie z. B. die Extrema der Wolken- und Niederschlagsober- und -untergrenzen, maximaler Konzentrationen der beteiligten zwei Hydrometeorarten  $q_c$  und  $q_r$  oder der größten konvektiven Auf- und Abwindstärken im gesamten Modellgebiet. Weil nur eine Einzelwolke simuliert wird, ist sichergestellt, daß diese Extremwerte stets mit dieser Wolke gekoppelt und damit eindeutig sind. Dieses Schauerereignis wurde einmal ohne und einmal mit der im Abschnitt 4.1.11 beschriebenen Eisphasenparametrisierung mit dem KAMM-Modell durchgerechnet.

### Simulation eines Schauers ohne Eisphase

Die Zeitreihen der Abbn. 5.1 bis 5.3 vermitteln einen genauen Einblick in die Entwicklung des Schauers bei der Simulation ohne Berücksichtigung der Eisphase. Teilt man den Lebenszyklus der Wolke in einzelne Phasen ein, erhält man während der insgesamt 160 min des Vorhandenseins der Wolke ca. 30 min für die Bildung, etwa 40 min im Reifestadium und ungefähr 80 min für den Auflösungsprozeß. Der konvektive Antrieb dominiert also die erste Hälfte der Lebensdauer der Regenwolke.

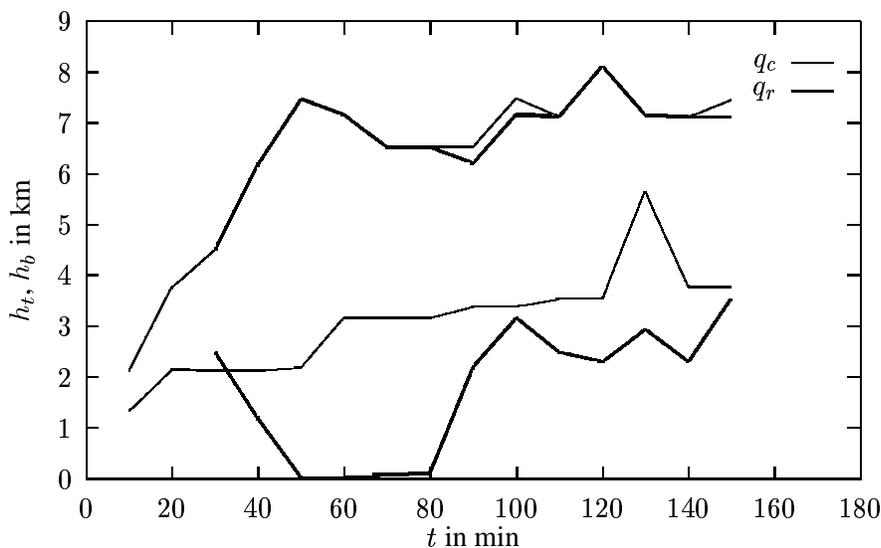


Abbildung 5.1: 10 min-Zeitreihe der Hydrometeor-Ober- und Untergrenzen  $h_t$ , bzw.  $h_b$  aus der Simulation eines Schauers ohne Eisphasenphysik.

dann eine Obergrenze von 7.5 km, bevor sie sich nach 2.5 h auflöst. Der zeitliche Verlauf der tiefsten Wolkenuntergrenze  $h_b$  im Modellgebiet ist durch ein Plateau bei ca. 2 km Höhe bis zu  $t = 50 \text{ min}$  gekennzeichnet. Zu diesem Zeitpunkt erreicht der Regen gerade den Boden. Je mehr sich die Wolke ausregnet, desto höher steigt die Wolkenbasis an, bis sich nach etwa 2 h die Wolke in zwei isolierte Schichten spaltet. Durch ein kurzzeitiges Auflösen der unteren Schicht ist der Sprung der Wolkenbasis auf  $\approx 5.6 \text{ km}$  bei  $t = 130 \text{ min}$  zu erklären.

In der Abb. 5.1 erkennt man die Entwicklung der Wolken- und Regenschichtdicken über 3 h Simulationszeit hinweg. Betrachtet man zunächst den Verlauf der höchsten Obergrenze  $h_t$  des Wolkenwassers  $q_c$  im gesamten Modellvolumen, dann erkennt man, wie sich aus der durch die anfangs vorgegebene Zone feucht-warmer Luft angeregte Konvektion schon nach ca. 10 min eine Wolke bildet, deren Oberrand schnell auf ca. 4 km anwächst. Nach etwa einer Stunde erreicht die Wolke

Beim Regenwassergehalt  $q_r$  ergibt sich ein anderes Bild: nach einer halben Stunde bildet sich in der jungen Wolke Regen, der etwa bis zur Wolkenobergrenze hinaufreicht. Schon 10 min später beginnt er, aus der Wolke auszufallen, die Untergrenze ist unter der Wolkenbasis. Etwa eine halbe Stunde lang erreicht der Regen den Erdboden. Danach verdunstet der restliche schwache Niederschlag auf seinem Weg durch die Atmosphäre — es bilden

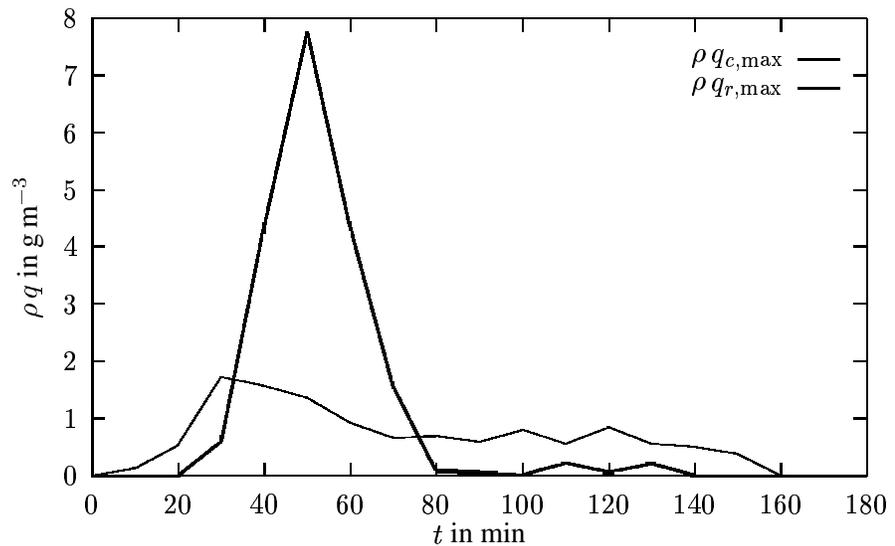


Abbildung 5.2: 10 min-Zeitreihe der maximalen Hydrometeor-Konzentrationen  $\rho q_{\xi,max}$  aus der Simulation des Schauers ohne Eisphasenphysik.

Im Zerfallstadium der Wolke ab ca.  $t = 100$  min ist etwa 1 km unterhalb der Wolkenbasis, d. h. oberhalb 2 km ü. NN, der Regen komplett verschwunden. Die eigentliche Niederschlagsmenge dieses Schauers konzentriert sich also auf ungefähr eine halbe Stunde. Erst nach weiteren 30 min hat sich die Konvektion wieder soweit regeneriert, daß erneut Regen gebildet werden kann, der aber schon in etwa 2.5 km Höhe verdunstet ist.

Ein Blick auf die maximalen Hydrometeor-Konzentrationen im gesamten Modellvolumen in der Abb. 5.2 beweist aber, daß zu diesem späten Zeitpunkt nur noch geringe Konzentrationen des Regenwassers in der Wolke vorhanden sind. Diese werden vom Aufwind in der Wolke gehalten und verursachen keine nennenswerten Niederschläge mehr. Dagegen ist ein deutliches Maximum von  $\rho q_r \approx 7.5 g m^{-3}$  bei  $t =$

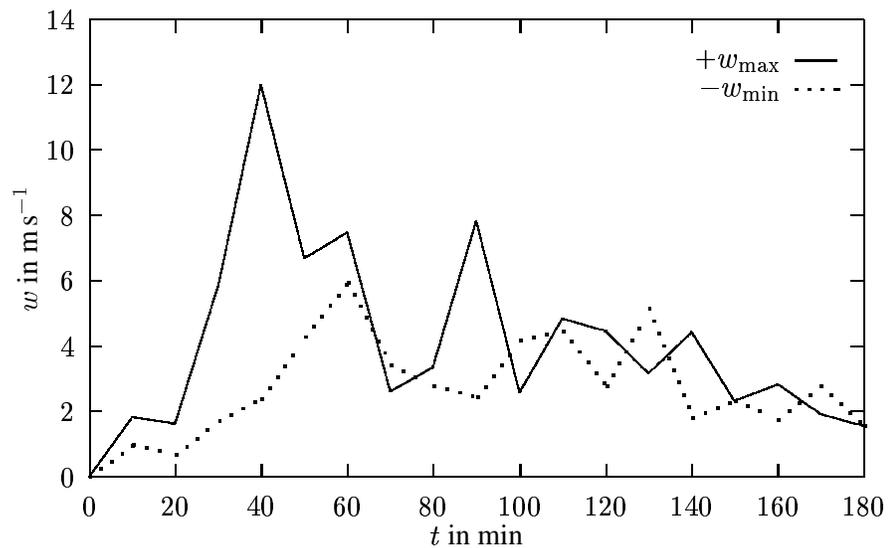


Abbildung 5.3: 10 min-Zeitreihen der Extrema des Vertikalwinds  $w$  aus der Simulation des Schauers ohne Eisphasenphysik.

50 min zu sehen (vgl. auch die Grund- und Seitenrisse von Wolke und Niederschlag in Abb. 5.4 zum selben Zeitpunkt). Dies wird also beim Einsetzen des Schauers erreicht, d. h. auch während es bereits regnet, finden noch Prozesse statt, die die Regenwasser-Konzentration erhöhen. Das erste Regenwasser wird nach etwa 30 min gebildet; dies steht im Einklang mit Beobachtungen aus der Atmosphäre. Ungefähr eine halbe Stunde muß auch bei realen konvektiven Wolken verstreichen, bis durch Koagulation (Autokonversion und Akkreszenz) aus Wolkentröpfchen Regentropfen entstehen. Auffällig ist in diesem Zusammenhang auch, daß der Hauptteil des Regens erst nach dem Erreichen der maxi-

malen Wolkenwasser-Konzentration gebildet wird. In der Anreicherungsphase des Regens nehmen die Wolkenwasser-Konzentrationen kontinuierlich auf etwa 50 % des Maximalwertes ab und verbleiben dann bis kurz vor Auflösung der Wolke in etwa auf diesem Niveau.

Die Abb. 5.3 schließlich zeigt die maximalen Beträge des konvektiven Auf- und Abwinds im Gesamt-Modellgebiet. Das in Abb. 5.1 erkennbare Anwachsen der Wolkenobergrenze von 2 km auf gut 7 km nach ca. 20 min Simulationszeit ist mit einem drastisch einsetzenden Zuwachs der Aufwindstärke gekoppelt. Nach 40 min wird ein Spitzenwert von  $12 \text{ m s}^{-1}$  erreicht, zum Ende des Regenschauers bei  $t = 80 \text{ min}$  existiert ein lokales Minimum von nur etwa  $2.5 \text{ m s}^{-1}$ . Der zweite Entwicklungsschub der Wolke wird durch ein neues Maximum in  $w$  angeregt. Danach pendeln sich die Werte des Aufwinds bei  $2\text{--}3 \text{ m s}^{-1}$  ein. Der Abwind bleibt in seiner Größenordnung fast über die gesamte Simulationszeit hinter den positiven  $w$ -Werten zurück. Die stärksten Werte des konvektiven Abwinds von ca.  $-6 \text{ m s}^{-1}$  werden nach einer Stunde Simulation erreicht, zum Zeitpunkt des stärksten Niederschlags. Dieser Abwind (*downburst*; Fujita, 1981) wird durch die herabfallenden Tropfen und die Abkühlung der Luft durch die Verdunstung des Regens (vgl. Abb. 5.5) angetrieben.

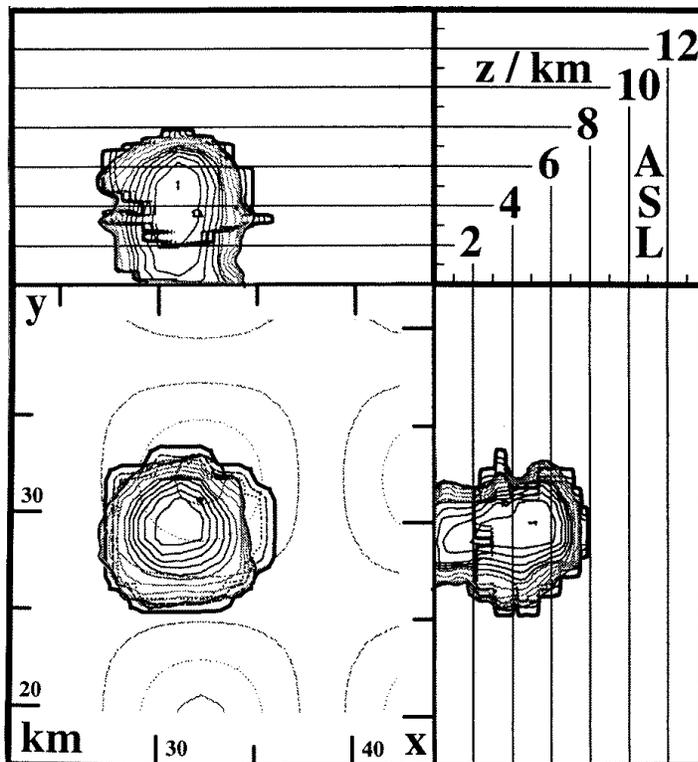


Abbildung 5.4: Projektion der Maxima der Reflektivitäten  $Z_c$  des Wolkenwassers (Wolkenumriß) und des Niederschlags  $Z_r$  (dünne Linien) bei  $t = 50 \text{ min}$ . Für  $q_c$  werden etwa  $-30 \text{ dBZ}$  erreicht, im Niederschlag über  $55 \text{ dBZ}$  in  $5 \text{ km}$  ü. NN (ASL).

hinter der Böenfront kräftige Winde auf und erzeugen eine scharfe Grenze zwischen der Umgebungs- und der Wolkenluft aus dem Abwind. Diese Diskontinuität ist nicht nur durch starke Gradienten im Betrag der Windgeschwindigkeit sichtbar, sondern auch durch Variationen in den skalaren Feldgrößen wie Temperatur und Luftfeuchte gekennzeichnet. Gerade durch die Verdunstungskälte des verdampfenden Niederschlags innerhalb des Abwinds weist der Raum mit der Wolkenluft hinter dem Böenkragen eine z. T. deutliche negative Temperaturanomalie auf. Von der Intensität des Abwinds, den Umgebungswinden und auch von der Verlagerungsrichtung und -geschwindigkeit des Niederschlagsgebiets hängt es ab,

Erreicht ein solcher durch die Masse und die Verdunstungskälte der Niederschläge angetriebener konvektiver Abwind den Erdboden, dann kommt es dort zur Ausbildung einer Böenfront (*gust front*). Die herabströmende Luft wird vom Untergrund in horizontale Richtung umgelenkt und verdrängt als Dichteströmung die ursprünglich dort vorhandenen Luftmassen. Dabei wird auch der Niederschlag selbst von den starken Horizontalwinden seitlich versetzt und bildet in den untersten Niveaus einen breiten „Fuß“ aus, der in den Seitenrissen der Abb. 5.5 gut im Feld der Radarreflektivität  $Z$  zu sehen ist. Die Höhe dieses „Fußes“ ist ein Maß für die Mächtigkeit der Böenfront. Im gezeigten Bild, einer Maximumprojektion der Radarreflektivität wie Abb. 5.4 oder MAX\_CAPPI- $Z$ , die im Anhang A näher erläutert wird, sind es ca.  $500 \text{ m}$ . Es handelt sich daher schon um eine recht ausgeprägte Böenfront, die bereits einige Kilometer weit vom Schauer fortgewandert ist. Solange der Fallwind anhält und der bodennahe Verdrängungsprozeß fortschreitet, treten

welche Form und Stärke die Böenfront erreichen wird. Bei schwachem Wind und einem ungefähr ortsfesten Regenschauer erwartet man eine sehr symmetrische Situation, in der sich eine nahezu kreisförmige Böenfront ausbildet. Dies ist auch in der Simulation aufgetreten und in den Isoplethen der bodennahen Windgeschwindigkeit an einer Isotachendrängung und hohen Werten der Windgeschwindigkeit im Innern des Abwindgebiets verglichen mit der nur schwachen Strömung in der Umgebung gut auszumachen. Auf die Wiedergabe von Abbildungen hierzu wird aber verzichtet, weil im Abschnitt 5.1.5 eine genauere Analyse von Böenfronten erfolgt.

Die vertikale Struktur der Wolkenentwicklung kann nicht nur durch die Analyse der Zeitreihen in den Abbn. 5.1 bis 5.3 erfolgen, sondern vor allem auch durch die schon erwähnten synthetischen MAX\_CAPPI- $Z$  Darstellungen wie in den Abbn. 5.4 und 5.5. Dabei wird unmittelbar klar, wie sich zuerst die Wolke und dann darin der Niederschlag bildet. Und zwar wächst die Wolke zunächst sowohl in die Breite als auch in die Höhe, bevor nach ca. 25 min der maximale Querschnitt der  $\Theta_e$ -Blase das Cumulus-Kondensationsniveau erreicht hat. Danach wächst die Wolke im Entwicklungsstadium nur noch in die Höhe. Regen bildet sich erst, nachdem die Wolke eine vertikale Mächtigkeit von ca. 3 km erreicht hat und konzentriert sich auf zwei einzelne Zellen in der Wolke, vgl. die Seitenrisse von  $Z$  in Abb. A.3 zum Zeitpunkt 12:40 OZ. Nachdem diese verschmolzen sind und fast der gesamte Wolkenraum auch Regentropfen  $q_r$  enthält, beginnt der Niederschlag leeseitig aus der Wolke auszufallen. Nach

etwa 20 min mit starkem Regen am Erdboden geht der Niederschlag in Nieseln über, der schließlich nicht mehr den Boden erreicht. Währenddessen, also im Reife- und Zerfallstadium der Wolke, löst sich die Wolke von unten her teilweise auf und verbreitert sich im oberen Bereich in 5–8 km Höhe stark. Aus diesem kleinen Wolkenamboß fällt weiterhin Nieselregen, der aber z. T. nicht einmal mehr die Wolke verläßt. Diese vertikale Feuchtezufuhr von oben her nährt stattdessen eine dünnere Wolkenschicht unterhalb des Ambosses, die sich je nach Feuchteangebot auch kurzzeitig auflöst. Das erklärt die Oszillationen der Wolkenuntergrenze in der Abb. 5.1. Schließlich löst sich die dünne Wolke aber ganz auf.

Offenbar beschreibt das Wolkenmodul bereits ohne Eisphase die Entwicklung des Schauers inklusive des Abwindgebietes mit der Ausbildung einer Böenfront am Boden qualitativ gut. Die Zeitskalen der Wolken- und Regentstehung liegen im Rahmen beobachteter Werte (Pruppacher und Klett, 1997), und auch die Vertikalwindverteilung entspricht den Erfahrungen. Ein leichter Einfluß der Topographie wird schon in dieser idealisierten Simulation deutlich: die junge Wolke wandert mit der Grundströmung nach Nordosten und bleibt dann ortsfest über dem zentralen Hügel verankert. Dort regnet sie sich schließlich auch aus. Bemerkenswert ist es, daß der Flüssigwasser-Säulengehalt in dieser Wolke nicht homogen verteilt ist, sondern sich in Windrichtung auf den Gipfel des Hügels hin vergrößert. Im Südwesten liegen

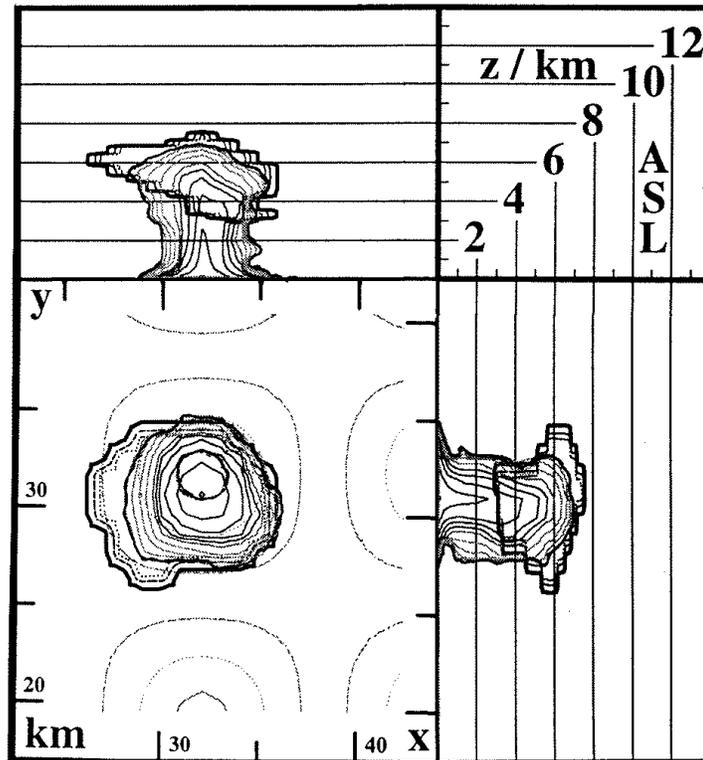


Abbildung 5.5: Wie Abb. 5.4, aber bei  $t = 60$  min. Der starke Niederschlag wird unterhalb 500 m ü. NN (ASL) seitlich verlagert und spricht damit für das Vorkommen einer Böenfront.

deshalb nur geringe  $q_c$ -Konzentrationen vor. Darüberhinaus fällt auf, daß die Wolke nicht nennenswert über den leeseitigen Hang des Hügels hinwegreicht, sondern daß dort das Absinken im Lee die weitere Verlagerung der Schauerwolke im Reifestadium verhindert.

### Simulation eines Schauers mit Eisphase

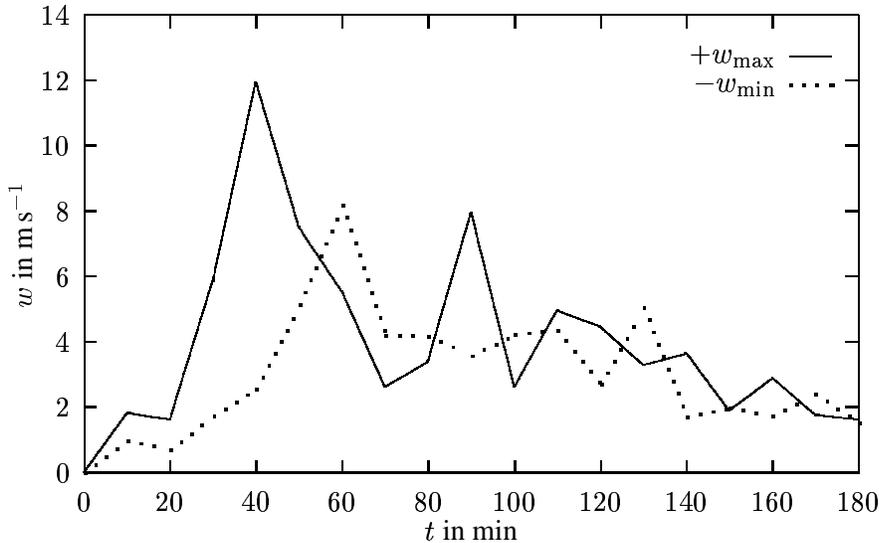


Abbildung 5.6: Wie Abb 5.3, aber mit Eisphasenphysik.

angegebene Beschreibung konzentriert sich in erster Linie auf die offensichtlichen Unterschiede zur Simulation ohne Eisphase.

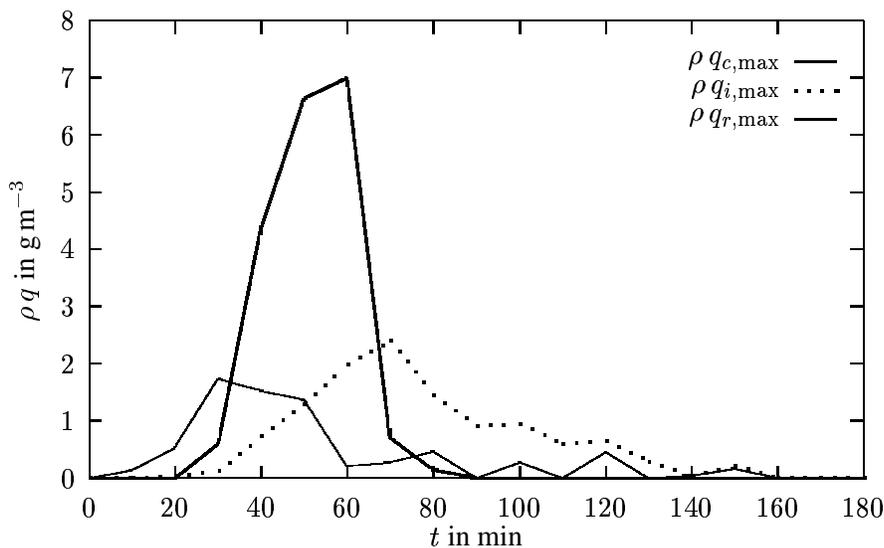


Abbildung 5.7: Wie Abb 5.2, aber mit Eisphasenphysik.

Nordseite des Abwinds zu finden ist. Zudem sind die Absolutwerte von  $v_h$  in der Simulation mit Eisphasenphysik deutlich größer — ohne Eisphasenparametrisierung wurden maximal  $13 \text{ m s}^{-1}$  erreicht, mit Eisphase sind es über  $14.5 \text{ m s}^{-1}$ . Der konvektive, durch den Niederschlag verursachte Abwind ist bei Berücksichtigung der Eisphase also kräftiger ausgeprägt.

Um einen Eindruck vom Einfluß der Eisphasenparametrisierung zu gewinnen, wurde die Simulation dieses Schauers wiederholt, allerdings nun mit dem gesamten Wolkenmodell, das auch Wolkeneis als prognostische Variable enthält. Im Jugend- und Reifestadium der Wolke sind kaum Änderungen der Wolkenform und des Niederschlagsgebiets festzustellen, daher sei hier nur auf die Abb. A.1 bis A.3 verwiesen, die diesen Fall dokumentieren. Die hier

Die deutlichste Abweichung zwischen diesen Simulationen betrifft die Verteilung der Starkwindzone hinter der Böenfront, die hier allerdings nicht im Bild gezeigt wird. Beim vorigen Simulationslauf traten die stärksten Winde auf der Nordseite des Abwinds auf, also im Lee des Sturms. Im Lauf mit Eisphase ist dieses bodennahe Abfließen des Abwinds viel homogener um den Abwindkern verteilt, auch wenn das Maximum der Windgeschwindigkeit nach wie vor auf der

Das gleiche Bild vermitteln aber auch die Daten, die in den Abb. 5.6 bis 5.8 aufgetragen sind. Im Vergleich mit Abb. 5.3 entnimmt man der Zeitreihe der maximalen Auf- und Abwindintensitäten in Abb. 5.6, daß die Einführung der Eisphase den Aufwind so gut wie nicht beeinflußt hat, daß aber gerade bei Niedergehen des Schauers um 13:00 OZ (also nach 60 min Simulationszeit, vgl. die Abb. 5.5) der Abwind um über  $2 \text{ m s}^{-1}$  stärker ist als in der Rechnung ohne Eisphase. Erst ab ca.  $t = 90 \text{ min}$  verlaufen die Simulationen wieder in etwa deckungsgleich. Der aus den vergleichenden Schilderungen der beiden Böenfronten gewonnene Eindruck wird damit voll und ganz bestätigt.

Aber auch die anderen Zeitreihen der Abb. 5.7 und 5.8 decken systematische Unterschiede zwischen den zwei Modellläufen auf: die Hydrometeor-Konzentrationen in Abb. 5.7 zeigen, daß der höchste Regenwassergehalt 10 min später als in der Rechnung ohne Eis auftritt, nämlich wiederum um 13:00 OZ. Da ab  $t = 30 \text{ min}$  auch Wolkeneis gebildet wird, ist dieser Maximalwert kleiner geworden:  $7 \text{ g m}^{-3}$  im Lauf mit, knapp  $8 \text{ g m}^{-3}$  im Lauf ohne Eisphase. Außerdem verläuft der Anstieg zum Maximum nicht mehr so abrupt. Gerade die sehr schnelle Regenbildung ist eine Schwäche der Kessler-Typ Parametrisierung warmer Wolken. Hier zeigt die Einführung des Wolkeneises also eine korrigierende Wirkung.

Als Konsequenz des bis zu  $t = 70 \text{ min}$  ansteigenden Wolkeneisgehalts sind die Wolkenwasser-Konzentrationen in dieser Simulation ab  $t = 50 \text{ min}$  stets kleiner als im Fall ohne Eis. Nach dem Ausregen der Wolke dominiert die Eisphase stark in der sich auflösenden Schauerzelle; die maximalen Konzentrationen  $\rho q_i$  sind bis zu doppelt so hoch wie die Werte von  $\rho q_c$ . Es kommt nach etwa 2 h Simulationszeit auch nicht mehr zur Ausbildung kleiner Regenwassergehalte, da bei Anwesenheit der Eisphase der hierfür notwendige Schwellwert für die Regenerzeugung nicht mehr erreicht wird.

Dies ist auch bei den Extremwerten der Ober- und untergrenzen von Wolken- und Niederschlagsteilchen in Abb. 5.8 zu sehen. Während der zeitliche Verlauf der Obergrenze von  $\rho q_r$  im primären Schauer in beiden Läufen in etwa gleich ist, kommt es jetzt nur noch sehr kurzzeitig zur Ausbildung geringer Konzentrationen von Niederschlagspartikeln bis in ca. 3.2 km Höhe. Nach  $t = 100 \text{ min}$  ist dann kein Regenwasser mehr vorhanden, weil die Wolke zuse-

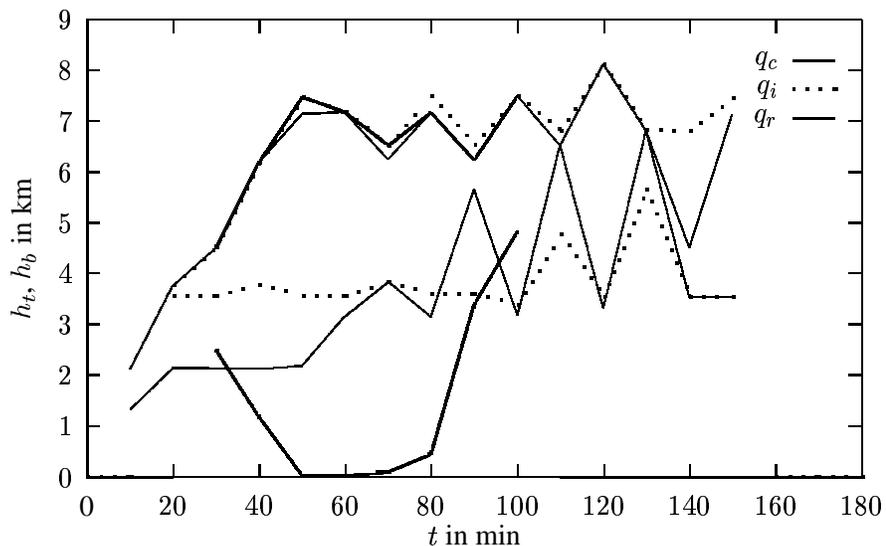


Abbildung 5.8: Wie Abb. 5.1, aber mit Eisphasenphysik.

hends vereist. Im Vergleichslauf waren hingegen bis  $t = 160 \text{ min}$  Spuren von Regentropfen zu finden. Zudem erreicht der Regen hier nur für gut 20 min den Erdboden, im Gegensatz zu ca. 30 min im Fall ohne Eis. Die Zeitreihen von  $h_b$  und  $h_t$  für  $q_c$  und  $q_i$  belegen, daß zuerst Wolkenwasser entsteht und bis ca. 2.1 km Höhe reicht. Nach 20 min hat sich dann auch Eis gebildet, dessen Obergrenze knapp über der  $0^\circ\text{C}$ -Grenze bei etwa 3.7 km über Grund liegt und dann analog zum Wolkenwasser auf gut 7 km ansteigt. Die  $0^\circ\text{C}$ -Grenze selbst verbleibt im gesamten Simulationszeitraum in etwa 3.5 km ü. NN. Nach dem Regenschauer findet man dann auch in diesen Höhen wieder Spuren von Wolkenwasser. Ab  $t = 80 \text{ min}$  deuten Oszillationen in den Ober- und Untergrenzen von  $q_c$  und  $q_i$  an, daß sich temporär wieder isolierte Wolkenschichten zwischen 4 und 8 km Höhe bilden.

Neben der Intensivierung des konvektiven Abwinds verursacht die Einführung der Eisphasen-Mikrophysik also einen langsameren Aufbau der Regenwasser-Konzentrationen und ein relatives Übergewicht der Wolkeneiskristalle gegenüber den Wolkentröpfchen nach dem Haupt-Regenereignis. Die geringere Fallgeschwindigkeit des Niederschlags im Fall  $T < 0^\circ\text{C}$  und die Freisetzung der latenten Schmelzwärme bei der Nukleation von Wolkeneis wirken gemeinsam hin zu einer Intensivierung der Konvektion. Diese Ergebnisse decken sich mit den von Tartaglione et al. (1996) sowie Liu und Moncrieff (1997) durchgeführten Analysen, die jeweils unter ganz unterschiedlichen Gesichtspunkten die Effekte einfacher Eisphasen-Parametrisierungen auf Modellierungen realer Fälle hochreichender Konvektion studiert haben.

### 5.1.2 Radarmeteorologie

Die Daten der KAMM-Simulationen aus den folgenden Abschnitten 5.1.3 und 5.1.4 wurden zur Untersuchung radarmeteorologischer Beziehungen herangezogen. Die abgeleiteten Relationen sind aber bedingt durch die Parametrisierungen innerhalb des Wolkenmoduls für alle Simulationen gültig.

#### $\mathcal{R}$ - $\rho q$ - und $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$ Beziehungen

Aus den modellierten Feldern der Hydrometeorergehalte  $\rho q$  und von  $w$  und  $T$  lassen sich  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehungen zwischen dem Radarreflektivitätsfaktor  $\mathcal{Z}$  und der Niederschlagsrate  $\mathcal{R}$  ableiten, die mit den in der Radarmeteorologie gebräuchlichen verglichen werden können. Sind neben der prognostischen Größe  $\rho q$  auch Gesetze für  $\mathcal{Z}(\rho q)$  und  $w_\xi(\rho q)$  bekannt, wird  $\mathcal{R}$  in  $\text{mm h}^{-1}$  gemäß Anhang B folgendermaßen berechnet

$$\mathcal{R} = \frac{3.6 \times 10^6}{\rho_\xi} [w + w_\xi(\rho q_\xi)] \rho q_\xi \quad .$$

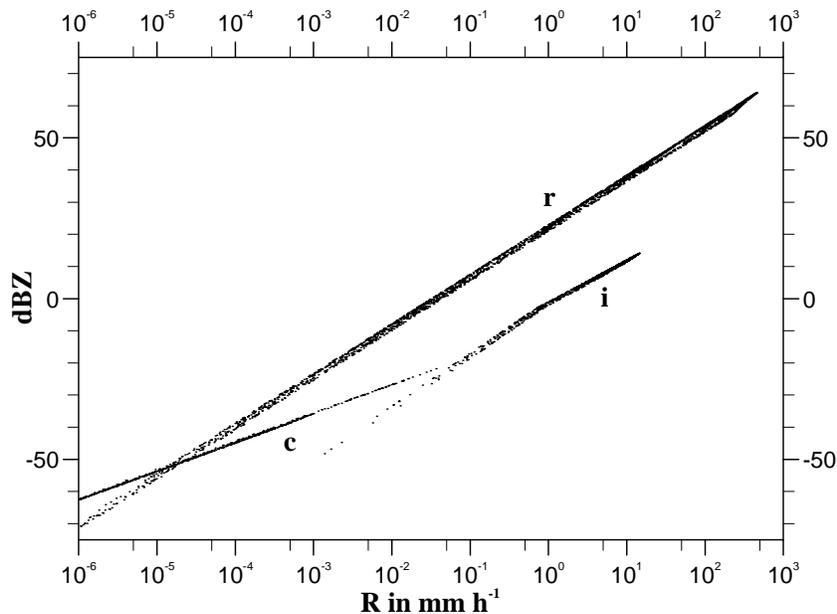


Abbildung 5.9:  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehungen der drei Hydrometeorarten mit den Indizes c, i und r bei ruhender Luft. Als allgemeingültige Datenbasis dienen die Simulationen der Abschnitte 5.1.3 und 5.1.4.

Die Niederschlagsrate  $\mathcal{R}$  wird also nicht direkt parametrisiert, sondern als mit den Hydrometeorspektren konformer Hydrometeorfluß durch eine horizontale Fläche ermittelt. Für ruhende Luft mit  $w = 0$  lassen sich aber anhand der Parametrisierungen des Wolkenmodells analytische Beziehungen  $\mathcal{R}(\rho q)$  gewinnen, aus denen man über die  $\mathcal{Z}$ - $\rho q$  Beziehungen aus dem vorangegangenen Abschnitt auch  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehungen durch Elimination von  $\rho q$  bilden kann. Dabei beschränkt sich die vorliegende quantitative Betrachtung auf den Niederschlag  $q_r$ . Die Abbn. 5.9 bis 5.11 zeigen aber auch die Daten für  $q_c$  und  $q_i$ .

Man findet mit dem Betrag der Gl. (4.52) ohne den Faktor  $f(\rho)$  aus Gl. (4.51) und bei Übergang zur konventionellen Einheit  $\text{g m}^{-3}$  für den Regenwassergehalt  $\rho q_r$

$$\mathcal{R}_r = \frac{3.6 \times 10^6}{\rho_w} 14.16 \left( \frac{\rho q_r}{\text{kg m}^{-3}} \right)^{0.1364} \quad \rho q_r = 19.90 \left( \frac{\rho q_r}{\text{g m}^{-3}} \right)^{1.1364}$$

Auflösen nach  $\rho q_r$  und einsetzen in Gl. (B.15) liefert

$$\mathcal{Z}_r = 205 \mathcal{R}_r^{1.54} \quad \text{bzw. mit Gl. (B.13)} \quad \mathcal{Z}_r = 199 \mathcal{R}_r^{1.60}$$

Vergleicht man dies mit den von Kessler (1969) angegebenen Beziehungen

$$\mathcal{R}_r = 18.35 \left( \frac{\rho q_r}{\text{g m}^{-3}} \right)^{9/8}, \quad \mathcal{Z}_r = 210 \mathcal{R}_r^{1.6},$$

stellt man eine sehr gute Übereinstimmung mit den obigen, aus den Parametrisierungen des Wolkenmoduls folgenden Beziehungen fest. In einem  $\log \mathcal{R}$ -dB $\mathcal{Z}$  Diagramm folgt für diese Potenzgesetze also ein linearer Zusammenhang.

Das Wolkenmodell kann darüberhinaus zwei wertvolle Erkenntnisse zur Beeinflussung der Niederschlagsrate durch hochreichende Konvektionszellen liefern: *i*) über den Einfluß  $f(\rho)$  der Luftdichte in verschiedenen Höhenniveaus, sowie *ii*) über die Auswirkung der konvektiven Vertikalgeschwindigkeit  $w$  innerhalb des Niederschlags selbst.

Zunächst wird die Auswirkung der Dichtekorrektur  $f(\rho)$  auf die Sedimentation der Niederschlagsteilchen und damit auch  $\mathcal{R}$  studiert. Dies zeigt

Abb. 5.9 für  $q_c$ ,  $q_i$  und  $q_r$ , wobei der Niederschlag  $q_r$  als Wassertropfen angenommen wird. Für das  $\mathcal{Z}(\rho q_r)$  Gesetz wurde die Gl. (B.15) verwendet. Man erkennt die drei mit den zugehörigen Buchstaben c, i und r gekennzeichnete Funktionen  $\mathcal{Z}(\mathcal{R})$  für Wolkenwasser mit  $\mathcal{Z}_c < -20$  dB $\mathcal{Z}$ , Wolkeneis mit  $[-55 < \text{dB}\mathcal{Z} < 20]$  und  $\mathcal{Z}_r$ , das sich von  $-70$  bis  $+65$  dB $\mathcal{Z}$  erstreckt. Alle Kurven zeigen klar lineare Zusammenhänge; der Wechsel in der Steigung bei  $\mathcal{Z}_i$  rührt von der nur stückweise log-linearen  $w_i(\rho q_i)$  Funktion aus dem Wolkenmodell her. Bei der Berechnung der Niederschlagsraten wurde allein die Funktion  $f(\rho)$  mitberücksichtigt, die  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehungen in Abb. 5.9 gelten daher für ruhende Luft, aber variable Luftdichten  $\rho$ . Eine lineare Regressionsrechnung liefert für den Regen

$$\mathcal{Z}_r = [175 \pm 25] \mathcal{R}_r^{1.54 \pm 0.03}, \quad \mathcal{R}_r = [22 \pm 2] (\rho q_r)^{1.13 \pm 0.03}$$

Die höhere Fallgeschwindigkeit in größeren Höhen führt also erwartungsgemäß zu einer Steigerung der Regenrate und analog zu einer Verringerung des Vorfaktors der  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehung, denn bei kleinerer Luftdichte korreliert eine geringere Hydrometeordichte mit der gleichen Regenrate wie auf Meeresniveau mit

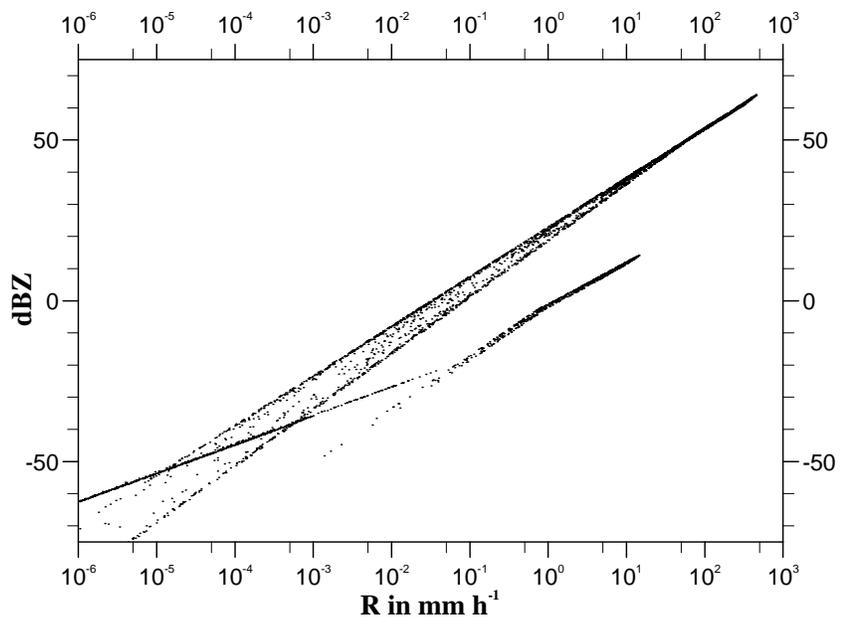


Abbildung 5.10: Wie Abb. 5.9, aber bei  $q_r$  wird nun auch die Mischphase berücksichtigt.

einer höheren Hydrometeordichte  $\rho q_r$ . Der Einfluß der Luftdichte ist aber nicht extrem groß: er macht bei konstanter Niederschlagsrate etwa  $\Delta Z_r \simeq \pm 1.5$  dB aus. Dies entspricht ca. einem Faktor 2 in der Reflektivität zwischen kleinstem und größtem Wert von  $Z_r$  bei festgehaltener Regenrate  $\mathcal{R}_r$ .

Instruktiv ist es an dieser Stelle auch, anhand der Abb. 5.9 die in der Wolkenmodellierung oft durchgeführte Vernachlässigung der Sedimentationsgeschwindigkeit der Wolkeneispartikeln  $q_i$  und besonders des Wolkenwassers  $q_c$  auf ihre Berechtigung hin zu überprüfen. Dem Schaubild entnimmt man, daß für die Sedimentationsraten von Wolkeneis und -wasser in etwa

$$\begin{aligned}\mathcal{R}_c &\approx 10^{-5} \text{ bis } 10^{-1} \text{ mm h}^{-1} \\ \mathcal{R}_i &\approx 10^{-3} \text{ bis } 10^{+1} \text{ mm h}^{-1}\end{aligned}$$

gilt. Das ist bei Wolkenwasser in der Tat unbedeutend, es sei denn, es wird wie bei den Simulationen mit dem KAMM-Modell auch auf eine realitätsnahe Simulation von Nebel in Wechselwirkung mit einer Vegetationsschicht Wert gelegt. Hier kann dann durchaus über mehrere Stunden hinweg im Nebel eine Niederschlagssumme in der Größenordnung Millimeter allein durch  $q_c$  auftreten. Die Werte von  $\mathcal{R}_i$  liegen um ca. zwei Zehnerpotenzen über denen von  $\mathcal{R}_c$ . Daher sollte die Sedimentationsgeschwindigkeit von Eiskristallen auf jeden Fall in einem Wolkenmodell berücksichtigt werden. Die Eisteilchen z. B. aus einem Gewitteramboß können nämlich in relativ kurzer Zeit in tiefere Atmosphärenschichten fallen, dort sublimieren oder schmelzen und verdunsten, womit in diesen Schichten durch den zusätzlichen Feuchteintrag eine Wolkenbildung begünstigt werden kann.

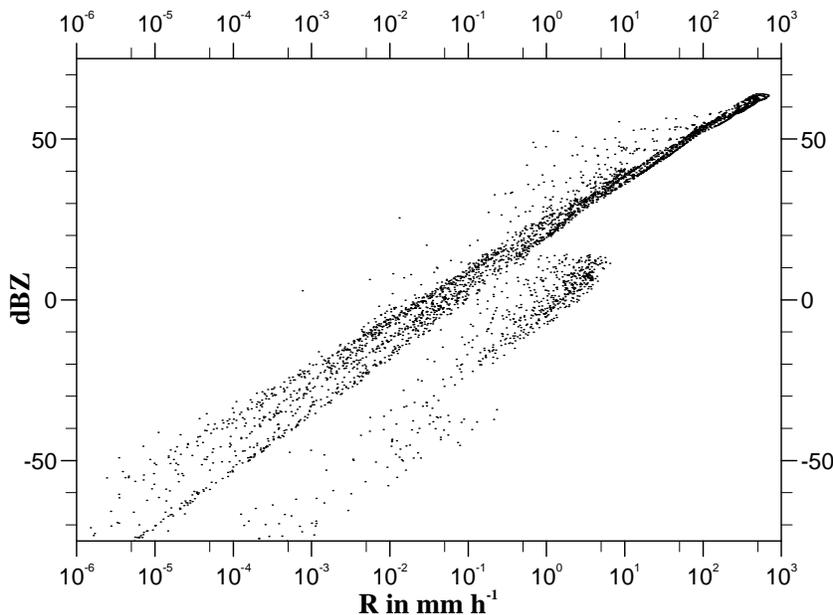


Abbildung 5.11: Wie Abb. 5.10, aber bei Berücksichtigung des konvektiven Vertikalwindes bei der Berechnung der Niederschlagsraten.

Schnee/Mischniederschlag findet man aus der Abb. 5.10 durch graphische Interpolation

$$Z_s = 375 \mathcal{R}_s^{1.75} ,$$

wobei der Vorfaktor besonders sensibel bezüglich der Genauigkeit des graphischen Verfahrens ist. Auch hier blieb aber der Vertikalwind in der Wolke unberücksichtigt, und nur die Dichteabhängigkeit der Hydrometeor-Fallgeschwindigkeit verursacht die bereits analysierte schwache Streuung der Kurve.

In Abb. 5.10 wurde zusätzlich zur generellen Dichtekorrektur  $f(\rho)$  die linear von der Temperatur abhängige Variation der Niederschlags-Fallgeschwindigkeit berücksichtigt, die  $w_r$  für  $T < 0$  °C mit abnehmender Temperatur bis auf einen für Schnee gültigen Grenzwert (hier  $2.5 \text{ m s}^{-1}$ ) vermindert. Es bilden sich dann zwei durch je eine Punktedrängung erkennbare Fälle: a) der schon gezeigte Fall für  $T \geq 0$  °C für Regen und b) der asymptotische Fall für Schnee, der eine größere Steigung aufweist. Zwischen den beiden Kurven gibt es nur wenige diskrete Übergangswerte. Für den

Analytisch folgt dabei für den angenommenen asymptotischen Fall des Schnees mit  $w_r = w_s = 2.5 \text{ m s}^{-1}$  und Gl. (B.15)

$$\mathcal{R}_s = \frac{3.6 \times 10^6}{\rho_w} w_s \rho q_r = 3.61 w_s \frac{\rho q_r}{\text{g m}^{-3}} \quad , \quad \mathcal{Z}_s = 437 \mathcal{R}_s^{7/4} \quad .$$

Auch hier fällt der Vorfaktor der  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehung also durch den Dichteinfluß etwas niedriger aus als bei konstant gehaltener Luftdichte.

Als den verglichen mit Radarmessungen realitätsnächsten Fall zeigt die Abb. 5.11 das Abb. 5.10 entsprechende Bild bei Hinzunahme der konvektiven Vertikalbewegung  $w$  bei der Berechnung der Niederschlagsrate  $\mathcal{R}$  innerhalb der Wolke und des Niederschlags. Dies ist natürlich auch der Fall bei Messungen mit dem Radargerät (vgl. Battan, 1976). Weil die turbulente Vertikalbewegung  $w$  bei starker Konvektion in die Größenordnung der Sedimentationsgeschwindigkeit  $w_\xi$  auch des Regens kommen kann oder sie vom Betrage her sogar übertrifft, ist es wichtig zu studieren, inwieweit dann die bei ruhender Luft abgeleiteten Beziehungen ihre Gültigkeit beibehalten. Für Wolkeneis und -wasser werden die  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehungen durch den Vertikalwind zu unkenntlichen dünnen Punktwolken aufgelöst, lediglich für den Niederschlag folgt in Abb. 5.11 nach wie vor ein linearer Zusammenhang. Allerdings sind die beiden Grenzfälle für Regen und Schnee jetzt ineinander verschmiert. Für diesen der Radarmessung am besten entsprechenden Fall erhält man mit linearer Regression für praktisch relevante Niederschlagsraten  $\mathcal{R}_r \geq 5.0 \times 10^{-2} \text{ mm h}^{-1}$

$$\mathcal{Z}_r = [230 \pm 100] \mathcal{R}_r^{1.51 \pm 0.09} \quad , \quad \mathcal{R}_r = [18 \pm 7] (\rho q_r)^{1.14 \pm 0.14} \quad .$$

Wie man sieht, nimmt bei Berücksichtigung der konvektiven Vertikalbewegung in der Wolke und im Niederschlag die Streuung der beiden Parameter des Potenzgesetzes zwischen  $\mathcal{Z}$  und  $\mathcal{R}$  deutlich zu. Gleichzeitig nimmt die Anzahl der Datenpunkte ab, denn es werden nur die Werte berücksichtigt, bei denen die Summe  $[w + w_\xi (\rho q_\xi)]$  negativ ist, die Hydrometeore also tatsächlich zu Boden fallen. Daher wären für die langsamer sedimentierenden Hydrometeore Wolkenwasser und Wolkeneis nur noch mit großer Mühe eindeutige  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehungen angebar.

Trotz erheblicher Zunahme der Streuung durch die turbulente Vertikalbewegung der Gewitterkonvektion dieser benutzten Simulationsrechnung entsprechen die  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$ - und  $\mathcal{R}$ - $\rho q$  Beziehungen im Mittel den für durch ruhende Luft fallenden Niederschlag ermittelten. Das KAMM-Modell rechtfertigt damit die Anwendung der u. a. von Gysi (1995) und Hannesen (1998) bevorzugten Beziehungen, die auch von Dölling et al. (1998) unterstützt werden:

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{Z}_r}{\text{mm}^{-6} \text{ m}^{-3}} &= 200.0 \left( \frac{\mathcal{R}_r}{\text{mm h}^{-1}} \right)^{1.6} && \text{(stratiforme Wolken)} \\ \frac{\mathcal{Z}_r}{\text{mm}^{-6} \text{ m}^{-3}} &= 300.0 \left( \frac{\mathcal{R}_r}{\text{mm h}^{-1}} \right)^{1.5} && \text{(konvektive Wolken)} \quad . \end{aligned}$$

Sie werden, wie im vorigen Abschnitt schon antizipiert, besonders für den Regen vom KAMM-Modell gut reproduziert. Der Exponent von 1.5 erweist sich dabei als sehr robust, vorausgesetzt es werden die im Anhang B aus den Tropfenspektren abgeleiteten  $\mathcal{Z}(\rho q)$  Beziehungen mit einem Exponenten von 7/4 verwendet und nicht die empirische Relation (B.13) mit dem Exponenten 1.82. Diese führt nämlich auf deutlich steilere  $\mathcal{Z}_r$ - $\mathcal{R}_r$  Beziehungen, obwohl der Exponent 1.60 noch am oberen Ende des akzeptablen Bereichs liegt.

Die Vorfaktoren der  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehungen variieren proportional mit denen der  $\mathcal{Z}$ - $\rho q$  Beziehungen; für Mischniederschlag/Schnee ist er deutlich größer als für Regen. Zudem erwartet man aufgrund der geringeren Fallgeschwindigkeit von Schnee einen größeren Exponent als 1.5 für  $\mathcal{Z}_s(\mathcal{R}_s)$ . Auch dies reproduziert das Modell, wenn auch die Übereinstimmung mit für diesen Fall etablierten Funktionen aufgrund

der Einfachheit des Eiswolkenmodells nur qualitativ ist. Hydrometeorspektren in Mischniederschlag sind wesentlich komplizierter, als daß sie durch einen linear von der Temperatur abhängigen Übergang von „nur Regen“ zu „nur Schnee“ realistisch abgebildet werden könnten. Deshalb wird dieser Fall nochmals genauer untersucht.

### Der Sonderfall des Schnees

Größere Unterschiede zu den von Gysi (1995) und Hannesen (1998) favorisierten  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehungen liegen für das vorgestellte Wolkenmodell des KAMM nur beim Schnee vor. Die genannten Autoren geben hier in Anlehnung an Sekhon und Srivastava (1970)

$$\mathcal{Z}_{s,\text{Gysi}} = 1800.0 \left( \frac{\mathcal{R}_s}{\text{mm h}^{-1}} \right)^{2.2}$$

an, das KAMM-Modell liefert wie gezeigt ca.

$$\mathcal{Z}_{s,\text{KAMM}} = 450 \mathcal{R}_s^{7/4} \quad ,$$

also mit einem um den Faktor 4 kleineren Vorfaktor und ebenfalls kleinerem Exponenten. Eine quantitative Übereinstimmung war hier wegen der Einfachheit der Mischniederschlagsparametrisierung in KAMM aber gar nicht zu erwarten. Denn im Wolkenmodell ist der Mischniederschlag/Schnee eine Population aus Regentropfen mit äquivalentem Durchmesser  $D$ , deren Sedimentationsgeschwindigkeit sich für  $T < 0$  °C mit abnehmender Lufttemperatur dem Fallgesetz für Schnee annähert<sup>1</sup>.

Interessant ist in diesem Zusammenhang die Frage, welche asymptotische Fallgeschwindigkeitsparametrisierung für den Schnee in KAMM gelten müßte, um die Beziehung  $\mathcal{Z} = 1800\mathcal{R}_s^{2.2}$  zu reproduzieren. Mit dem Ansatz

$$w_s = w_{s0} \left( \frac{\rho q_r}{\text{g m}^{-3}} \right)^\beta$$

folgt durch einfaches Rückrechnen

$$w_s = 0.838 \text{ m s}^{-1} \left( \frac{\rho q_r}{\text{g m}^{-3}} \right)^{-0.2045} \quad , \quad \beta = \frac{7}{4 \cdot 2.2} - 1 \simeq -0.2045 \dots \quad .$$

Dieses Resultat ist allerdings etwas befremdlich, denn es sagt aus, daß Schnee mit einer geringeren Konzentration an Hydrometeoren schneller fällt als „dichter“ Schnee.

<sup>1</sup>Die eigentliche Meßgröße in diesem Fall ist die äquivalente Reflektivität  $\mathcal{Z}_e$ , die gemäß Smith (1984) mit den in dieser Arbeit verwendeten Parametern in folgender Verbindung zur Reflektivität  $\mathcal{Z}$  für Eisparkeln steht:

$$\mathcal{Z}_e = 0.225 \mathcal{Z} \quad . \quad (5.1)$$

Das liefert schließlich als eigentlich relevante Größen

$$\begin{aligned} \mathcal{Z}_{e_s,\text{Gysi}} &= 405.0 \left( \frac{\mathcal{R}_s}{\text{mm h}^{-1}} \right)^{2.2} \quad , \\ \mathcal{Z}_{e_s,\text{KAMM}} &= 101.0 \left( \frac{\mathcal{R}_s}{\text{mm h}^{-1}} \right)^{7/4} \quad , \end{aligned}$$

die mit den Werten von  $\mathcal{Z}$  bei flüssigen Hydrometeoren verglichen werden können. Eine ähnliche Beziehung wie sie das KAMM-Modell für Mischniederschlag liefert, wird von Huggel et al. (1996) vorgestellt.

Deshalb soll eine Deduktion der Fallgeschwindigkeit aus dem äquivalenten Tropfenspektrum des Mischniederschlags Klarheit schaffen: mit Gl. (4.49), Anhang B und

$$w_s(D) \simeq aD^b \quad , \quad 0 \leq b \lesssim 1$$

gemäß der Befunde von Locatelli und Hobbs (1974) gilt

$$\begin{aligned} w_s(\rho q) &= a \frac{N_0 \pi \rho_w}{\rho q} \frac{1}{6} \int_0^\infty \left( \frac{D}{D_0} \right)^{\gamma-1} D^{3+b} e^{D/D_0} dD \\ &= a \frac{\pi \rho_w}{6} \frac{N_0 D_0^{3+b}}{\rho q} \int_0^\infty \left( \frac{D}{D_0} \right)^{\gamma+2+b} e^{D/D_0} dD \\ &= a \frac{\pi \rho_w}{6} \frac{N_0 D_0^{4+b}}{\rho q} \Gamma(\gamma + 3 + b) \quad . \end{aligned}$$

Mit Anhang C und Gl. (B.16) folgt weiter

$$\begin{aligned} w_s(\rho q) &= a \frac{\pi \rho_w}{6} \frac{N_0}{\rho q} \Gamma(\gamma + 3 + b) \left( \frac{6 \rho q}{\pi \rho_w \Gamma(\gamma + 3) N_0} \right)^{(4+b)/4} \\ &= a \left( \frac{\pi \rho_w}{6} \right)^{-b/4} N_0^{-b/4} \Gamma(\gamma + 3 + b) [\Gamma(\gamma + 3)]^{-(4+b)/4} (\rho q)^{b/4} \\ &\propto a (\rho q)^{b/4} \quad . \end{aligned}$$

Für einen typischen Wert von  $b = 0.5$  wird der Exponent  $b/4 = 1/8$  und weicht damit von der vormals oben angegebenen Beziehung ab. Nur für  $b < 0$ , genauer:

$$b = 4 \left( \frac{7}{4 \cdot 2.2} - 1 \right) \simeq -0.8182 \dots$$

ließe sich die ursprünglich von Sekhon und Srivastava (1970) gefundene  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehung für Schnee reproduzieren und bestätigt damit wegen

$$b = 4\beta$$

exakt die obige erste Rückrechnung. Das widerspricht aber kraß den experimentellen Befunden von Locatelli und Hobbs (1974) bezüglich der Fallgesetze  $w_s(D)$ , bei denen keine negativen Exponenten beobachtet wurden, und auch von Löffler-Mang und Joss (1999), die ebenfalls für Schnee Partikelspektren gemessen haben, die sich durch  $\Gamma$ -Funktionen beschreiben lassen. Es bleibt daher eine offene Frage, welche wolkenmikrophysikalischen Prozesse im Mischniederschlag/Schnee diese empirisch gefundene, aber nicht ohne weiteres analytisch reproduzierbare  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehung hervorrufen.

## 5.1.3 Ebenes Gelände

Als eine Basis für vergleichende weitere Simulationen wurden mit dem endgültigen Stand des Wolkenphysik-KAMM Rechnungen über ebenem Gelände durchgeführt. Dabei handelte es sich um die mit „Grasland“ bedeckte Standard-Bodenart „Sandiger Lehm“. Die Maschenweiten betragen horizontal  $\Delta x = \Delta y = \Delta = 1$  km, die Höhe des Modellgebiets  $H = 18$  km. Das  $65^3$ -Gitter wies in der Vertikalen Maschenweiten von etwa 10 bis einige 100 m auf. Als Anströmung wurde ein barotroper Grundstrom aus Westsüdwest mit  $10 \text{ m s}^{-1}$  vorgegeben. Die thermische Schichtung entsprach bereits weitgehend der in Tab. 5.3 gezeigten und ließ Wolkenobergrenzen von 8 bis 9 km zu.

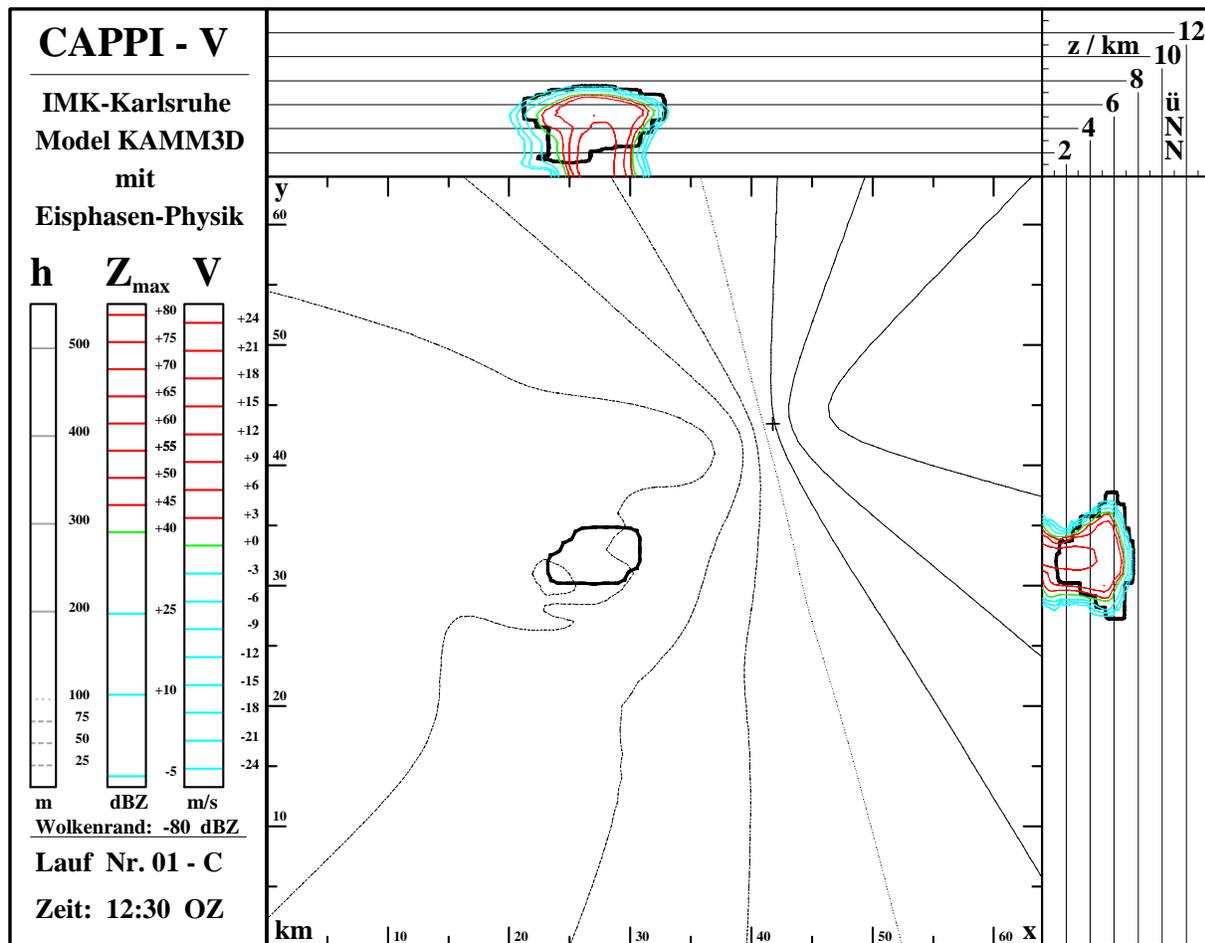


Abbildung 5.12: Die CAPPI- $v$  Darstellung in 3.2 km ü. NN mit MAX\_CAPPI- $z$  Seitenrissen um 12:30 OZ liefert eine nicht sehr stark ausgeprägte Divergenz- und Konvergenzsignatur in der Wolke.

Die Simulation wurde zum Zeitpunkt 11:00 Ortszeit gestartet und eine Stunde ohne besonderen Konvektionsantrieb integriert. In dieser Zeit sollte das KAMM-Modell aus den Grundzustandswerten selbständig in Bodennähe angepasste Profile von  $v_h$ ,  $\Theta$  und  $q_d$  ausbilden. Um 12:00 OZ fand die Initialisierung der Konvektion mit einer 4 K  $\Theta_e$ -Anomalie von 10 km Radius mit Zentrum in 1.5 km über dem Erdboden statt. Dieser Simulationsverlauf dient außerdem als Vergleichsbasis für das Studium des Einflusses eines Einzelberges im folgenden Abschnitt 5.1.4.

Aus dieser Anfangssituation entwickelte sich schnell eine kräftige Schauer/Gewitterwolke, die mit der Strömung durch das Modellgebiet zog. Weil kein gescherter Grundzustand vorgegeben wurde, war nicht zu erwarten, daß der Sturm eine sehr komplexe Struktur entwickeln würde. Weder Rotationen in der

Wolke, noch eine z. B. von Houze (1993) und Hannesen (1998) beschriebene Zellteilung war zu erwarten. Am ehesten ist der hier simulierte Fall deshalb mit einem typischen Einzelzellen-Wärmegewitter im Sommerhalbjahr zu vergleichen.

Die Dokumentation der Simulationsergebnisse beginnt um 12:30 Ortszeit, 30 min nach Initiieren der Cb-Wolke. Wie die im Anhang A genauer beschriebene CAPPI- $v$  Graphik Abb. 5.12 in den zusätzlichen MAX\_CAPPI- $Z$  Seitenrissen zeigt, hat die nach Nordosten ziehende Wolke eine Obergrenze von 8 km ü. NN erreicht und auf ihrer Rückseite eine Wolkenbasis von 1.5 km ü. NN. Zu diesem Zeitpunkt erreicht der Regen gemäß Tab. 5.1 gerade mit einer maximalen Intensität von  $\mathcal{R}_{\max} = 167 \text{ mm h}^{-1}$  den Boden, was Reflektivitätswerten von 55–60 dBZ entspricht. Im oberen Teil ist die Wolke schon sehr breit und scheint ihre volle Reife schon leicht überschritten zu haben.

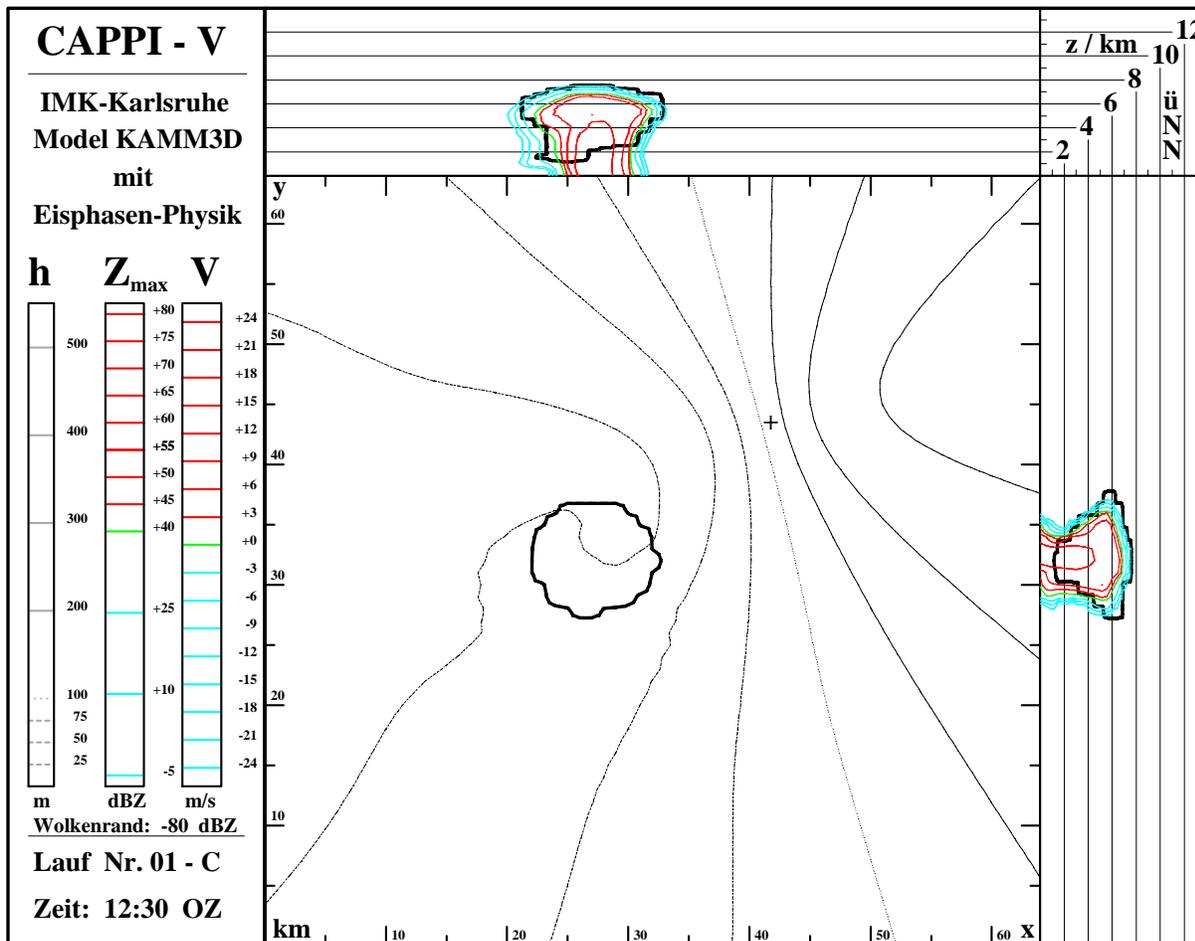


Abbildung 5.13: Wie Abb. 5.12, aber in 6.5 km ü. NN. Hier überwiegt klar die Horizontaldivergenz gemäß der Ausführungen im Anhang A und offenbart im Vergleich zu Abb. 5.12 eine Fluß-Asymmetrie, die den beginnenden Zerfall der Zelle vorankündet.

Die zentrale Draufsicht der Abb. 5.12 zeigt in einem CAPPI- $v$  das Radialwindfeld bezüglich eines willkürlich positionierten Radars in einer Ebene in 3.2 km ü. NN, in das der Wolkenumriß in dieser Höhe als dicke Linie eingezeichnet ist, ebenso wie der Standort des imaginären Radars (+). In  $3 \text{ m s}^{-1}$  Intervallen ist die radiale Dopplergeschwindigkeit  $v_r$  durch Isotachen dargestellt. Man erkennt die typische Hyperbelstruktur durch den Grundstrom, vor allem im Lee des Radars. Die asymptotische Gerade  $v_r = 0 \text{ m s}^{-1}$  verläuft als punktierte Linie nicht ganz genau durch den Radarstandort und zeigt damit einen geringen Vertikalwind an. Bei rein horizontaler Strömung verlief sie jedoch genau durch die Radarposition.

Tabelle 5.1: Zeitlicher Verlauf der Extremwerte von  $w$ ,  $\rho q$  sowie  $\mathcal{R}$  und  $\mathcal{P}_{ac}$ ; ebene Orographie.

$\frac{t}{\text{min}}$	OZ	$\frac{w_{\max}}{\text{m s}^{-1}}$	$\frac{-w_{\min}}{\text{m s}^{-1}}$	$\frac{\rho q_{c,\max}}{\text{g m}^{-3}}$	$\frac{\rho q_{i,\max}}{\text{g m}^{-3}}$	$\frac{\rho q_{r,\max}}{\text{g m}^{-3}}$	$\frac{\mathcal{R}_{\max}}{\text{mm h}^{-1}}$	$\frac{\mathcal{P}_{ac,\max}}{\text{mm}}$
60.0	12:00	0.00	0.02	0.0000	0.0000	0.0000	0.00	0.00
65.0	12:05	5.46	0.78	0.7719	0.0541	0.0000	0.00	0.00
70.0	12:10	9.90	2.20	2.1510	0.5275	0.7641	0.00	0.00
75.0	12:15	13.20	2.86	2.4306	1.3671	5.1176	0.00	0.00
80.0	12:20	16.30	2.76	2.4704	1.5548	5.0361	0.00	0.00
85.0	12:25	11.62	3.44	1.4811	1.6599	6.7089	0.00	0.00
90.0	12:30	3.80	4.80	0.5114	1.7075	7.1792	167.26	5.13
95.0	12:35	2.80	4.61	0.4569	1.7001	5.9647	142.21	17.49
100.0	12:40	2.64	4.39	0.2289	1.6868	5.6715	132.51	21.45
105.0	12:45	4.31	4.06	0.1933	1.9047	5.7002	135.64	21.47
110.0	12:50	1.99	1.61	0.1000	2.0693	0.8348	15.81	21.47
115.0	12:55	1.74	2.64	0.1300	1.9401	0.1963	1.21	21.47
120.0	13:00	1.46	3.18	0.1507	1.6163	0.1628	< 0.01	21.47
125.0	13:05	4.34	3.68	0.0645	1.0622	0.0456	0.00	21.47
130.0	13:10	2.22	2.94	0.1106	0.4319	0.0017	0.00	21.47

Im Bereich der Cb-Wolke ergeben sich größere Inhomogenitäten, verglichen mit der ungestörten Umgebung. Am Ostnordost-Rand der Wolke ist  $|v_r|$  vermindert, im Zentrum erhöht und am Westsüdwest-Rand wieder vermindert. Dies entspricht einer im Anhang A mithilfe der Abb. A.2 erläuterten Konvergenzsignatur am Vorderrand und einer Divergenzsignatur an der Wolkenrückseite. In Ausbreitungsrichtung dominiert die Konvektion im Bereich des Aufwinds, vgl. die MAX\_CAPPI-Seitenrisse, auf der Westsüdwestseite überwiegt bereits die durch den Niederschlag verursachte Divergenz. Das zeigt auf, daß die Wolke schon über ihre maximale Entwicklung hinweg ist und entspricht Stadium 3 in Abb. 2.2.

Die CAPPI- $v$  Darstellung in 6.5 km ü. NN zum gleichen Zeitpunkt 12:30 OZ liefert weitere Indizien hierfür. In diesen Höhen findet sich eine deutliche, fast klassische Divergenzsignatur mit erhöhtem  $|v_r|$  radarseitig und vermindertem  $|v_r|$  auf der radarfernen Seite des Sturmes. In dieser Höhe liegt ein großräumiger Massenfluß aus der Zelle heraus vor, der nicht mehr durch sein Gegenstück in tieferen Schichten kompensiert wird. Es liegt also eine Fluß-Asymmetrie vor, die anzeigt, daß die Zelle sich bereits auflöst.

Auch Tab. 5.1 läßt diese zeitliche Entwicklung erkennen. Um 12:30 OZ ist der Aufwind schon von  $11.62 \text{ m s}^{-1}$  auf  $3.80 \text{ m s}^{-1}$  zurückgefallen, ab jetzt dominiert stattdessen der von den Niederschlagsmassen und deren Verdunstungskälte angetriebene Abwind. Auch die Vereisung der Wolke nimmt prozentual stark zu, die Gehalte an Regenwasser  $\rho q_r$  verbleiben aber vorerst noch auf hohem Niveau.

Die Niederschlagsakkumulation  $\mathcal{P}_{ac}$ , in der Radarmeteorologie normalerweise als PAC bezeichnet, visualisiert die zeitlich integrierte Niederschlagsmenge am Erdboden entlang des Zugwegs des Schauers und wird konventionell in Millimetern angegeben. Diese Größe wird am besten schon während des Simulationslaufs mitberechnet, damit man die zeitliche Integration mit dem kleinen numerischen Zeitschritt  $\Delta t_c$  durchführen kann, anstatt *a posteriori* Einzelwerte der Regenrate am Boden im Abstand von etwa 5 bis 10 min aufzusummieren.

Der integrierte Niederschlag am Boden als PAC in Abb. 5.14 a, dessen Isohyeten für  $\mathcal{P}_{ac} \geq 0.1$  mm in Schritten von 2.5 mm aufgetragen sind, offenbart ein langgezogenes Maximum mit  $\mathcal{P}_{ac} \simeq 18$  mm. Das absolute Extremum mit 21.5 mm findet sich gleich am Beginn des Schauers, dessen Niederschlagsgebiet zum Ende hin etwas breiter wird. Daß die maximale Regenmenge am Beginn der Spur des Schauers am Boden gefunden wird, liegt nicht daran, daß der Schauer dort längere Zeit ortsfest blieb, sondern daß an dessen Anfang auch die höchsten Regenraten auftreten: Tab. 5.1 zeigt hier  $\mathcal{R}_{\max} \simeq 167$  mm h<sup>-1</sup>, bevor  $\mathcal{R}_{\max}$  sich in den darauffolgenden 20 min auf Werte von etwa 130–140 mm h<sup>-1</sup> einpendelt.

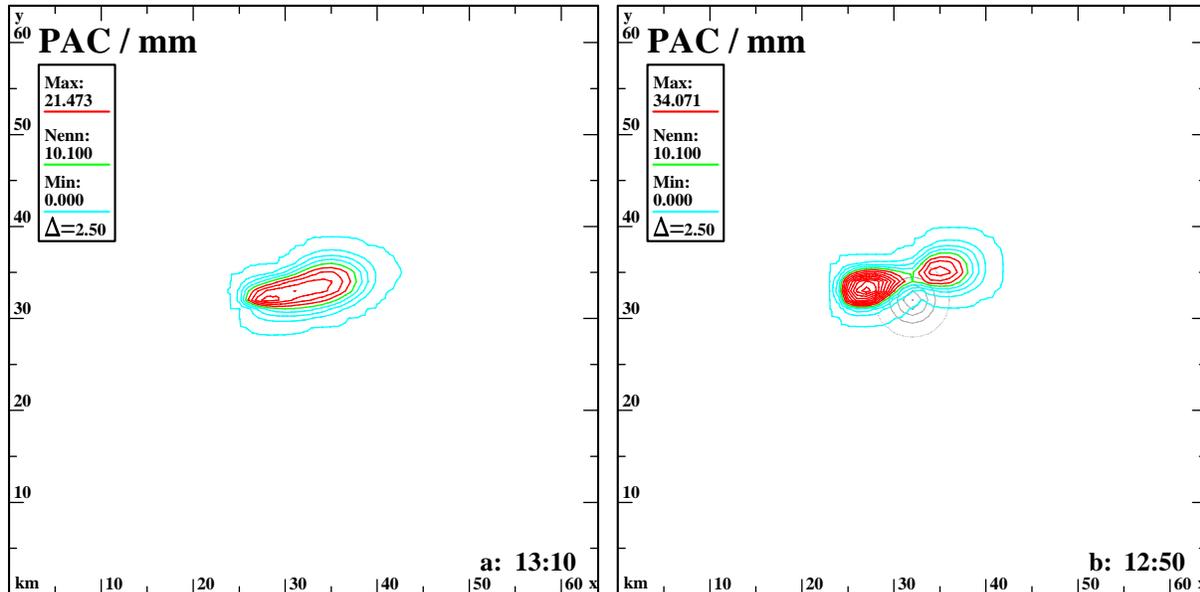


Abbildung 5.14: Niederschlagssummen von 12:30 OZ für ebenes Gelände (a) bis 13:10 OZ, für den Einzelberg (b) nur bis 12:50 OZ. Die Konturierung der Isohyeten erfolgt ab  $\mathcal{P}_{ac} \geq 0.1$  mm alle 2.5 mm.

### 5.1.4 Einzelberg

Der als Vergleichsbasis dienende KAMM-Simulationslauf aus dem vorigen Abschnitt 5.1.3 wurde wiederholt, allerdings wurde jetzt im Zentrum des Gebiets bei  $x = y = 32$  km ein einzelner rotationssymmetrischer Berg mit  $h_{\max} = 500$  m vorgegeben. Es handelt sich dabei um den wohlbekannten „Hexenberg“ mit einem Halbwertsradius  $a = 2$  km:

$$h(x, y) = \frac{h_{\max}}{1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2} .$$

Wiederum wurde die Simulation um 11:00 Ortszeit gestartet. Nach kurzer Zeit bildete sich im Lee des Berges eine Konvergenzlinie, die gemäß Tab. 5.2 Auf- und Abwinde von etwa  $2$  m s<sup>-1</sup> im Grenzschichtniveau von  $z_i \simeq 1.5$  km über Grund erzeugte. Diese induzieren nach  $t = 60$  min Simulationszeit eine flache orogene Wolke in etwa 25 km Entfernung von der Bergkuppe, die sich in den nächsten 5 min deutlich verdichtet. Es handelt sich dabei um einen der Orographieeffekte auf die Wolkenbildungsprozesse, die im Abschnitt 2.1 schon angesprochen worden waren.

Im gleichen Zeitraum, genau um 12:00 OZ wird aber auch die Gewitterkonvektion mit der schon beschriebenen  $\Theta_e$ -Blase im Luv des Berges entfacht. Auch in dieser Vergleichssimulation hat die sich bildende Cb-Wolke um 12:30 OZ ihre maximale Ausdehnung erreicht, und ihr Niederschlag erreicht gerade den Erdboden.

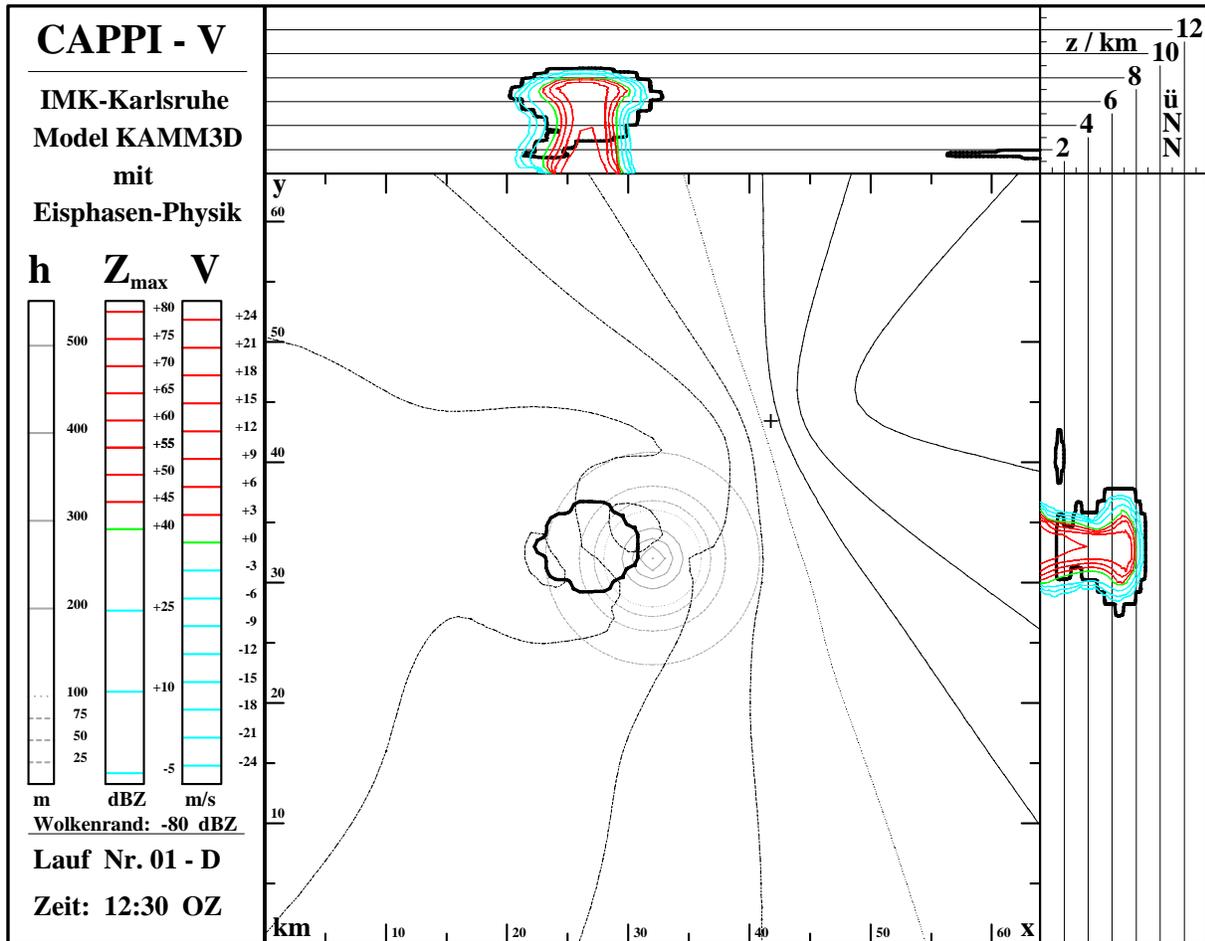


Abbildung 5.15: CAPPI- $v$  im Niveau 5 km ü. NN um 12:30 OZ. In dieser Höhe findet man ein Konvergenzmuster vor. Die kreisförmigen dünnen durchbrochenen Isohypsen veranschaulichen die Hexenberg-Orographie im Zentrum des Gebiets mit einer maximalen Geländehöhe von 500 m ü. NN.

Es ergeben sich aber wesentliche orographiebedingte Unterschiede zum vorher untersuchten Fall ohne Geländeeinfluß. Wie Abb. 5.15 in den Seitenrissen mit MAX\_CAPPI- $Z$  Darstellung um 12:30 OZ außer der oben erwähnten Lee-Wolke ostnordöstlich des Berges in 1.5 km ü. NN zeigt, liegt die Wolkenobergrenze des Gewitterschauers jetzt bei 9 km ü. NN, also 1 km höher als im Fall ebenen Geländes. Die Reflektivität überschreitet jetzt 60 dBZ deutlich<sup>2</sup> und führt gemäß Tab. 5.2 kurzzeitig zu einer sehr großen Regenrate von  $\mathcal{R} \simeq 421 \text{ mm h}^{-1}$ . Die Wolkenbasis liegt auf der Rückseite des Gewitters wiederum bei 1.5 km ü. NN, der Cb ist also um etwa 1 km mächtiger als sein Gegenpart in der Basissimulation. Die regelmäßige Pilzform der Reflektivität  $Z$  läßt erkennen, daß sich diese Wolke in ihrer Entwicklung noch nicht in der Auflösungs- sondern in der Reifephase befindet.

Die CAPPI- $v$  in 5.0 km ü. NN in der Draufsicht von Abb. 5.15 liefert eine eindeutige und kräftige Konvergenzsignatur, was in dieser Höhe ein Indiz für eine sehr intensive konvektive Entwicklung ist. Die Horizontalkonvergenz geht weit über den Wolkenrand hinaus und zeigt die Bedeutung der gesamten Dynamik des Konvektionssystems „Wolke“. In 8 km ü. NN findet man in dem CAPPI- $v$  der Abb. 5.16 ein ebenso klares Divergenzmuster, das wiederum sehr großflächig ist. Hier liegt anscheinend noch keine nennenswerte Fluß-Asymmetrie vor, dieser Zeitpunkt 12:30 entspricht daher ziemlich genau dem Maximum der Wolkenentwicklung.

<sup>2</sup>Die höchsten Reflektivitäten von  $Z \simeq 60 \text{ dBZ}$  reichten in dieser Simulation bis maximal etwa 5 km ü. NN hinauf.

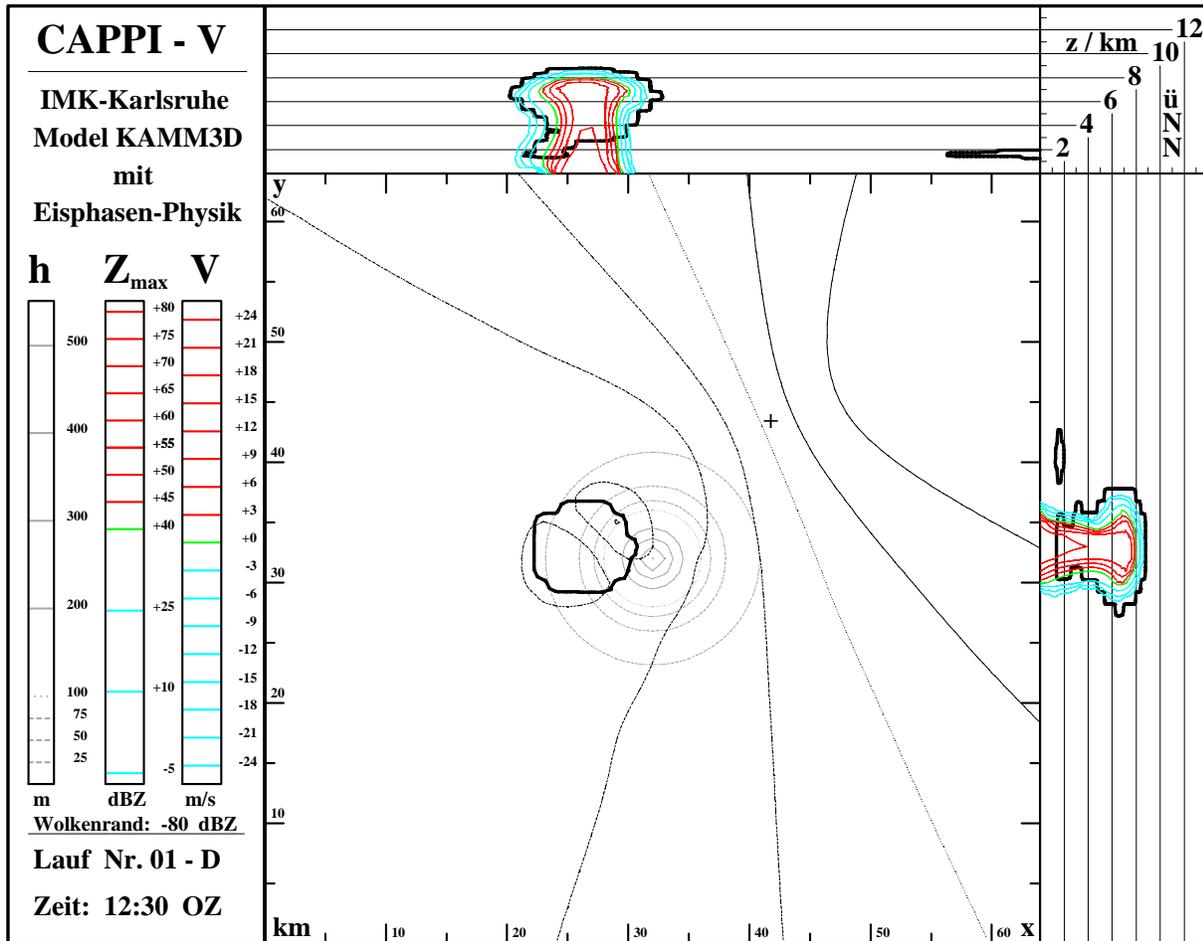


Abbildung 5.16: Wie Abb. 5.15, aber in 8 km ü. NN. Hier dominiert eine deutliche Horizontaldivergenz.

Das wird auch durch die weiteren Daten aus der Tab. 5.2 gestützt. Maximaler Auf- und Abwind sind fast genau im Gleichgewicht mit Werten von  $+5.78 \text{ m s}^{-1}$  und  $-5.10 \text{ m s}^{-1}$ . Die Vereisung der Wolke gewinnt aber bereits die Oberhand, und nur 5 min später befindet sich auch diese Wolke im Zerfall. Die Regenrate fällt ab 12:35 OZ zurück und hat um 12:45 noch einmal ein lokales Maximum von ca.  $173 \text{ mm h}^{-1}$ . Die höchste gefallene Niederschlagsmenge am Boden  $\mathcal{P}_{ac}$  findet sich wieder am Anfang des Regengebiets und liegt mit gut 34 mm über 58 % höher als in der Basissimulation ohne Orographie.

Die Abb. 5.14 b schließlich zeigt wiederum mit Isohyeten ab  $\mathcal{P}_{ac} = 0.1 \text{ mm}$  in 2.5 mm-Schritten das starke erste Maximum der Niederschlagssumme auf der Luvseite des Hexenbergs, ein Minimum in der Gipfelregion und ein zweites Maximum mit über 18 mm nach Passieren des Leehangs beim Eintritt in die Ebene. Beachtet werden muß dabei, daß dieser Gewitterschauer nicht bis zu seinem völligen Verebben integriert wurde. Daher ist im Gegensatz zur Abb. 5.14 dieses PAC nicht komplett. Aufgrund der zum Schlußzeitpunkt 12:50 noch immer hohen Regenrate von gut  $95 \text{ mm h}^{-1}$  ist es wahrscheinlich, daß auch das  $\mathcal{P}_{ac}$ -Nebenmaximum im Lee die 20 mm-Marke noch überschritten hätte.

Welche Gründe kommen für die so unterschiedliche Menge und räumliche Verteilung des Niederschlags in dieser Simulation mit Einzelberg in Frage? Zum einen wird durch die orogene Hebung im Luv die Konvektion verstärkt. Die Wolke reicht 1 km höher als über ebenem Gelände. Dadurch steht ein größeres involviertes Luftvolumen zur Niederschlagsbildung zur Verfügung, und das in der Cb-Wolke vorhandene Regenwasser wird durch den stärkeren, großflächigeren Aufwind länger in der Wolke gehalten, bevor es schlagartig ausfällt. Das erklärt das gegenüber dem Fall ebenen Geländes um 58 % erhöhte Maximum der Niederschlagsmenge  $\mathcal{P}_{ac}$  im Luv des Berges. Die Anfangs-Regenrate  $\mathcal{R}_{\max}$  liegt hier sogar um 152 %

Tabelle 5.2: Wie Tab. 5.1, aber für die Simulation mit Hexenberg–Orographie.

$\frac{t}{\text{min}}$	OZ	$\frac{w_{\max}}{\text{m s}^{-1}}$	$\frac{-w_{\min}}{\text{m s}^{-1}}$	$\frac{\rho q_{c,\max}}{\text{g m}^{-3}}$	$\frac{\rho q_{i,\max}}{\text{g m}^{-3}}$	$\frac{\rho q_{r,\max}}{\text{g m}^{-3}}$	$\frac{\mathcal{R}_{\max}}{\text{mm h}^{-1}}$	$\frac{\mathcal{P}_{ac,\max}}{\text{mm}}$
55.0	11:55	1.93	1.78	0.0000	0.0000	0.0000	0.00	0.00
60.0	12:00	1.92	1.76	0.1672	0.0000	0.0000	0.00	0.00
65.0	12:05	4.68	1.04	0.6859	0.0000	0.0000	0.00	0.00
70.0	12:10	7.37	1.18	2.2643	0.1412	0.5547	0.00	0.00
75.0	12:15	9.98	1.66	2.1015	0.4667	6.1174	0.00	0.00
80.0	12:20	11.10	1.97	1.8624	1.2521	12.3431	0.00	0.00
85.0	12:25	9.69	2.15	0.6205	1.9244	14.3422	0.00	0.00
90.0	12:30	5.78	5.10	0.3905	2.0669	15.6681	421.17	11.67
95.0	12:35	1.73	3.41	0.2137	2.1561	7.8722	192.52	33.36
100.0	12:40	1.91	6.53	0.1927	2.1528	7.9794	82.99	34.07
105.0	12:45	3.16	9.75	0.2296	1.8923	8.5230	173.02	34.07
110.0	12:50	3.00	5.96	0.3139	2.0126	4.1762	95.49	34.07

höher als im Basisfall ohne Orographie. Von der übergroßen Last des Niederschlagswassers befreit, und noch im Bereich der orogenen Hebung, intensiviert sich der Wolkenaufwind wieder und führt zu erneuter Regenbildung. Dieses Nebenmaximum wird um 12:45 erreicht, 15 min nach dem Beginn des Sturms. In dieser Zeit wurde der Berg von der Gewitterzelle bereits überquert, so daß dieser Niederschlag im Lee schon fast in der Ebene fällt. Offenbar benötigten die regenbildenden Prozesse in der Wolke soviel Zeit, daß die Intensivierung der Zelle im Luv erfolgt, aber erst einige Kilometer weiter stromab zu einer Erhöhung der Niederschlagsmenge führt.

### 5.1.5 Böenfronten

Ein Phänomen, das — wie im Abschnitt 5.1.1 schon angerissen wurde — mit Gewitter–Niederschlägen verbunden sein kann, sind Fallböen (*downbursts*) und zugehörige Böenfronten (*gust fronts*), die von Fujita (1981) im Zusammenhang mit Tornados grundlegend klassifiziert wurden. Solche Böenkragen bilden sich, wenn der mit dem Gewitterschauer verbundene Abwind sehr stark und/oder langandauernd und verglichen mit der äquivalent–potentiellen Temperatur  $\Theta_e$  der bodennahen Luft in der atmosphärischen Grenzschicht deutlich kälter ist. Als Antrieb des kalten Abwindes kommen zwei Mechanismen in Frage, die man sich anhand der zum Ende des Abschnitts 4.1.5 hervorgehobenen anschaulichen Formulierung des Auftriebsterms in der dritten Bewegungsgleichung für den Vertikalwind  $w$  klarmachen kann. Diese Form des Auftriebsterms lautet wie gezeigt bei einem hydrometeorfreien Grundzustand wie auch im KAMM–Modell mit der Hilfsgröße  $\epsilon = (R_D/R_L - 1)$

$$\partial_t w \propto g \frac{\Theta_\rho - \Theta_{\rho 0}}{\Theta_{\rho 0}} = \frac{g}{\Theta_{\rho 0}} \left[ (\Theta - \Theta_0) + \Theta_0 \epsilon (q_d - q_{d0}) + q_d \epsilon (\Theta - \Theta_0) - \Theta \sum_{\xi} q_{\xi} \right]. \quad (5.2)$$

Die angesprochenen Mechanismen des Fallwindantriebs sind dann:

1. Die Gewichtskraft der im Luftstrom vorhandenen Hydrometeore  $q_{\xi}$ . Diese stets abwindverstärkende Kraft geht im Auftriebsterm gemäß Gl. (5.2) linear mit den Produkten aus potentieller Tempe-

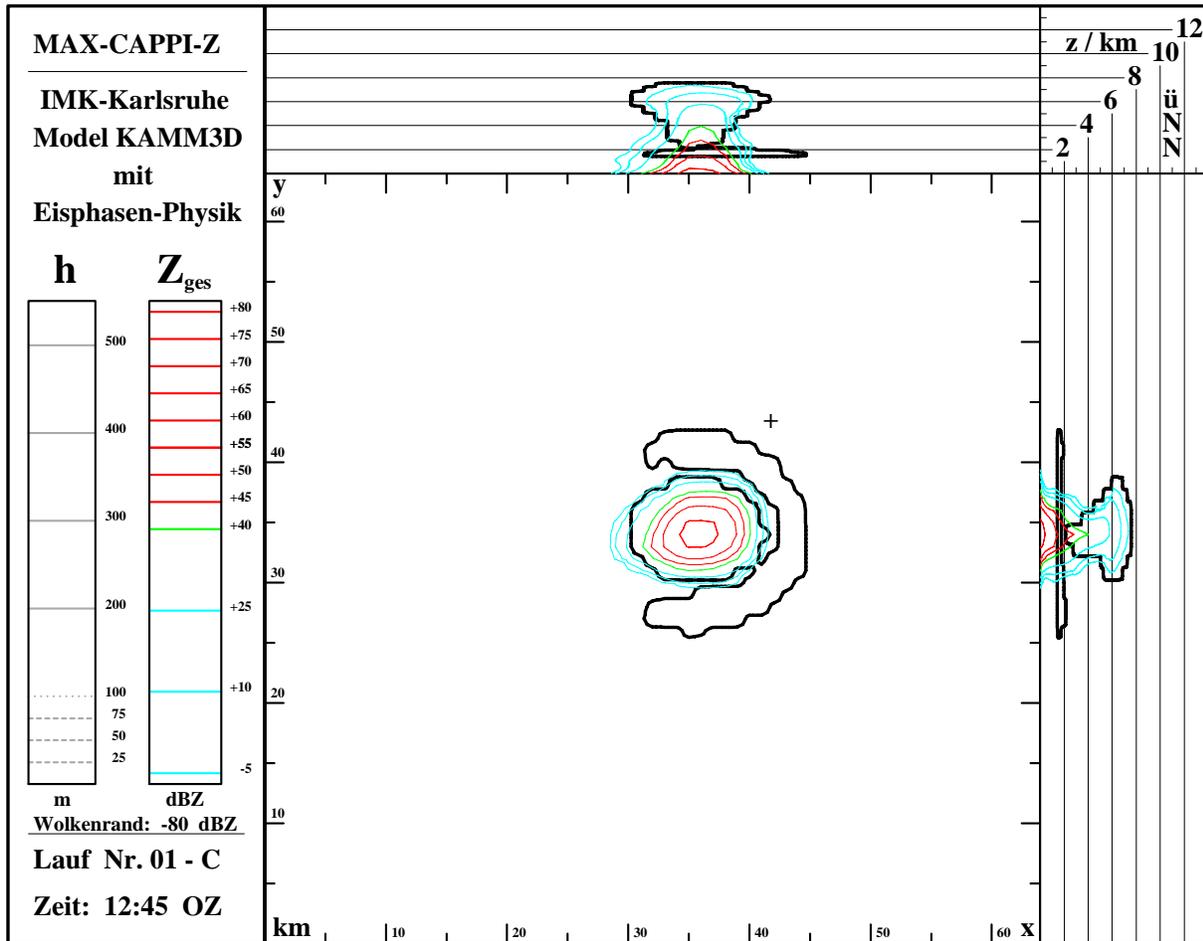


Abbildung 5.17: MAX\_CAPPI-Z aus dem Lauf mit ebener Orographie um 12:45 OZ. Ein U-förmiger Böenkragen hat sich in etwa 1.5 km Höhe gebildet und bewegt sich von der zerfallenden Zelle weg.

ratur und Hydrometeor-Partialmassen ein. Weil nur die Masse, aber nicht die Fallgeschwindigkeit der Hydrometeore eine Rolle spielt, wirkt die Beschleunigung umso nachhaltiger, je langsamer die idealerweise aus möglichst großer Höhe kommenden Hydrometeore durch die Wolke fallen. Die vorgestellte Mischphasen-Parametrisierung nach Tartaglione et al. (1996) ruft genau diesen Effekt verstärkt hervor.

- Die Verdunstungskälte des Niederschlags beim Durchfallen ungesättigter Luftschichten. Fällt der Niederschlag durch relativ trockene Luft, verdunstet über den Term  $Ev$  in Gl. (4.43) des Wolkenmodells ein größerer Anteil des Niederschlagswassers  $q_r$ . Hier wirken die einzelnen Terme der Gl. (5.2) in komplexer Weise zusammen: Verdunstung erniedrigt zwar die potentielle Temperatur  $\Theta$ , erhöht aber die spezifische Feuchte  $q_d$  und vermindert die Hydrometeormassen  $q_\xi$ , so daß nur spezielle atmosphärische Umgebungsbedingungen effektiv zu einem starken Fallwind beitragen (Houze, 1993). Überwiegt aber die Verdunstungskälte, stellt dieser Effekt einen sehr wirkungsvollen Mechanismus zur Abwindintensivierung dar.

Trifft ein solcher, möglichst weit hochreichender Abwind auf den Erdboden auf, wird er seitlich abgelenkt und bildet an seinen Grenzen eine Zone starker Turbulenz, den Böenkragen. Dabei schiebt sich die Luft mit kleiner äquivalent-potentieller Temperatur  $\Theta_e$  unter die bodennahe Luft, die eine höhere äquivalent-potentielle Temperatur hat und verdrängt sie nach oben, was im Umkreis des Gewitters erneut Konvektion und Wolkenbildung auslösen kann.

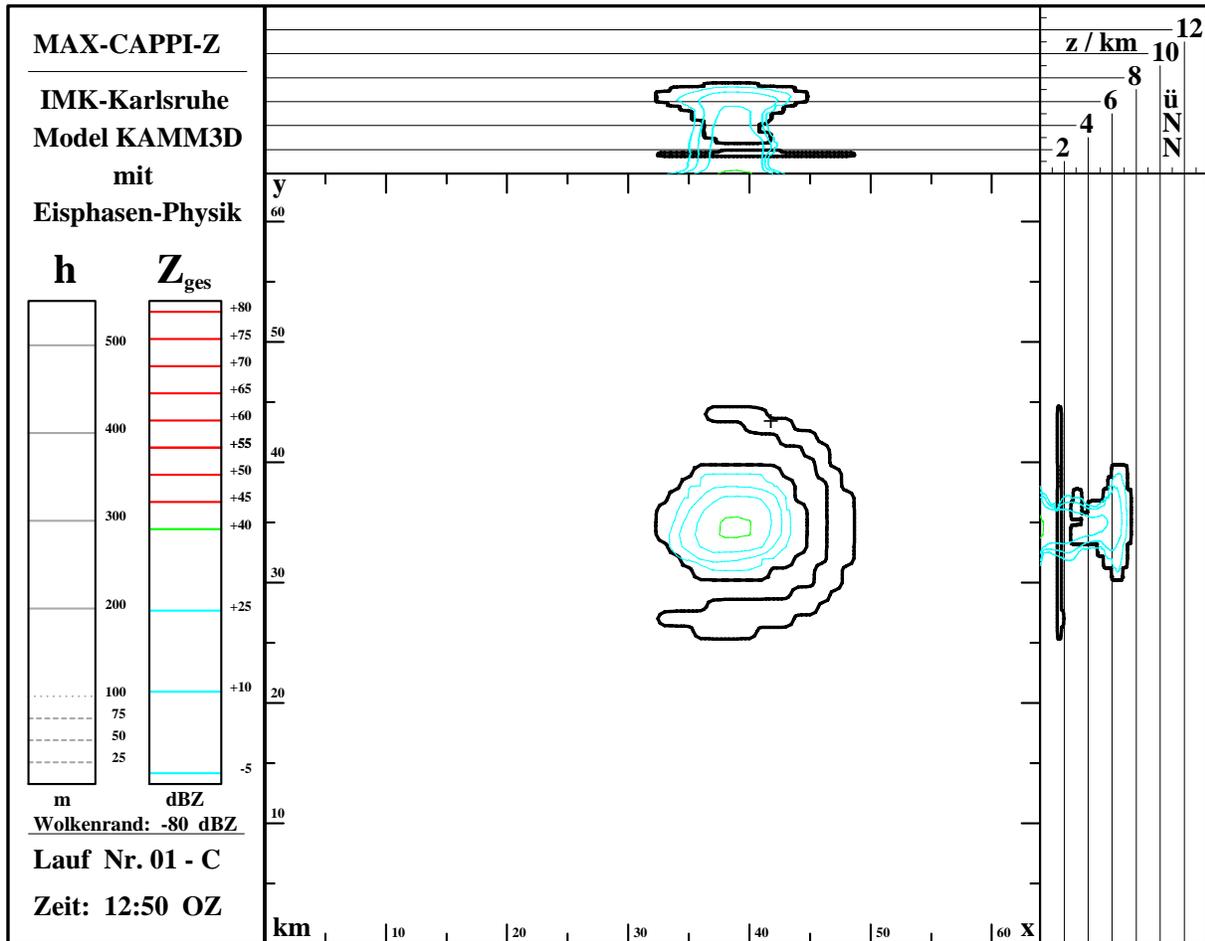


Abbildung 5.18: Wie Abb. 5.17, aber 5 min später. Der Böenkragen hat sich weiter von der zerfallenden Zelle entfernt, erreicht gerade das fiktive Radargerät (+) und schwächt sich dabei schon langsam ab.

Je nach Menge der aus dem Gewitter nachfließenden Kaltluft können dann zwei Fälle eintreten:

1. Folgt nur wenig Kaltluft nach und ist die Luft direkt oberhalb der Grenzschichthöhe  $z_i$  sehr stabil geschichtet, kann eine solitäre Welle ausgelöst werden: die Warmluft wird von der Kaltluft kurz angehoben und schwingt wieder durch die Ruhelage zurück. Je nach Stabilität der Luftmasse kann sich diese Welle weit ausbreiten. Das linienhafte Phänomen vom 13. 7. 1997, das von Hannesen (1998) analysiert wird, war wahrscheinlich eine solche solitäre Welle.
2. Fließt viel Kaltluft nach, werden nicht nur Wellen angeregt, sondern es bildet sich auch eine Dichteströmung aus, die ihren Antrieb aus dem horizontalen Druckgradienten des Miso-Hochs im Zentrum des Schauers bezieht. Durch barokline Bildung von Wirbelstärke an ihrem „Kopf“, d. h. dem in Ausbreitungsrichtung vorderen Rand wird eine zyklonale Zirkulation mit horizontaler Achse ausgelöst, die am Böenkragen zusätzlich für Hebung und Turbulenz sorgt.

Auf Höhe der Grenzschicht ist dieser Beginn der Böenfront oft durch eine bogenförmige Linie flacher Cumuli (Cu hum, Cu fr) gekennzeichnet (Houze, 1993). Ist die Dichteströmung intensiv, wird die Böenfront vom Gewitter weg laufen, z. T. über große Distanzen. Treffen Böenfronten zweier unterschiedlicher Gewitter aufeinander, lösen sie häufig neue starke Konvektion aus. Böenfronten sind daher neben den kurzperiodischen Schwerewellen der oberen Troposphäre (Finke, 1995) der zweite Mechanismus, über den entfernte Konvektionszentren miteinander kommunizieren können.

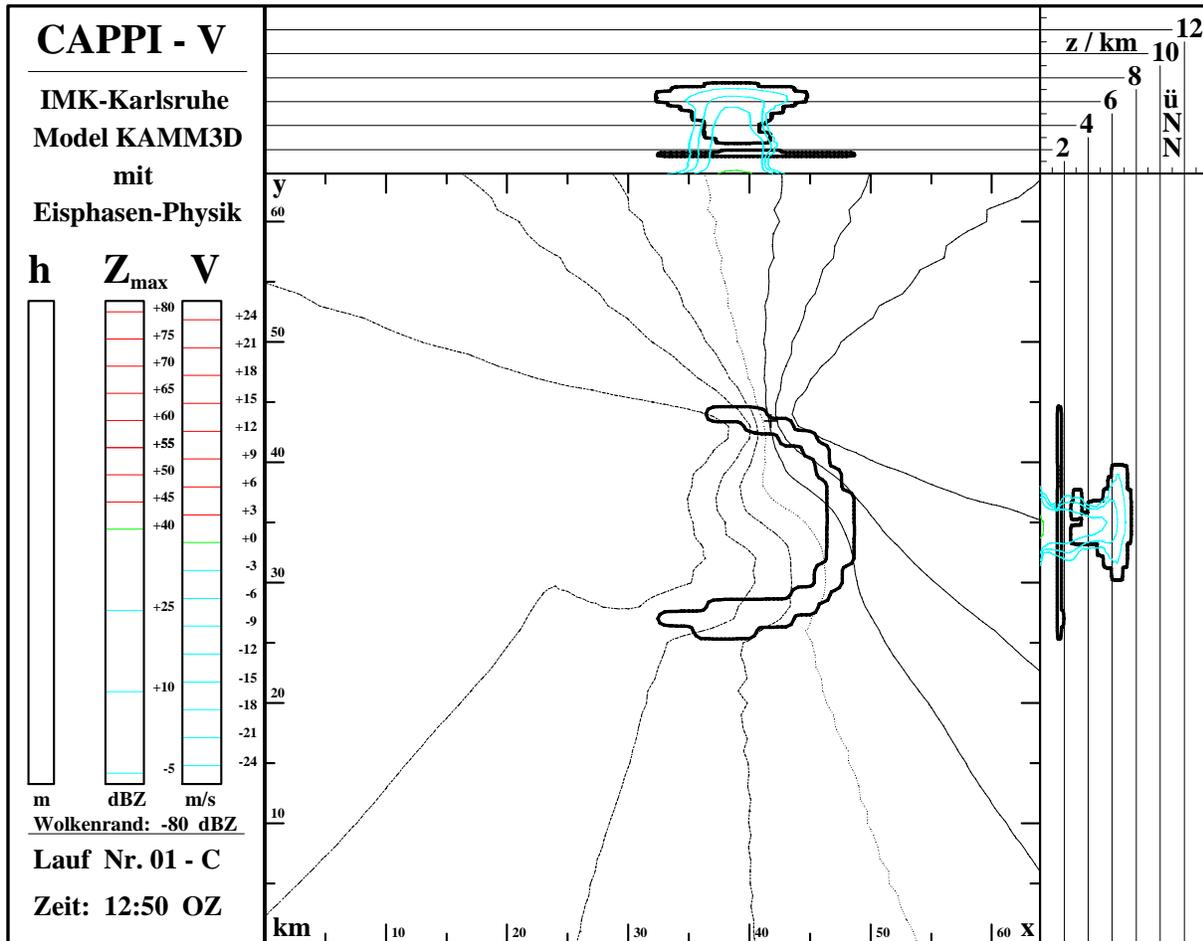


Abbildung 5.19: CAPPI- $v$  in 1.6 km ü. NN aus dem Lauf mit ebener Orographie um 12:50 OZ. Das virtuelle Radar wird gerade vom Böenkragen passiert. Die Anomalie der Doppler Geschwindigkeit zeigt die in dieser Höhe langsamer fortschreitende Dichteströmung an.

Bei den beiden vorgestellten Simulationen über idealisierter Topographie kam es zur Ausbildung solcher Böenfronten. Sie lassen sich besonders anhand der Basissimulation über ebenem Gelände aus dem Abschnitt 5.1.3 dokumentieren. Ein kurzer Blick auf die Simulation mit Einzelberg des Abschnitts 5.1.4 wird zeigen, daß dort die Orographie die Ausbreitung der Front stört und ihre Symmetrie bricht.

Die Böenfront bildete sich in der Basissimulation zwischen 12:35 und 13:05 Ortszeit aus, also nach Tab. 5.1 nur 5 min nach dem ersten Niederschlag bis etwa 5 min nach dem Ende des Schauers. Dies ist in den Abbn. 5.17 und 5.18 in MAX\_CAPPI- $Z$  Darstellungen der Zeitpunkte 12:45 und 12:50 OZ und in Abb. 5.19, einem CAPPI- $v$  von 12:50 OZ aufgezeigt. Man erkennt darin die rasch zerfallende Cb-Wolke und den immer schwächer werdenden Niederschlag. Um 12:35 bilden sich an allen vier Seiten des Restgewitters flache Wolken in ca. 1.6 km ü. NN, besonders deutlich quer zur Zugrichtung der Zelle im Süden und Norden. Der hinter dem Schauer liegende Ast des Böenkragens zerfällt schnell, hier löschen sich Sturm- und Frontverlagerung nahezu aus.

Aber vorderseitig und seitlich schließen sich die flachen Cumuli zu der erwähnten bogenförmigen Wolkenlinie zusammen, die sich von 12:45 bis 12:50 immer weiter von der absterbenden Zelle entfernt sowie um 12:50 gerade den fiktiven Radarstandort erreicht und in den Abbn. 5.18 und 5.19 die  $\pm$ -Markierung des Radars fast verdeckt. Nach 12:50 OZ löst sich auch die Böenfront auf, die weiteren Zeitpunkte werden

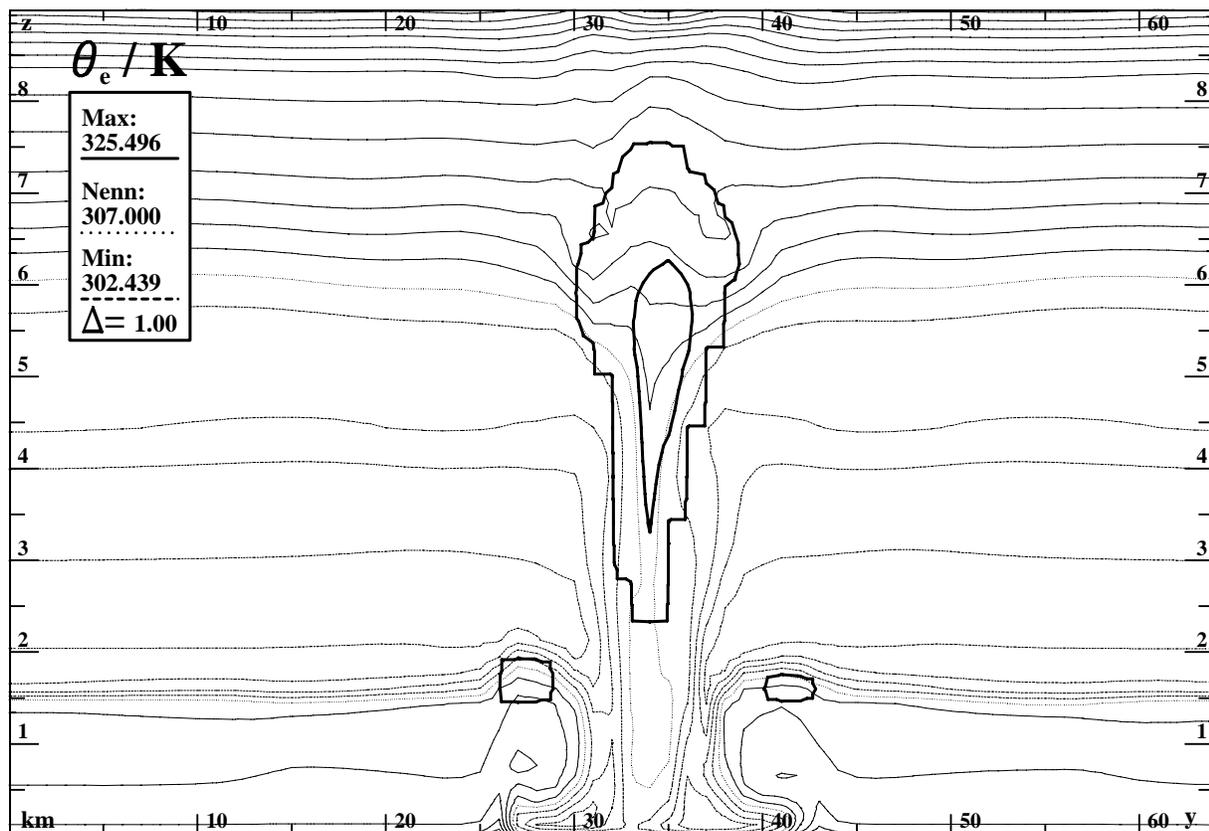


Abbildung 5.20: Vertikaler  $y,z$ -Schnitt im Feld von  $\Theta_e$  bei  $x = 35$  km und 12:45 OZ quer zur Ausbreitungsrichtung. Zusätzlich dicke Wolken-Konturlinien bei  $\rho q_c = 0.01$  (außen) und  $1.0 \text{ g m}^{-3}$  (innen).

daher nicht gezeigt. Die Verlagerungsgeschwindigkeit des schwächer werdenden Maximums des Radarreflektivitätsfaktors  $Z$  innerhalb der Schauerzelle beträgt zwischen den beiden Zeitpunkten 12:45 und 12:50 OZ der Abbn. 5.17 und 5.18 etwa  $40 \text{ km h}^{-1}$ .

Qualitativ entspricht also das Verhalten der simulierten Dichteströmung sehr gut typischen Beobachtungen (Houze, 1993). Dazu gehört, daß sich die Wolken des Böenkragens nicht stärker vertikal entwickeln, obwohl die Schichtung der Atmosphäre ganz offenbar hochreichende Konvektion unterstützt. Weil die Troposphäre aber nur potentiell instabil ist, benötigt die Auslösung tiefer Feuchtkonvektion einen kritischen Anschlag. Dieser wurde bei der eigentlichen Schauerzelle durch die Vorgabe der lokalen Luftmasse mit hoher äquivalent-potentieller Temperatur  $\Theta_e$  erreicht, die Hebung innerhalb des Böenkragens ist im Grenzschichtniveau jedoch zu klein, den Potentialwall zur absoluten Instabilität zu überwinden. Auch der Beitrag der Kondensationswärme bei Bildung der Cu hum am Böenkragen ist zu klein, um hier den Ausschlag geben zu können. Erst die Interaktion zweier aufeinander zulaufender Böenfronten kann zu so starker Horizontalkonvergenz führen, daß neue Gewitter gebildet werden können.

Einen sehr instruktiven Einblick in die sich von der Gewitterzelle entfernende Dichteströmung erhält man mit der in Abb. 5.19 vorgestellten CAPPI- $v$  Darstellung ziemlich genau im Grenzschichtniveau  $z_i \simeq 1.6 \text{ km}$  ü. NN. Als Zeitpunkt wurde der schon in Abb. 5.18 gezeigte Termin 12:50 OZ gewählt. Wie gesehen hatte sich der Böenkragen zwischen 12:45 und 12:50 um einige Kilometer von der Mutterzelle entfernt. Diese Bewegung wird in Abb. 5.19 jetzt anhand der deutlichen Anomalie im Feld der Radialgeschwindigkeit offenbar. Das durch ein Kreuz (+) markierte virtuelle Radar befindet sich genau am Nordrand der Böenfront, und der beutelförmige Verlauf der Isotachen zeigt das Nachströmen im Grenzschichtniveau hinter der Böenfront an. Die Differenzen zur Grundströmung betragen  $\Delta v_r \simeq 6 \text{ m s}^{-1}$ ,

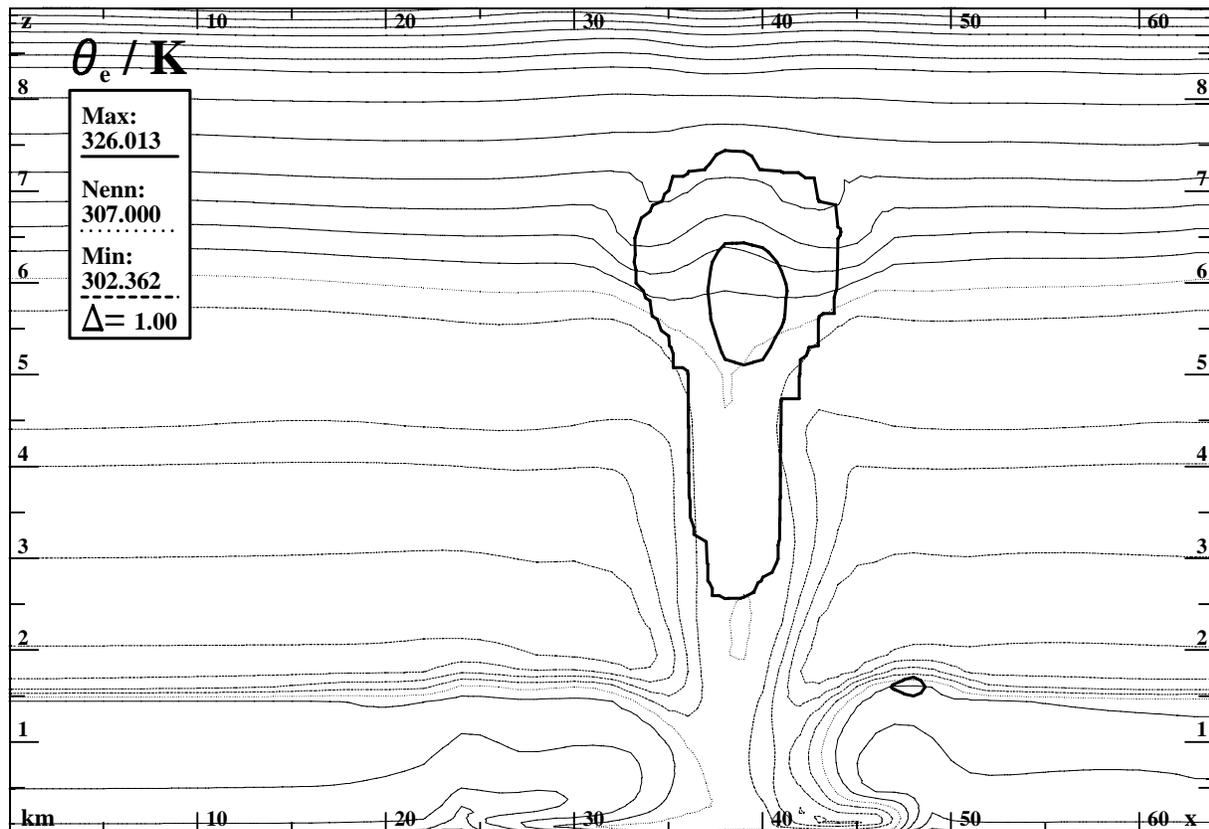


Abbildung 5.21: Wie Abb. 5.20, aber für einen  $x,z$ -Vertikalschnitt entlang der Ausbreitungsrichtung der Schauerzelle bei  $y = 34$  km um 12:50 OZ. Das System bewegt sich im Bild nach rechts voran.

was bei Berücksichtigung des Winkels zwischen dem Azimutbereich der betroffenen Radiale und der Marschrichtung der Böenfront auf etwa  $10.5 \text{ m s}^{-1}$  entlang der Ausbreitung der Dichteströmung führt und sich gut mit dem Versatz der Cumuli des Böenkragens von  $40 \text{ km h}^{-1}$  zwischen den Zeitpunkten 12:45 und 12:50 deckt.

Anhand von Vertikalschnitten der äquipotentiellen Temperatur wird jetzt noch die interne Struktur der Böenfront beleuchtet, denn man erwartet ja, daß die Dichteströmung wenige 100 m über dem Erdboden am intensivsten ist und der aus dem CAPPI- $v$  ermittelten Lage der Front im Grenzschichtniveau vorausseilt. Die Abb. 5.20 zeigt daher einen  $y,z$ -Schnitt in Süd-Nord Richtung quer zur Verlagerungsrichtung der Zelle bei  $x = 35$  km zum Zeitpunkt 12:45 der MAX\_CAPPI in Abb. 5.17. Die weitere Abb. 5.21 dagegen ist ein  $x,z$ -Schnitt in West-Ost Richtung bei  $y = 34$  km um 12:50 OZ parallel zur Verlagerung des Systems.

In Abb. 5.20 erkennt man in Bildmitte zwischen  $y \simeq 25$  und  $y \simeq 40$  km das System aus Wolke und Fallwind mit Böenkragen an einer starken Deformation der Isothermen von  $\Theta_e$ , die an den Bildrändern unbeeinflusst von der Zone konvektiver Aktivität fast parallel zum Untergrund verlaufen. Die dicken Linien zeigen die Isoplethen der Wolkenwassergehalte  $\rho q_c = 0.01 \text{ g m}^{-3}$  (außen) und  $1.0 \text{ g m}^{-3}$  (innen). Aus der Wolke stürzt bei  $y = 34$  km die Luft herab. Im Kern dieses Abwinds bleibt  $\Theta_e$  dabei unterhalb 5.0 km über Grund nahezu erhalten. Dies bestätigt die Verwendung von  $\Theta_e$  als Quasi-Erhaltungsgröße in vielen Wolkenmodellen (z. B. Klemp und Wilhelmson, 1978; Emanuel, 1994). Die am Boden ankommende Luft wird quer zur Verlagerungsrichtung der Zelle (also in der Bildebene) beinahe symmetrisch horizontal abgelenkt und schiebt sich unter die an der Erdoberfläche liegende Luft mit hohen Werten der äquivalent-potentiellen Temperatur  $\Theta_e$ .

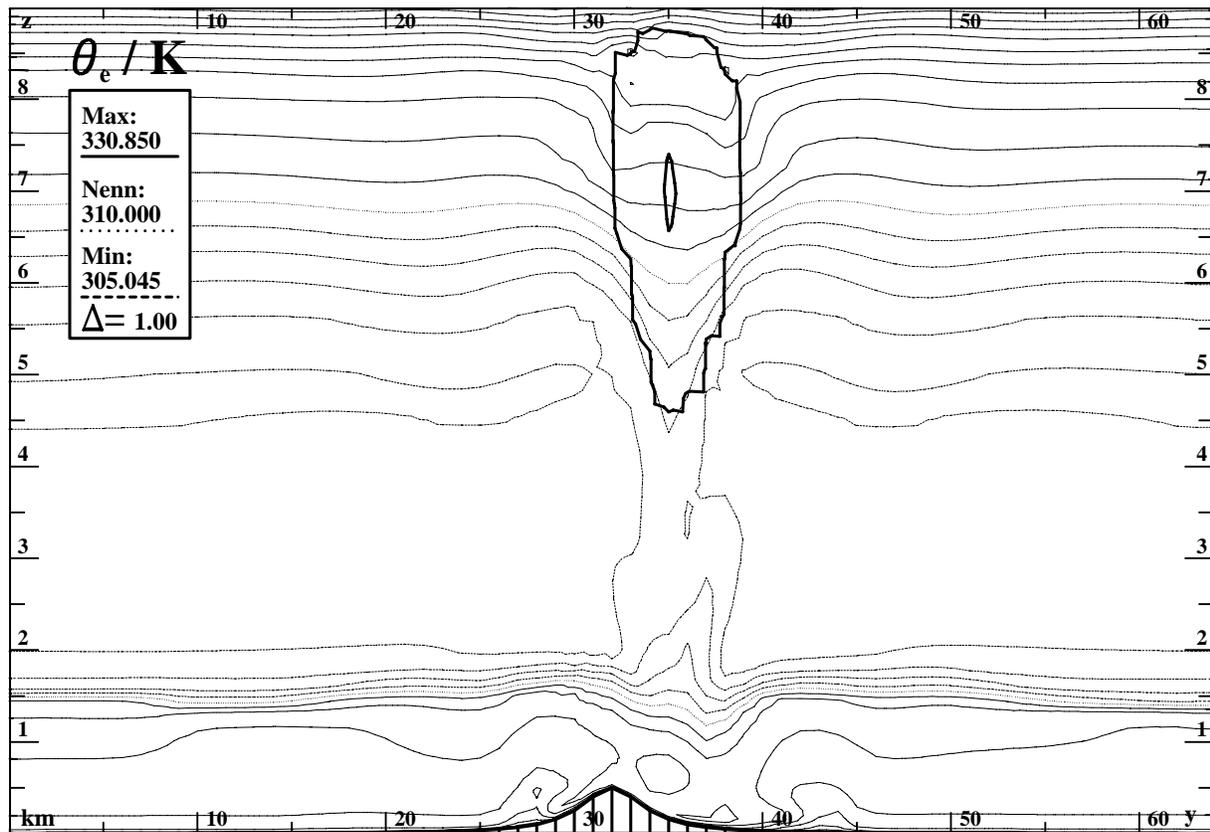


Abbildung 5.22: Analog zur Abb. 5.20, aber aus der Simulation mit Einzelberg. Vertikalschnitt in der  $y,z$ -Ebene bei  $x = 32$  km um 12:45 OZ. Die Orographie ist schraffiert dargestellt. Sie stört den konvektiven Fallwind erheblich und bricht die im Fall ebenen Geländes vorhandene Symmetrie quer zur Ausbreitungsrichtung.

Die Zirkulation mit positiver (zyklonaler) Wirbelstärke am Vorderrand dieser Kaltluftzunge ist ebenso erkennbar wie die Beeinflussung am Grenzschichtoberrand: das Niveau  $z_i$  ist hier besonders gut an der Drängung der  $\Theta_e$ -Isothermen in ca. 1.5 km Höhe zu erkennen. Im Bereich der Böenwalze wird  $z_i$  um mehrere 100 m angehoben, und es haben sich dort Wolken (s. Abb. 5.17) gebildet. Die Hebung im Niveau  $z_i$  führt aber nicht zur Bildung von Wellen, sondern hier ist die Dichteströmung dominant.

Der  $x,z$ -Vertikalschnitt in Ausbreitungsrichtung 5 min später in Abb. 5.21 zeigt eine ähnliche Struktur mit noch besser konservierter äquivalent-potentieller Temperatur im Abwindkern, aber auch eine klare Asymmetrie zwischen Vorder- und Rückseite des Systems. Am Vorderrand auf der rechten Seite der Zelle bei  $x \simeq 45$  km ist die Dichteströmung ausgeprägter und mächtiger: sie reicht bis etwa 500 m Höhe hinauf. Auch die Zirkulation ist stärker und durch Grenzschichthebung und Wolkenbildung geprägt, vgl. Abb. 5.18. Auf der Rückseite erkennt man dagegen nur leicht wellige Strukturen im Grenzschichtniveau, die keine signifikanten Effekte zeitigen.

Im Gegensatz dazu wirkt der Einzelberg der zweiten Simulation hemmend auf die Ausprägung der Böenfront. Dies veranschaulicht Abb. 5.22 für den Zeitpunkt 12:45 OZ in einem  $y,z$ -Schnitt bei  $x = 32$  km, also quer zur Verlagerungsrichtung des Sturms genau durch den Berggipfel verlaufend. Der Abwind greift hier nicht ungehindert zum Boden durch, zudem wird die Zirkulation am Böenkragen durch die schraffiert dargestellte Topographie in ihrer Symmetrie gebrochen. Am Berggipfel spaltet sie sich mit Schwerpunkt nach Norden auf, während auf der Südseite in etwa 1.0 km ü. NN wellige Strukturen zu sehen sind. Das Niveau  $z_i$  in 1.5 km Höhe wird hierbei kaum beeinflusst.

Der Orographieeinfluß ist demnach komplex und doppeldeutig: durch das Vorhandensein des Berges nimmt zwar der maximale Niederschlag wie gesehen um 58 % zu, und es gibt ein zweites Maximum im Lee des Berges, aber die Böenfront fällt wesentlich schwächer aus.

Der Vollständigkeit halber sei noch auf ein Phänomen verwiesen, das sich am Oberrand der Wolke in etwa 7.0 km ü. NN (Abbn. 5.20 und 5.21), bzw. 8.0 km ü. NN (Abb. 5.22) abspielt und im Feld von  $\Theta_e$  besonders gut sichtbar wird. Dort erkennt man durch die Wolkenränder hindurch je eine Absenkung der  $\Theta_e$ -Isothermen, im Kern der Cb-Wolke dagegen eine leichte Aufstülpung nach oben. Hier wird die Zirkulation im Wolkenkopf sichtbar, mit noch schwachem Aufsteigen im Kern und kompensierendem Absinken an den Rändern der Wolke. Die Quasi-Erhaltungseigenschaft von  $\Theta_e$  bewirkt dabei den vertikalen Versatz der Isothermen. Diese Vermischungszone ist in beiden Fällen ca. 1.0 km mächtig und geht weit über den mit der  $0.01 \text{ g m}^{-3}$  Isoplethe dargestellten Wolkenrand hinaus.

Dieses im englischen als *entrainment* bezeichnete Phänomen des Einmischens von Luft aus dem Außenraum der Wolke und im Gegenzug des Herausmischens von Wolkenluft in die freie Atmosphäre zeigt, daß tiefe atmosphärische Feuchtkonvektion nicht auf den durch Kondensation von Wasserdampf als Wolke sichtbaren Bereich der Konvektionszone beschränkt ist und macht eine dynamische Wolkenklassifikation im Falle konvektiver Wolken notwendig.

Aufgrund der feinen Maschenweiten dieser Simulationen ist das Einmischen bei dem Cb ein von KAMM direkt räumlich aufgelöstes skaliges Austauschphänomen im Gegensatz zur subskaligen Vermischung, die durch die turbulenten Austauschterme der KAMM-Modellgleichungen parametrisiert wird. Die gleiche Studie mit horizontalen Maschenweiten von z. B.  $\Delta \simeq 4 \text{ km}$  könnte zwar noch die Wolke, aber nicht mehr in gleichem Maße das *entrainment* skalig beschreiben und würde damit einen wesentlichen Prozeß der Konvektion aus der Modellierung ausgrenzen.

## 5.2 Rechnungen für die Oberrheinregion

Aufgrund der Vergleichbarkeit mit den Daten des C-Band Doppler Radars des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung wurde die Oberrheinregion als Beispiel für eine Anwendung des Wolkenmodells über komplexer Topographie ausgesucht. Zudem liegen für dieses Gebiet bereits langjährige Modellstudien mit KAMM vor (z. B. Dorwarth, 1985; Adrian und Fiedler, 1991; Adrian, 1994; Lenz, 1996).

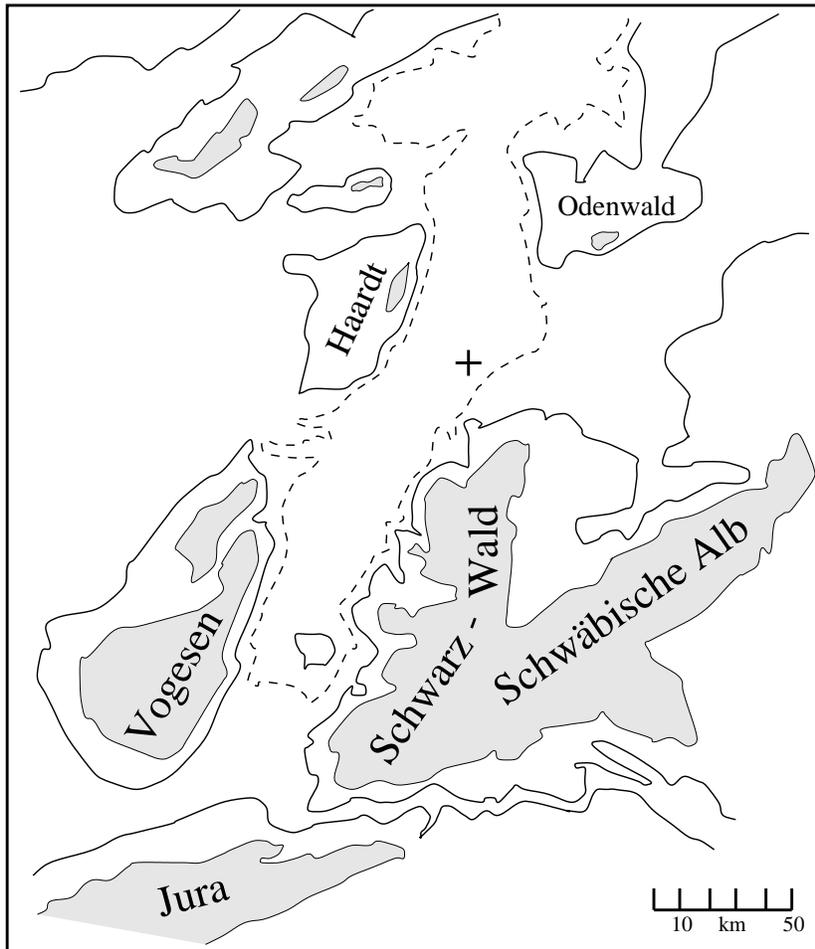


Abbildung 5.23: Schema der Orographie der Oberrheinregion. Das Kreuz bezeichnet den Radarstandort. Isohypsen bei 200, 400 und 600 m.

Die hervorstechenden Geländestrukturen dieser Region sind in Abb. 5.23 dargestellt. Neben dem durch ein +-Symbol markierten C-Band Radarstandort sind die Höhenlinien 200 m (gestrichelt), 400 m (durchgezogen) und 600 m (grau unterlegte Gebiete) eingetragen. Die wichtigsten Höhenzüge sind der Schwarzwald mit bis zu 1500 m ü. NN, die Vogesen (bis ca. 1400 m ü. NN) und der Schweizer Jura mit ebenfalls über 1000 m Geländehöhe. Der Odenwald und die Haardt im Pfälzer Wald erreichen beide etwa 650 m ü. NN. Sie stellen wichtige orographische Einflüsse für die Strömung im Bereich des Instituts-Radars dar (Gysi, 1995, 1998; Hanneken, 1998), dessen 120 km-Gesichtskreis man bei Hanneken (1998, Abb. 3.1, S. 15) zusammen mit den Ortsbezeichnungen der wichtigsten Städte und orographischen Regionen vorfindet. Dieser Gesichtskreis wird im folgenden auch bei den synthetischen Radar-

Bei den für konvektive Wetterlagen besonders relevanten geostrophischen Anströmrichtungen aus West bis Südwest wird die Luft in Bodennähe zwischen Vogesen und Schweizer Jura durch die Burgundische Pforte in das Rheintal gelenkt und strömt in einer flachen Schicht nordwärts und nach Osten zum Hochrhein. Weiter im Norden, kanalisiert zwischen Vogesen und der Haardt, strömt durch die Zaberner Senke oberhalb ca. 500 m über dem Erdboden die Luft aus westlicher Richtung über die im Rheintal vorherrschende Südströmung.

Im Tal selbst erfolgt ein Ausströmen nach Osten in das Kraichgaubecken südlich des Odenwalds und eine weiterführende, aber sich nach Norden signifikant abschwächende Strömung in die Rhein-Main Ebene

hinein. Aber trotz der im Bereich von Odenwald und Haardt flacheren Randgebirge der Rheingraben ist die talparallele Kanalisierung auch dort noch deutlich nachweisbar (Fiedler, 1983; Wippermann, 1984).

Um die wesentlichen orogenen Einflüsse auf die Strömung abzubilden, wurde ein Modellgebiet ausgewählt und mit Höhenlinien im Abstand 100 m in der Abb. 5.24 gemeinsam mit dem Radarstandort (+) dargestellt. Dieses Modellgebiet mit  $65 \times 65$  Gitterpunkten und einer horizontalen Maschenweite von 4 km reicht in Nord–Süd Richtung etwa von Frankfurt/Main bis zum Hochrheintal, in West–Ost Richtung von Nancy bis Stuttgart. Die hier vorgelegten Ergebnisse für die Oberrheinregion beziehen sich alle auf dieses Modellgebiet, für das zum Ende der Doktorarbeit auch passende detaillierte Landnutzungsdaten vorlagen. Für die Bodenartenklassifikation mußte jedoch weiterhin vereinfachend der Standardfall „sandiger Lehm“ verwendet werden (Lenz, 1996).

Das ausgewählte Gebiet hat zudem den Vorteil, sinnvoll mit den numerischen Simulationen von Nickerson et al. (1986) vergleichbar zu sein, die als Schwerpunkt die Niederschlagsbildung in der Region von Südvogesen und Hochschwarzwald zum Ziel hatten. Das hier verwendete Gebiet ist jedoch besser an die meteorologischen Gegebenheiten der gesamten Oberrheinregion angepaßt und legt den Schwerpunkt des Interesses eher auf die auch dem C–Band Doppler Radar des Instituts zugängliche Gegend, d. h. in etwa 80–100 km Umkreis um Karlsruhe.

### 5.2.1 Eine exemplarische Wetterlage

Wie von Gysi (1998) ausgeführt wird, fallen in der Oberrheinregion ca. 50 % aller synoptischen Situationen mit Niederschlag in die Gruppe mit großräumiger südwestlicher bis westlicher Anströmung und weitere 25 % in die angrenzenden Oktanten. Aufgrund der deshalb großen Repräsentativität der Anströmung aus Südwest bis West wurde eine auch experimentell untersuchte Westsüdwestlage mit ausgeprägter Konvektion (Hannesen et al., 1998) herangezogen, um daraus auch idealisierte Profile zur Initialisierung von KAMM zu berechnen. Die Idealisierung bestand hauptsächlich in einer Glättung der Geschwindigkeitsprofile und dem höhenkonstanten Wind unterhalb 7.0 km Höhe. Somit wurde das KAMM–Modell in diesem Bereich barotrop initialisiert. Die in dem von Hannesen et al. (1998) sowie Dotzek und Hannesen (1998) gezeigten Hodogramm vorhandenen Schwankungen des Windvektors in der unteren Troposphäre wurden als hauptsächlich orogen interpretiert und sollten vom Modell in ähnlicher Form selbst errechnet werden können.

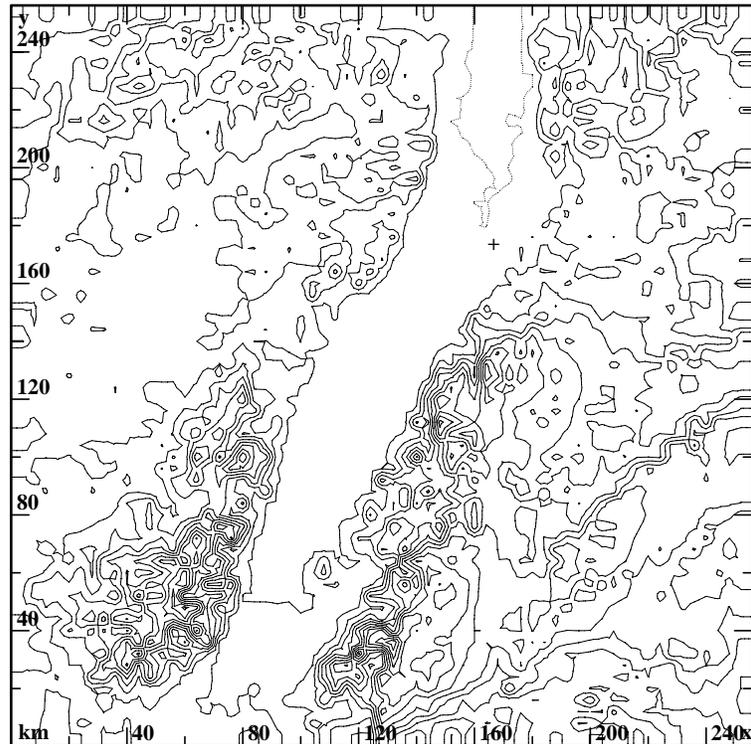


Abbildung 5.24: KAMM–Modellorographie mit der punktierten 100 m ü. NN Isohypse in der Nähe des mit + markierten Radars.

## Eingabeparameter

Zur Veranschaulichung stellt Tab. 5.3 die entsprechenden Eingabewerte des eindimensionalen Grundzustands der Atmosphäre in KAMM vor. Die vollständigen Daten der Sondierung lagen allerdings mit  $\Delta z = 125$  m vertikaler Auflösung vor. Die Höhe  $H$  des Modellgebiets betrug 18 km und reichte damit weit in die Tropopause und untere Stratosphäre hinein. Die Tropopausenregion ist bei dieser an die synoptische Lage des 9. Septembers 1995 (Hannesen et al., 1998) angelehnten Sondierung bei etwa 9 km ü. NN anzusiedeln, was aus dem Profil von  $\partial_z \Theta_0$  in Tab. 5.3 deutlich wird. Die mit dem C-Band Doppler Radar beobachteten Niederschlagsobergrenzen lagen bei etwa 8.0 km Höhe. Daraus kann man auf eine Wolkenobergrenze von 8.5–9.5 km ü. NN schließen.

Tabelle 5.3: Sondierung für die Westsüdwest-Lage.

$z$ km	$u_0$ $\text{m s}^{-1}$	$v_0$ $\text{m s}^{-1}$	$\Theta_0$ K	$\partial_z \Theta_0$ $\text{K km}^{-1}$	$\text{RH}_0$ %
18.0	+12.40	-0.80	448.21	15.00	10.0
17.0	+12.40	-0.80	433.21	15.00	10.0
16.0	+12.40	-0.80	418.21	15.00	10.0
15.0	+12.40	-0.80	403.21	14.00	10.0
14.0	+12.40	-0.80	389.21	14.00	10.0
13.0	+12.40	-0.80	375.21	14.00	5.0
12.0	+12.40	-0.80	361.21	14.00	5.0
11.0	+12.40	-0.80	347.21	14.00	5.0
10.0	+8.90	+1.50	333.21	14.00	5.0
9.0	+6.70	+3.80	319.21	11.00	10.0
8.0	+8.40	+3.30	313.24	2.60	10.0
7.0	+9.90	+2.70	310.46	4.00	15.0
6.0	+9.90	+2.70	306.46	3.48	20.0
5.0	+9.90	+2.70	303.65	1.52	45.0
4.0	+9.90	+2.70	301.21	4.00	45.0
3.0	+9.90	+2.70	297.21	4.00	63.0
2.0	+9.90	+2.70	293.61	1.84	70.0
1.0	+9.90	+2.70	292.00	1.20	70.0
0.5	+9.90	+2.70	291.70	0.00	70.0
0.0	+9.90	+2.70	291.70	0.00	75.0

Das in der Tab. 5.3 ablesbare Windprofil ist durch Westsüdwestwind in der Troposphäre, eine zyklonale Windscherung in der Tropopause und Westnordwestwind in der Stratosphäre gekennzeichnet. Der Betrag der Windgeschwindigkeit nimmt durch die Tropopause hindurch nur wenig zu. Das Profil der relativen Feuchte RH orientiert sich nicht nur an den Stuttgarter Radiosonden-daten des 9. Septembers 1995, sondern besonders in der oberen Hälfte des Modellgebiets an den klimatologischen Feuchteprofilen aus Kley et al. (1997). Feuchte Luft in Bodennähe und sehr trockene Luft in der unteren Stratosphäre kennzeichnen dessen Verlauf. Auch das Profil der potentiellen Temperatur, d. h. der Entropie der trockenen Luft, orientiert sich an den Daten des 9. Septembers 1995, auf den im Abschnitt 5.3 noch genauer eingegangen wird.

Es war also nicht das Ziel, einen Tag mit extremer konvektiver Wetterentwicklung zu erfassen, sondern einen wirklich typischen Fall, der einen Bezug zu klimatologischen Mittelwerten aus radar- und bodengebundenen Daten (Gysi, 1998; Hannesen, 1998) ermöglicht. Dabei ist gleichzeitig zu klären, wie sich das KAMM-Modell bei der jetzt viermal groberen räumlichen Auflösung von  $\Delta x = \Delta y = 4$  km verhält, und ob die Wol-

kenentwicklung realistisch wiedergegeben wird. So kann ein Hinweis auf eine eventuell notwendig erscheinende Parametrisierung der subskaligen Niederschlagsbildungsprozesse gegeben werden.

Weil zum Zeitpunkt dieser Simulationen noch keine detaillierten Landnutzungsdaten vorlagen, wurde die Simulation mit einer homogenen Boden- und Vegetationsklassifizierung „Sandiger Lehm“/ „Grasland“ angetrieben. Ein durch Inhomogenitäten der Landnutzung bedingter Unterschied im Strahlungs- und Feuchtehaushalt der bodennahen Luft konnte somit nicht erfaßt werden.

## Simulationsergebnisse

Der Verlauf der Simulation wird anhand von synthetischen MAX\_CAPPI- $Z$ - und CAPPI- $v$  Radarbildern in den Abbn. 5.25–5.30 dokumentiert. Dabei wird aus Gründen der Übersichtlichkeit auf die Wiedergabe von Ausschnitten der Gesamtgraphiken zurückgegriffen, die Wertebereichskalen der Reflektivität  $Z$  entsprechen aber denen der eingehend erläuterten Darstellungen aus Anhang A, die Konturierung der Orographie erfolgt von der gepunkteten 100 m ü. NN Isohypse bis 500 m Geländehöhe in 100 m Intervallen, darüber alle 250 m.

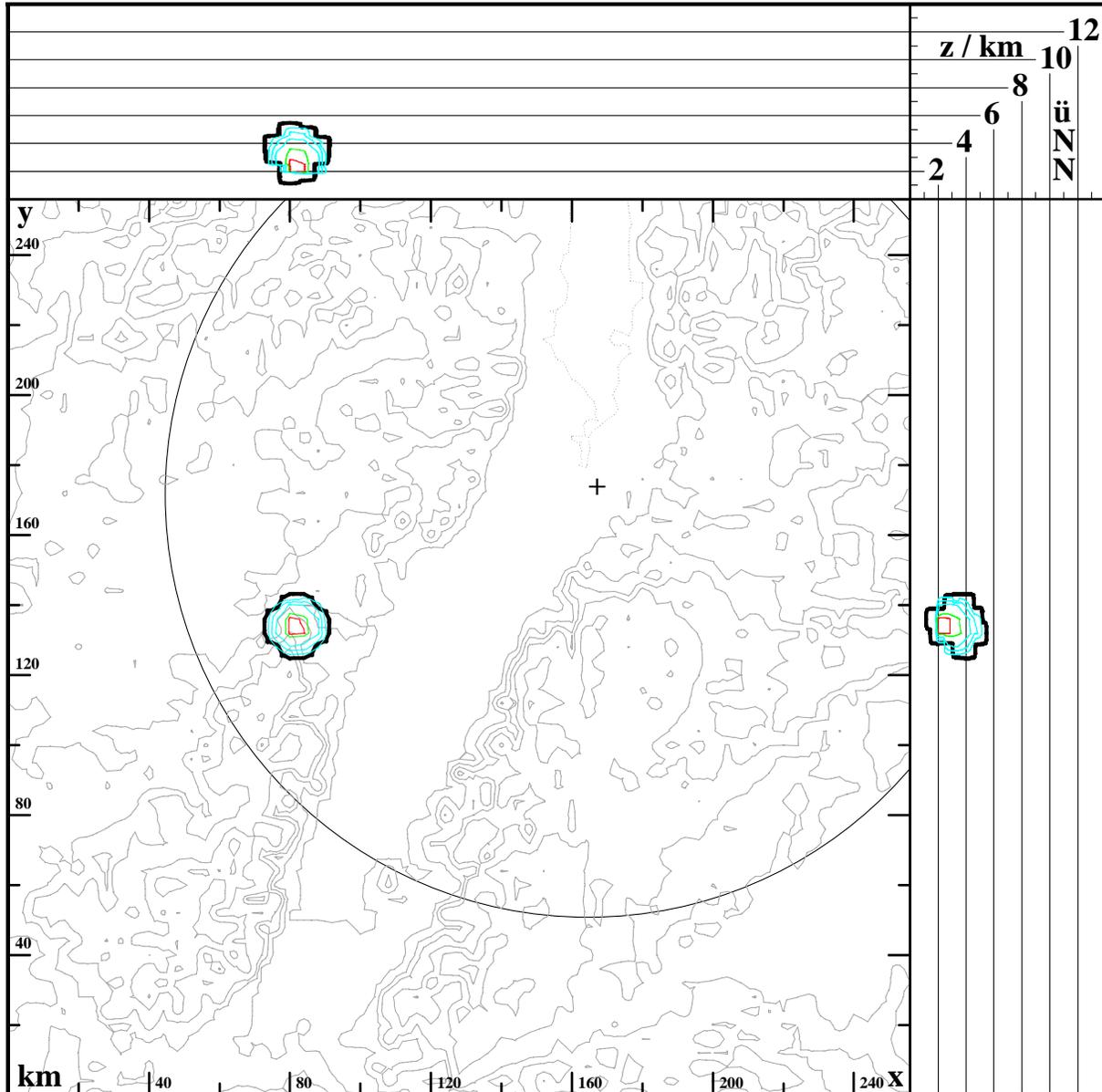


Abbildung 5.25: MAX\_CAPPI- $Z$  20 min nach Modellstart. Man erkennt die Topographie der Oberrheinregion, den 120 km-Gesichtskreis des Karlsruher C-Band Doppler Radars, sowie anhand des dick eingezeichneten Wolkenumrisses eine junge Schauerzelle im Nordelsaß, in der sich bereits Regen gebildet hat (dünne Isolinien).

Neben der allgemeinen Bewölkungsentwicklung wurde der Lebenszyklus einer einzelnen Schauerzelle studiert, wie sie an Tagen mit tiefer Konvektion oft zu beobachten ist. Hierfür wurde im Bereich des

Nordelsaß eine blasenförmige Masse feucht-wärmer Luft mit Zentrum in 1500 m über dem Erdboden vorgegeben. Die Simulation wurde zum Zeitpunkt 12:00 Ortszeit auf dem  $256 \times 256 \text{ km}^2$  großen Gebiet gestartet. Das  $65^3$ -Gitter wies dabei vertikal Maschenweiten von 10 m am Boden bis etwa 400 m am Modelloberrand auf, horizontal wie erwähnt 4 km.

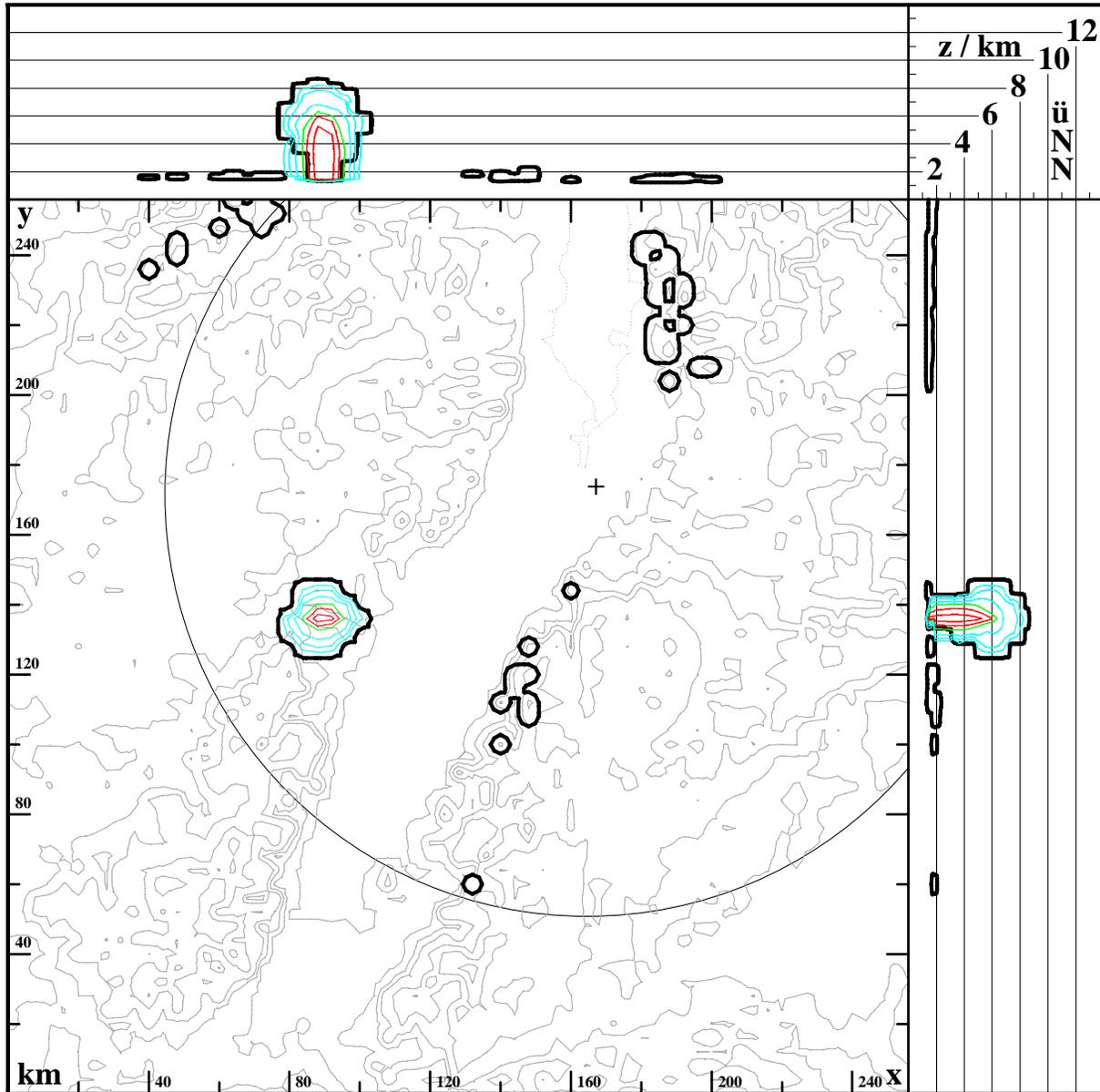


Abbildung 5.26: Nach 40 min befindet sich der Niederschlag immer noch oberhalb der Wolkenbasis. Daneben sind auch orographisch induzierte Wolken über den Gipfelregionen einiger Mittelgebirge sichtbar.

Die Abb. 5.25 zeigt die MAX\_CAPPI- $Z$  nach  $t = 20$  min simulierter Zeit, entsprechend 12:20 OZ. Aus der anfänglichen  $\Theta_e$ -Anomalie über dem Nordelsaß hat sich eine intensive kleine Schauerzelle gebildet, die mit der vorgegebenen Westsüdwest-Strömung in die Zaberner Senke hineinzieht. Als Vergleichsmaß wurde noch der 120 km-Gesichtskreis des C-Band Doppler Radars im Forschungszentrum Karlsruhe (+) mit dargestellt. Die Schauerzelle, von der neben der Gesamtreflektivität  $Z$  aller Hydrometeore auch der Wolkenumriß als dicke Linie bei  $Z_c + Z_i = -80 \text{ dBZ}$  eingezeichnet ist, zieht eine Bahn, die anhand eines Vergleichs mit Radardaten als typisch beschrieben werden kann: im Bereich der Nordvogesen sind diese Bahnen nämlich in ostnordöstlicher Richtung orientiert, beim Eintritt in das Rheintal schwenken

die Zellen häufig auf rein östliche Zugrichtung, trotz der im Rheingraben stärker ausgeprägten Südkomponente der Strömung. Diese rechtsziehenden Zellen deuten auf die im Abschnitt 5.3 besprochene, in Superzellengewittern vorhandene mesozyklonale Rotation innerhalb der Wolke hin.

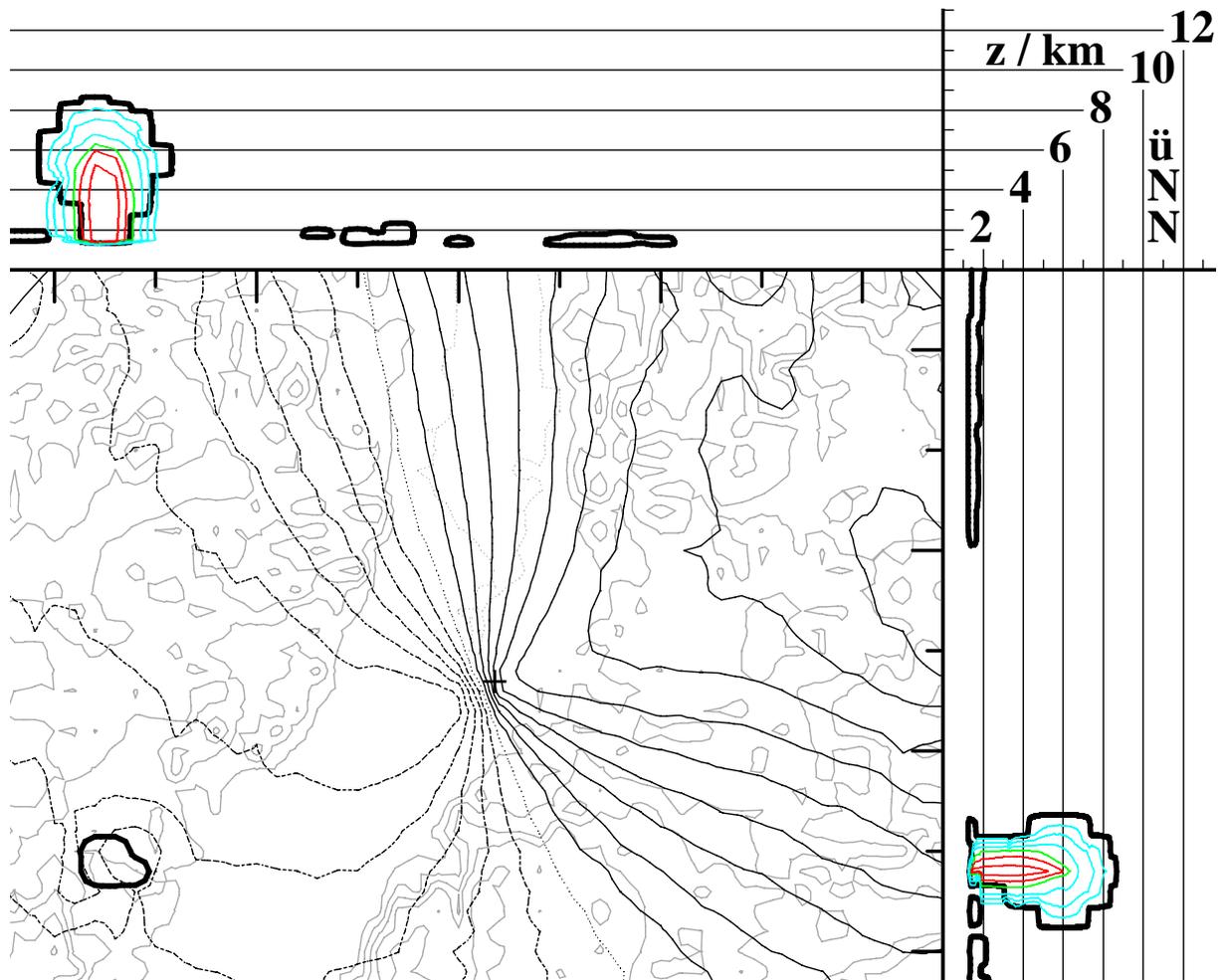


Abbildung 5.27: Die CAPPI- $v$  Darstellung in 3 km ü. NN nach 40 min zeigt im Bereich des Schauers eine Konvergenzsignatur. Der Isotachenabstand beträgt  $3 \text{ m s}^{-1}$ , die Null-Isotache ist punktiert. Positive Werte von  $v_r$  sind mit durchgezogenen Linien im Nordosten des Radars dargestellt.

Auffällig an der Schauerzelle in Abb. 5.25 ist die schon beachtliche Wolkenobergrenze von ca. 5 km ü. NN. Das Reflektivitätsmaximum liegt mit mehr als  $45 \text{ dBZ}$  in gut 2 km Höhe, knapp über der  $0^\circ\text{C}$ -Grenze. Im Kern des Aufwinds liegt die Wolkenbasis mit 1.5 km ü. NN am tiefsten, da dort die bodennahe feucht-warme Luft nahezu unvermischt auf das Kondensationsniveau gehoben wird. Die weiter außen liegenden Bereiche des Aufwinds sind schon stärker vom turbulenten Einmischen, dem schon besprochenen *entrainment* von Umgebungsluft beeinflusst und zeitigen daher eine höhere Wolkenbasis. Auch mit der hier gewählten horizontalen Maschenweite von 4 km können somit noch die wesentlichsten *entrainment* Prozesse simuliert werden. Von der jungen Zelle abgesehen haben sich noch keine weiteren Wolken gebildet.

Die Abb. 5.26 zeigt die Situation um 12:40 OZ. Der Schauer hat jetzt ein Stadium erreicht, in dem bereits hohe Reflektivitäten in der Wolke vorhanden sind. Der Wolkenaufwind ist aber noch so stark, daß der Niederschlag noch nicht aus der Wolke ausfallen kann, lediglich an den Wolkenrändern sieht man in den Seitenrissen der MAX\_CAPPI Darstellung, daß neben dem Aufwindkern schon schwächerer Mischniederschlag aus den höheren Regionen der rapide gewachsenen Wolke fällt. Im Aufwindkern finden sich

Reflektivitäten von fast 55 dBZ bis in eine Höhe von 4.5 km. Die Wolkenobergrenze liegt jetzt schon bei gut 8 km. Zusätzlich sieht man anhand der dicken  $-80$  dBZ-Isoplethe die Umrisse flacher Cumuli über den Mittelgebirgen, die sich zunächst auf die Gipfelregionen von Nordschwarzwald, Odenwald und Hunsrück konzentrieren. Dies ist im Einklang mit Beobachtungen (Banta, 1990) über bergigem Gelände und dem im Abschnitt 2.1 geschilderten Tagesgang der Konvektion im Mittelgebirgsraum.

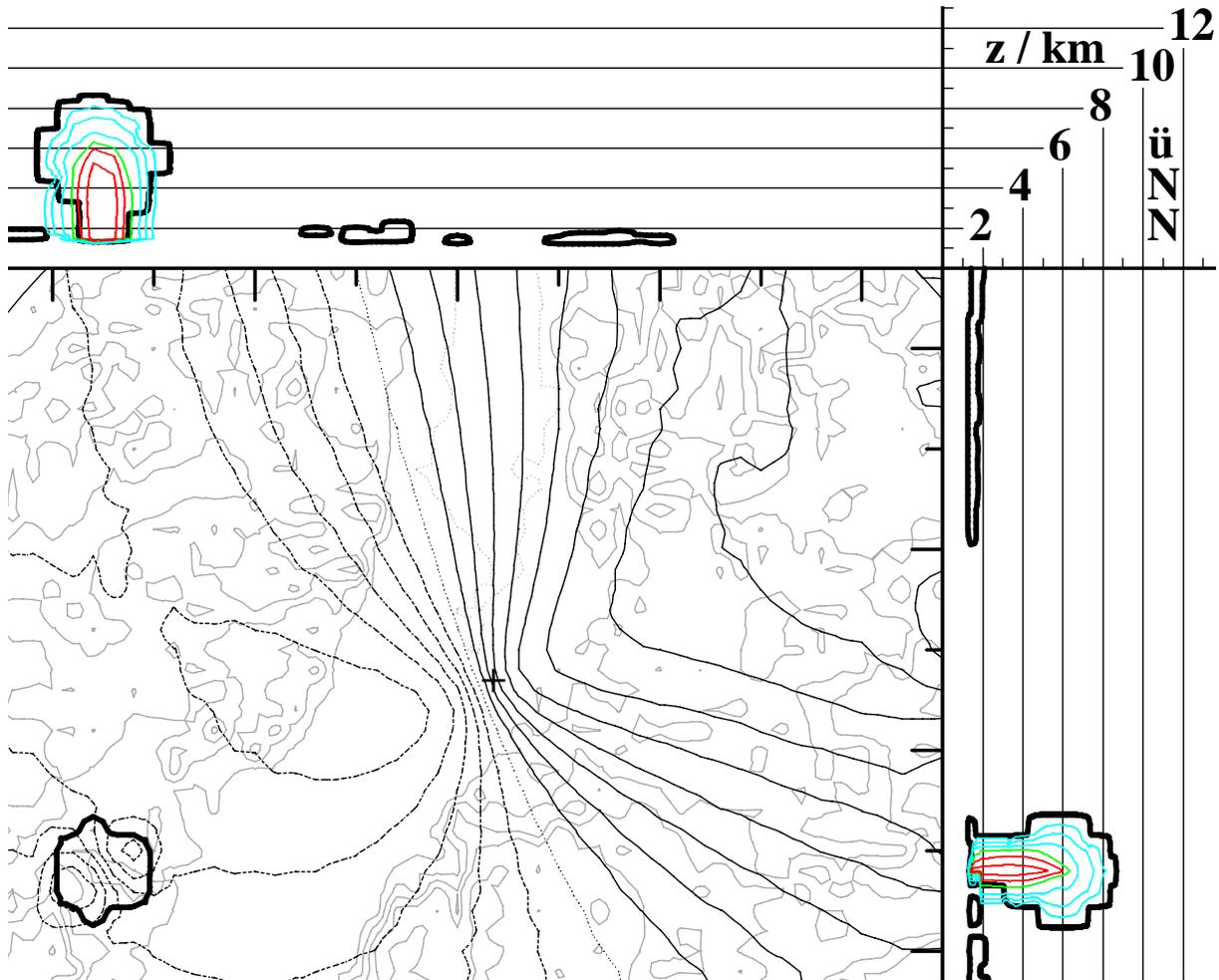


Abbildung 5.28: Wie Abb. 5.27 für 7 km ü. NN, wo man in der Schauerzelle ein Divergenzmuster findet.

Weil zu dem in Abb. 5.26 dargestellten Zeitpunkt der Schauerentwicklung der Aufwind offenbar ungefähr sein Maximum erreicht hat, lohnt es sich, in den zugehörigen CAPPI- $v$  Bildern nach typischen Signaturen solcher Zellen zu suchen, wie z. B. in der Untersuchung von Hannesen et al. (1998). Dies wird in der Abb. 5.27 für einen Schnitt durch die untere Wolkenhälfte bei  $z = 3.0$  km ü. NN und in Abb. 5.28 durch die obere Wolkenregion bei  $z = 7.0$  km aufgezeigt. Die Isotachen der Radialgeschwindigkeit  $v_r$  sind hier im Abstand von  $3 \text{ m s}^{-1}$  gezeichnet, wobei die durchgezogenen Linien im Nordosten des Radars positive Werte markieren.

Betrachtet man zunächst die radiale Doppler Geschwindigkeit  $v_r$  im Niveau 3 km, dann erkennt man im Bereich des miteingezeichneten dicken  $-80$  dBZ-Wolkenumrisses auf der horizontalen Schnittebene eine Anomalie von etwa  $\Delta v_r \approx \pm 6 \text{ m s}^{-1}$ , kenntlich anhand der ungefähr kreisförmig durch den Wolkenrand verlaufenden Isotachen. Dabei findet man auf der zum Radarstandort hingewandten Seite der Zelle einen verminderten Betrag der entsprechend der Westsüdwest-Strömung zum Radar hin weisenden, negativen Werte von  $v_r$ , auf der vom Radar abgewandten Seite jedoch einen erhöhten Betrag von  $v_r$ . Die Maxima dieser Konvergenzsignatur liegen fast genau auf einem gemeinsamen Radial (Isogone,

Linie gleichen Azimuts). Das deutet darauf hin, daß sich in der Wolke keine nennenswerte Rotationszone befindet. Wie im Anhang A gezeigt (vgl. Abb. A.2), führt eine Rotation nämlich zu einem seitlichen Versatz der beiden „Pole“ einer Konvergenz- oder Divergenzsignatur, weil die Vergenzen noch von der  $v_r$ -Komponente der Rotation überlagert werden.

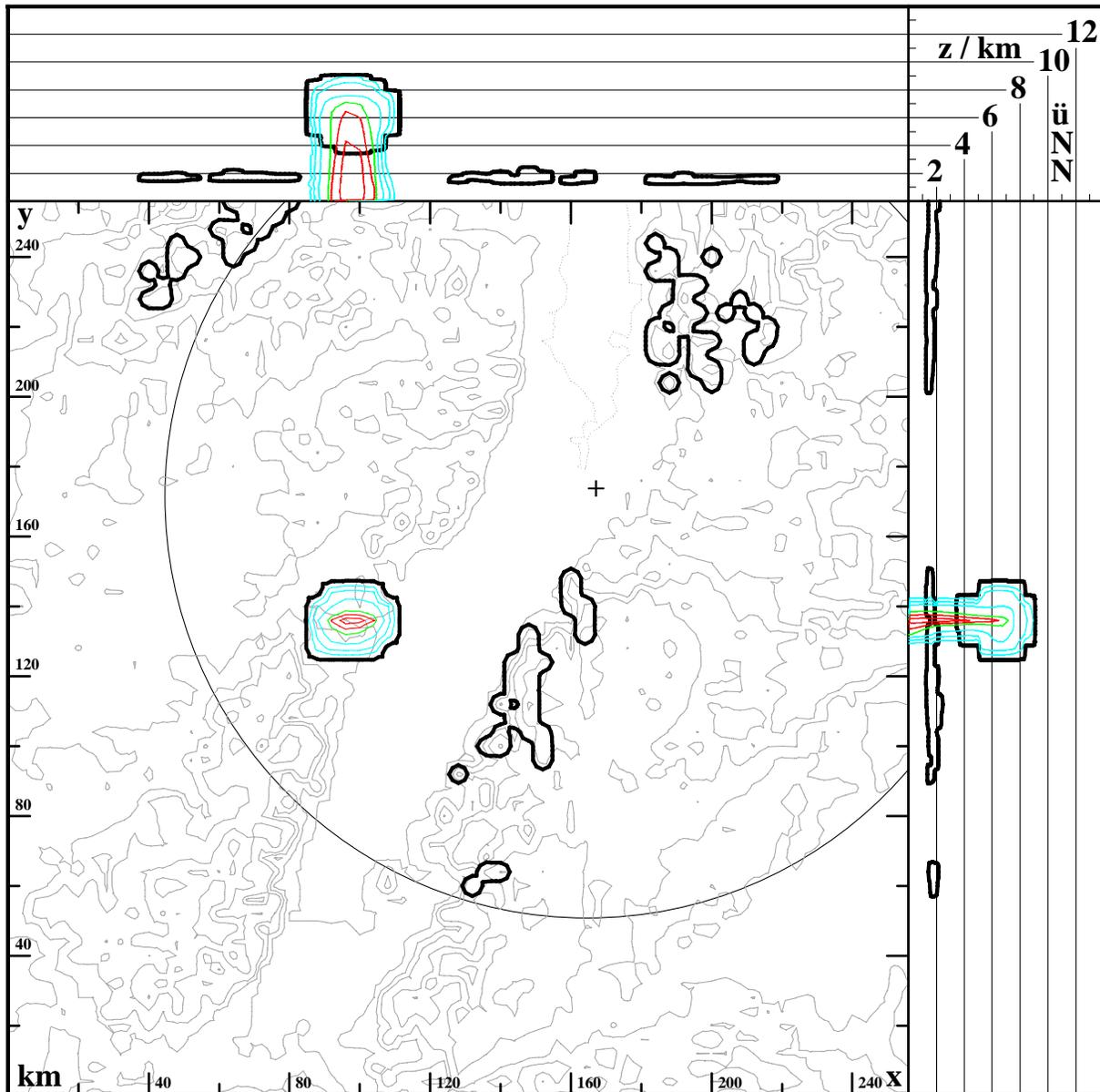


Abbildung 5.29: Nach 50 min erreicht der Schauer seine größte Intensität von über 50 dBZ (vgl. die Skala in Anhang A). Die orogenen Wolken über den Gipfelregionen der Mittelgebirge haben sich intensiviert.

Wohl aber ist die deutliche Konvergenzsignatur ein Indiz für einen starken Aufwind innerhalb der Wolke, der von den seitlich herbeiströmenden bodennahen Luftmassen gespeist wird. Findet man im oberen Teil der Wolke noch eine entsprechende Divergenzsignatur, also Indizien für ein horizontales Ausströmen aus der Wolke, dann liefert das den Beweis für die schon geäußerte Behauptung, der Aufwind sei etwa zu diesem Zeitpunkt in seinem Reifestadium. Denn in diesem Falle bestünde keinerlei relevante Fluß-Asymmetrie im Aufwindbereich der Zelle, wie man sie im Anfangs- und vor allem Auflösungsstadium der Cb-Entwicklung normalerweise findet, bei dem in geringen Höhen kaum noch Konvergenz, weiter oben aber noch starke Divergenz vorliegt.

Die Abb. 5.28 liefert diesen Beweis tatsächlich. In 7 km Höhe ist ein sehr deutliches Divergenzmuster zu finden mit etwa  $\Delta v_r \simeq \pm 8 \text{ m s}^{-1}$  bezüglich der radialen Windkomponente. Radarseitig findet man ein verstärktes Hinströmen zum Radar, radarfern ein Wegströmen. Hier sind die beiden lokalen Maxima der Signatur leicht gegeneinander versetzt: das Extremum auf der zum Radar gewandten Seite liegt etwas nach Norden, das dem Radar abgewandte Extremum ein wenig nach Süden versetzt. Es ist in diesem Niveau also eine schwache Rotation dem System überlagert, die jedoch keine echte Relevanz für die interne Organisation der Zelle hat. Zudem ist sie antizyklonal, was an dem Ort der Zelle eher durch die großräumige antizyklonale Umströmung der Vogesen zustande kommt als durch dynamische Prozesse innerhalb der Wolke. Das geringfügige Übergewicht der Höhendivergenz gegenüber der Konvergenz in 3 km ü. NN ist zum einen ein Effekt der Erhaltung von  $\rho v$  statt nur  $v$  — bei verringerter Luftdichte muß eine größere Strömungsgeschwindigkeit die Massenbilanz sicherstellen, zum anderen deutet das an, daß der Aufwindkern sein Maximum noch nicht ganz erreicht zu haben scheint, denn eine Abschätzung liefert aus den Annahmen  $\rho v \approx \text{const.}$ ,  $w_{7 \text{ km}} - w_{3 \text{ km}} \approx 0$

$$v_{h,7 \text{ km}} \approx \frac{\rho_{7 \text{ km}}}{\rho_{3 \text{ km}}} v_{h,3 \text{ km}} \simeq \pm \frac{0.9}{0.6} 6 \text{ m s}^{-1} \simeq \pm 9 \text{ m s}^{-1} \quad .$$

Der Vergleich mit den der Graphik 5.28 entnommenen  $\Delta v_r \simeq \pm 8 \text{ m s}^{-1}$  in der Divergenzsignatur zeigt, daß der Massenfluß in das Gewitter hinein im unteren Teil der Wolke noch etwas größer ist als derjenige aus dem oberen Bereich der Wolke hinaus. Allerdings ist die durchgeführte Abschätzung nicht genau genug, um hier Prozentzahlen der Fluß-Asymmetrie angeben zu können. Mit Sicherheit ist der Wolkenaufwind aber bei  $t = 40 \text{ min}$  nicht weit von seinem Maximum entfernt.

In den beiden CAPPI- $v$  Darstellungen 5.27 und 5.28 ist sehr gut zu erkennen, daß die Konvergenz- und Divergenzsignaturen auch außerhalb der eigentlichen Wolke nachweisbar sind. Dies wäre mit einem C-Band Doppler Radar, das die Anwesenheit von Niederschlags- oder zumindest größerer Wolkenpartikeln zur Messung benötigt, gar nicht zu erkennen. Dieser Umstand machte auch die Erkennung mesozyklonaler Wirbelsignaturen für Hannesen et al. (1998) zu einem schwierigen Unterfangen. Gleichzeitig unterstreicht die Beobachtung der Signaturen im Modell, daß sich eine Wolke als Ganzes nicht nur durch eine bloße Ansammlung von Hydrometeoren begreifen läßt, sondern daß die sie erzeugende Konvektion ganz wesentlich durch den Wolkenrand hindurchgreift.

Die Abb. 5.29 zeigt als MAX\_CAPPI die Situation um 12:50 OZ. Der Schauer hat nun seine stärkste Intensität erreicht und regnet sich mit Reflektivitäten über 50 dBZ in einem breiten Schaft aus. Stärkere Reflektivitäten über 30 dBZ reichen bis in Höhen von knapp 8 km hinauf. Die Wolkenobergrenze liegt bei 9 km. Zusätzlich sieht man wieder die Umriss flacher Cumuli über den Mittelgebirgen, die sich im Vergleich mit Abb. 5.26 weiterentwickelt und verbreitert haben. Nach wie vor sind hierbei Gipfelregionen und zum Wind hin offene Talausgänge wegen ihrer Düsenwirkung bevorzugt. Über den Vogesen, dem Südschwarzwald und dem Pfälzer Bergland findet man noch keinerlei Bewölkung, weil hier die geringere Hangneigung im Luv eine schwächere Hebung induziert.

Nach einer weiteren halben Stunde, um 13:20 OZ, hat sich diese flache Bewölkung über dem Bergland noch weiter ausgedehnt und zu größeren Feldern zusammengeschlossen. Die Wolkenobergrenzen sind im Schwarzwald bis auf 3 km ü. NN angewachsen. Nun sind nicht mehr ausschließlich die Gipfelregionen oder die Luvseiten der Geländeerhebungen bevorzugt. Stattdessen breiten sich die Cumuli auch im Kraichgau und in der Region Pforzheim aus. Neben der Feldbergregion im Südschwarzwald regen jetzt nach Auflösung des Gewitterschauers auch die Hochlagen der Süd- und Nordvogesen die Bildung von Cumuli an, so daß nur der Pfälzer Wald mit den gut 650 m hohen Bergen der Haardt wolkenfrei bleibt.

Von der Schauerzelle ist zu diesem Zeitpunkt nur noch ein kleiner vereister Rest in etwa 5 km Höhe am Ostrand des Rheingrabens bei  $\mathbf{r} = (x, y) = (130, 110) \text{ km}$  vorhanden. Die maximalen Reflektivitäten

erreichen nur noch gut  $-10$  dBZ. Die Zugrichtung der Zelle war im Rheingraben tatsächlich rechts von der generellen Windrichtung, aber es wurden wie schon diskutiert keine klaren Hinweise auf eine Rotation in der Wolke in Form einer als Wirbelsignatur gemäß Abb. A.2 erkennbaren Mesozyklone gefunden.

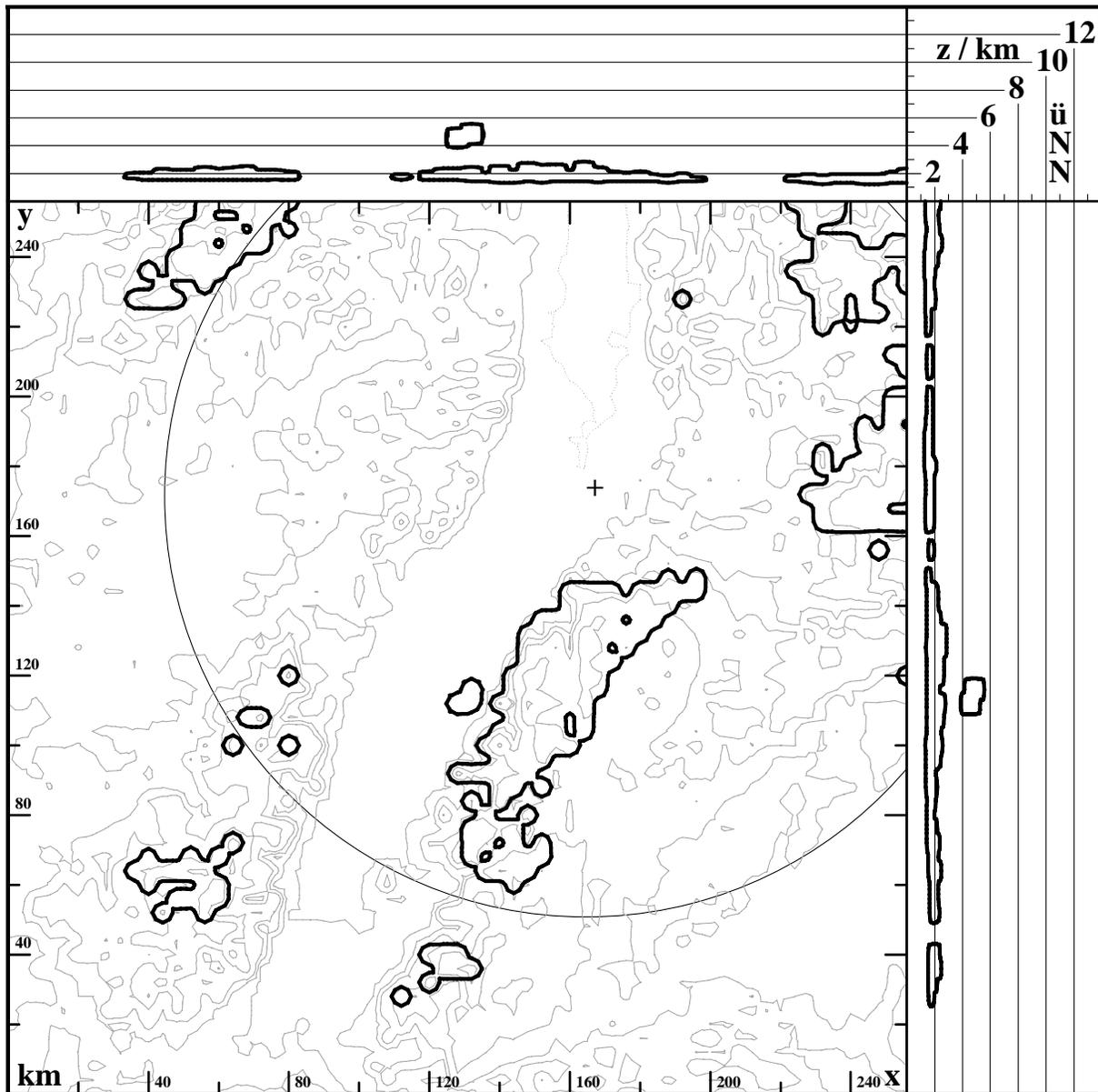


Abbildung 5.30: Nach 80 min ist vom Schauer nur noch ein kleiner Amboß in etwa 5 km Höhe vorhanden. Die orographischen Wolken sind zwar bis 3 km ü. NN angewachsen, sie bilden aber keinen Niederschlag.

Die durch eine  $\Theta_e$ -Anomalie angeregte Schauerzelle hat sich in ihrer räumlichen und zeitlichen Entwicklung sehr ähnlich wie die in den Abschnitten 5.1.3 und 5.1.4 besprochenen, feiner aufgelösten Cb-Wolken verhalten, einschließlich des *entrainments*. Dies deutet darauf hin, daß die hier gewählte räumliche Auflösung von 4 km noch ausreichend ist, die Wolkendynamik auch ohne gesonderte Parametrisierung der subskaligen niederschlagsbildenden Prozesse zu erfassen. Das KAMM-Modell erzeugt einen ganz erheblichen skaligen Niederschlag bei diesem 50–55 dBZ-Schauer. Eine durch den Niederschlag verursachte Böenfront am Boden zeigt das Modell jedoch nicht, ein solches Phänomen wird aber auch nur unter ganz spezifischen Atmosphärenbedingungen beobachtet (Houze, 1993) und ist von der zugrunde liegenden synoptischen Situation des 9. Septembers 1995 nicht bekannt geworden.

Andererseits mußte die anfängliche  $\Theta_e$ -Singularität um mehrere Kelvin stärker als in den Simulationen mit  $\Delta = 1$  km spezifiziert werden, um die gezeigten, den Ergebnissen der Abschnitte 5.1.3 und 5.1.4 ähnelnden Resultate zu erzielen. Zudem haben sich trotz der als konvektiv vorgegebenen Wettersituation die Cumuli über den Bergregionen nicht zu Niederschlagswolken entwickelt. Das belegt, daß sich das KAMM-Modell bei dieser vergrößerten räumlichen Auflösung in der Horizontalen wesentlich träger verhält, was das Anwachsen der Wolken bis zu einem Stadium mit Regenbildung angeht und deckt sich mit den Ergebnissen von Kuo et al. (1997), Weisman et al. (1997) und Haase (1998), die dieses trägere Verhalten bei Wolkensimulationen im Maschenweitenbereich von 2 bis etwa 5 km ebenfalls beobachteten.

Zur endgültigen Klärung der Frage, ob das KAMM-Modell eine separate Parametrisierung der subskaligen Niederschlagsprozesse benötigt oder nicht, sollten in Zukunft weitere Fallstudien durchgeführt werden, die für das gleiche Gebiet wie in der vorgestellten Rechnung die reale Landnutzung verwenden, welche jetzt für die Region aus der Abb. 5.24 vorliegt. Auch die atmosphärische Stabilität und der Feuchtegehalt sowie die räumliche Auflösung sollten im Bereich  $\Delta = 1-3$  km variiert werden. Erst dann kann zu diesem Fragenkreis ein fundiertes Urteil abgegeben werden. Die räumliche Verteilung der Wolkenbildung allgemein wird aber offenbar vom KAMM-Modell gut erfaßt.

### 5.2.2 Berücksichtigung von Radardaten

Wenn man, ausgehend von dem bezüglich Niederschlagsbildung trägeren Verhalten des Modells, die gefundenen Wolkenbildungsgebiete als potentielle Akkumulationszentren von Niederschlägen bei der ausgewählten Westsüdwest-Lage betrachtet, dann kann dennoch ein Vergleich mit den klimatologischen Daten des C-Band Doppler Radars am Institut für Meteorologie und Klimaforschung aus den Arbeiten von Gysi (1998) und Hannesen (1998) sinnvoll durchgeführt werden. Es zeigt sich dabei, daß der eine exemplarische Fall mit westsüdwestlicher Anströmung, der mit dem KAMM-Modell gerechnet wurde, bereits sehr viele Übereinstimmungen mit den Radarbeobachtungen zeigt.

Für den Vergleich lassen sich am besten die beiden Veröffentlichungen von Gysi (1998, Abbn. 7, 8 und 11) sowie Hannesen (1998, S. 66) verwenden. Sie zeigen für Anströmrichtungen von Südwest bis Nordwest die akkumulierten Regenmengen. Zusätzlich fügt Hannesen (1998) als Referenz noch die Auswertungen der Bodenmeßdaten der LfU aus Baden-Württemberg und Rheinland-Pfalz sowie der Niederschlagsmeßstationen des DWD bei. Für in Frankreich liegende Gebiete im Bereich der Nordvogesen liegen aber in seiner Arbeit keine Daten vor.

Die Radardaten decken bei diesen Windrichtungen vor allem die Nordvogesen, den Odenwald, den Nord-schwarzwald und teilweise den Pfälzer Wald als bevorzugte Niederschlagsregionen auf. Im Gegensatz zum C-Band Doppler Radar des Instituts, das im Gebiet des Schwarzwalds die von Hannesen (1998) diskutierten Schwierigkeiten der (teilweisen) Strahlabschattung bei der quantitativen Niederschlagsbestimmung hat, hebt das Bodenmeßnetz demgegenüber besonders den Schwarzwald mit deutlich mehr als 700 mm Niederschlag bei westsüdwestlichen Anströmungen im Zeitraum von 1996 bis April 1998 hervor. Auch der Odenwald, die hügelige Region um Pirmasens und ein breiterer Streifen zwischen Nord-schwarzwald und Odenwald im Bereich des Kraichgau sind noch vom Niederschlag bevorzugte Gebiete. Trockenere Regionen findet man dagegen im Lee der orographischen Strukturen, d. h. nordöstlich vom Pfälzer Wald, der Schwäbischen Alb und dem Schwarzwald.

Das KAMM-Modell zeigt schon bei dieser hier vorgestellten einzelnen Simulation einer Westsüdwest-Lage eine gute Übereinstimmung mit den klimatologischen Meßwerten bezüglich der Orte mit verstärkter Konvektion und Wolkenbildung. Der Schwarzwald und die Vogesen, sowie Odenwald und Hunsrück sind

die Regionen mit Konvektion im Modell. Auffällig ist, daß z. B. die Wolkenbildung im Schwarzwald nicht nur auf die Luvhänge oder den Hauptkamm beschränkt, sondern auch weiter im Lee vorhanden ist. Das ist besonders gut im Einklang mit den Daten des Bodenmeßnetzes. Überhaupt ist bei dieser Simulation die räumliche Übereinstimmung der Wolkenverteilung im Modell mit den LfU- und DWD-Daten etwas besser als die mit den Radarbeobachtungen. Weil in dieser ersten Modellierung aber nur orogene Wolken und kein Niederschlag simuliert werden konnten, ist eine detailliertere Aussage erst nach weiteren Simulationen möglich. Dazu kann auch das neue kompressible Modell KAMM2 beitragen, in das das komplette Wolkenmodul zum Ende dieser Doktorarbeit ebenfalls eingefügt wurde.

Bei solchen Simulationen sollte nicht nur die reale Landnutzungsverteilung der Oberrheinregion berücksichtigt werden, die für die hier gezeigten KAMM-Modellergebnisse noch nicht zur Verfügung stand. Auch die Kartierung der unterschiedlichen Bodenarten und eine zu der simulierten Wetterlage passende Anfangsverteilung der Bodenfeuchte können dazu beitragen, die Modellierung besser in Einklang mit den Radarbeobachtungen eines konkreten Falles zu bringen. Die hydrologische Information der räumlichen Struktur der Bodenfeuchte könnte hier z. B. aus den mit dem C-Band Doppler Radar des Instituts gewonnenen Niederschlagssummen der letzten 24 bis 48 h vor Beginn einer zu simulierenden Wetterperiode abgeleitet werden. Das KAMM-Modell wird dann durch sein detailliertes Boden-Vegetationsmodell den Wärme- und Feuchteeintrag vom Erdboden in die atmosphärische Grenzschicht hinein berücksichtigen.

Sowohl bei der Berechnung von besonders interessanten Einzelwetterlagen als auch bei der Simulation einer aus klimatologischen Mittelwerten erzeugten typischen synoptischen Situation kann es vorteilhaft sein, zusätzlich zur Feuchte-Initialisierung in Boden und Vegetationsschicht auch bei der Initialisierung des Feuchte- und Hydrometeorogehaltes der Atmosphäre auf Radardaten zurückzugreifen. Ein solches Verfahren wurde von Haase (1998) für das Lokalmodell des DWD in Angriff genommen. Ziel eines solchen Verfahrens ist es, aus vom Radar gemessenen Werten der Reflektivität  $Z$  möglichst genau auf die dreidimensionalen Felder der Hydrometeore zu schließen. Es handelt sich dabei um eines der typischen Inversionsprobleme der Fernerkundung. Wie im Anhang A bei der Diskussion synthetischer Radarbilder angemerkt, stellt diese Inversion der Reflektivitätsdaten ein sehr komplexes physikalisches Problem dar, weil dabei sämtliche Prozesse, die den Radarstrahl auf seinem Weg durch die Atmosphäre beeinflussen können, mitberücksichtigt werden müssen.

Um die KAMM-Simulationen schneller in Einklang mit einer beobachteten (mittleren) Wetterlage zu bringen, reicht aber möglicherweise schon eine recht einfache Inversion der Radardaten aus. Weil ein C-Band Radar mit  $\lambda \simeq 5$  cm Wellenlänge nur Niederschlagsteilchen und allenfalls größere Wolkeneiskristalle nachweisen kann, bleibt die Bewölkungsverteilung zunächst im dunkeln. Aber unter folgenden Annahmen ließe sich ein einfacher Algorithmus zur Initialisierung der Hydrometeorfelder in der Atmosphäre gewinnen:

- alle Niederschlagsechos werden als Echos von Wassertropfen aufgefaßt, die z. B. mit Gl. (B.15) oder der beim C-Band Radar des Instituts schon implementierten Beziehung (B.13) von  $Z$  nach  $\rho q_r$  umgewandelt werden können,
- oberhalb von 1.5 bis 2 km Höhe wird angenommen, daß Punkte mit Niederschlag auch Punkte mit Wolken seien. Bei Annahme reiner Wasserwolken kann dann passend zum Wolkenmodul ein Wert für  $q_c$  vorgegeben werden, der genau an der Schwelle zur Regenbildung innerhalb der Autokonversionsparametrisierung liegt. Die spezifische Feuchte sollte im Wolkenraum genau der Sättigungsfeuchte entsprechen.

Die Simulation wäre mit realitätsnahen Werten der Bodenfeuchte zu starten und einige Stunden zu integrieren, damit sich die Anfangsprofile von Wind und Feuchte an die Topographie anpassen können. Zu

Beginn der eigentlichen Simulationsperiode gibt man dann die aus der Inversion gewonnen Hydrometeor-Verteilungen vor. Diese wirken über den Auftriebsterm und das Wolkenmodell auch auf das Strömungs- und Temperaturfeld zurück. Selbst wenn sich diese Initialwolken zunächst auflösen, bringen sie dennoch die Konvektion an den Orten in Gang, wo sie vom Radar beobachtet wurde und helfen dem KAMM-Modell, sich effektiver dem realen atmosphärischen Zustand zu nähern.

### 5.3 Schwere Unwetter in der Oberrheinregion

In der vorliegenden Arbeit wurde das allgemeine Verhalten konvektiver hochreichender Wolken analysiert. Die verschiedenen Typen solcher Niederschlagssysteme wurden schon von Hannesen (1998) beleuchtet. Von besonderem Interesse sind aufgrund ihres Schadenpotentials sehr schwere, langlebige Einzelgewitter, die mit Hagelschlag und im Extremfall auch Tornados verknüpft sein können. Bei diesen schweren lokalen Stürmen handelt es sich zumeist um Superzellengewitter, deren Entstehungsprozesse zusätzlich zu den von Hannesen (1998) gegebenen Ausführungen an dieser Stelle genauer besprochen werden sollen.

Auf diesen Gewittertyp und sein Vorkommen in der Oberrheinregion machen z. B. Haase–Straub et al. (1994) sowie Linder und Schmid (1996) aufmerksam. Eine Meldung der britischen Organisation TORRO<sup>3</sup> von zwei möglichen Tornados in dieser Region im Jahre 1995 weist ebenfalls darauf hin. Für eines der erwähnten Daten konnte tatsächlich ein Tornado nachgewiesen werden: am 9. September 1995 in Oberkirch–Nußbach. Die Analyse der zugehörigen Radardaten (Hannesen et al., 1998; Hannesen, 1998) bestätigte, daß ein Superzellen–Cb für den kurzlebigen Tornado verantwortlich war.

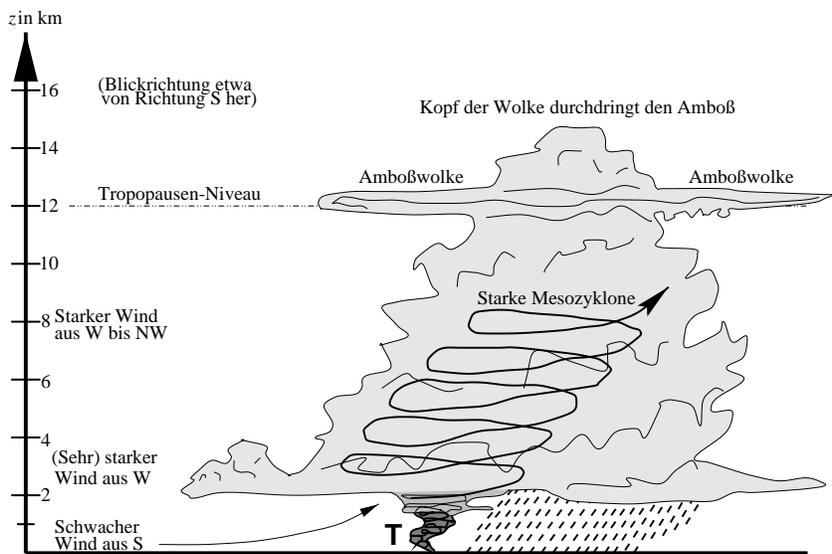


Abbildung 5.31: Schematische Seitenansicht eines voll entwickelten Superzellengewitters mit Tornado **T** bei Blickrichtung etwa aus Süden.

Rahmen dieser Arbeit mit KAMM nur cursorisch behandelt werden konnte. Infolgedessen liefert dieser Abschnitt neben der Beantwortung der oben aufgeworfenen Fragen auch ein Resümee der hier wichtigen Modellresultate, die mit KAMM für den Oberrheingraben erzielt wurden.

Als Folge dieser Untersuchung wurden eingehende Forschungen betrieben, die klären sollten, ob es in der Oberrheinregion häufiger zu Tornados kommt, ob dabei ein orographischer Einfluß erkennbar und wie groß die Wahrscheinlichkeit für Tornados im deutschsprachigen Raum ist. Diese Fragen können als geklärt angesehen werden; die Arbeit hierzu erwies sich als sehr fruchtbar. Die Modellierung mit KAMM spielte bei der Identifikation der wesentlichen Prozesse der Superzellenentstehung im mittleren Oberrheingebiet eine wichtige Rolle, auch wenn das Thema im

<sup>3</sup>TORnado and Storm Research Organisation; <http://www.torro.org.uk>

Der Tornado von Oberkirch–Nußbach entstand wie der viel verheerendere Fall vom 10. Juli 1968 in Pforzheim (Nestle, 1969) aus einem Superzellengewitter. Dieser schwerste Einzel–Gewittertyp kann entstehen, wenn neben großer Labilität der Luftmassen auch eine starke zyklonale Windscherung in den untersten ca. 3 km über dem Erdboden vorliegt. Es kann dann zur Bildung einer mesozyklonalen Rotationszone oder kurz Mesozyklone innerhalb der sich entwickelnden Wolke kommen. Charakteristisch ist weiterhin, daß es nur einen dominanten und persistenten Aufwindbereich in der Wolke gibt und keine kurzlebigen Teilzellen wie in Multizellengewittern. Mesozyklonen wie in der schematischen Abb. 5.31 eines Superzellen–Cb wurden am 9. September 1995 mehrfach vom C–Band Doppler Radar des Instituts anhand der Dopplergeschwindigkeit gemessen, ohne daß es bei diesen aber zur Ausbildung eines Tornados kam (Hannesen et al., 1998).

Erst wenn weitere günstige Bedingungen zur Intensivierung der Zelle vorliegen, kann die Reifephase der Superzelle mit Hagel und/oder Tornado(s) erreicht werden, wie in den Abbn. 5.31 und 5.32 anhand von Seiten- und Draufsicht gezeigt. Die Wolke stößt bis in die Tropopausenregion vor, und dieses Überschießen der Konvektion, verursacht durch eine plötzliche Verstärkung des Aufwinds in der Mesozyklone, führt u. a. durch Wirbeldehnung zu einer Zunahme der Wirbelstärke und begünstigt die Bildung des mit **T** bezeichneten Tornados. In dem beschriebenen Reifezustand kann die Superzelle bis zu 1 h oder länger mit einer Verlagerungsgeschwindigkeit von  $c \approx 60 \text{ km h}^{-1}$  weiterziehen, bevor sie sich schließlich auflöst. Um einen solchen Wolkentyp hat es sich bei dem starken Tornado von Pforzheim 1968 gehandelt, und mit etwa um einen Faktor 2 geringeren Dimensionen auch bei einer der am 9. September 1995 vom Radar erfaßten Zellen mit Mesozyklone, dem von Hannesen et al. (1998) analysierten Sturm von Oberkirch–Nußbach.

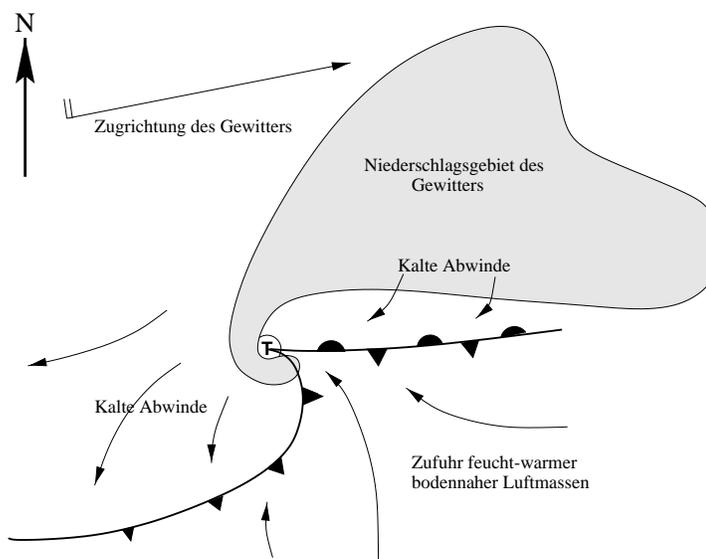


Abbildung 5.32: Draufsicht des zur Abb. 5.31 gehörenden Cb–Konvektionssystems. Nach Lemon und Doswell (1979).

Die Nachforschungen nach weiteren historischen Ereignissen im Bereich des mittleren Oberrheins förderten eine größere Zahl sicher belegter Fälle in der Oberrheinregion zutage, was in Abb. 5.33 anhand der Tornadozugbahnen gezeigt ist. Es ist eine Häufung dieser Ereignisse entlang einer gut definierten „Tornado–Allee“ erkennbar, in die sich auch der starke Pforzheimer Tornado vom 10. Juli 1968 genau einfügt<sup>4</sup>. Für ganz Deutschland wurden inklusive der bei Wegener (1917) angeführten Ereignisse mittlerweile mehr als 340 historische und aktuelle Fälle auf dem Gebiet des heutigen Deutschland gesammelt und ausgewertet (Dotzek et al., 1998; Dotzek und Hannesen, 1998). Daraus ergibt sich, daß im langjährigen Mittel mit bundesweit etwa 2–5 Tornadofällen pro Jahr gerechnet werden muß.

Auch in den Vereinigten Staaten treten Tornados manchmal über bergigen Regionen auf (Nuss, 1986; Fujita, 1989). Es ist deshalb auch von übergeordnetem Interesse, mithilfe der Modellierung zu klären, ob ein orographischer Einfluß für die beobachtete Häufung von Tornados im mittleren Oberrheingraben identifiziert werden kann. Hier liefert das KAMM tatsächlich zwei wichtige Hinweise:

<sup>4</sup>Auffällig ist in diesem Zusammenhang, daß Gysi (1998, Abb. 7) in den Niederschlagssummen für Anströmungen aus Süd-südwest erhöhte Niederschläge in genau dieser Allee nachweist. Auch die ganz normale Konvektion ist hier offenbar begünstigt.

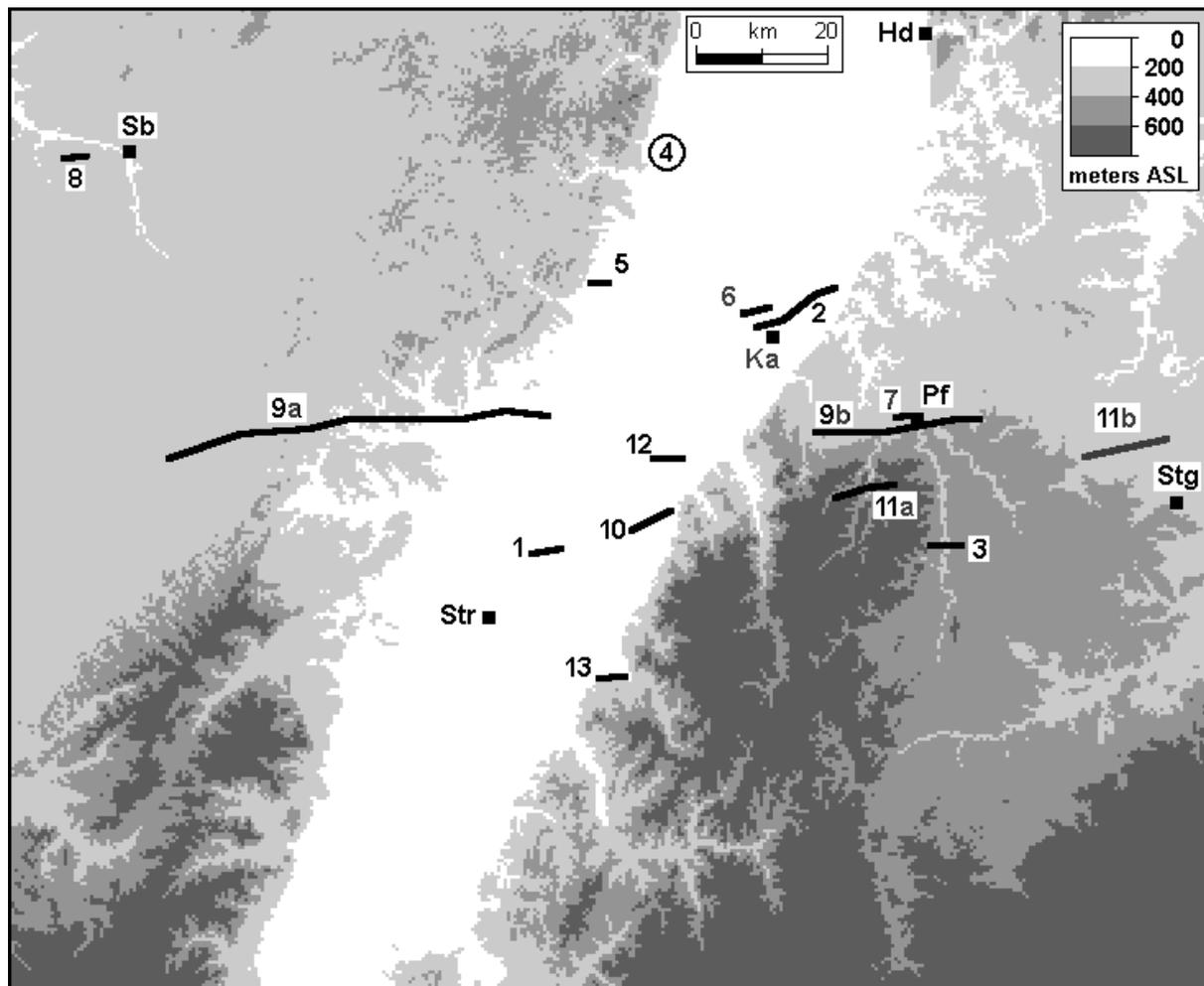


Abbildung 5.33: Tornado-Zugbahnen der letzten Jahrzehnte im mittleren Oberrheinischen Graben: 1) 24. Mai 1878, 2) 4. Jul 1885, 3) 1. Jul 1895, 4) 11. Mai 1910, 5) Ende Sep 1913, 6) 7. Jun 1952, 7) 13. Aug 1952, 8) 27. Apr 1960, 9 a,b) 10. Jul 1968, 10) 8. Mai 1985, 11 a,b) 23. Jul 1986, 12) 21. Jul 1992, 13) 9. Sep 1995. Ka = Karlsruhe, Hd = Heidelberg, Sb = Saarbrücken, Str = Straßburg, Stg = Stuttgart, Pf = Pforzheim. Modifiziert nach Hannesen et al. (1998).

### 1. Bevorzugtes Auftreten der Ereignisse am Ostrand des Rheintals.

Wie beim Vergleich der Rechnungen über flachem Gelände und dem idealisierten Einzelberg schon deutlich gezeigt wurde, führt die orogene Hebung auf der Luvseite eines Berges zu einer

- Erhöhung der Wolkenobergrenzen,
- Intensivierung des Aufwinds,
- Verstärkung der Niederschlagsprozesse.

Diese Effekte können bei den schwächer ausgeprägten Tornados am Ostrand des Rheintals den letzten Impuls zur Wirbeldehnung in der Cb-Wolke und damit zur Erhöhung der Wirbelstärke und zur Ausbildung des Wolkentrichters zum Boden hin gegeben haben. Dazu paßt auch, daß diese Tornados nicht nennenswert in die Bergregionen des Nordschwarzwalds hineingelaufen sind, sondern daß nur die kurzlebige Hebung am sanft ansteigenden Talgrund den Ausschlag gab.

## 2. Superposition von Scherung und feucht-warmer Luft.

Die Abb. 5.33 mit den Tornadozugbahnen zeigt u. a. mehrere Fälle, die sich nördlich von Vogesen und Schwarzwald erstrecken. In der Dissertation von Hannesen (1998) deutet sich auch in den mittleren Niederschlagssummen eine von der Zaberner Senke ostnordöstlich verlaufende Zone intensivierter Konvektion an, in der es neben Regen außerdem bevorzugt zu Hagelunwettern kommt.

Die Modellierungen für die in Mitteleuropa für sommerliche Unwetter besonders relevanten Südwest-Lagen (Ludlam, 1980; Morris, 1986) liefern eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen, die in der Abb. 5.34 schematisch erläutert ist. Die ausgefüllten, dicken Pfeile demonstrieren den schon besprochenen prinzipiellen Strömungsverlauf in der atmosphärischen Grenzschicht der Oberrheinregion. Man erkennt, daß es am mittleren Oberrhein zu einem Zusammenprall der kanalisierten Südströmung im Rheintal und der Westströmung im Bereich der Zaberner Senke kommt. Die gestrichelte fette Linie deutet diese bodennahe Konvergenz an.

Die dünnen, nicht ausgefüllten Pfeile zeigen den ebenfalls vom KAMM-Modell simulierten Transport feucht-warmer Luft mit hoher  $\Theta_e$  an. Er entsteht bereits kurz nach Sonnenaufgang, wenn der Osthang der Vogesen schon kräftig von der Sonne beschienen wird und die bodennah nach Norden strömende Luft erwärmt, die rechtsrheinischen Hänge aber noch im Schatten liegen. Diese Asymmetrie setzt sich bis in die Mittagsstunden fort, so daß es innerhalb der allgemeinen Strömung zu fortgesetztem Transport der erwärmten Grenzschichtluft nordwärts kommt.



Abbildung 5.34: Schema der Mechanismen zur Erklärung der Unwetterzone der mittleren Oberrheinregion. Vgl. Abb. 5.23.

Im Bereich der Konvergenzlinie überlagern sich beide Effekte und erhöhen die Auslösewahrscheinlichkeit hochreichender Feuchtkonvektion. Werden derartige Südwest-Lagen, die vor allem im Sommer mit schwül-heißer Luft am Boden gekoppelt sind (Morris, 1986) von einer aus Nordwesten herannahenden Kaltluft abgelöst, liegen insgesamt vier begünstigende Effekte für stark konvektive Wolken am mittleren Oberrhein vor: *i*) bodennahe Konvergenz, *ii*) bodennah feucht-warme Luft, *iii*) eine zyklonale Windscherung von Süd über West auf Nordwest in der Höhe und *iv*) in der Höhe trocken-kalte Luft. Diese extremen Verhältnisse lagen z. B. am 10. Juli 1968 vor und führten zu dem in Abb. 5.33 gezeigten Tornado Nr. 9, der im Elsaß und in der Innenstadt Pforzheims Schäden in dreistelliger Millionenhöhe verursachte. Aber auch am 21. Juli 1992 oder dem 22. Juli 1995 lagen ähnliche Bedingungen vor (Haase-Straub et al., 1994; Hannesen, 1998) und führten am mittleren Oberrhein zu starken Hagelunwettern und Wolkenbrüchen. Dabei entstand 1992 bei Rastatt der Tornado Nr. 12 aus Abb. 5.33 und 1995 weiter südlich der von Linder und Schmid (1996) analysierte Tornadofall in der Schweiz. Die KAMM-Modelldaten liefern hierzu also eine Erklärung für die beobachtete Häufung schwerer Unwetter in der mittleren Oberrheinregion.



# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Die vorliegende Dissertation widmete sich der Erweiterung der Gleichungen des anelastischen Atmosphärenmodells KAMM für die Simulation hochreichender konvektiver Wolken. Zur Erfüllung dieser Aufgabe wurden zuerst die wesentlichen Eigenschaften konvektiver Wolken dargestellt und die besonderen Herausforderungen beim Studium tiefer Konvektion in Wechselwirkung mit komplexen Geländestrukturen im Mittel- oder Hochgebirgsraum hervorgehoben. Danach wurden die Parametrisierung der Wolkenmikrophysik mit Kessler-Schemata zusammen mit den Anforderungen an die Modellierung vorgestellt.

Die eigentliche Fortentwicklung des KAMM-Modells in der Ausgangsversion gliederte sich anschließend in mehrere Teilschritte: die knappe Vorstellung des Gleichungssystems im Kapitel 3 diente vor allem dem Auffinden solcher Stellen in den Gleichungen, die für die Beschreibung von Wolken- und Niederschlagsprozessen noch unzureichend waren. Neben dem Fehlen eines Wolkenmoduls und prognostischer Bilanzgleichungen für die Hydrometeorergehalte  $q_\xi$  mangelte es hier in erster Linie in den Wärme- und Impulsgleichungen an einer vollständigen Berücksichtigung des Feuchteinflusses, z. B. bei der Formulierung des Auftriebsterms, der im KAMM traditionell als Auftriebsdruckgradient-Beschleunigung in den Horizontalkomponenten des Impulses formuliert wird.

Ebenso wichtig war die Berücksichtigung der spezifischen Feuchte  $q_d$  bei der Berechnung der turbulenten Flüsse von Impuls, Wärme und Feuchte sowie des Stabilitätsparameters der atmosphärischen Grenzschicht  $\zeta = z/L_*$ . Hier war zwar schon in der Vergangenheit für KAMM Arbeit investiert worden (Dotzek und Emeis, 1996), aber nur für die Berechnung der Grenzschicht ohne Wolkenbildung.

Das dann aus den Analysen in Kapitel 3 folgende überarbeitete Gleichungssystem für die Berechnung hochreichender Feuchtkonvektion wurde in Kapitel 4 vorgestellt. Neben der vollständigen Berücksichtigung des Einflusses der spezifischen Feuchte und der Hinzunahme der gesamten Komponenten der Coriolis-Beschleunigung in den Modellgleichungen und bei der Bestimmung des Grundzustandes ruhte das Schwergewicht hier in erster Linie auf zwei Pfeilern: der Neuformulierung der Anelastizitätsbedingung und der Entwicklung des Wolkenmoduls für die Beschreibung tiefer Konvektion.

Die Anelastizitätsbedingung, die bislang nur für flache Konvektion formuliert war, wurde für beliebig große Modellgebiethöhen  $H$  verallgemeinert. Neben der wohlbekanntem Bedingung  $\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}) \equiv 0$  wurde aber nach Hauf (1980) die noch weniger einschränkende Bedingung  $\nabla \cdot (\rho_0 \Theta_{\rho_0} \mathbf{v}) \equiv 0$  als Standardfall eingeführt. Diese macht gegenüber dem kompressiblen System, wie es z. B. in den Modellgleichungen von KAMM2 (Förstner, 1998) verwendet wird, nur die Annahme  $\partial_t p = 0$  zur Elimination von Schallwellen. Daher kann das Wolkenphysik-KAMM auch als kompressibel-anelastisch bezeichnet werden.

Mit der Einführung der neuen Anelastizitätsbedingung geht nach Hauf (1980) auch der Zwang zur Neuformulierung der Advektion in Flußform einher. Zu diesem Zweck konnten die schon existierenden Algorithmen aus den Arbeiten von Dotzek (1993) sowie Dotzek und Fiedler (1995) herangezogen werden.

Bei der Auswahl des Wolkenmodells fiel die Wahl auf ein Schema vom Kessler-Typ mit seiner schon als klassisch zu bezeichnenden Zerlegung des Wassertropfenspektrums niederschlagsträchtiger Wolken in je ein Wolkenröpfchen- und ein Regentropfen-Subspektrum. Für die Formulierung der einzelnen Terme der Niederschlagsprozesse wurde bis auf den *breakup*-Term auf in der Simulation konvektiver Wolken gebräuchliche Parametrisierungen (z. B. Klemp und Wilhelmson, 1978; Xue et al., 1995; Tartaglione et al., 1996) zurückgegriffen. Die anfängliche Bildung von Wolkenwasser erfolgt über die Annahme des permanenten Sättigungsgleichgewichts in der Wolke. Mit diesen Termen kann das Wolkenmodell schon für zwei wichtige separate Zwecke verwendet werden, nämlich die Simulation von Schönwetterwolken, die keinen Regen bringen, und von regenbringenden Schauer-/Gewitterwolken.

Obwohl bei der Themenstellung der vorliegenden Doktorarbeit ursprünglich nur die Simulation warmer, d. h. eisfreier Wolken geplant war, wurde in der Praxis schnell deutlich, daß der Einfluß der Eisphase in KAMM zumindest in elementarer Form berücksichtigt werden mußte. Daher wurde beim Niederschlag — nach einem Vorschlag von Tartaglione et al. (1996) — eine temperaturabhängige Reduktion der Niederschlags-Fallgeschwindigkeit oberhalb der  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ -Grenze bis hin zu einem unteren, für Schnee und porösen Graupel repräsentativen Grenzwert aus dem Intervall  $0.5\text{--}3\text{ m s}^{-1}$  vorgenommen. Durch die damit erreichte, realistischere längere Einwirkzeit des Niederschlags auf die Wolkendynamik wird vor allem eine verbesserte Beschreibung des konvektiven Abwinds in einer Cb-Wolke und, damit eng verbunden, eine mit Experimenten besser vergleichbare Zunahme der bodennahen Wirbelstärke in der Reifephase von Superzellen-Gewittern angestrebt.

Bei den Wolkenprozessen wurde eine gänzlich neue Hydrometeorart, das Wolkeneis, eingeführt. Hier macht man die Voraussetzung, daß Wolkeneiskristalle oberhalb  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  sofort schmelzen und unterkühlte Wolkenröpfchen unterhalb etwa  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  sofort spontan ausfrieren. Die Bildung von Wolken Tropfen und -eiskristallen wird durch eine für diese Arbeit neu entwickelte Sättigungsadjustierung beschrieben, die im Abschnitt 4.1.11 ausführlich dokumentiert wurde. Dem von Tao et al. (1989) entwickelten Verfahren ähnlich, vermeidet diese neue Formulierung aber dessen Schwächen. Daher beobachtet man in KAMM keine Rest-Übersättigung bezüglich Eis oberhalb der  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ -Grenze, und auch die anfängliche Bildung von Wolkenpartikeln kann im Intervall zwischen ca.  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  sofort in der Mischphase erfolgen. Auf dieser Entwicklungsstufe sind jetzt Simulationen konvektiver Wolken mit/ohne Niederschlag und mit/ohne Eisphase möglich, also insgesamt vier unterschiedliche Anwendungsmöglichkeiten des Wolkenphysik-KAMM denkbar.

Zu den Besonderheiten des Wolkenmodells gehört auch, daß für alle Hydrometeorarten  $q_{\xi}$  eine massenabhängige Berechnung ihrer Sedimentationsgeschwindigkeit durchgeführt wird. Dies gilt also auch für Wolkenwasser und Wolkeneis, deren Endfallgeschwindigkeit oftmals vernachlässigt wird, aber zumindest beim Eis Werte von ungefähr  $1\text{ m s}^{-1}$  erreichen kann. Wird mit dem detaillierten Boden-Vegetationsmodell des KAMM eine Simulation für eine der im Rheintal häufigen Bodennebellagen angestrebt, ist allerdings auch die Sedimentation der Nebeltropfen ein wichtiger Prozeß.

An diese Modellentwicklung schlossen sich erste Tests des Wolkenmodells an, die neben Bodennebel und einfachen Schönwettercumuli schon die im Abschnitt 5.1.1 vorgestellten vergleichenden Simulationen eines Schauers über hügeligem Gelände ohne bzw. mit Eisphasenparametrisierung umfaßten. Die Berechnung typischer Größen der Radarmeteorologie, wie des Radarreflektivitätsfaktors, der Regenrate und der am Boden ankommenden Niederschlagsmenge aus den modellierten Ausgabegrößen des Wolkenmoduls stellte eine weitere Vorarbeit dar. Für diese Größen wurden zudem graphische Ausgabemöglichkeiten

---

geschaffen, die denen des C-Band Doppler Radars des Instituts nahezu gleichen und den angestrebten Vergleich von Modelldaten und Radarbeobachtungen für das Oberrheingebiet erleichtern sollen. Sie sind im Anhang A ausführlich dokumentiert worden.

Bereits die Ergebnisse dieser Testphase fielen sehr ermutigend aus. Die anhand der Modell-Parametrisierung festgelegten Beziehungen zwischen Reflektivität und Regenrate, sowie Regenrate und Hydrometeorergehalt erwiesen sich vor allem für den flüssigen Niederschlag als genau zu den beim institutseigenen C-Band Doppler Radar verwendeten passend, auch unter Einfluß der dem Radar nicht direkt zugänglichen Vertikalbewegung innerhalb der Cb-Wolke. Die Übereinstimmung für Schnee war zwar qualitativ richtig, quantitativ ergaben sich jedoch größere Abweichungen. Das war zum einen aufgrund der Einfachheit der Parametrisierung für Mischniederschlag / Schnee gar nicht anders zu erwarten; zum anderen zeigte eine analytische Überprüfung dann aber auf, daß die beim C-Band Radar zum Einsatz kommende empirische  $Z$ - $R$  Beziehung  $Z_s = 1800 R^{2.2}$  mit den mikrophysikalischen Annahmen bezüglich der Teilchenspektren gar nicht zu vereinbaren ist und auf physikalische Widersprüche führt. Daß sich diese  $Z$ - $R$  Beziehung trotz der fehlenden theoretischen Grundlage in der radarmeteorologischen Praxis gut bewährt, legt die sich einer einfachen analytischen Beschreibung entziehende Komplexität der Gesamtheit der Eisphasenprozesse innerhalb einer stark konvektiven Wolke bloß.

Für die ersten Simulationsvergleiche eines Schauers mit / ohne Eisphase über hügeligem Gelände wurden u. a. Werte wie der maximale Auf- und Abwind, bzw. Extremwerte der Hydrometeorergehalte miteinander verglichen und die an die Software des Radargeräts angelehnten graphischen Produkte berechnet. Sie alle zeigten, daß das KAMM mit Wolkenmodell in der Lage ist, Erfahrungswerte aus Radarmessungen zu reproduzieren und auch die Gesamtgestalt der Wolke und des Niederschlagsschafftes realistisch wiederzugeben. Dabei bewirkte die Eisphasenbeschreibung wie erwünscht vor allem eine Intensivierung des Wolkenabwindes, aber auch einen verlangsamten Aufbau des Niederschlags in der Wolke durch die sofortige Koexistenz von Wolkenwasser und -eis oberhalb der 0 °C-Grenze. Sehr realistisch wird die zunehmende Vereisung der Wolken nach Ausfällen des Hauptniederschlags modelliert. Diese unterbindet in dem zerfallenden Cb eine Neubildung nennenswerter Niederschlagsmengen bei Abwesenheit eines äußeren Antriebs.

Danach wurden in zwei Simulationen mit feiner horizontaler Auflösung von  $\Delta = 1$  km prinzipielle Einflüsse der Orographie studiert. Neben der Kontrollsimulation eines Gewitterschauers über ebenem Gelände fand eine zweite Simulation statt, bei der ein Einzelberg von 500 m Höhe in Zugrichtung der sich entwickelnden Cb-Zelle lag. Ansonsten glich diese Simulation aber genau dem Kontroll„experiment“.

Obwohl das Hindernis scheinbar nicht sehr bedeutend war, ergaben sich weitreichende Auswirkungen auf die Wolkendynamik. Die beobachtete Wolkenobergrenze lag um 1 km höher als im Kontrollfall, die maximalen Regenwassergehalte waren 118 %, die Reflektivität um 5 dBZ und die Maxima der Regenmenge am Boden um 58 % höher aufgrund der zusätzlichen Hebung im Luv des Bergs. Beim Hinwegziehen über den Gipfel kam es zur erneuten Bildung von Regen, so daß im Lee ein sekundäres Regenmaximum entsteht, während die Gipfellage selbst verminderten Niederschlägen ausgesetzt ist.

Bei beiden Simulationen bildeten sich durch den Niederschlag Fallwinde und Böenfronten aus, die vom Einzelberg jedoch stark verformt und abgeschwächt wurden. Hier erlaubte die Kontrollsimulation anhand von MAX\_CAPPI- $Z$ , sowie CAPPI- $v$  Graphiken und Vertikalschnitten der äquivalent-potentiellen Temperatur eine detaillierte Analyse des sich bildenden und von der Zelle fortlaufenden Böenkragens. Die Zirkulation am Kopf der etwa 500 m mächtigen Dichteströmung und die Hebung im Grenzschichtniveau werden sehr gut wiedergegeben (vgl. z. B. Houze, 1993). Offensichtlich ist in KAMM auch die Quasi-Erhaltungseigenschaft von  $\Theta_e$  vorhanden, die sich im Kern des Fallwinds und in der *entrainment*- oder Einmischungszone an Wolkenoberrand zeigte. Auch die charakteristische Asymmetrie der Böenfront

längs und quer zur Verlagerung des Systems aus Sturm und Böenfront wurde im Feld der äquivalentpotentiellen Temperatur evident.

Nach den Simulationen für idealisierte Topographien wurde eine typische Westsüdwest-Lage für den Oberrheingraben durchgeführt, wobei die horizontale Maschenweite mit  $\Delta = 4$  km wesentlich grober war als in den vorangegangenen Simulationen. Neben der rein orogenen Wolkenbildung wurde zusätzlich ein Gewitterschauer am Nordrand der Vogesen durch eine lokale bodennahe feucht-warme Luftmasse hoher äquivalentpotentieller Temperatur angeregt. Sowohl der Schauer als auch die Wolken, die sich von allein über den Mittelgebirgen bildeten, verhielten sich von der räumlichen Lage und der Verlagerung her im Vergleich zu Radarbeobachtungen typisch. Aber obwohl auch die orogenen Cumuli im Verlauf des Modellaufs bis 3 km ü. NN anwuchsen, bildete sich in ihnen kein Niederschlag. In ähnlicher Weise bedurfte auch der Gewitterschauer einer wesentlich heftigeren Anregung als bei den Simulationen mit  $\Delta = 1$  km. Die grobere Maschenweite führt also zu einem trägeren Verhalten der Konvektion, wenngleich auch relativ kleinskalige Prozesse wie das *entrainment* immer noch in den Daten nachweisbar sind. Hier sind eingehendere Studien nötig, um zu klären, ob für solche Gitterweiten eine Parametrisierung der subskaligen Niederschlagsprozesse sinnvoll wäre.

Beim Vergleich zwischen den bewölkten Gebieten in der KAMM-Simulation und klimatologischen Mittelwerten der räumlichen Niederschlagsverteilung aus C-Band Radar- und Bodenmeßnetzdaten findet man für die gewählte, im Bereich des Oberrheingrabens sehr häufig mit Niederschlag verbundene Anströmung aus Westsüdwesten eine gute Übereinstimmung (Gysi, 1998; Hannesen, 1998). Bei der Diskussion der vorhandenen Unterschiede zwischen Beobachtungen und Modell wurde besonders die Notwendigkeit hervorgehoben, KAMM realitätsnah mit gemessenen Verteilungen der Bodenfeuchte zu initialisieren, um die Wechselwirkung zwischen Boden, Vegetation und Atmosphäre besser beschreiben zu können. Zusätzlich wurde ein einfaches Verfahren vorgeschlagen, auch die gemessenen Hydrometeorfelder näherungsweise bei der Initialisierung von KAMM zu berücksichtigen.

Die Rechnungen für die Oberrheinregion halfen auch dabei, die Prozesse zu klären, die zu den in diesem Areal häufigen schweren Unwettern und sogar Tornados führen (Dotzek et al., 1998; Hannesen et al., 1998; Dotzek und Hannesen, 1998). Bedeutsam sind dabei für die Bildung der involvierten Superzellengewitter bei Westsüdwest-Anströmung das bodennahe Angebot feucht-warmer Luft mit hohen Werten der äquivalentpotentiellen Temperatur  $\Theta_e$ , die von einer im Rheintal kanalisierten Südströmung nordwärts transportiert wird und die im Bereich Straßburg-Heidelberg in die am Oberrand der Grenzschicht vorherrschende, von der Zaberner Senke kanalisierte Westströmung gerät. Hier kommt es sowohl zu Horizontalkonvergenz als auch zu einer zyklonalen Windscherung, die sich bei aus Nordwesten heranheranher Kallluft bis in große Höhen fortsetzen kann. Damit sind die wesentlichen Voraussetzungen für Superzellengewitter erfüllt, die Hagelschlag und in extremen Fällen wie dem des 10. Juli 1968 auch starke Tornados mit verheerenden Schäden produzieren können.

Das KAMM-Modell bietet also in der jetzigen Form die Möglichkeit, orogene Effekte bei der Anregung von Konvektion zu studieren und prinzipielle wolkenphysikalische Studien mit feiner räumlicher Auflösung von  $\Delta \lesssim 1$  km durchzuführen. Bei der Klärung der Frage, bis zu welcher Maschenweite das Modell noch ohne subskalige Niederschlagsparametrisierung angewandt werden kann, besteht weiterer Forschungsbedarf, weil bezüglich dieser Frage für den relevanten Bereich von  $\Delta \approx 2$  bis  $\approx 5$  km auch in der aktuellen Literatur keine eindeutige Meinung vorherrscht. Hier ist zusätzlich von zukünftigen Rechnungen mit dem kompressiblen Modell KAMM2 eine Aufklärung zu erwarten. Zum Abschluß der Doktorarbeit wurde das gesamte hier vorgestellte Wolkenmodul in dieses neuentwickelte Simulationsmodell integriert und lieferte in ersten Tests ebenfalls sehr realistische Bewölkungsverteilungen für die Oberrheinregion. Damit stehen am Institut für Meteorologie und Klimaforschung nunmehr zwei mesoskalige Atmosphären-Biosphärenmodelle, KAMM und KAMM2, mit Wolkenmodul zur Verfügung.

## Anhang A

# Synthetische Radarbilder

In den vergangenen Jahren wurde die Anfertigung idealisierter Radarbilder aus Ausgabedaten numerischer Modelle zunehmend wichtig (z. B. Dotzek, 1998), um die Ergebnisse mesoskaliger Atmosphärenmodelle mit Radarbeobachtungen für spezielle Gebiete vergleichen zu können. Gleichzeitig hat sich ein weiterer Schwerpunkt herausgebildet, der auf die Inversion von Radarbeobachtungen abzielt, um realitätsnahe Eingabedaten zur Initialisierung der Hydrometeorfelder eines Wettervorhersage-Modellaufs zu generieren (z. B. Haase, 1998).

Zwischen diesen beiden Konzepten gibt es einige wesentliche Unterschiede:

- Berechnet man Radarbilder aus Ergebnissen numerischer Modelle, muß man keine Rücksicht auf experimentelle Schwächen oder Meßfehler nehmen, denen Radarbeobachtungen unterworfen sind. Beispielsweise sind weder Bodenechos, Klarluftechos noch das „Helle Band“ der Schmelzzone in den Daten vorhanden, ebensowenig wie die endliche Strahlbreite oder das Polarkoordinatensystem des Radargeräts eine Rolle spielen (Haase, 1998; Hannesen, 1998). Stattdessen werden die Algorithmen zur Berechnung der vom Radar gemessenen Größen an jedem Gitterpunkt ausgewertet und können dann in dieser etwas idealisierten Form mit den Meßdaten verglichen werden. Daher handelt es sich hier um einen reinen nachbereitenden (*post-processing*) Vorgang.
- Berechnet man Radarbilder, um einen Inversionsalgorithmus zur Initialisierung eines Wettervorhersagemodells mit Radarbeobachtungen zu finden, steht man vor einer ganz anderen Aufgabe. Hier müssen alle Aspekte der Radarmessung berücksichtigt werden, wie z. B. die Ausbreitung der Mikrowellenstrahlung unter realistischen atmosphärischen Bedingungen, Bodenechos und Erdkrümmungseffekte. Verglichen mit dem vorher beschriebenen Ansatz ist hier weit mehr Physik notwendig, um das gesteckte Ziel eines solchen vorbereitenden (*pre-processing*) Inversionsalgorithmus zu erreichen (Haase, 1998).

Da ein Ziel der vorliegenden Arbeit ein kritischer Vergleich zwischen Modellergebnissen und Radarbeobachtungen für das Mittelgebirgsgebiet der Oberrheinregion ist, wird hier nur die erste Alternative zur Anwendung gebracht und soll lediglich die gewünschte Evaluierung erleichtern.

In den Abb. A.1–A.3 werden am Beispiel der modellierten einzelnen Schauerzelle aus Abschnitt 5.1.1 bei südsüdwestlicher Anströmung in Wechselwirkung mit einer Landschaft von maximal 100 m hohen Einzelhügeln aus einer Rechnung mit 1 km horizontaler Auflösung in einem  $64 \times 64 \text{ km}^2$  Gebiet die

Radarprodukte vorgestellt, die sich sinnvollerweise aus den Daten des Modells KAMM gewinnen lassen. Außer beim CAPPI- $v$  Bild ist zwar keine Angabe der Radarantennenkoordinaten notwendig, es wird aber grundsätzlich in allen Bildern der Standort dieses virtuellen Radars durch ein  $+$ -Symbol gekennzeichnet.

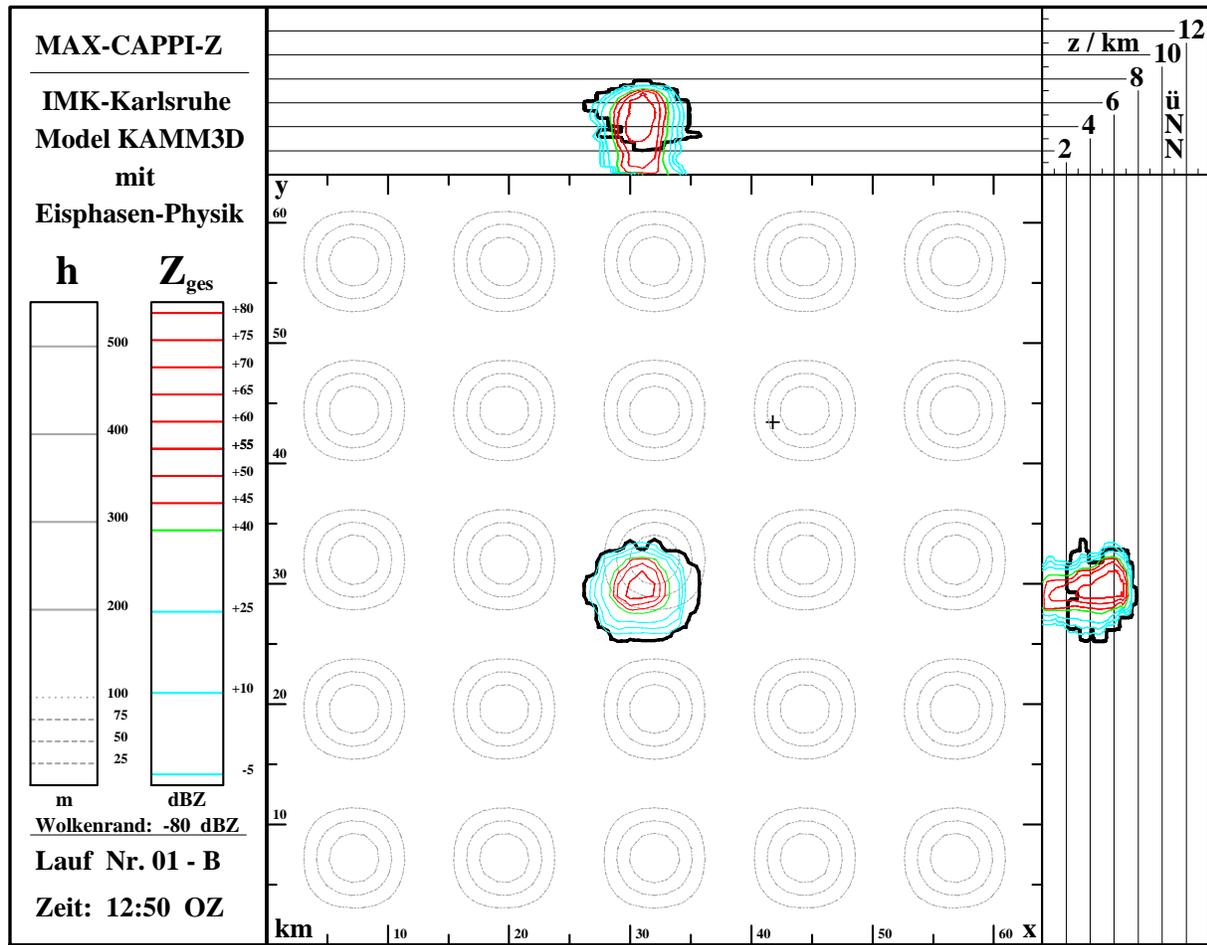


Abbildung A.1: Synthetische MAX\_CAPPI- $Z$  Darstellung mit Projektionen der Maximalwerte von  $Z$  auf Grund- und Seitenrisse. Das Kreuz markiert den Radarstandort in der mit durchbrochenen Höhenlinien dargestellten Orographie aus 100 m hohen sinusförmigen Einzelhügeln.

Wie in Anhang B ausführlich gezeigt wird, wird die hier bei den MAX\_CAPPI und CAPPI Graphiken benötigte Radarreflektivität  $Z$  für die einzelnen Hydrometeore mithilfe von Gl. (B.17) berechnet und liefert mit Tab. B.1 für Beziehungen der Form

$$\frac{Z_{\xi}}{\text{mm}^6 \text{m}^{-3}} = C_{\xi} \left( \frac{\rho q_{\xi}}{\text{g m}^{-3}} \right)^{7/4}$$

die folgenden drei Vorfaktoren  $C_{\xi}$ :

$$C_c = 3.41 \times 10^{-2} \quad , \quad C_i = 3.24 \times 10^1 \quad , \quad C_r = 1.27 \times 10^4 \quad .$$

Die Addition dieser einzelnen Reflektivitäten  $Z_{\xi}$  stellt die Gesamtreflektivität  $Z$  bereit. Liegt diese wie in der vorliegenden Dissertation in konventionellen Einheiten vor, d. h.  $[Z] = \text{mm}^6 \text{m}^{-3}$ , dann wird  $Z$  gewöhnlich normiert und mit einer logarithmischen Skalierung in Dezibel angegeben

$$Z \rightarrow 10 \log \frac{Z}{\text{mm}^6 \text{m}^{-3}} \text{ dBZ} \quad ,$$

um die Variation von  $Z$  über viele Größenordnungen handhabbar zu machen. In allen gezeigten synthetischen Radarbildern findet man daher die Reflektivität in dBZ aufgetragen.

## A.1 MAX\_CAPPI

Ein sehr instruktives Radarprodukt ist die dreidimensionale Projektion der Maxima oder kurz Maximumprojektion MAX\_CAPPI einer skalaren Feldgröße (**Maximum Constant Altitude Plan Position Indicator**). Wie in Abb. A.1 exemplarisch für  $Z$  gezeigt, besteht die MAX\_CAPPI- $Z$  aus drei Aufnahmen der größten Werte der Reflektivität in  $\text{dBZ}$  senkrecht zu den jeweiligen Projektionsebenen. Das große Teilbild zeigt die  $x, y$ -Ebene, die beiden anderen Vertikalebene entweder die  $x, z$ - oder  $y, z$ -Ausdehnung. Da nur die höchsten Werte von  $Z$  auf die einzelnen Ebenen abgebildet werden, ähnelt die MAX\_CAPPI- $Z$  stark einem dreifachen Röntgenbild durch die Atmosphäre und erlaubt es, Einzelheiten von physikalischem Interesse zu erkennen und in der zeitlichen Abfolge mehrerer Einzelbilder die lokale Dynamik von Wolken und Niederschlag zu erfassen.

Im Gegensatz zu MAX\_CAPPI Bildern aus „echten“ C-Band Radar Daten zeigt Abb. A.1 auch den Wolkenrand anhand der dicken durchgezogenen Linie bei  $Z_c + Z_i = -80 \text{ dBZ}$ . Ebenso könnte man den Beitrag jeder einzelnen Hydrometeorart zur Gesamtreflektivität in einer separaten MAX\_CAPPI Darstellung zeigen. Von den Möglichkeiten der graphischen Darstellung her ist die synthetische MAX\_CAPPI einer realen aufgrund dieser Flexibilität überlegen.

## A.2 CAPPI

Der Constant Altitude Plan Position Indicator CAPPI ist eine zweidimensionale Darstellung, die die Verteilung einer skalaren Größe auf einer Ebene konstanter Höhe oberhalb der Radarantenne zeigt. Um noch mehr Information über die involvierten Wolkensysteme bereitzustellen, zeigt der synthetische CAPPI in der Abb. A.3 auch eventuelle Wolkenränder in dieser Schnittebene mit der dicken  $-80 \text{ dBZ}$  Linie und enthält zusätzlich die beiden Seitenrisse aus der bereits besprochenen MAX\_CAPPI- $Z$  Darstellung. Es entsteht so strenggenommen eine Art Komposit-Bild aus CAPPI und MAX\_CAPPI von sehr hoher Informationsdichte. Diese Vorgehensweise erleichtert das Auffinden und die Analyse der interessanten Konvektionsgebiete im CAPPI, welches sinnvoll für die radiale Doppler Geschwindigkeit  $v_r$ , die Reflektivität  $Z$  und die Regenrate  $\mathcal{R}$  generiert werden kann. Wegen der bei der hier gewählten graphischen Aufbereitung sehr großen Ähnlichkeit des CAPPI- $Z$  mit dem MAX\_CAPPI- $Z$  und des eindeutigen Zusammenhangs von  $Z$  und  $\mathcal{R}$ , der schon im Abschnitt 5.1.2 nachgewiesen wurde, wird jedoch auf die Wiedergabe separater CAPPI- $Z$  und CAPPI- $\mathcal{R}$  Darstellungen verzichtet.

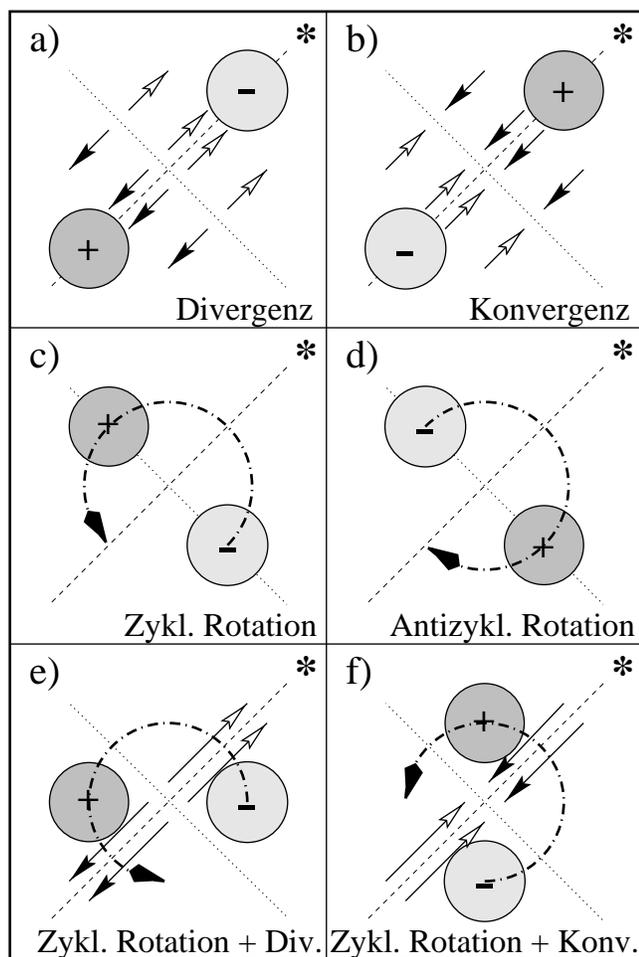


Abbildung A.2: Typische Vergenz- und Rotationsmuster, die in einem CAPPI- $v$  auftreten können. Der Stern \* markiert die Richtung des gedachten Radarstandorts.

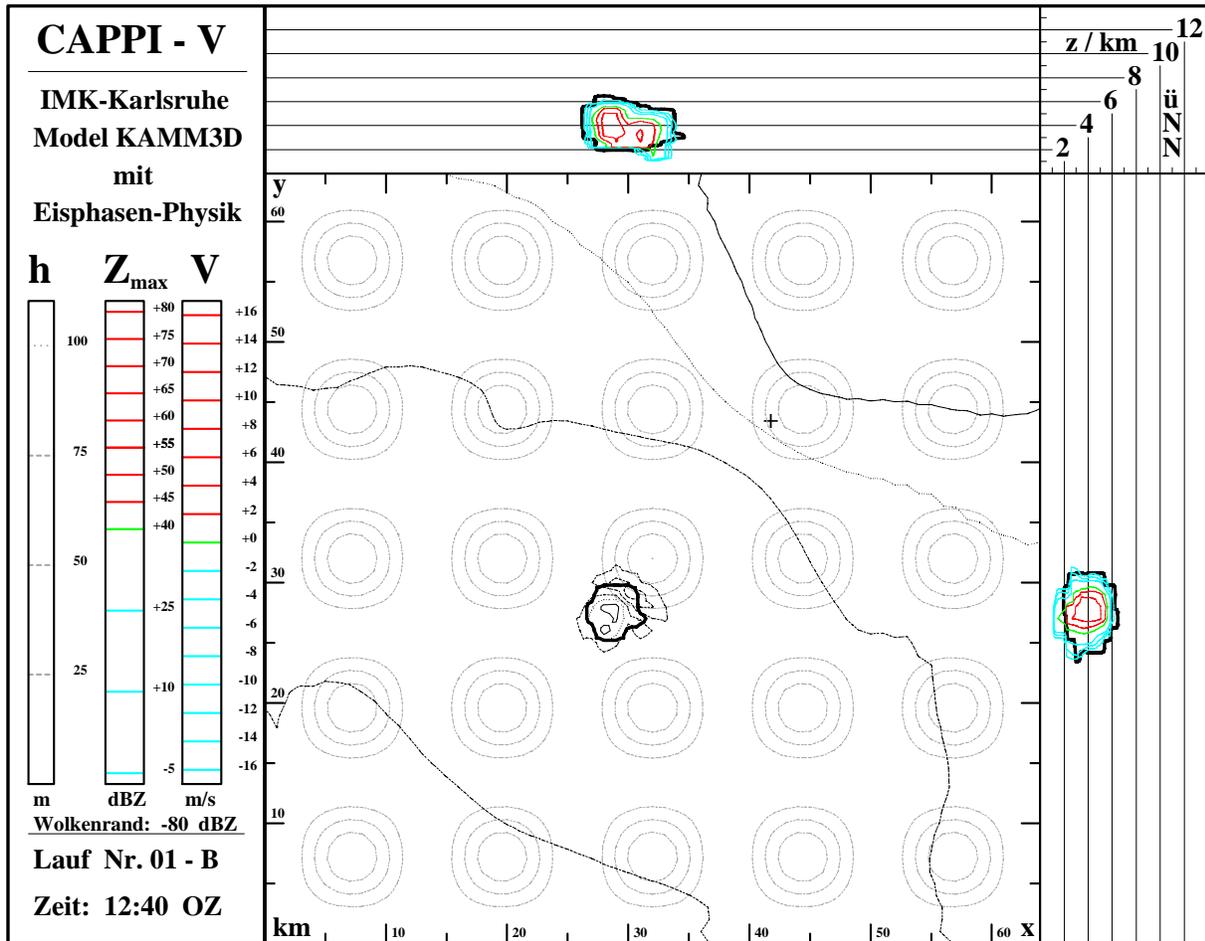


Abbildung A.3: Synthetische CAPPI- $v$  Darstellung in einer Höhe von 5.5 km ü. NN mit Wolkenumriß (dicke  $-80$  dBZ-Linie) in der  $x,y$ -Ebene. Die Seitenrisse entsprechen der zugehörigen MAX\_CAPPI- $Z$  und zeigen die Aufteilung des Niederschlags innerhalb der Wolke in zwei separate Zellen, die später verschmelzen. Das Kreuz markiert den Radarstandort.

Die CAPPI der Radialgeschwindigkeit  $v_r$  wird aus dem modellierten Windfeld und den Radar Koordinaten  $\mathbf{r}_{\text{Radar}}$  durch Projektion des dreidimensionalen Windvektors  $\mathbf{v}_{ijk}$  auf das Einheitsradial, also den Einheitsvektor bei festgehaltenem Azimut, für jeden Gitterpunkt  $\mathbf{r}_{ijk}$  in einer vorgegebenen Höhe über dem Radar berechnet, d. h.

$$v_r = \mathbf{v}_{ijk} \cdot \frac{\mathbf{r}_{ijk} - \mathbf{r}_{\text{Radar}}}{|\mathbf{r}_{ijk} - \mathbf{r}_{\text{Radar}}|} \quad (\text{A.1})$$

Daher bedeuten positive Werte von  $v_r$  Bewegungen vom Radar weg, negative Werte Bewegungen zum Radar hin. Im Abbild dieser Radialgeschwindigkeit können charakteristische Strömungsstrukturen des Grundstromes und der Cumulus-Konvektion erkannt werden. Ein homogener Grundstrom erzeugt beispielsweise ein Hyperbelmuster der  $v_r$ -Isotachen, wobei die Asymptote  $v_r = 0$  bei fehlender Vertikalbewegung der Luft senkrecht zur Strömung durch den Radarstandort läuft. Auch durch Rotation oder horizontale Vergenzen hervorgerufene Anomalien in  $v_r$  werden durch eindeutig zuordenbare Dipolmuster erkennbar.

Das zeigt die schematische Abb. A.2 für Divergenz und Konvergenz, zyklonale und antizyklonale Rotation, sowie Überlagerungen zyklonaler Rotation mit Vergenzen. Der Radarstandort wird in dieser schematischen Darstellung in den Teilbildern a)–f) rechts oben angenommen und durch ein \*-Symbol angedeutet. Um z. B. die mesozyklonalen Vortex-Signaturen oder Vergenzmuster (Hannesen et al., 1998) in Sturm-

wolken verstärkt hervortreten zu lassen, kann Gl. (A.1) noch dahingehend modifiziert werden, daß die Radialkomponente der aus den Simulationsdaten bestimmbaren Zuggeschwindigkeit  $c$  des Sturms vom Geschwindigkeitsfeld  $v$  vor Berechnung des CAPPI- $v$  abgezogen wird. Dies entspräche dann genau den Darstellungen in Abb. A.2.

Die Abb. A.3 zeigt in der  $x, y$ -Ebene die CAPPI- $v$  Darstellung in ca. 5.35 km über dem Radar<sup>1</sup> für den modellierten Schauerkomplex aus dem Abschnitt 5.1.1, aber genau 10 min früher als in der vorher gezeigten Abb. A.1. Der durch zwei getrennte Maxima der Reflektivität  $Z$  gekennzeichnete und sich noch stark weiterentwickelnde Schauer nähert sich gerade dem 100 m hohen Hügel in der Mitte des Modellgebiets. Im CAPPI- $v$  kann das Radialwindfeld betrachtet werden, während die beiden MAX\_CAPPI- $Z$  Seitenrisse weiterhin die volle Information über Größe und Struktur des Sturms enthalten.

In diesem hohen Niveau von 5.5 km ü. NN und bei dem  $2 \text{ m s}^{-1}$  Konturintervall tritt eine deutliche Divergenzsignatur im Kopf der Wolke hervor, die auf der dem Radar abgewandten Seite sogar zu einer Vorzeichenumkehr von  $v_r$  führt. Die innerhalb der noch jungen Cu cong-Wolke rasch aufsteigende Luft strömt in dieser Höhe seitlich aus der Wolke aus und macht sich durch den charakteristischen Dipol in  $v_r$  bemerkbar. Sonst zeigt die CAPPI- $v$  Darstellung in erster Linie die hyperbelförmige Signatur der Grundströmung und den dick konturierten Wolkenumriß von  $-80 \text{ dBZ}$  in der ausgewählten Schnittebene in 5.5 km Höhe.

---

<sup>1</sup>Willkürlich wurde hierbei die Antennenhöhe des C-Band Doppler Radars des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung an seinem Standort im Forschungszentrum Karlsruhe (148.2 m ü. NN) bei der Berechnung der synthetischen CAPPI- $v$  Radarbilder zugrunde gelegt.



## Anhang B

# Berechnung des Radarreflektivitätsfaktors

Um idealisierte Radarbilder aus Modelldaten ableiten zu können, benötigt man ein detailliertes Wissen, wie die spektrale Verteilung der einzelnen Hydrometeore zu Größen wie des Radarreflektivitätsfaktors  $Z$ , der Niederschlagsrate  $\mathcal{R}$  oder dem Hydrometeor Gehalt  $\rho q$  beiträgt. Die Kenntnis ist notwendig, um die Wolken- als auch die Niederschlagsprozesse zwischen Wolkenbasis und Erdboden konsistent beschreiben zu können. Aus diesem Grund wird hier auf die zugrundeliegende Wolkenmikrophysik eingegangen, soweit sie die Berechnung der gesuchten Größen betrifft.

### B.1 Wolkenmikrophysik

#### B.1.1 Hydrometeorspektren

Für sämtliche mikrophysikalischen Berechnungen in diesem Abschnitt wird angenommen, daß die Teilchengrößenverteilung einer  $\Gamma$ -Funktion des dimensionslosen Hydrometeordurchmessers  $D/D_0$ , des Formparameters  $\gamma$  und der Teilchenlast  $N_0$  in  $\text{m}^{-4}$  (bzw. in konventionellen Einheiten  $\text{mm}^{-1} \text{m}^{-3}$ ) folgt:

$$n(D) = N_0 \left( \frac{D}{D_0} \right)^{\gamma-1} e^{-D/D_0} \quad , \quad (\gamma > 0) \quad . \quad (\text{B.1})$$

Die Anwendung der  $\Gamma$ -Funktion hat eine lange Tradition in der Wolkenmikrophysik (Clark, 1974; Dorwarth, 1979; Ulbrich, 1983, 1994; Pruppacher und Klett, 1997), denn neben der Ähnlichkeit zwischen der  $\Gamma$ -Funktion und beobachteten Hydrometeorspektren haben  $\Gamma$ -Funktionen einige attraktive mathematische Eigenschaften, die sie für wolkenmikrophysikalische Berechnungen besonders geeignet erscheinen lassen (vgl. Anhang C).

Daher wird diese Form des Spektrums für alle Hydrometeorarten angewandt<sup>1</sup>. Das Spektrum erreicht sein Maximum im Punkt  $D_{\max}$ ,  $n_{\max} = n(D_{\max})$ ,

$$D_{\max} = D_0(\gamma - 1) \quad , \quad n_{\max} = n(D_{\max}) = N_0(\gamma - 1)^{\gamma-1} e^{-(\gamma-1)} \quad .$$

---

<sup>1</sup>Die bekannte exponentielle Größenverteilung nach Marshall und Palmer (1948) für Regentropfen

$$n_r(D) = N_{0r} e^{-\lambda_r D} \quad , \quad (\lambda_r = D_{0r}^{-1})$$

ist der Spezialfall mit  $\gamma = 1$  für Gl. (B.1). Alle Resultate, die in diesem Abschnitt für Regentropfen gewonnen werden, können im Prinzip auch für Marshall-Palmer Verteilungen ausgedrückt werden.

Tabelle B.1: Verwendete Charakteristika der Hydrometeoriklassen. Hier wurden  $D_0$  und  $\gamma$  als Eingabegrößen verwendet.  $N_0$  wurde für  $\rho q_c$  und  $\rho q_i$  nach Gl. B.18 berechnet.

$\rho q$	$\frac{N_0}{\text{mm}^{-1} \text{m}^{-3}}$	$\frac{D_0}{\text{mm}}$	$\gamma$	$\frac{n_{\max}}{N_0}$	$\frac{D_{\max}}{D_0}$	$\frac{\tilde{D}_N}{D_0}$	$\frac{\bar{D}}{D_0}$	$\frac{\tilde{D}_*}{D_0}$	$\frac{\tilde{D}_V}{D_0}$	$\frac{\bar{D}}{D_0}$
$\rho q_i$	$3.0 \times 10^6$	$10^{-1}$	4.0	$1.3 \times 10^0$	3.0	3.67	4.0	4.93	6.67	7.0
$\rho q_c$	$8.0 \times 10^{10}$	$10^{-2}$	3.0	$5.4 \times 10^{-1}$	2.0	2.67	3.0	3.91	5.67	6.0
$\rho q_r$	$8.0 \times 10^3$	$10^0$	2.0	$3.7 \times 10^{-1}$	1.0	1.68	2.0	2.88	4.67	5.0
$\rho q_r$	$8.0 \times 10^3$	$10^0$	1.0	$1.0 \times 10^0$	0.0	0.69	1.0	1.82	3.67	4.0

Tab. B.1 zeigt diese und andere relevante Parameter der Verteilungen für unterschiedliche Hydrometeoriklassen. Im Gegensatz zur allgemein geübten Praxis wird kein exponentielles Spektrum für die Regentropfen angenommen. Nach den Ergebnissen von Ulbrich (1994), in denen für Regen  $\gamma = 1.71 \pm 1.99$  gefunden wurde anstatt  $\gamma = 1$ , wird hier  $\gamma = 2$  für diesen Fall gewählt. Bei Wolkentropfen wird der oft benutzte Wert  $\gamma = 3$  und für Wolkeneiskristalle sogar ein noch breiteres Spektrum mit  $\gamma = 4$  angesetzt. Zum Vergleich stellt Tab. B.1 auch die entsprechenden Werte eines exponentiellen Marshall–Palmer Regentropfenspektrums dar.

### B.1.2 Momente

Die Momente  $\mathcal{M}^m$  von  $m$ -ter Ordnung der Teilchengrößenverteilung (B.1) sind gegeben durch

$$\mathcal{M}^m = N_0 \int_0^{\infty} \left( \frac{D}{D_0} \right)^{\gamma-1} D^m e^{-D/D_0} dD = N_0 D_0^{m+1} \Gamma(\gamma + m) \quad .$$

Da die Parameter  $N_0$ ,  $D_0$  und  $\gamma$  der Verteilung  $n(D)$  mithilfe der Momente eliminiert werden sollen, werden die wichtigsten von ihnen hier mittels der Beziehungen im Anhang C berechnet und dargestellt.

Das nullte Moment, die Teilchenzahl  $N$  ist gegeben durch

$$N = \mathcal{M}^0 = N_0 \int_0^{\infty} \left( \frac{D}{D_0} \right)^{\gamma-1} e^{-D/D_0} dD = N_0 D_0 \Gamma(\gamma) \quad . \quad (\text{B.2})$$

Das erste Moment  $\mathcal{M}^1$ , dividiert durch  $\mathcal{M}^0$  liefert den anzahlgewichteten mittleren Durchmesser  $\bar{D}$ :

$$\bar{D} = \frac{\mathcal{M}^1}{\mathcal{M}^0} = \frac{N_0}{N} \int_0^{\infty} \left( \frac{D}{D_0} \right)^{\gamma-1} D e^{-D/D_0} dD = \gamma D_0 \quad . \quad (\text{B.3})$$

Bis auf einen Faktor, der die Hydrometeordichte  $\rho_h$  enthält, ergibt das dritte Moment den Hydrometeorogehalt pro Volumeneinheit:

$$\rho q = \frac{\pi}{6} \rho_h \mathcal{M}^3 = \frac{\pi}{6} \rho_h N_0 \int_0^{\infty} \left( \frac{D}{D_0} \right)^{\gamma-1} D^3 e^{-D/D_0} dD = \frac{\pi}{6} \rho_h N_0 D_0^4 \Gamma(\gamma + 3) \quad . \quad (\text{B.4})$$

Das vierte Moment  $\mathcal{M}^4$ , dividiert durch  $\mathcal{M}^3$  definiert den massengewichteten mittleren Durchmesser  $\bar{D}$ , der vom durch Gl. (B.3) gegebenen  $\bar{D}$  abweicht:

$$\bar{D} = \frac{\mathcal{M}^4}{\mathcal{M}^3} = \frac{N_0}{\mathcal{M}^3} \int_0^\infty \left(\frac{D}{D_0}\right)^{\gamma-1} D^4 e^{-D/D_0} dD = (\gamma + 3)D_0 = \bar{D} + 3D_0 \quad . \quad (\text{B.5})$$

Man beachte, daß ein weiterer mittlerer Durchmesser abgeleitet werden kann, wenn man den Hydrometeorgehalt durch die Gesamtzahl aller Hydrometeore teilt:

$$\frac{\mathcal{M}^3}{\mathcal{M}^0} = \frac{6 \rho q}{\pi \rho_h N} = (\gamma + 2)(\gamma + 1)\gamma D_0^3 = \tilde{D}_*^3 \quad . \quad (\text{B.6})$$

Schließlich liefert das sechste Moment bei Gültigkeit der Rayleigh-Näherung für sphärische Teilchen den Radarreflektivitätsfaktor  $\mathcal{Z}$ , der umgangssprachlich auch nur als Radarreflektivität bezeichnet wird:

$$\mathcal{Z} = \mathcal{M}^6 = N_0 \int_0^\infty \left(\frac{D}{D_0}\right)^{\gamma-1} D^6 e^{-D/D_0} dD = N_0 D_0^7 \Gamma(\gamma + 6) \quad . \quad (\text{B.7})$$

In dieser Form hat  $\mathcal{Z}$  die Dimensionen  $\text{m}^3$ , die Transformation in konventionelle Einheiten lautet

$$\mathcal{Z} \text{ in } \text{mm}^6 \text{m}^{-3} = 1.0 \times 10^{18} \mathcal{Z} \text{ in } \text{m}^3 \quad .$$

### B.1.3 Mediandurchmesser

Im Gegensatz zu den beiden oben definierten charakteristischen Durchmessern sind die Mediandurchmesser bezüglich der Anzahl ( $\tilde{D}_N$ ) oder des Volumens ( $\tilde{D}_V$ ) möglicherweise die robustesten spektralen Größenskalen. Leider können für die  $\Gamma$ -Funktion aus Gl. (B.1) diese Größen nicht analytisch bestimmt werden, es sei denn für sehr einfache Fälle.

Die Definition der Mediandurchmesser verlangt nämlich

$$\int_0^{\tilde{D}_N} n(D) dD = \frac{N}{2} \quad , \quad \frac{\pi}{6} \rho_h \int_0^{\tilde{D}_V} n(D) D^3 dD = \frac{\rho q}{2} \quad . \quad (\text{B.8})$$

Für  $\gamma = 1$ , d. h. eine Exponentialverteilung, ist der Anzahlmedian  $\tilde{D}_N = \ln 2 D_0$ , während man für den Volumenmedian mit Gl. (C.2)  $\tilde{D}_V = 3.67 D_0$  nur noch numerisch findet. Für andere Werte von  $\gamma$  müssen  $\tilde{D}_N$  und  $\tilde{D}_V$  ebenfalls numerisch berechnet werden mithilfe von

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(n+\gamma)} \tilde{D}_N^{n+\gamma} = \frac{\Gamma(\gamma)}{2} \quad (\text{B.9})$$

$$\tilde{D}_N(\gamma) \simeq 2.67 + \gamma - 3 \quad ,$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(n+\gamma+3)} \tilde{D}_V^{n+\gamma+3} = \frac{\Gamma(\gamma+3)}{2} \quad (\text{B.10})$$

$$\tilde{D}_V(\gamma) = \tilde{D}_N(\gamma+3) \simeq 2.67 + \gamma$$

unter Verwendung von Gl. (C.3). Für die drei Hydrometeorklassen findet man diese Werte in Tab. B.1.

### B.1.4 Fallgeschwindigkeiten

Vorausgesetzt, analytische Ausdrücke für die asymptotische Fallgeschwindigkeit  $v_{t0}(D)$  einer bestimmten Hydrometeorart als Funktion des (äquivalenten) Durchmessers  $D$  liegen vor, dann kann die massengewichtete Fallgeschwindigkeit unter Verwendung des dritten Moments  $\mathcal{M}^3$  aus Gl. (B.4) und einer höhenabhängigen Geschwindigkeitskorrektur berechnet werden. Diese berücksichtigt entweder die Dichte (Foote und du Toit, 1969) oder den Luftdruck (Starr und Cox, 1985)

$$v_t = v_{t0} \left( \frac{\rho_{00}}{\rho} \right)^{0.4}, \quad v_t = v_{t0} \left( \frac{40 \text{ kPa}}{p} \right)^{1/3}$$

und führt auf

$$v_t(\rho q) = \frac{N_0}{\mathcal{M}^3} \int_0^\infty \left( \frac{D}{D_0} \right)^{\gamma-1} D^3 v_t(D) e^{-D/D_0} dD \quad . \quad (\text{B.11})$$

Die schwierige Aufgabe, ein universelles Fallgesetz  $v_t(D)$  für Wassertropfen aller Größen zu gewinnen wird von Rogers et al. (1993) angegangen. Für Eiskristalle wird dieses Thema bei Starr und Cox (1985) und in ganz allgemeinem Zusammenhang von Pruppacher und Klett (1997) behandelt.

Die Massenflußdichte oder Niederschlagsrate der Hydrometeore  $\mathcal{R}$  kann in einer ruhenden Atmosphäre ebenfalls aus einer Beziehung für  $v_t(D)$  und  $\mathcal{M}^3$  bestimmt werden:

$$\mathcal{R} = \frac{\pi}{6} \rho_h N_0 \int_0^\infty \left( \frac{D}{D_0} \right)^{\gamma-1} D^3 v_t(D) e^{-D/D_0} dD = v_t(\rho q) \rho q \quad . \quad (\text{B.12})$$

Während  $\mathcal{R}$  in  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$  gegeben ist, lautet die Transformation in konventionelle Einheiten

$$\mathcal{R} \text{ in } \text{mm h}^{-1} = \frac{3.6 \times 10^6}{\rho_h} \mathcal{R} \text{ in } \text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1} \quad .$$

## B.2 Radarreflektivitätsfaktoren

Da die Berechnung der Radarreflektivität  $\mathcal{Z}$  sehr stark von der Genauigkeit der involvierten Charakteristika des Wolkenmodells abhängt, ist es wichtig, eine Formel für  $\mathcal{Z}$  abzuleiten, die so viele prognostische Variablen des Modells und so wenig spektrale Parameter der Hydrometeorverteilungen enthält wie möglich. Für ein Schema der Wolkenmikrophysik vom Kessler-Typ (Kessler, 1969) ist der Hydrometeor Gehalt  $\rho q$  die Hauptvariable, die zur Parametrisierung herangezogen werden sollte. Zusätzlich, und abhängig davon, ob das zugrunde liegende Spektrum zwei oder drei freie Parameter enthält, müssen dann noch eine oder zwei weitere Größen spezifiziert werden. Das Ziel der folgenden Überlegung ist es daher, die Zahl der notwendigen Spektralparameter zu minimieren und die verbleibenden durch geeignete Kombinationen der Momente zu ersetzen.

### B.2.1 Die Ansätze von Smith und Kessler

Durch Eliminierung von  $\mathcal{R}$  aus den  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  und  $\rho q$ - $\mathcal{R}$  Beziehungen nach Marshall und Palmer (1948) kamen Smith et al. (1975) auf folgendes  $\mathcal{Z}$ - $\rho q$  Potenzgesetz:

$$\frac{\mathcal{Z}_r}{\text{mm}^6 \text{m}^{-3}} = 2.4 \times 10^4 \left( \frac{\rho q_r}{\text{g m}^{-3}} \right)^{1.82} \quad . \quad (\text{B.13})$$

Diese Funktion wurde bis jetzt zur Standardform für die Berechnung der Reflektivität aus dem Regenwassergehalt, auch in der Analysesoftware der Doppler Radars am Institut für Meteorologie und Klimaforschung. Aber wie schon Smith et al. (1975) anmerken, ist die Gl. (B.13) dem Kessler'schen Ansatz unterlegen. Dieser integriert nämlich das Marshall–Palmer Spektrum und berechnet  $Z_r$  indem der spektrale Parameter  $\lambda_r$  (oder  $D_{0r}^{-1}$ ) durch den Regenwassergehalt  $\rho q_r$  ersetzt wird. Das führt auf

$$Z_r = 720 \left( \frac{1}{\pi \rho_w} \right)^{7/4} N_{0r}^{-3/4} (\rho q_r)^{7/4} \quad . \quad (\text{B.14})$$

Nicht nur der Exponent von  $7/4$  ist verschieden von den 1.82 in Gl. (B.13), sondern jetzt variiert  $Z$  auch mit dem spektralen Parameter  $N_0$ . Der kleinere Exponent führt hier aber zu geringeren Reflektivitätswerten bei großen Hydrometeorgehalten  $\rho q$ .

Mit dem typischen Marshall–Palmer Wert von  $N_{0r} = 8.0 \times 10^6 \text{ m}^{-4}$  kommt dann

$$\frac{Z_r}{\text{mm}^6 \text{ m}^{-3}} = 2.05 \times 10^4 \left( \frac{\rho q_r}{\text{g m}^{-3}} \right)^{7/4} \quad . \quad (\text{B.15})$$

Die beiden Gln. (B.13) und (B.15) sind in Abb. B.1 vergleichend dargestellt. Die durchschnittliche Differenz zwischen beiden im Intervall  $[10^{-3} \text{ g m}^{-3} \leq \rho q_r \leq 10^3 \text{ g m}^{-3}]$  ist sehr klein und variiert nur sehr schwach mit  $\rho q_r$  bis auf  $\pm 2.1 \text{ dB}$ . Allerdings ist der positive Aspekt der Gl. (B.15) nach Smith et al. (1975) die Nichtüberschätzung der Reflektivität bei hohen Regenwassergehalten im Gegensatz zur Form der Gl. (B.13).

## B.2.2 Der verallgemeinerte Spektralansatz

Der Kessler'sche Ansatz wurde für die vorliegende Arbeit auf das allgemeine Spektrum der Gl. (B.1) angewandt. Das führt entweder zu Ausdrücken wie den obigen mit  $Z \propto (\rho q)^{7/4}$  oder auf neuartige Beziehungen, die linear vom Hydrometeorgehalt abhängen, je nachdem ob  $D_0$  oder  $N_0$  eliminiert werden.

### Eliminierung von $D_0$

Eine Umstellung von Gl. (B.4) bestimmt den Parameter  $D_0$  zu

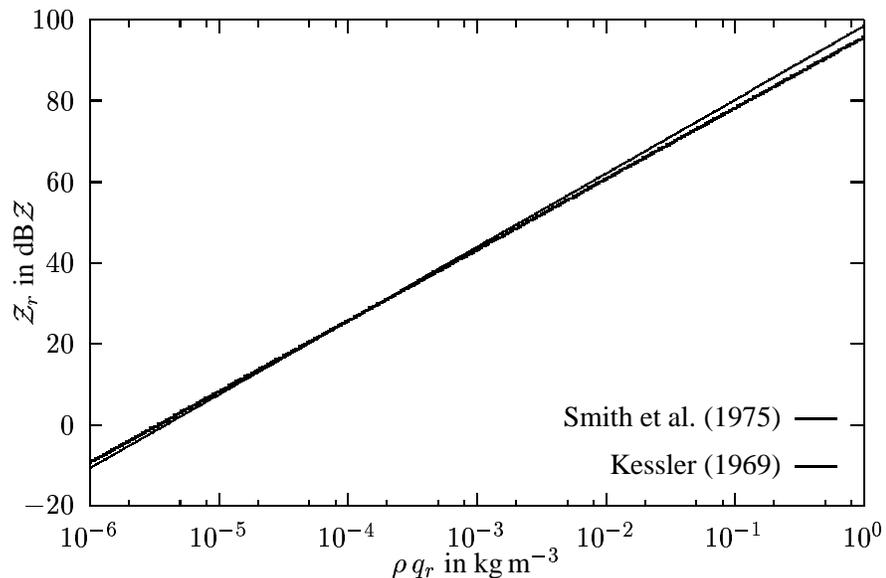


Abbildung B.1: Zwei Beziehungen zur Berechnung des Radarreflektivitätsfaktors für Regen mit einem Marshall–Palmer Spektrum ( $\gamma = 1$ ). Die dünne Linie wurde aus Gl. (B.13) berechnet, die dicke Linie resultiert aus Gl. (B.15).

$$D_0^4 = \frac{6 \rho q}{\pi \rho_h N_0 \Gamma(\gamma + 3)} \quad (\text{B.16})$$

und kann in Gl. (B.7) eingesetzt werden, um den Reflektivitätsfaktor  $\mathcal{Z}$  zu berechnen:

$$\mathcal{Z} = \left[ \frac{6}{\pi \rho_h \Gamma(\gamma + 3)} \right]^{7/4} \Gamma(\gamma + 6) N_0^{-3/4} (\rho q)^{7/4} . \quad (\text{B.17})$$

Für eine exponentielle Größenverteilung reduziert sich dies auf Kesslers Gl. (B.14).

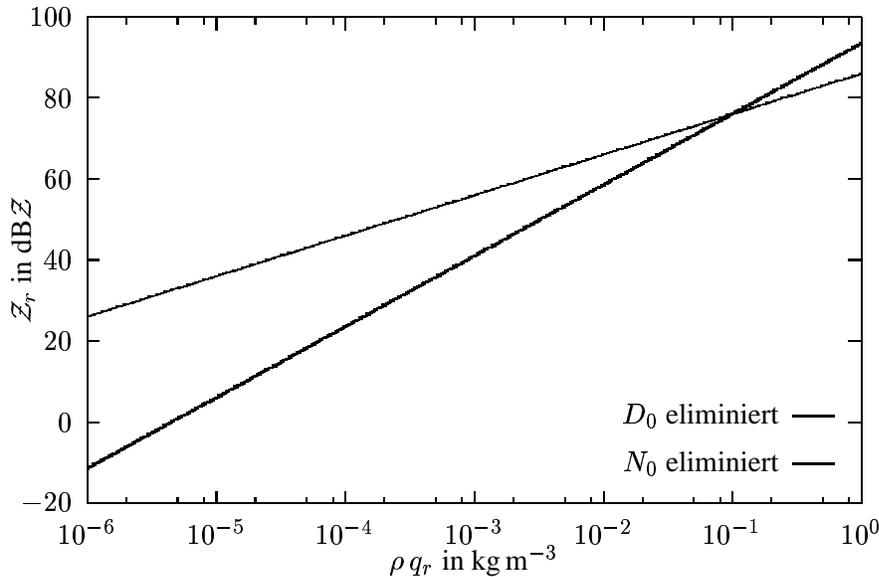


Abbildung B.2: Wie Abb. B.1, aber für  $\Gamma$ -Spektren mit  $\gamma = 2$ . Die dicke Linie entspricht Gl. (B.17), die dünne Linie folgt Gl. (B.19) unter Verwendung von  $\tilde{D}_* = 1 \text{ mm}$  anstatt der alternativen Durchmesser skaln  $\bar{D}$  oder  $\bar{D}$ .

Im allgemeinen Fall sind  $N_0$  und  $\gamma$  jedoch unbekannt und mit hoher Wahrscheinlichkeit auch nicht sehr leicht abzuschätzen. Darüberhinaus macht das Vorhandensein der  $\Gamma$ -Funktion in Gl. (B.17) deren Berechnung für nicht ganzzahlige Werte von  $\gamma$  recht mühevoll. Es ist daher wünschenswert, eine Formulierung der  $\mathcal{Z}$ - $\rho q$  Beziehung zu erreichen, in der nur solche Parameter beibehalten werden, für die relativ gesicherte Annahmen gemacht werden können und die prinzipiell nicht zu stark in

Raum und Zeit variieren. Eine solche Relation hätte die solideste physikalische Basis für die Berechnung des Radarreflektivitätsfaktors aus dem Hydrometeorgehalt.

### Eliminierung von $N_0$

Die obengenannten Anforderungen können erfüllt werden, falls  $N_0$  mit

$$N_0 = \left( \frac{\pi \rho_h}{6} \right)^{1/3} \frac{[(\gamma + 2)(\gamma + 1)\gamma]^{4/3}}{\Gamma(\gamma + 3)} N^{4/3} (\rho q)^{-1/3} \quad (\text{B.18})$$

aus der Berechnungsvorschrift für  $\mathcal{Z}$  eliminiert wird.

Führt man die Gesamtzahl  $N$  aus Gl. (B.2), den mittleren Durchmesser  $\bar{D}$  aus Gl. (B.3) und den Hydrometeorgehalt ein, dann findet man mit Gl. (B.16)

$$\mathcal{Z} = \frac{6}{\pi \rho_h} \frac{(\gamma + 5)(\gamma + 4)(\gamma + 3)}{(\gamma + 2)(\gamma + 1)\gamma} \tilde{D}_*^3 \rho q = \frac{6}{\pi \rho_h} \frac{(\gamma + 5)(\gamma + 4)(\gamma + 3)}{\gamma^3} \bar{D}^3 \rho q \quad (\text{B.19})$$

$$= \frac{6}{\pi \rho_h} \frac{(\gamma + 5)(\gamma + 4)}{(\gamma + 3)^2} \bar{D}^3 \rho q \quad (\text{B.20})$$

$$= \frac{6}{\pi \rho_h} (\gamma + 5)(\gamma + 4)(\gamma + 3) D_0^3 \rho q . \quad (\text{B.21})$$

Man beachte, daß durch die Substitution von entweder

$$\frac{\tilde{D}_*^3}{(\gamma + 2)(\gamma + 1)\gamma} = D_0^3 \quad , \quad \left(\frac{\bar{D}}{\gamma}\right)^3 = D_0^3 \quad \text{oder} \quad \left(\frac{\bar{D}}{\gamma + 3}\right)^3 = D_0^3$$

die Gln. (B.19–B.21) in die Form von Gl. (B.17) zurückgeführt werden können.

Damit liegen lineare Funktionen  $\mathcal{Z}(\rho q)$  vor, die nur noch Annahmen bezüglich des spektralen Parameters  $\gamma$  und eines der vorgestellten Durchmesser beinhalten. Verglichen mit  $\bar{D}$  erscheint der mittlere Durchmesser  $\bar{D}$  robuster gegenüber mikrophysikalischen Prozessen unter den Hydrometeorarten zu sein und ist außerdem leichter für exemplarische Fälle abzuschätzen. Weiterhin enthalten die Gln. (B.19–B.21) keine  $\Gamma$ -Funktionen mehr, sondern lediglich einfache Polynome von  $\gamma$ . Die Abb. B.2 zeigt die beiden unterschiedlichen Beziehungen (B.17) mit der dicken und (B.19) mithilfe der dünnen Linie für  $D_0 = 1$  mm und  $\gamma = 2$  auf und offenbart sehr große quantitative Differenzen zwischen beiden.

Wie sind diese so unterschiedlichen Beziehungen (B.17) und (B.19) zu erklären, die ja keineswegs austauschbare Ergebnisse liefern? Offenbar liegen den beiden Varianten gänzlich andere spektrale Größenverteilungen zugrunde. Dies verdeutlicht exemplarisch die Abb. B.3, in der die beiden Fälle vereinfachend für exponentielle Marshall–Palmer Spektren dargestellt sind. Im Teilbild a) wird  $N_0$  konstant gehalten, während  $D_0$  variiert. Dies entspricht den Voraussetzungen von Gl. (B.17). Teilbild b) dagegen hält  $D_0$  konstant und läßt  $N_0$  freien Spielraum, was Gl. (B.19) und den  $N_0$ -Sprüngen aus der Arbeit von Waldvogel (1974) entspricht. Es wird klar, daß bei einer Zunahme von  $D_0$  in a)

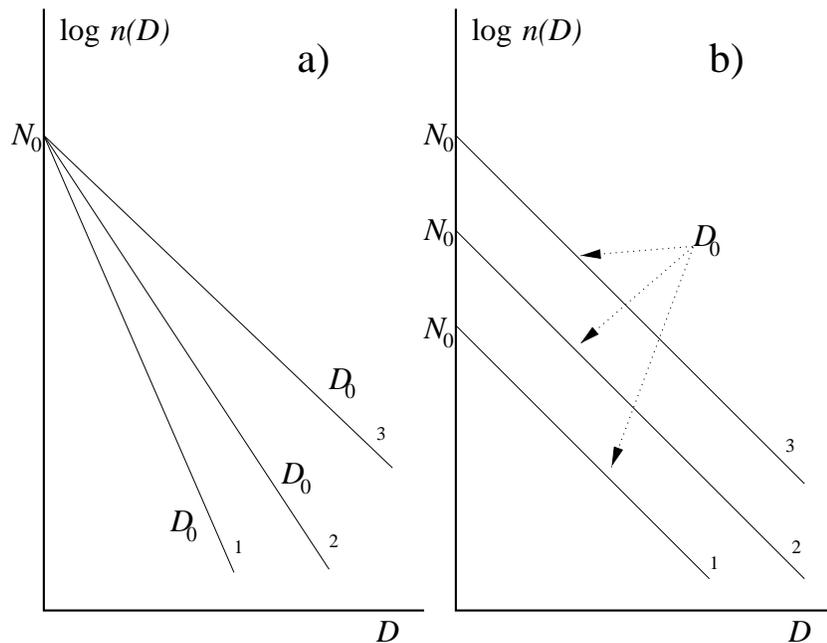


Abbildung B.3: Zwei Formen exponentieller Anzahlspektren  $n(D)$  nach Marshall und Palmer (1948). Im Fall a) gilt  $N_0 = \text{const.}$ , im Fall b) ist  $D_0 = \text{const.}$ .

vorwiegend die Zahl größerer Hydrometeore erhöht wird und deshalb  $\mathcal{Z} \propto D^6$  stark ansteigen muß. In b) nehmen von Spektrum 1 bis 3 mit  $N_0$  alle Teilchengrößen um einen festen Faktor zu, gleichzeitig sind schon bei kleinen  $N_0$ -Werten nennenswerte Mengen größer Partikeln vorhanden, so daß in diesem Fall  $\mathcal{Z}$  schon bei kleinem Hydrometeorergehalt relativ groß ist, dafür aber schwächer (nämlich nur linear) mit  $\rho q$  anwächst. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß sich bei Annahme eines Potenzgesetzes für  $v_t = aD^b$  dann auch für die  $\mathcal{Z}$ - $\mathcal{R}$  Beziehung ein lineares Gesetz ergibt:

$$\mathcal{Z} \propto \mathcal{R} \quad .$$

Weil Spektren, die sich wie in Abb. B.3 b) verhalten, in erster Linie beim Wechsel von stratiformem zu konvektivem Niederschlag beobachtet werden (Waldvogel, 1974) und somit relativ selten sind, beschränken sich die meisten Arbeiten bei der Reflektivitätsberechnung auf Gl. (B.17). Das gleiche gilt für die vorliegende Dissertation, die sich ausschließlich konvektiven Wolken widmet.



## Anhang C

# Eigenschaften der $\Gamma$ -Funktion

Die  $\Gamma$ -Funktion wird gewöhnlich durch folgende Integralrelation definiert

$$\Gamma(\gamma) = \int_0^{\infty} x^{\gamma-1} e^{-x} dx \quad , \quad (\gamma > 0) \quad (\text{C.1})$$

und hat die prinzipiellen Eigenschaften:

$$\Gamma(n+1) = n! \quad , \quad \Gamma(\gamma+1) = \gamma \Gamma(\gamma) \quad .$$

Für negative, nichtganzzahlige Werte von  $\gamma$  können die nachstehenden allgemeinen Beziehungen verwendet werden:

$$\Gamma(\gamma) \Gamma(1-\gamma) = \frac{\pi}{\sin \pi \gamma} \quad ; \quad \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \sqrt{\pi} \quad ; \quad \Gamma\left(-\frac{1}{2}\right) = -2\sqrt{\pi} \quad .$$

Falls die obere Integrationsgrenze der Gl. (C.1) endlich ist, z. B. bei der Berechnung des Anzahl- oder Volumen-Mediandurchmessers, dann gilt für ganzzahlige Werte von  $\gamma$  die folgende Rekursionsformel

$$\int_0^X x^{\gamma-1} e^{-x} dx = -x^{\gamma-1} e^{-x} \Big|_0^X + (\gamma-1) \int_0^X x^{\gamma-2} e^{-x} dx \quad , \quad (\gamma \geq 1) \quad . \quad (\text{C.2})$$

Für beliebige  $\gamma$ -Werte muß der Term  $e^{-x}$  in seine Taylorreihe entwickelt werden. Die sich dabei ergebende unendliche Reihe kann dann Term für Term integriert werden und führt auf

$$\begin{aligned} \int_0^X x^{\gamma-1} e^{-x} dx &= \int_0^X x^{\gamma-1} \left[ 1 - x + \frac{x^2}{2!} - \frac{x^3}{3!} + \cdots + (-1)^n \frac{x^n}{n!} \right] dx \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \frac{X^{\gamma+n}}{\gamma+n} \quad . \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Sind beide Grenzen endlich, d. h. berücksichtigt man minimale und maximale Teilchengrößen, dann ergibt sich

$$\int_{X_u}^{X_o} x^{\gamma-1} e^{-x} dx = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \left[ \frac{X_o^{\gamma+n}}{\gamma+n} - \frac{X_u^{\gamma+n}}{\gamma+n} \right] \quad . \quad (\text{C.4})$$



# Literaturverzeichnis

- Adrian G., Fiedler F., 1991: Simulation of unstationary wind and temperature fields over complex terrain and comparison with observations; *Beitr. Phys. Atmos.* **64**, 27–48.
- Adrian G., 1994: Zur Dynamik des Windfeldes über orographisch gegliedertem Gelände; *Ber. d. Deutschen Wetterdienstes* **188**, Offenbach, 142 S.
- Banta R. M., Hanson K. R., 1986: Numerical simulation of the development of mountain cumulus clouds; *Proc. WMO/IUGG NWP Symposium, Tokyo*, 767–775.
- Banta R. M., 1990: The role of mountain flows in making clouds; In: Blumen (1990), 229–284.
- Battan L. J., 1976: Vertical air motions and the  $Z$ – $\mathcal{R}$  relation; *J. Appl. Meteor.* **15**, 1120–1121.
- Beheng K. D., Doms G., 1986: A general formulation of collection rates of cloud and raindrops using the kinetic equation and comparison with parameterizations; *Beitr. Phys. Atmos.* **59**, 66–84.
- Beheng K. D., Doms G., 1990: The time evolution of a drop spectrum due to collision/coalescence: A numerical case study on the effects of selfcollection, autoconversion and accretion; *Meteor. Rdsch.* **42**, 52–61.
- Beheng K. D., 1994: A parameterization of warm cloud microphysical conversion processes; *Atmos. Res.* **33**, 193–206.
- Benoit R., 1977: On the integral of the surface layer profile–gradient functions; *J. Appl. Meteor.* **16**, 859–860.
- Bergmann J. C., 1998: A physical interpretation of von Kármán constant based on asymptotic considerations — a new value; *J. Atmos. Sci.* **55**, 3403–3405.
- Berry E. X., 1967: Cloud droplet growth by collection; *J. Atmos. Sci.* **24**, 688–701.
- Blumen W., (Hrsg.), 1990: Atmospheric processes over complex terrain; *Meteor. Monogr.* **23**(45), Amer. Meteor. Soc., Boston, 323 S.
- Bolton D., 1980: The computation of equivalent potential temperature; *Mon. Wea. Rev.* **108**, 1046–1053.
- Bougeault P., 1983: A non-reflective upper boundary condition for limited-height hydrostatic models; *Mon. Wea. Rev.* **111**, 420–429
- Byun D. W., 1990: On the analytical solutions of flux–profile relationships for the atmospheric surface layer; *J. Appl. Meteor.* **29**, 652–657.
- Carpenter R. L. Jr., Droegemeier K. K., 1998a: Entrainment and detrainment in numerically simulated cumulus congestus clouds. Part I: General results; *J. Atmos. Sci.* **55**, 3417–3432.

- Carpenter R. L. Jr., Droegemeier K. K., 1998b: Entrainment and detrainment in numerically simulated cumulus congestus clouds. Part II: Cloud budgets; *J. Atmos. Sci.* **55**, 3433–3439.
- Carpenter R. L. Jr., Droegemeier K. K., 1998c: Entrainment and detrainment in numerically simulated cumulus congestus clouds. Part III: Parcel analysis; *J. Atmos. Sci.* **55**, 3440–3455.
- Clappier A., 1998: A correction method for use in multidimensional time–splitting advection algorithms: application to two- and three–dimensional transport; *Mon. Wea. Rev.* **126**, 232–242.
- Clark T. L., 1974: A study in cloud phase parameterization using the gamma distribution; *J. Atmos. Sci.* **31**, 142–155.
- Clark T. L., 1977: A small–scale dynamic model using a terrain–following coordinate transformation; *J. Comput. Phys.* **24**, 186–215.
- Clark T. L., 1979: Numerical simulations with a three–dimensional cloud model: lateral boundary condition experiments and multicellular severe storm simulations; *J. Atmos. Sci.* **36**, 2191–2215.
- Clark T. L., 1982: Cloud modeling in three spatial dimensions; In: Knight und Squires (1982), 225–247.
- Cotton W. R., 1972: Numerical simulation of precipitation development in supercooled cumuli. Part I; *Mon. Wea. Rev.* **100**, 757–763.
- Cotton W. R., Anthes R. A., 1989: *Storm and Cloud Dynamics*; *Int. Geophys. Ser. Vol. 44*, Acad. Press, San Diego, 880 S.
- Courant R., Friedrichs K., Lewy H., 1928: On the partial difference equations of mathematical physics; *Math. Ann.* **100**, 32–74; Nachdruck 1967: *IBM J.* **11**, 215–234.
- Das P., 1979: A non–archimedian approach to the equations of convection dynamics; *J. Atmos. Sci.* **36**, 2183–2190.
- Deardorff J. W., Willis G. E., 1967: Investigation of turbulent thermal convection between horizontal plates; *J. Fluid Mech.* **28**, 675–704.
- Diem M., 1948: Messungen der Größe von Wolkenelementen II; *Meteor. Rdsch.* **1**, 261–273.
- Diem M., Strantz R., 1971: Typen der Regentropfenspektren II; *Meteor. Rdsch.* **24**, 23–26.
- Diem M., 1973: Zur Struktur der Wolken III; *Meteor. Rdsch.* **26**, 157–179.
- Dölling I. G., Joss J., Riedl J., 1998: Systematic variations of  $Z$ – $R$ –relationships from drop size distributions measured in northern Germany during seven years; *Atmos. Res.* **47–48**, 635–649.
- Dörnbrack A., Schumann U., 1993: Numerical simulation of turbulent convective flow over wavy terrain; *Boundary Layer Meteor.* **65**, 323–355.
- Doms G., Herbert F., 1985: Fluid- und Mikrodynamik in numerischen Modellen konvektiver Wolken; *Ber. Inst. Meteor. Geophys.* **62**, Univ. Frankfurt, 378 S.
- Dorwarth G. U., 1979: Die Parametrisierung der Niederschlagsbildung in mesoskaligen Modellen; Diplomarbeit, *Meteor. Inst., Univ. Karlsruhe*, 194 S.
- Dorwarth G. U., 1985: Numerische Berechnung des Druckwiderstandes typischer Geländeformen; Diss., *Univ. Karlsruhe*, 166 S.
- Dotzek N., 1993: Direkte numerische Simulation turbulenter Naturkonvektion in 2D und 3D; Diplomarbeit, *Inst. Meteor. Klimaforsch., Univ. Karlsruhe*, 212 S.

- Dotzek N., Fiedler F., 1995: Rayleigh–Bénard convection in shear flow; Proc. Geophys. Astrophys. Convection Conf. GAC'95, NCAR, Boulder, 45.
- Dotzek N., Emeis S., 1996: Dokumentation der Neuerungen an den Grenzschicht–Unterprogrammen BDLYK, GERVA und USTS3D im Modell KAMM3D; Interner Ber. Inst. Meteor. Klimaforsch., Univ. Karlsruhe, 51 S.
- Dotzek N., Hannesen R., Beheng K. D., Peterson R. E., 1998: Tornadoes in Germany, Austria, and Switzerland; Proc. 19<sup>th</sup> Conf. on Severe Local Storms, Minneapolis, 93–96.
- Dotzek N., Hannesen R., 1998: Analyse eines Tornados im Oberrheingraben; Ann. Meteor. **37**, 47–48.
- Dotzek N., 1998: Numerische Modellierung topographisch induzierter hochreichender konvektiver Wolken; Ann. Meteor. **37**, 465–466.
- Durrant D. R., Klemp J. B., 1982: The effect of moisture on the Brunt–Väisälä frequency; J. Atmos. Sci. **39**, 2152–2158.
- Durrant D. R., 1989: Improving the anelastic approximation; J. Atmos. Sci. **46**, 1453–1461.
- Durrant D. R., 1990: Reply to: Fiedler (1990); J. Atmos. Sci. **47**, 1819–1820.
- Durrant D. R., Yang M.–J., Slinn D. N., Brown R. G., 1993: Toward more accurate wave–permeable boundary conditions; Mon. Wea. Rev. **121**, 604–620.
- Emanuel K. A., 1994: *Atmospheric Convection*; Univ. Press, Oxford, 580 S.
- Engquist, B., Osher S., 1981: One–sided difference approximations for nonlinear conservation laws; Math. Comput. **36**, 321–351.
- Fiedler B. H., 1990: Comments on: Durrant (1989); J. Atmos. Sci. **47**, 1817–1818.
- Fiedler F., 1983: Einige Charakteristika der Strömung im Oberrheingraben; In: Fiedler und Hörschele (1983), 113–123.
- Fiedler F., Hörschele K., (Hrsg.), 1983: Prof. M. Diem zum 70. Geburtstag; Wiss. Ber. Inst. Meteor. Klimaforsch. **4**, Univ. Karlsruhe, 163 S.
- Fiedler F., 1993: Development of meteorological computer models; Interdiscipl. Sci. Rev. **18**, 192–198.
- Finke U., 1995: Wechselwirkung zwischen hochreichender Konvektion und kurzperiodischen Schwerewellen; DLR Inst. Phys. Atmos., Forsch. Ber. **95–35**, 106 S.
- Flassak T., 1990: Ein nicht–hydrostatisches mesoskaliges Modell zur Beschreibung der Dynamik der planetaren Grenzschicht; Fortschr.–Ber. VDI, Reihe 15, Nr. **74**, VDI–Verlag, Düsseldorf, 204 S.
- Förstner J., 1998: Entwicklung der Grundversion eines kompressiblen mesoskaligen atmosphärischen Modells für Parallelrechner; Diplomarbeit, Inst. Meteor. Klimaforsch., Univ. Karlsruhe, 67 S.
- Foot G. B., du Toit P. S., 1969: Terminal velocity of raindrops aloft; J. Appl. Meteor. **8**, 249–253.
- Fortak H., 1982: *Meteorologie*; D. Reimer, Berlin, 298 S.
- Fox–Rabinovitz M. S., 1996: Computational dispersion properties of 3D staggered grids for a nonhydrostatic anelastic system; Mon. Wea. Rev. **124**, 498–510.
- Fujita, T. T., 1981: Tornadoes and downbursts in the context of generalized planetary scales; J. Atmos. Sci. **38**, 1511–1534.

- Fujita, T. T., 1989: The Teton–Yellowstone tornado of 21 July 1987; *Mon. Wea. Rev.* **117**, 1913–1940.
- Goering H., (Hrsg.), 1958: *Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz*; Akademie–Verlag, Berlin, 228 S.
- Gresho P. M., Sani R. L., 1987: On pressure boundary conditions for the incompressible Navier–Stokes equations; *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **7**, 1111–1145.
- Gysi H., 1995: Niederschlagsmessung mit Radar in orographisch gegliedertem Gelände; Diss., Univ. Karlsruhe, 188 S.
- Gysi H., 1998: Orographic influence on the distribution of accumulated rainfall with different wind directions; *Atmos. Res.* **47–48**, 615–633.
- Haase G., 1998: Simulation von Radarmessungen mit Daten des Lokalmodells; Diplomarbeit, Meteor. Inst., Univ. Bonn, 84 S.
- Haase–Straub S. P., Heimann D., Hauf T., Smith R. K., (Hrsg.), 1994: The squall line of 21 July 1992 in Switzerland and southern Germany — a documentation; *Forsch. Ber. DLR* **94–18**, Inst. Phys. Atmos., Oberpfaffenhofen, 226 S.
- Hannesen R., Dotzek N., Gysi H., Beheng K. D., 1998: Case study of a tornado in the Upper Rhine valley; *Meteor. Z., N. F.* **7**, 163–170.
- Hannesen R., 1998: Analyse konvektiver Niederschlagssysteme mit einem C–Band Dopplerradar in orographisch gegliedertem Gelände; Diss., Univ. Karlsruhe, 119 S.
- Hauf T., 1980: Schallfilterung im konvektiven Scale; Diss., Univ. Mainz, 213 S.
- Hinzpeter H., 1985: Konvektive Bewölkung über See — Rollen und offenen Zellen; Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen, 26 S.
- Högström U., 1988: Non–dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: a re–evaluation; *Boundary Layer Meteor.* **42**, 55–78.
- Högström U., 1996: Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer; *Boundary Layer Meteor.* **78**, 215–246.
- Höllner H., 1986: Parameterization of cloud–microphysical processes in a three–dimensional convective mesoscale model; *Forsch. Ber. DFVLR* **86–02**, Inst. Phys. Atmos., Oberpfaffenhofen, 148 S.
- Holtslag A. A. M., 1984: Estimates of diabatic wind speed profiles from near–surface weather observations; *Boundary Layer Meteor.* **29**, 225–250.
- Houze R. A., 1993: *Cloud Dynamics*; *Int. Geophys. Ser. Vol.* **53**, Acad. Press, San Diego, 570 S.
- Houze R. A., 1997: Stratiform precipitation in regions of convection: a meteorological paradox?; *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **78**, 2179–2196.
- Hugelmann C.–P., 1988: Differenzenverfahren zur Behandlung der Advektion; *Wiss. Ber. Inst. Meteor. Klimaforsch.* **8**, Univ. Karlsruhe, 74 S.
- Hugelmann C.–P., Kleiser T., 1992: Zur Behandlung von offenen Rändern; *KfK Bericht* 4980, Karlsruhe, 94 S.
- Huggel A., Schmid W., Waldvogel A., 1996: Raindrop size distributions and the radar bright band; *J. Appl. Meteor.* **35**, 1688–1701.

- Huntingford C., Blyth E. M., Wood N., Hewer F. E., Grant A., 1998: The effect of orography on evaporation; *Boundary Layer Meteor.* **86**, 487–504.
- Janenko N. N., 1969: Die Zwischenschrittmethode zur Lösung mehrdimensionaler Probleme der mathematischen Physik; *Lecture Notes in Math.* **91**, Springer, Berlin, 194 S.
- Kessler E. III, 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation; *Meteor. Monogr.* **10**(32), Amer. Meteor. Soc., Boston, 84 S.
- Klemp J. B., Wilhelmson R. B., 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics; *J. Atmos. Sci.* **35**, 1070–1096.
- Klemp J. B., Durran D. R., 1983: An upper boundary condition permitting internal gravity wave radiation in numerical mesoscale models; *Mon. Wea. Rev.* **111**, 430–444.
- Klemp J. B., 1987: Dynamics of tornadic thunderstorms; *Annu. Rev. Fluid Mech.* **19**, 369–402.
- Kley D., Smit H. G. J., Vömel H., Grassl H., Ramanathan V., Crutzen P. J., Williams S., Meywerk J., Oltmans S. J., 1997: Tropospheric water-vapour and ozone cross-sections in a zonal plane over the central equatorial Pacific Ocean; *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **123**, 2009–2040.
- Knight C. A., Squires P., (Hrsg.), 1982: *Hailstorms of the Central High Plains, Vol. 1: The National Hail Research Experiment*; Colorado Associated Univ. Press, Boulder, 282 S.
- Kogan Y. L., 1991: The simulation of a convective cloud in a 3-D model with explicit microphysics. Part I: Model description and sensitivity experiments; *J. Atmos. Sci.* **48**, 1160–1189.
- Krettenauer K., Schumann U., 1992: Numerical simulation of turbulent convection over wavy terrain; *J. Fluid Mech.* **237**, 261–299.
- Kropfli R. A., 1979: PHOENIX multiple-Doppler radar operations; project PHOENIX rep. **1**, NOAA/NCAR Boulder Atmos. Observatory, 33–56.
- Kuo Y.-H., Bresch J. F., Cheng M.-D., Kain J., Parsons D. B., Tao W.-K., Zhang D.-L., 1997: Summary of a mini workshop on cumulus parameterization for mesoscale models; *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **78**, 475–491.
- Lee B. D., Wilhelmson R. B., 1997a: The numerical simulation of non-supercell tornadogenesis. Part I: Initiation and evolution of pretornadic mesocyclone circulations along a dry outflow boundary; *J. Atmos. Sci.* **54**, 32–60.
- Lee B. D., Wilhelmson R. B., 1997b: The numerical simulation of non-supercell tornadogenesis. Part II: Evolution of a family of tornadoes along a weak outflow boundary; *J. Atmos. Sci.* **54**, 2387–2415.
- Lemon L. R., Doswell C. A. III, 1979: Severe thunderstorm evolution and mesocyclone structure as related to tornadogenesis; *Mon. Wea. Rev.* **107**, 1184–1197.
- Lenz C.-J., 1996: Energieumsetzungen an der Erdoberfläche in gegliedertem Gelände; Diss., Univ. Karlsruhe, 246 S.
- Lilly D. K., Klemp J. B., 1979: The effects of terrain shape on nonlinear hydrostatic mountain waves; *J. Fluid Mech.* **95**, 241–261.
- Lin Y.-L., Farley R. D., Orville H. D., 1983: Bulk parameterization of the snow field in a cloud model; *J. Climat. Appl. Meteor.* **23**, 1065–1092.

- Linder W., Schmid W., 1996: A tornadic thunderstorm in Switzerland exhibiting a radar-detectable low-level vortex; Proc. 12<sup>th</sup> Int. Conf. on Clouds and Precip., Zürich, 577–580.
- Liu C., Moncrieff M. W., 1997: Dynamical influence of microphysics in tropical squall lines: a numerical study; Mon. Wea. Rev. **125**, 2193–2210.
- Locatelli J. D., Hobbs P. V., 1974: Fall speeds and masses of solid precipitation particles; J. Geophys. Res. **79**, 2185–2197.
- Löffler–Mang M., Joss J., 1999: An optical disdrometer for measuring size and velocity of hydrometeors; Erscheint bei J. Atmos. Oceanic Technol.
- Ludlam F. H., 1980: *Clouds and Storms. The behavior and Effect of Water in the Atmosphere*; Pennsylvania State Univ. Press, Univ. Park, 405 S.
- Lüpkes C., 1991: *Untersuchungen zur Parametrisierung von Koagulationsprozessen niederschlagsbildender Tropfen*; Dr. Kovač, Hamburg, 156 S.
- Lynn B. H., Tao W.–K., Wetzell P. J., 1998: A study of landscape-generated deep moist convection; Mon. Wea. Rev. **126**, 928–942.
- Marshall J. S., Palmer W. M. K., 1948: The distribution of raindrops with size; J. Meteor. **5**, 165–166.
- Medawar P. B., 1979: *Ratschläge für einen jungen Wissenschaftler*; Piper, München, 199 S.
- Miller M. J., Thorpe A. J., 1981: Radiation conditions for the lateral boundaries of limited-area numerical models; Quart. J. Roy. Meteor. Soc. **107**, 615–628.
- Möller F., 1973: *Einführung in die Meteorologie*, Bd. I; B. I. Wissenschaftsverlag, Mannheim, 222 S.
- Mölders N., Kramm G., Laube M., Raabe A., 1997: On the influence of bulk-parameterization schemes of cloud microphysics on the predicted water-cycle-relevant quantities — a case study; Meteor. Z., N. F. **6**, 21–32.
- Moeng C.–H., Rotunno R., 1990: Vertical-velocity skewness in the buoyancy-driven boundary layer; J. Atmos. Sci. **47**, 1149–1162.
- Morris R. M., 1986: The Spanish plume — testing the forecaster's nerve; Meteor. Mag. **115**, 349–357.
- Munz C.–D., 1990: Theorie und Numerik nichtlinearer hyperbolischer Differentialgleichungen, I. Die skalare Erhaltungsgleichung; KfK Bericht 4805, Karlsruhe, 179 S.
- Murray F. W., 1967: On the computation of saturation vapor pressure; J. Appl. Meteor. **6**, 203–204.
- Nance L. B., Durran D. R., 1994: A comparison of the accuracy of three anelastic systems and the pseudo-incompressible system; J. Atmos. Sci. **51**, 3549–3565.
- Nestle R., 1969: Der Tornado vom 10. 7. 1968 im Raum Pforzheim; Meteor. Rdsch. **22**, 1–3.
- Nickerson E. C., Smiley V. E., 1975: Surface layer and energy budget parameterizations for mesoscale models; J. Appl. Meteor. **14**, 297–300.
- Nickerson E. C., Richard E., Rosset R., Smith D. R., 1986: The numerical simulation of clouds, rain, and airflow over the Vosges and Black Forest mountains: a meso- $\beta$  model with parameterized microphysics; Mon. Wea. Rev. **114**, 398–414.
- Nuss W. A., 1986: Observations of a mountain tornado; Mon. Wea. Rev. **114**, 233–237.

- Ogura Y., Takahashi T., 1971: Numerical simulation of the life cycle of a thunderstorm cell; *Mon. Wea. Rev.* **99**, 895–911.
- Orlanski I., 1975: A rational subdivision of scales for atmospheric processes; *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **56**, 527–530.
- Orlanski I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flow; *J. Comput. Phys.* **21**, 251–269.
- Paulson C. A., 1970: The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the atmospheric surface layer; *J. Appl. Meteor.* **9**, 857–861.
- Peyret R., Taylor T. D., 1983: *Computational Methods for Fluid Flow*; Springer, Berlin, 358 S.
- Pielke R. A., Pearce R. P., (Hrsg.), 1994: Mesoscale modeling of the atmosphere; *Meteor. Monogr.* **25**(47), Amer. Meteor. Soc., Boston, 167 S.
- Press W. H., Flannery B. P., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., 1992: *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing*, 2<sup>nd</sup> ed.; Univ. Press, Cambridge, 963 S.
- Pruppacher H. R., Klett J. D., 1997: *Microphysics of Clouds and Precipitation*, 2<sup>nd</sup> ed.; Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 954 S.
- Randall D. A., Wielicki B. A., 1997: Measurements, models, and hypotheses in the atmospheric sciences; *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **78**, 399–406.
- Reichmann H., 1982: *Streckensegelflug*; Motorbuch Verlag, Stuttgart, 223 S.
- Rockel B., Raschke E., 1994: Inclusion of radiation in mesoscale models; In: Pielke und Pearce (1994), 39–45.
- Roedel W., 1992: *Physik unserer Umwelt: die Atmosphäre*; Springer, Berlin, 457 S.
- Rogers R. R., Baumgardner D., Ethier S. A., Carter D. A., Ecklund W. L., 1993: Comparison of raindrop size distributions measured by radar wind profiler and by airplane; *J. Appl. Meteor.* **32**, 694–699.
- Schaaf C. B., Wurman J., Banta R. M., 1988: Thunderstorm-producing terrain features; *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **69**, 272–277.
- Schädler G., 1990: Numerische Simulationen zur Wechselwirkung zwischen Landoberflächen und atmosphärischer Grenzschicht; *Wiss. Ber. Inst. Meteor. Klimaforsch.* **13**, Univ. Karlsruhe, 217 S.
- Segal M., Arritt R. W., Shen J., Anderson C., Leuthold M., 1997: On the clearing of cumulus clouds downwind from lakes; *Mon. Wea. Rev.* **125**, 639–646.
- Segal M., Leuthold M., Arritt R. W., Anderson C., Shen J., 1997: Small lake daytime breezes: some observational and conceptual evaluations; *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **78**, 1135–1147.
- Sekhon R. S., Srivastava R. C., 1970: Snow size spectra and radar reflectivity; *J. Atmos. Sci.* **27**, 299–307.
- Shiino J.-I., 1983: Evolution of Raindrops in an axisymmetric cumulus model. Part I: Comparison of the parameterized with non-parameterized microphysics; *J. Meteor. Soc. Japan* **61**, 629–655.
- Shih T. M., Tan C. H., Hwang B. C., 1989: Effects of grid staggering on numerical schemes; *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **9**, 193–212.
- Smith P. L., Myers C. G., Orville H. D., 1975: Radar reflectivity factor calculations in numerical cloud models using bulk parameterizations of precipitation; *J. Appl. Meteor.* **14**, 1156–1165.

- Smith P. L., 1984: Equivalent radar reflectivity factors for snow and ice particles; J. Climat. Appl. Meteor. **23**, 1258–1260.
- Starr D. O’C., Cox S. K., 1985: Cirrus clouds. Part I: A cirrus cloud model; J. Atmos. Sci. **42**, 2663–2681.
- Stephens G. L., 1984: The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models; Mon. Wea. Rev. **112**, 826–867.
- Stowasser M., 1996: Vergleich von vier anelastisch approximierten Systemen; Studienarbeit, Inst. Meteor. Klimaforsch., Univ. Karlsruhe, 44 S.
- Sui C. H., Li X., Lau K.–M., Adamec D., 1997: Multiscale air–sea interactions during TOGA–COARE; Mon. Wea. Rev. **125**, 448–461.
- Tao W.–K., Simpson J., Mc Cumber M., 1989: An ice–water saturation adjustment; Mon. Wea. Rev. **117**, 231–235.
- Tartaglione N., Buzzi A., Fantini M., 1996: Supercell simulations with simple ice parameterization; Meteor. Atmos. Phys. **58**, 139–149.
- Tetens O., 1930: Über einige meteorologische Begriffe; Z. Geophys. **6**, 297–309.
- Ulbrich C. W., 1983: Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution; J. Climat. Appl. Meteor. **22**, 1764–1775.
- Ulbrich C. W., 1994: Corrections to empirical relations derived from rainfall disdrometer data for effects due to drop size distribution truncation; Atmos. Res. **34**, 207–215.
- van Ulden A. P., Holtslag A. A. M., 1985: Estimation of atmospheric boundary layer parameters for diffusion applications; J. Climat. Appl. Meteor. **24**, 1196–1207.
- Waldvogel A., 1974: The  $N_0$ –jump of raindrop spectra; J. Atmos. Sci. **31**, 1067–1078.
- Warner T. T., Peterson R. A., Treadon R. E., 1997: A tutorial on lateral boundary conditions as a basic and potentially serious limitation to regional numerical weather prediction; Bull. Amer. Meteor. Soc. **78**, 2599–2617.
- Weckwerth T. M., Wilson J. W., Wakimoto R. M., Crook N. A., 1997: Horizontal convective rolls: Determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics; Mon. Wea. Rev. **125**, 505–525.
- Wegener A., 1917: *Wind- und Wasserhosen in Europa*; Vieweg, Braunschweig, 301 S.
- Weisman, M. L., Klemp J. B., 1984: The structure and classification of numerically simulated convective storms in directionally varying wind shears; Mon. Wea. Rev. **112**, 2479–2498.
- Weisman M. L., Skamarock W. C., Klemp J. B., 1997: The resolution dependence of explicitly modeled convective systems; Mon. Wea. Rev. **125**, 527–548.
- Welch R. M., Ravichandran M. G., Cox S. K., 1986: Prediction of quasi–periodic oscillations in radiation fogs. Part I: Comparison of simple similarity approaches; J. Atmos. Sci. **43**, 633–651.
- Wippermann F., 1984: Air flow over and in broad valleys: channeling and counter–current; Beitr. Phys. Atmos. **57**, 92–105.
- Xue M., Droegemeier K. K., Wong V., Shapiro A., Brewster K., 1995: ARPS Version 4.0 User’s guide; Center for Analysis and Prediction of Storms, Univ. Oklahoma, Norman, 381 S.

# Symbolverzeichnis

## Dimensionslose Kennzahlen

<u>Symbol</u>	<u>Bedeutung</u>
$Pr$	Prandtlzahl
$Re$	Reynoldszahl
$Ri$	Richardsonzahl

## Konstanten

<u>Symbol</u>	<u>Bedeutung</u>
$c_b = 1.250000 \times 10^{+6} \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Wärmekapazität des Erdbodens (Richtwert)
$c_p = 1.005700 \times 10^{+3} \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Druck
$c_v = 7.186550 \times 10^{+2} \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Volumen
$c_w = 4.187000 \times 10^{+6} \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Wärmekapazität des Wassers
$D_{\odot} = 8.616400 \times 10^{+4} \text{ s}$	Dauer des Sterntages
$E_0 = 6.107800 \times 10^{+2} \text{ Pa}$	Sättigungsdampfdruck im Tripelpunkt
$g_{00} = 9.806650 \times 10^{+0} \text{ m s}^{-2}$	Normwert der Erdbeschleunigung
$\kappa = 4.000000 \times 10^{-1}$	von Kármán-Konstante
$L_{ed} = 2.834480 \times 10^{+6} \text{ J kg}^{-1}$	Massenspezifische Sublimationswärme
$L_{ew} = 3.337000 \times 10^{+5} \text{ J kg}^{-1}$	Massenspezifische Schmelzwärme
$L_{wd} = 2.500780 \times 10^{+6} \text{ J kg}^{-1}$	Massenspezifische Verdampfungswärme
$\mu = 1.725500 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$	Normwert der dynamischen Viskosität trockener Luft
$\nu = 1.408570 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	Normwert der kinematischen Viskosität trockener Luft
$\nu_T = 1.997970 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	Normwert der thermischen Diffusivität trockener Luft
$\Omega_E = 7.293650 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} = 2\pi D_{\odot}^{-1}$	Winkelgeschwindigkeit des Erdkörpers
$p_{00} = 1.000000 \times 10^{+5} \text{ Pa}$	Normwert des Luftdrucks
$r_E = 6.371000 \times 10^{+6} \text{ m}$	Normwert des Erdradius
$R_d = 4.615100 \times 10^{+2} \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Individuelle Gaskonstante des Wasserdampfs
$R_l = 2.870450 \times 10^{+2} \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Individuelle Gaskonstante trockener Luft
$\rho_{00} = 1.225000 \times 10^{+0} \text{ kg m}^{-3}$	Normwert der Luftdichte
$\rho_i = 9.153000 \times 10^{+2} \text{ kg m}^{-3}$	Normwert der Dichte von Eis, $\rho_i \simeq 0.917 \rho_w$
$\rho_w = 9.982000 \times 10^{+2} \text{ kg m}^{-3}$	Normwert der Dichte von Wasser
$S_{\odot} = 1.365500 \times 10^{+3} \text{ W m}^{-2}$	Mittelwert der Solarkonstanten
$\sigma = 5.669600 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$	Stefan-Boltzmann Konstante
$T = 7.100000 \times 10^{-2} \text{ N m}^{-1}$	Oberflächenspannung zwischen Wasser und Luft
$T_3 = 2.731575 \times 10^{+2} \text{ K}$	Tripelpunkt von Wasser
$T_{00} = 2.731500 \times 10^{+2} \text{ K}$	Normwert der absoluten Temperatur
$\Theta_{00} = 2.731500 \times 10^{+2} \text{ K}$	Normwert der potentiellen Temperatur

## Variablen

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
$A_\xi$	$[\xi] \text{ s}^{-1}$	Turbulenter Austauschterm der Größe $\xi$
$a, b, c$		Hilfsgrößen
$A, B, C$		Hilfsgrößen
$\alpha$	$\text{s}^{-1}$	Dämpfungskoeffizient
$\beta$		Hilfsgröße
$c_{ph}$	$\text{m s}^{-1}$	Betrag der Phasengeschwindigkeit von Schwerewellen
$c_s$	$\text{m s}^{-1}$	Betrag der Schallgeschwindigkeit
$\mathbf{c}$	$\text{m s}^{-1}$	Verlagerungsgeschwindigkeit
$d$	m	Verdrängungshöhe
$\delta$	m	Schichtdicke
$D$	m	Teilchendurchmesser
$D_0$	m	Bezugsdurchmesser der Hydrometeorspektren
$\bar{D}$	m	Anzahlgewichteter mittlerer Durchmesser einer Hydrometeorart
$\bar{D}$	m	Volumengewichteter mittlerer Durchmesser einer Hydrometeorart
$\tilde{D}_N$	m	Anzahl-Mediandurchmesser einer Hydrometeorart
$\tilde{D}_V$	m	Volumen-Mediandurchmesser einer Hydrometeorart
$\tilde{D}_*$	m	Arithmetischer mittlerer Durchmesser einer Hydrometeorart
$e_{\text{sat}}$	Pa	Sättigungsdampfdruck
$e_{i,s}$	Pa	Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf über Eis
$e_{w,s}$	Pa	Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf über Wasser
$\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$	m	Einheitsvektoren in $x, y$ und $z$
$\eta$	1	Transformierte äquidistante vertikale Ortskoordinate
$\eta_w$	1	Volumetrischer Wassergehalt des Erdbodens
$\epsilon$	1	Hilfsgröße
$\epsilon_\Theta$	K	Schwaches weißes Rauschen im Temperaturfeld
$E$	$\text{J kg}^{-1}$	Massenspezifische Energie
$f$	$\text{s}^{-1}$	1. Coriolisparameter; $2 \Omega_E \sin \varphi$
$\hat{f}$	$\text{s}^{-1}$	2. Coriolisparameter; $2 \Omega_E \cos \varphi$
$f_v$		Ventilationskoeffizient für Wasserdampf
$g(D)$	$\text{kg m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$	Massendichteverteilungsfunktion
$g(\phi, z)$	$\text{m s}^{-2}$	Schwerebeschleunigung
$\gamma$	1	Formparameter von Hydrometeorspektren
$H$	m	Modellgebiethöhe
$\mathcal{H}$	$\text{J kg}^{-1}$	Helizität
$h$	m	Orographiehöhe
$h_b$	m	Höhe der Wolkenbasis
$h_t$	m	Höhe der Wolkenobergrenze
$K_h$	$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$	Turbulenter Diffusionskoeffizient der Wärme
$K_m$	$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$	Turbulenter Diffusionskoeffizient des Impulses

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
$K_q$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Turbulenter Diffusionskoeffizient der Feuchte
$k$	$\text{m}^{-1}$	Wellenzahl
$l$	m	Mischungsweg
$\lambda$	m	Wellenlänge
$L$	m	Längenskala
$L_*$	m	Monin–Obuchow Längenskala, Stabilitätsmaß
$N$	$\text{m}^{-3}$	Gesamtteilchenzahl einer Hydrometeorart
$N_0$	$\text{m}^{-4}$	Spektraler Teilchengehalt einer Hydrometeorart
$\mathcal{N}$	$\text{s}^{-1}$	Brunt–Väisälä Frequenz
$p$	Pa	Luftdruck
$\mathcal{P}_{ac}$	mm	Akkumulierte Niederschlagsmenge am Erdboden, auch in $\text{kg m}^{-2}$
$\Pi$	1	Dimensionsloser (Helmholtz-)Luftdruck; Exnerfunktion
$\Pi_0$	1	Dimensionsloser Grundzustand der Exnerfunktion
$\Phi$		Hilfsgröße
$\varphi$	°	Geographische Breite
$\phi$	1	Dimensionslose Gradienten der Grenzschicht–Profilfunktionen
$\Psi$	1	Dimensionslose Grenzschicht–Profilfunktionen
$q_c$	1	Partialmasse Wolkentröpfchen
$q_d$	1	Partialmasse Wasserdampf; spezifische Feuchte
$q_{d_0}$	1	Grundzustand der Partialmasse Wasserdampf
$q_i$	1	Partialmasse Wolkeneiskristalle
$q_r$	1	Partialmasse Niederschlagspartikeln
$q_*$	1	Feuchteskala der bodennahen Grenzschicht
$r$	m	Radius, Abstand
$\mathbf{r}$	m	Ortsvektor
RH	1	Relative Luftfeuchte
$\mathcal{R}$	$\text{mm h}^{-1}$	Niederschlagsrate, auch in $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
$\rho$	$\text{kg m}^{-3}$	Luftdichte
$\bar{\rho}$	$\text{kg m}^{-3}$	Luftdichte, die nur über $\Theta_\rho(\mathbf{r}, t)$ und $\Pi_0(\mathbf{r})$ variiert
$\rho_0$	$\text{kg m}^{-3}$	Luftdichte im Grundzustand
$\rho_h$	$\text{kg m}^{-3}$	Dichte kompakter Hydrometeore, d. h. $\rho_w$ oder $\rho_i$
$s$	$\text{J kg}^{-1}$	Massenspezifische Entropie
$S$	1	Sättigungsüberschuß
$\mathbf{S}$	$\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}$	Strahlungsfluß
$t$	s	Zeit
$T$	K	Absolute Temperatur
$T_b$	K	Absolute Temperatur des Erdbodens
$T_v$	K	Virtuelle Temperatur; Dichtemaß feuchter Luft excl. Hydrometeoren
$T_\rho$	K	Virtuelle Temperatur; Dichtemaß feuchter Luft incl. Hydrometeoren

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
$\Theta$	K	Potentielle Temperatur; Entropiemaß trockener Luft
$\Theta_0$	K	Grundzustand der potentiellen Temperatur abzügl. $\Theta_{00}$
$\Theta_e$	K	Äquivalent–potentielle Temperatur; Entropiemaß feuchter Luft incl. Hydrometeoren
$\Theta_v$	K	Virtuell–potentielle Temperatur; Dichtemaß feuchter Luft excl. Hydrometeoren
$\Theta_\rho$	K	Virtuell–potentielle Temperatur; Dichtemaß feuchter Luft incl. Hydrometeoren
$\Theta_{\rho 0}$	K	Virtuell–potentielle Temperatur im Grundzustand
$\Theta_*$	K	Temperaturskala der bodennahen Grenzschicht
$u$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeitskomponente in $x$
$u_0$	$\text{m s}^{-1}$	Grundzustand der Geschwindigkeitskomponente in $x$
$u_*$	$\text{m s}^{-1}$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u_g$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeit konvektiv induzierter Böen
$U$	$\text{m s}^{-1}$	Transformierte Geschwindigkeitskomponente in $X$
$v$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeitskomponente in $y$
$\mathbf{v}$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeitsvektor
$v_r$	$\text{m s}^{-1}$	Radialgeschwindigkeit
$v_t$	$\text{m s}^{-1}$	Asymptotische Fallgeschwindigkeit von Hydrometeoren
$V$	$\text{m s}^{-1}$	Transformierte Geschwindigkeitskomponente in $Y$
$\mathbf{V}$	$\text{m s}^{-1}$	Transformierter Geschwindigkeitsvektor
$v_0$	$\text{m s}^{-1}$	Grundzustand der Geschwindigkeitskomponente in $y$
$w$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeitskomponente in $z$
$w_\xi$	$\text{m s}^{-1}$	Asymptotische Fallgeschwindigkeit der Hydrometeorart $\xi$ in KAMM
$W$	$\text{s}^{-1}$	Transformierte Vertikalgeschwindigkeit in $Z$
$w_*$	$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeitsskala der Konvektion
$x$	m	Horizontale Ortskoordinate W–O
$X$	m	Transformierte horizontale Ortskoordinate W–O
$\xi, \Xi$		Hilfsgrößen
$y$	m	Horizontale Ortskoordinate S–N
$Y$	m	Transformierte horizontale Ortskoordinate S–N
$z$	m	Vertikale Ortskoordinate
$z_{0h}$	m	Rauhigkeitslänge der Wärme
$z_{0m}$	m	Rauhigkeitslänge des Impulses
$z_{0q}$	m	Rauhigkeitslänge der Feuchte
$z_{0w}$	m	Rauhigkeitslänge von Wasseroberflächen
$z_d$	m	Höhe des Beginns der Dämpfungsschicht
$z_i$	m	Grenzschichthöhe
$Z$	m	Transformierte vertikale Ortskoordinate
$\mathcal{Z}$	$\text{m}^3$	Radarreflektivitätsfaktor
$\zeta$	1	Dimensionslose Grenzschichtvariable

## Wolkenmikrophysikalische Prozesse

<u>Symbol</u>	<u>Bedeutung</u>
$Nu_c$	Nukleation von Wolkenröpfchen
$Nu_i$	Nukleation von Wolkeneiskristallen
$Fr$	Gefrieren von Wolkenröpfchen
$Au$	Autokonversion von Wolken- zu Regenwasser
$Ak$	Akkreszenz von Wolken- an Regenwasser
$Br$	Aufbrechen und Zerfall großer Regentropfen
$Ev$	Evaporation von Regentropfen

## Operatoren

<u>Symbol</u>	<u>Bedeutung</u>
$d_t$	Totale zeitliche Ableitung $d/dt$
$\partial_t, \partial_{tt}$	Partielle zeitliche Ableitungen $\partial/\partial t$ und $\partial^2/\partial t^2$
$\partial_x, \partial_{xx}$	Partielle räumliche Ableitungen $\partial/\partial x$ und $\partial^2/\partial x^2$ , dito für $y$ und $z$
$\nabla$	Nabla-Operator $(\partial_x, \partial_y, \partial_z)$
$\nabla_h$	Horizontaler Nabla-Operator $(\partial_x, \partial_y)$
$\nabla^2$	Laplace-Operator $(\partial_{xx} + \partial_{yy} + \partial_{zz})$
$\square$	D'Alembert-Operator „Quabla“ $[c^{-2} \partial_{tt} - \nabla^2]$
$\bar{\xi}$	Mittelungsoperator der Größe $\xi$

## Größen der Numerik

<u>Symbol</u>	<u>Bedeutung</u>
$\mathcal{C}$	Courantzahl des CFL-Kriteriums
$\Delta$	Allgemeines Kürzel für Schrittweite, Differenz
$\Delta t$	Zeitschritt
$\Delta t_a$	Advektionszeitschritt
$\Delta t_c$	Wolkenphysikzeitschritt
$\Delta t_d$	Diffusionszeitschritt
$\Delta x$	Raumschrittweite in $x$
$\Delta y$	Raumschrittweite in $y$
$\Delta z$	Raumschrittweite in $z$
$\Delta \eta$	Raumschrittweite in $Z = Z(\eta)$
$i, j, k$	Indizes der Raumrichtungen $x, y, z$
$n$	Index der Zeitebene
$Nx, Ny, Nz$	Zahl der Gitterpunkte im Atmosphärenmodell
$Nbz$	Zahl der Gitterpunkte in $z$ -Richtung im Bodenmodell
$\mathbf{v}^*$	Geschwindigkeitsfeld zum Zwischenschritt



# Lebenslauf

Nikolai Dotzek

18. 12. 1966

Geboren in Bad Hersfeld / Hessen

## **Tätigkeiten:**

Seit 1. 5. 1999

Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Physik der Atmosphäre des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt in Oberpfaffenhofen

15. 1. 1999 bis 30. 4. 1999

Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe

15. 1. 1996 bis 14. 1. 1999

Doktorand am Institut für Meteorologie und Klimaforschung im Forschungszentrum Karlsruhe

15. 1. 1994 bis 14. 1. 1996

Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe

## **Hochschulausbildung:**

1. 10. 1985 bis 8. 12. 1993

Studium der Meteorologie an der Universität Karlsruhe

8. 12. 1993

Diplom-Hauptprüfung im Fach Meteorologie

16. 3. 1988

Diplom-Vorprüfung im Fach Meteorologie

## **Grundwehrdienst:**

1. 10. 1988 bis 31. 12. 1989

Grundwehrdienst in Goslar und Rodenkirchen (Utw.)

## **Schulbildung:**

20. 06. 1985

Abitur

1982 bis 1985

Oberstufe des Gymnasiums Nordenham

1978 bis 1982

Progymnasium der Zinzendorfschule Tossens

1976 bis 1978

Orientierungsstufe Tossens

1974 bis 1976

Grundschule Burhave

1972 bis 1974

Grundschule Unterkirnach



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Meteorologie und Klimaforschung des Forschungszentrums und der Universität (TH) Karlsruhe durchgeführt. Die hierfür notwendigen Finanz- und Sachmittel wurden vom Forschungszentrum Karlsruhe und in den letzten Monaten der Doktorarbeit von der Universität zur Verfügung gestellt.

Zuerst möchte ich dem Referenten der Arbeit, Prof. Dr. Klaus Beheng, sehr herzlich für sein Engagement und seine Initiative bei der Bereitstellung des Themas und der Betreuung dieser Arbeit danken. Er verstand es nicht nur, mir den Weg von der mehr grundlagenorientierten Beschreibung der Rayleigh-Bénard Konvektion zu der ungleich vielfältigeren hochreichenden Feuchtkonvektion in der Atmosphäre zu weisen, sondern auch, seinen hochbetagten Doktoranden in die Geheimnisse des alpinen Wintersports und des *après ski* einzuführen. Beides, die gemeinsame Wissenschaft und der gemeinsame Hüttenzauber werden mir unvergeßlich bleiben.

Mein Dank gilt außerdem Herrn Prof. Dr. Franz Fiedler für seine Bereitschaft, das Korreferat dieser Arbeit zu übernehmen und sein reges Interesse am Fortgang und an den Ergebnissen dieser Arbeit. Seiner Unterstützung verdanke ich darüberhinaus die Teilnahme an den beiden NATO Advanced Study Institutes zum Themenkreis der atmosphärischen Konvektion im Kloster Seeon 1996 und in Pforzheim 1997. Die dort gesammelten Erfahrungen haben viel zum erfolgreichen Verlauf und Abschluß dieser Arbeit beigetragen.

Außerdem danke ich Herrn Dr. Becht vom Stadtarchiv Pforzheim, der mich bei der Recherche zum Pforzheimer Tornado zusammen mit seinen Mitarbeiterinnen nach Kräften unterstützt hat. Bei der gemeinsamen Arbeit an der Ausstellung zum 30. Jahrestag des Tornados vom 10. Juli 1968 zeigte sich überdies, daß Geistes- und Naturwissenschaftler allen Vorurteilen zum Trotz doch sehr fruchtbar und konstruktiv zusammenarbeiten können.

Herrn Dr. Berz und Herrn Rauch von der Münchener Rückversicherungs-Gesellschaft sei recht herzlich gedankt für die eingehenden Diskussionen und Informationen zum Thema Tornados in Mitteleuropa bei meinem Besuch im Dezember 1998 in München, die mir auch über die vorliegende Arbeit hinaus von großem Nutzen waren.

An die Kollegen der Wolkenphysik- und Radarmeteorologiegruppe des Instituts geht mein Dank für viele fachliche und manchmal auch völlig fachfremde Palaver, durch die nicht zuletzt mein Interesse an der Radarmeteorologie wachgehalten und verstärkt wurde. Bei den gemeinsamen Dienstfahrten per Fahrrad durch den dunklen Tann des Hardtwalds setzte sich manche Diskussion aus dem Institut noch fort. Ganz besonders herzlichen Dank also an Dr. Martin Löffler-Mang, Dr. Hermann Gysi sowie an Dr. Ronald Hannesen und Dr. Jan Handwerker, auch für deren aufmerksames Korrekturlesen dieser Arbeit. Der Letztgenannte verdiente sich hierbei 19.5 Tafeln Schokolade, deren genauer Verbleib mir unbekannt ist.

Viele Gespräche zur Numerik der beiden KAMM-Modelle führte ich mit Dr. Gerhard Adrian und Dr. Michael Baldauf. Ihnen und allen anderen Kollegen am Institut, die mich bei meiner Arbeit durch ihr Interesse ermuntert und unterstützt haben, danke ich ebenso wie Gabi Klinck und Sunna Honcu für ihr Einfühlungsvermögen in die Seele gemütskranker Rechner und die Aufbereitung und Bereitstellung der Landnutzungsdaten für die numerischen Simulationen.

*Last but not least* möchte ich an dieser Stelle auch meinen Eltern und Birgit danken, ohne deren Zuspruch und Liebe ich es wahrscheinlich gar nicht bis zu diesem *ultimo folio* gebracht hätte.