

CUNIMB - ein einfaches numerisches Modell  
hochreichender Konvektion

von Franz-Josef Ossing

Eingereicht als Diplomarbeit am Fachbereich  
Geowissenschaften der Freien Universität Berlin  
Berlin, August 1979

## Zusammenfassung

Das hier vorgestellte unkomplizierte eindimensionale Modell hochreichender Konvektion wurde unter dem Aspekt der routinemäßigen Anwendbarkeit formuliert. Die mikrophysikalischen Prozesse umfassen sämtliche Phasenzustände des Wassers sowie die Vorgänge der Niederschlagsbildung, und sind relativ einfach parametrisiert, so daß das Modell rechenzeit- und speicherplatz-ökonomisch ist. Es werden verschiedene Initialisierungsverfahren getestet, wobei gezeigt werden kann, daß die Art der Initialisierung entscheidenden Einfluß auf die Entwicklung des Konvektionsprozesses hat. Das bedeutet für die Anwendung sowohl in der lokalen Prognose als auch in Fallstudien, daß der nach der Wetterlage mögliche Anstoß zur Konvektion im Modell benutzt werden muß. Dies wird exemplarisch an einer Fallstudie gezeigt, wobei die Modellergebnisse realistische Werte annehmen.

I N H A L T

Zusammenfassung .....	I
Inhalt .....	II
Vorbemerkung .....	1
I ZIEL, ZWECK UND VERFAHREN DER NUMERISCHEN MODELLIERUNG VON KONVEKTION .....	3
1. Parametrisierung der Konvektion im Maßstab der globalen atmosphärischen Zirkulation .....	4
2. Numerische Simulation einzelner Konvektionswolken .....	9
2.1. Vergleich der Möglichkeiten ein-, zwei- und dreidimensio- naler Konvektionsmodelle .....	11
2.1.1. Geometrie der Wolkenmodelle .....	11
2.1.2. Modellatmosphäre .....	11
2.1.3. Initialstörung .....	12
2.2. Entwicklungsvorgang des Konvektionsprozesses .....	13
2.2.1. Die Schichtung der Atmosphäre .....	13
2.2.2. Das Strömungsfeld der Umgebungsluft .....	15
2.2.3. Durchmischung der Wolke mit Umgebungsluft .....	18
2.3. Mikrophysikalische Wolkenprozesse .....	21
2.3.1. Zustandsänderungen atmosphärischen Wassers in einem Cumulonimbus .....	21

### III

2.3.2. Niederschlagsbildung .....	24
2.3.2.1. Regen .....	25
2.3.2.2. Eis .....	27
2.3.2.3. Mischformen der Niederschlagsbildung .....	28
2.3.2.3.1. Hagel .....	30
II DAS MODELL *CUNIMB* .....	34
1. Beschreibung des Modells CUNIMB .....	34
1.1. Eingabe und Initialisierung .....	34
1.2. Das Gleichungssystem .....	36
1.2.1. Kontinuitätsgleichung trockener Luft .....	38
1.2.2. Bewegungsgleichung .....	39
1.2.3. Thermodynamische Gleichung .....	40
1.2.4. Bilanzgleichungen des Wasserdampfes und der Wolken- tröpfchen .....	41
1.2.5. Bilanzgleichungen des Regenwassers und der Eis- partikel .....	42
1.3. Mikrophysikalische Prozesse in CUNIMB .....	43
1.3.1. Kondensation .....	43
1.3.2. Umwandlung von Wolkenröpfchen in Regentropfen .....	44
1.3.3. Gefrieren von Regentropfen .....	45
1.3.4. Deposition von Wasserdampf auf Eis .....	46
1.3.5. Schmelzen der Eispartikel .....	46
1.3.6. Verdunstung von Wolkenröpfchen .....	47
1.3.7. Verdunstung von Regen .....	47

IV

1.3.8. Verdunstung der Eispartikel .....	48
1.3.9. Verdunstung schmelzenden Eises .....	48
2. Lösungsverfahren, Datenspeicherung, Plotprogramm	
CBPLOT .....	49

III ANWENDUNG UND MODELLERGEBNISSE .....	52
1. Initialisierungstests .....	52
2. Fallstudie 21. Juni 1975 .....	55
3. Abbildungen .....	58

APPENDIX:

1. Liste der Größen des Gleichungssystems .....	79
2. CUNIMB, CBPLOT	
2a CUNIMB, Strukturdiagramm .....	81
2b CUNIMB, Programmliste .....	84
2c CBPLOT, Strukturdiagramm .....	95
2d CBPLOT, Programmliste .....	98
3. Literatur .....	103

## VORBEMERKUNG

Im Jahre 1959 führten J.MALKUS und G.WITT die erste numerische Simulation des Konvektionsprozesses durch. Ihr Modell berücksichtigte keine Feuchte und hatte nur eine Integrationszeit von ein paar Minuten. Seit diesem ersten, sehr einfachen Versuch hat eine stürmische Entwicklung der numerischen Konvektionsmodelle stattgefunden, und eine Vielzahl von Verfahren und Modellen versucht den ebenso vielfältigen Aspekten der Entwicklung cumuliformer Wolken Rechnung zu tragen. Gegenwärtig lassen sich zwei Trends feststellen: einerseits wird versucht, sämtliche komplexen Phänomene des Gewitters in einem Modell zu vereinigen. Eine Formulierung derartig komplizierter Modelle stößt an die derzeitigen Grenzen der Möglichkeiten von Großrechenanlagen als Hilfsmittel der Wolkenphysik. Andererseits wird versucht, relativ einfache und -was die Rechenzeit und den Speicherbedarf der EDV-Anlagen angeht- ökonomische Modelle für die lokale Prognose von Gewitterbildung und für die Konvektionsparametrisierung in numerischen Modellen der globalen atmosphärischen Zirkulation zu entwickeln und anzuwenden.

Es ist daher MORGAN (1977) recht zu geben, der die Meinung vertritt, daß die komplizierten Wolkenmodelle in der Forschung ihren Platz haben und einfache Modelle in der täglichen Praxis, wobei die weiteren Ergebnisse der komplizierten Forschungsmodelle in den einfachen Modellen wiederum Berücksichtigung finden sollten.

Die hier vorgelegte Arbeit ist ein Versuch, in diese Richtung zu gehen. Es wird ein relativ einfaches, eindimensionales Modell hochreichender Konvektion mit dem Namen CUNIMB vorgestellt, das im Nachvollzug des Gewittermodells von OGURA/TAKAHASHI (1971) entstand. Die Vorteile

dieses Modells sind folgende :

1. Es beinhaltet alle drei Phasenzustände des Wassers, wie sie bei hochreichender Konvektion auftreten.
2. Insgesamt 9 mikrophysikalische Prozesse berücksichtigen sämtliche Phasenübergänge des Wassers, wobei gerade die in der Natur relativ komplizierte Struktur der Niederschlagsbildung (Regen und Eis) in einfacher Weise, also rechenzeitsparend, parametrisiert ist.
3. Das Modell beinhaltet einen für eindimensionale Konvektionsmodelle bisher einzigartigen Ansatz für die turbulente und dynamische Durchmischung der Wolke mit Außenluft (entrainment); die Autoren nennen ihr Modell eben deswegen eineinhalbdimensional.
4. Das Modell eignet sich für verschiedene Verfahren zur Initialisierung der Konvektion und ist damit sowohl für die lokale Prognose als auch für die Rechnung im Anschluß an die vorhandenen dreidimensionalen Mesoscale-Modelle zu verwenden.
5. Im Gegensatz zu der Originalarbeit von OGURA/TAKAHASHI schließlich wird im Modell CUNIMB nicht mit einem künstlich vorgegebenen Atmosphärenprofil von Druck, Temperatur und Feuchte gerechnet, sondern es werden die Meßergebnisse eines Radiosondenaufstieges verarbeitet, also die tägliche meteorologische Routine berücksichtigt.

I. ZIEL, ZWECK UND VERFAHREN DER NUMERISCHEN MODELLIERUNG VON KON-  
VEKTION

Die numerische Simulation konvektiver atmosphärischer Vorgänge ist aus drei Gründen von Interesse:

1. Innerhalb der globalen atmosphärischen Zirkulation (GAZ) wirkt die Konvektion durch Freisetzung latenter Wärme bei Kondensation und Gefrieren gerade innerhalb cumuliformer Wolken ganz erheblich auf die großräumige Wetterentwicklung ein. Will man die GAZ numerisch simulieren, so sind die konvektiven Prozesse aufgrund der großen Gittermaschenweite der GAZ-Modelle diesen nicht explizit zugänglich, sie müssen also parametrisiert werden; dazu ist die numerische Simulation der Konvektion ein wesentliches Hilfsmittel.
2. Für die Forschung und Anwendung im Bereich der Wolkenphysik sind numerische Cumulus- und Cumulonimbusmodelle gute Hilfsmittel der Überprüfung theoretischer Überlegungen zur Wolkendynamik und Mikrophysik. Einzelne Vorgänge der Wolkenentwicklung können isoliert betrachtet, ohne störende Einflüsse simuliert werden; andererseits können ebenso die Wechselwirkungen bestimmter Prozesse in der Wolke modelliert werden.
3. Es steht prinzipiell die Möglichkeit offen, im Anschluß an die Ergebnisse der großräumigen numerischen Vorhersage ein Wolkenmodell zur lokalen Prognose von Cumulus- / Cumulonimbusbildung zu benutzen. Zur Vorhersage von Gewittern und Niederschlag finden in diesem Bereich numerische Konvektionsmodelle bereits vielfach Anwendung, wobei man sich hier um recht einfache, schnell rechnende Modelle bemüht.

## 1. Parametrisierung der Konvektion in Modellen der globalen atmosphärischen Zirkulation

Der Beitrag der Cumulus-Konvektion zur atmosphärischen Energetik ist in der Meteorologie unbestritten. Die breite Anwendung von Satelliten als Beobachtungsplattform ermöglichte die Entdeckung der großflächigen Zellularkonvektion in der Atmosphäre sowie der tropischen cloud-cluster, beides synoptische Gebilde, die sich aus vielen Einzelementen von Cumuli und Cumulonimben zusammensetzen und in denen der vertikale Energiefluß wesentlich durch die in diesen Gebilden organisierten Konvektionswolken stattfindet (vgl. Abb. 1). Noch bedeutender wird dies bei einem Hurricane, der quasi als Wärmemaschine seine Energie aus den thermodynamischen Prozessen bezieht, die in den hunderten von Cumulonimben stattfinden, aus denen dies hochenergetische Gebilde besteht.

Eine Wettervorhersage sowohl nach den klassischen synoptischen Verfahren als auch mit numerischen Methoden -und letzteren gilt hier unser Hauptaugenmerk- hat also in jedem Fall den Anteil der atmosphärischen Energie, der innerhalb der Cumulus-Konvektion umgesetzt wird, zu berücksichtigen.

Dabei entsteht folgendes Problem: wie aus dem Scale-Diagramm in Abb. 2 hervorgeht, ist die Cumulus-, bzw. die Cumulonimbuskonvektion räumlich eine bis zwei Größenordnungen kleiner als die synoptischen Prozesse. Das gleiche gilt für den Zeitscale. Das bedeutet, daß die Cumulus-Konvektion raumzeitlich durch die Gittermaschenweite der numerischen Vorhersagemodelle fällt und damit diesen nicht explizit zugänglich ist.

Um dennoch den Beitrag der Konvektion zur Wetterentwicklung berücksichtigen zu können, ist man daher gezwungen, ihn durch geeignete Parametrisierung an das großräumige Gitternetz anzuschließen. Neben der Entwicklung geeigneter theoretischer Parametrisierungsansätze ist dabei de-

ren empirische Verifikation von solcher Bedeutung, daß innerhalb des Global Atmospheric Research Program (GARP) ein eigenes Unterprogramm GATE (GARP Atlantic Tropical Experiment) mit dem ausdrücklichen Ziel der Parametrisierung der tropischen Konvektion durchgeführt wurde.

Auf Basis der Tatsache, daß die Konvektion ein Prozeß ist, in dem sich vertikale Instabilität der Atmosphäre abbaut, also die Atmosphäre in Richtung eines Gleichgewichtszustandes strebt, lassen sich die Verfahren zur Parametrisierung der Cumulus-Konvektion grob in zwei Klassen einteilen: einerseits läßt man das Feuchte- und Temperaturfeld des Modells einen Prozeß durchlaufen, in dem es sich an einen feucht-neutralen Zustand angleicht, bei dem die äquivalent-potentielle Temperatur konstant mit der Höhe ist. Dies Verfahren hat den Vorteil großer Einfachheit und daher geringen Rechenaufwandes.

Andererseits versucht man, über die numerische Simulation einzelner oder Gruppen von Konvektionszellen deren Einwirkung auf die großräumige Umgebung zu erfassen. Dies soll hier näher betrachtet werden. Neben der Bestimmung des Bedeckungsgrades der Flächen mit Konvektion (JACOBSEN 1973) ist die Erfassung des Austausches der Wolkeneigenschaften (Impuls, Feuchte, Temperatur) mit der Umgebungsluft das eigentliche Untersuchungsziel.

Die Wechselwirkung der Konvektion mit der Umgebungsluft kann dabei wie folgt beschrieben werden (FRAEDRICH 1973) : konvektives Aufsteigen der Luft innerhalb der Cumuli / Cumulonimben im Jugend- und Reifestadium der Wolken wird durch Absinken der Luft außerhalb der Wolke kompensiert, wobei das großräumige Feld dies als adiabatische Erwärmung, d.h. Stabilisierung erfährt; neue Cumulus-Bildung wird dadurch erschwert. Im Zerfallstadium der Wolke vornehmlich wird durch Mischung der feuchtegesättigten Wolkenluft mit der Umgebung die Atmosphäre durch Verdunstung abgekühlt, d.h. labilisiert, was wiederum neue Cumulus-Bildung fördert. FRAEDRICH weist darauf hin, daß diese Betrachtungsweise auf der von J. BJERKNES und S.PETTERSON entwickelten sog. "Slice-Methode" fußt. Da die konvektiven Prozesse die Rolle der Grenzschichtturbulenz in der freien

Atmosphäre übernehmen, läßt sich bei gegebenem Bedeckungsgrad und bekannten Wolkeneigenschaften die Cumulus-Konvektion als zusätzlicher Turbulenzterm im großräumigen Gleichungssystem einführen (ANTHES 1977a; ARAKAWA/SCHUBERT 1974; FRAEDRICH 1973,1974)

Ein häufig verfolgtes Verfahren der Konvektionsparametrisierung ist die Anwendung eines eindimensionalen Cumulusmodells zur Bestimmung der Wirkung vertikaler Transporte von sensibler und latenter Wärme auf die Entwicklung der großräumigen Zirkulation (ANTHES 1977a; OGURA/CHO 1973; OOHAYAMA 1971; YANAI et.al. 1973). YANAI et. al. bestimmen die durchschnittliche Struktur tropischer cloud-cluster bezüglich des vertikalen Massenflusses, des Temperaturüberschusses, des Feuchte- und des Flüssigwasser-gehaltes, indem sie beobachtete großräumige Feuchte- und Wärmebudgets über eine Fläche mitteln, die einen cloud-cluster überdeckt. Auf Grundlage dieser Daten wird mit einem eindimensionalen Cumulus-Modell der Austausch von Masse, latenter und fühlbarer Wärme der Wolke mit der Umgebungsluft berechnet. In diesem Wolkenmodell sind mikrophysikalische Prozesse nicht berücksichtigt; weiterhin wird -weil nur Durchschnittseigenschaften der Wolken betrachtet werden- vernachlässigt, daß ein cloud-cluster, wie Cumulus-Konvektion überhaupt, jeweils ein breites Spektrum unterschiedlich großer Wolken beinhaltet, die ganz unterschiedlich großen Einfluß auf die großräumige Wetterentwicklung nehmen.

Ein ähnliches Verfahren stellt der von ANTHES (1977a) vorgeführte Parametrisierungsansatz dar. Hier wird nur hochreichende Konvektion berücksichtigt mit dem Gedanken, daß dieses bei Existenz einer dominierenden Wolkengröße, z.B. hot towers eines Hurricane, gerechtfertigt ist. Die Variablen, die zur Beschreibung der großmaßstäbigen Umgebung benötigt werden, werden mit zwei unterschiedlichen Methoden ermittelt, einmal mithilfe einer REYNOLDSchen Mittelung, die eine kontinuierliche Variation der Größen über dem betrachteten Gebiet beinhaltet, zum anderen mit einem Verfahren, in dem die (der Gittermaschenweite entsprechenden) Flächenelemente in Unter-elemente mit und ohne Konvektion aufgeteilt werden. Dadurch nehmen auch die Large-Scale-Variablen innerhalb der einzelnen Flächenelemente unterschiedliche Werte an. Mithilfe eines eindimensionalen Cumulusmodells wird

jetzt die Wirkung der Konvektion auf die großräumigen Variablen berechnet, sowie die unterschiedlichen Ergebnisse, die durch die o.a. unterschiedlichen Mittelungsverfahren sich ergeben, verglichen.

In diese Verfahren der Parametrisierung kann jedes beliebige Cumulus-Modell eingebaut werden, es ermöglicht also prinzipiell auch die Berücksichtigung der mikrophysikalischen Wolkenprozesse; ANTHES benutzt ein Modell nach SIMPSON/WIGGERT (1969). Es sei noch angemerkt, daß dieser Parametrisierungsansatz in einem Hurricane-Modell erfolgreich getestet wurde (ANTHES 1977b).

Der Hauptnachteil der bisher erwähnten Parametrisierungsversuche mithilfe eindimensionaler Konvektionsmodelle liegt darin, daß ein Spektrum unterschiedlich großer Cumuli, wie es in der Atmosphäre in Flächen konvektiver Felder auftritt, nicht berücksichtigt werden kann. Hier setzt die Arbeit von OGURA/CHO (1973) an. Mithilfe von Gleichgewichtsüberlegungen für das großräumige Feld von Wärme und Feuchte wird über den Beitrag, den ein eindimensionales Cumulusmodell zum vertikalen Profil von latenter und sensibler Wärme liefert, ein Spektrum von Cumuli abgeleitet. In diesem Verfahren wurde u.a. auch ein Testlauf mit dem der vorliegenden Arbeit zugrunde liegenden Konvektionsmodell von OGURA/TAKAHASHI (1971) durchgeführt.

Ein grundsätzlich von den bisher beschriebenen Parametrisierungsmodellen verschiedenes Verfahren wurde von ARAKAWA/SCHUBERT (1974) entwickelt, in dem die Einwirkung eines spektral gegliederten Wolkenkollektivs auf die Atmosphäre betrachtet wird. Die Autoren teilen die Atmosphäre in eine Mischungsschicht unterhalb der Wolkenbasis und eine darüber liegende freie Schicht. Die Feuchte- und Temperaturverteilung der freien Schicht wird durch die Konvektion beeinflusst (cumulus-induziertes Absinken mit adiabatischer Erwärmung, Vermischung und Verdunstung der feuchtegesättigten Wolkenluft), während die Mischungsschicht in keiner direkten Einwirkung steht, allerdings aber durch die Absinkbewegung oberhalb ihre Tiefe verringert.

Damit läßt sich im ersten Schritt die Parametrisierung der Konvektion durch Bestimmung des totalen vertikalen Massenflusses, der Vermischung und der thermodynamischen Eigenschaften der Umgebungsluft fassen.

Das Cumulus-Ensemble wird spektral in Unterkollektive gegliedert, gemäß dem Anteil dieser Subkollektive am Gesamtentrainment. Für diese Unterensembles können Bilanzgleichungen von Masse, feucht-statischer Energie (Summe aus potentieller und innerer feuchter Energie) und Flüssigwasser erstellt werden, deren Lösung jeweils den Massen-, Wasserdampf-, bzw. Flüssigwasserüberschuß jedes Subensembles ergeben.

Damit reduziert sich im zweiten Schritt das Parametrisierungsproblem auf die Bestimmung einer Verteilungsfunktion für den Massenfluß, welcher dem Gesamtmassenfluß aller Subensembles durch die Oberkante der Mischungsschicht entspricht.

Dieses Parametrisierungsverfahren liegt z.B. dem Vorhersagemodell des australischen Wetterdienstes ANMRC zugrunde (McGREGOR et.äl.1978). Von JOHNSON (1978) sowie von LORD (1978) wurde diese Modellvorstellung verifiziert, wobei JOHNSON zugleich einen eigenen Modellansatz für das Wachstum der beiden Schichten formulierte.

Trotz der vielfältigen Methoden zur numerischen Parametrisierung der Cumulus-Konvektion steht ein rundum zufriedenstellendes Verfahren zur Zeit noch aus. Neuere Arbeiten gehen teils weiter in die Details, wie beispielsweise bei CHO (1977), der den Effekt des Lebenszyklus der Wolken auf das großräumige Temperatur- und Feuchtefeld untersucht; teils wird versucht, den Gesamtkomplex der Wechselwirkung von Konvektion und Umgebung exakter zu beschreiben, wie in der Arbeit von GARRETT (1978), der ein dreidimensionales zeitabhängiges Mesoscale-Modell vorstellt, das den Feuchte- und Wärmefluß aus dem Boden in die Atmosphäre (und zurück) ebenso beinhaltet wie den solaren und terrestrischen Strahlungsfluß, unterschiedlichen Bodenbewuchs sowie ferner unterschiedliche Behandlung flacher und hochreichender Konvektion.

## 2. Numerische Simulation einzelner Konvektionswolken

Ende der vierziger Jahre wurde in den USA ein großangelegtes Programm zur Gewitterforschung durchgeführt. Die Ergebnisse dieses "Thunderstorm Project" (BYERS/BRAHAM 1949) zeigten, wie komplex die Vorgänge in einem Gewitter sind und in welcher enger Wechselwirkung Wolke und Umgebungsatmosphäre stehen.

Die thermisch (durch Erwärmung am Boden), mechanisch (Strömung feucht-labil geschichteter Luft über ein Bodenhindernis) oder dynamisch (Hebungsvorgänge an Fronten) in Gang gesetzte Konvektion erhält und verstärkt sich durch die in der Wolke stattfindenden mikrophysikalischen Prozesse (Freisetzung latenter Wärme bei Kondensation und Gefrieren). Dies kennzeichnet nach BYERS/BRAHAM (1949) das Jugendstadium der Wolke. Durch Bildung von Hydrometeoren und die Reibungskraft, die diese beim Fallen durch die Wolke ausüben, wird der Aufwind gebremst, bzw. ein Abwindfeld induziert, welches sich durch teilweise Verdunstung der Hydrometeore noch vergrößert; die gleichzeitige Existenz von Auf- und Abwind in der Wolke kennzeichnet das Reifestadium. Im Falle von Schwerkstgewittern bleibt dieser Zustand längere Zeit quasi-stationär, weshalb BROWNING (1965) diesen stationären Zustand als eigenes Stadium auffaßt. Durch Verbreiterung des Abwindfeldes über die ganze Wolke kommt es schließlich zu ihrem Zerfall, der damit den Lebenszyklus der Wolke abschließt.

Zugleich steht die Wolke in ständiger Wechselwirkung mit der Umgebungsluft. Durch Aufsteigen von Luft innerhalb der Wolke erfolgt aus Kompensationsgründen ein Absinken außerhalb der Wolke, wodurch sich die Außenluft adiabatisch erwärmt. Reibung und Turbulenz verursachen eine Durchmischung von Wolken- und Umgebungsluft am Rande der Wolke, wodurch ein Teil des Wolkenwassers verdunstet und dadurch die Umgebung abkühlt; dies gilt insbesondere für das Zerfallsstadium der Wolke. Zusätzlich wirkt noch das Strömungsfeld, in welchem das Gewitter wächst, durch horizontale und vertikale Windscherung sowie durch Konvergenz/Divergenz auf den Konvektionsvorgang ein.

Diese Aufsummierung nur der wichtigsten Aspekte der Gewitterbildung zeigt bereits:

- da das Gewitter einen Lebenszyklus durchläuft, muß das Gleichungssystem einer numerischen Simulation eines Cumulonimbus die Zeitabhängigkeit berücksichtigen;
- die komplexe Dynamik der Wolke und der Umgebungsluft erfordert zu ihrer vollständigen Erfassung dreidimensionale numerische Formulierung;
- die mikrophysikalischen Vorgänge in der Wolke wie Kondensation, Verdunstung, Niederschlagsbildung etc. müssen entsprechend in einem numerischen Modell eingearbeitet werden.

Das sich ergebende Problem liegt auf der Hand: eine solche vollständige, d.h. alle Aspekte der Gewitterbildung berücksichtigende numerische Formulierung würde zu nicht vertretbaren Rechenzeiten führen. Verschärfend kommt noch hinzu, daß Konvektionsmodelle nicht mit einem hydrostatisch approximierten Gleichungssystem, also der Ersetzung der vertikalen Bewegungsgleichung durch die statische Grundgleichung, arbeiten können, da ja gerade die Abweichung vom hydrostatischen Gleichgewicht, nämlich der Auftriebsterm, eine entscheidende Rolle spielt. Da aber die hydrostatische Approximation numerisch als Filter für die schnellen Wellen (Schallwellen) dient, hat man zur Vermeidung numerischer Instabilität mit sehr kurzen Zeitschritten zu verfahren, was seinerseits die Rechenzeit noch mehr ausdehnt.

Entsprechend den Grenzen, die derzeitige Großrechenanlagen bezüglich Zentralspeicherplatz und Rechenzeit stecken, wird in der Regel bei der numerischen Formulierung von Konvektionsmodellen unterschiedlich verfahren: liegt das Hauptaugenmerk auf der dynamischen Wechselwirkung von Wolke und Umgebung, werden dreidimensionale, seltener zweidimensionale Modelle benutzt, wobei die mikrophysikalischen Prozesse nur sehr verkürzt und/oder parametrisiert berücksichtigt werden. Liegt der Schwerpunkt der Betrachtung auf den mikrophysikalischen Prozessen in der Wolke, benutzt man eindimensionale Modelle, in denen die Dynamik nur sehr rudimentär enthalten ist. Zweidimensionale Modellformulierungen bieten sich zum Studium des Zusammenwirkens von Mikrophysik und Dynamik an, haben aber hinsichtlich

der Rechenzeit und des Speicherplatzbedarfes in etwa die gleichen Probleme wie die dreidimensionalen Modelle.

## 2.1. Vergleich der Möglichkeiten ein-, zwei- und dreidimensionaler Konvektionsmodelle

Im folgenden sollen in einem kurzen Abriß die Charakteristika der ein-, zwei- oder dreidimensionalen Modellformulierung dargestellt werden.

### 2.1.1. Geometrie der Wolkenmodelle

Während dreidimensionale Konvektionsmodelle die Wolkenform explizit berechnen, führt bei zweidimensionalen Modellfassungen die Symmetrieannahme in jeweils einer Ebene entweder zu einer Wolkenwalze ( $x,z$ -Orientierung des Modells, keine  $y$ -Abhängigkeit) oder zu einem rotationssymmetrischen Feld ( $r,z$ -Orientierung des Modells, keine  $\lambda$ -Abhängigkeit). Eindimensionale Modelle nehmen einen aufrecht stehenden Zylinder mit konstantem oder variablem Radius an, in dem die  $z$ -abhängigen Variablen an den Rechenniveaus jeweils einen horizontal über den Radius gemittelten einheitlichen Wert annehmen; es tauchen also keine horizontalen Gradienten auf.

### 2.1.2. Modellatmosphäre

Alle Modellansätze haben gemeinsam, daß ein Atmosphärenprofil, in der Regel mit (bedingt-, latent-) labiler Schichtung als Anfangszustand vorgegeben wird. Dies Atmosphärenprofil kann theoretischen Überlegungen entspringen, es kann gemessen sein (etwa in Form eines Radiosondenaufstieges), oder - falls das Wolkenmodell als Anschlußrechnung an groß- oder mesoscalige Modelle läuft - selbst numerisch errechnet sein. Zweidimensionale Modelle können

die vertikale, dreidimensionale Modellversionen die horizontale und vertikale Windscherung berücksichtigen, was bei eindimensionalen Modellen natürlich überhaupt nicht möglich ist (vgl. dazu weiter unten).

### 2.1.3. Initialstörung

Zur Initialisierung des Konvektionsvorganges wird in allen Modellen eine Störung der Temperatur, der Feuchte, der Vertikalbewegung, oder eine Kombination davon vorgegeben. In zwei- und dreidimensionalen Modellformulierungen kann die Vertikalbewegung auch durch die Simulation orographischer Effekte hervorgerufen werden (KOPP/ORVILLE 1973; ORVILLE/SLOAN 1970; ORVILLE/KOPP 1977). Weiterhin bieten diese Modelle die Möglichkeit, turbulente Vorgänge in Bodennähe als Anstoß zur Konvektion vorzugeben (STEINER 1973); es ist hier allerdings folgendes anzumerken: 1. FOX/LILLY (1972) weisen darauf hin, daß sich erhebliche Unterschiede zwischen der zwei- und der dreidimensionalen Modellierung der Turbulenz ergeben; 2. diese turbulenten Prozesse sind in der Regel selbst kleiner als die Gittermaschenweite der Konvektionsmodelle und müssen daher entsprechend parametrisiert werden. Eindimensionale Wolkenmodelle können diesen Effekt wenn überhaupt, dann nur über einen vorgegebenen Vertikalimpuls berücksichtigen.

Nach dem Initialanstoß ist es bei zwei- und dreidimensionalen Modellen nicht mehr möglich, auf die Randbedingungen der Wolke Einfluß zu nehmen, da die Veränderungen des Zustandes der Umgebungsluft seitlich sowie ober- und unterhalb der Wolke selbst Teil der Lösung des Gleichungssystems sind; horizontale Geschwindigkeitsgradienten, induzierte Druckgradienten, Absinken der Umgebungsluft werden also explizit berechnet und nehmen so Einfluß auf die weitere Wolkenentwicklung.

Anders bei eindimensionalen Konvektionsmodellen. Die Wechselwirkung des Systems Wolke/Umgebungsluft kann hier nicht berücksichtigt werden, sämtliche Vorgänge außerhalb der Wolke sind nicht Teil des Systems und nehmen daher auf die Entwicklung des Konvektionsprozesses keinen Einfluß; die Umgebung der Wolke und damit die Randbedingungen werden somit als statisch angenommen. Die einzige Möglichkeit, dies zu umgehen, liegt in der Formu-

lierung einer von der Wolkenentwicklung unabhängigen zeitlichen Sequenz der atmosphärischen Bedingungen außerhalb der Wolke. Im Falle von zeitunabhängigen Modellfassungen, die wegen ihres relativ einfachen Gleichungssystems manchmal benutzt werden (LIN/MARTIN 1971,1972; PANCHEV/ANDREEV 1972, SQUIRES/TURNER 1962), entfällt dieser Aspekt natürlich.

HILL (1977) zeigte in seiner Arbeit die Wichtigkeit einer adäquaten Formulierung gerade der Initialstörung, indem er verschiedene Initialisierungsverfahren miteinander verglich und an zwei Fallstudien empirisch überprüfte. Neben der Form der Initialstörung erwies sich der Radius der Störung als entscheidend für die Höhe der Wolkenentwicklung.(Vgl. dazu Kapitel III dieser Arbeit.)

## 2.2. Entwicklungsvorgang des Konvektionsprozesses

Die Entwicklung der Konvektion stellt, wie eingangs bemerkt, einen höchst komplizierten Vorgang dar, in dem alle Prozesse miteinander in ständiger Wechselwirkung stehen. Die wesentlichen Parameter, die diesen Ablauf beeinflussen sind

- die Schichtung der Atmosphäre hinsichtlich Temperatur und Feuchte,
- das Strömungsfeld der Umgebungsatmosphäre,
- die dynamische und turbulente Durchmischung der Wolke mit Außenluft,
- die wolkenphysikalischen Prozesse.

### 2.2.1. Die Schichtung der Atmosphäre

Konvektionswolken sind Wettererscheinungen, die beim Abbau vertikaler Instabilitäten in der Atmosphäre entstehen, sie treten also bei labiler Schichtung der Atmosphäre auf. Es ist hier zu unterscheiden zwischen labiler,

bedingt-labiler und latent-labiler Schichtung.

Im Falle labiler Schichtung wird durch Erwärmung am Boden ein Luftpaket zum Aufsteigen gebracht. Sobald es das Kondensationsniveau erreicht, wird durch den Kondensationsprozeß latente Wärme freigesetzt; solange nun Feuchtigkeit kondensiert, erhält das Luftpaket durch die freiwerdende Kondensationswärme zusätzlichen Auftrieb und kommt in allen Niveaus wärmer an als die Umgebungsluft, solange der individuelle feuchtadiabatische Temperaturgradient der Wolkenluft betragsmäßig geringer ist als der Temperaturgradient der Umgebungsluft.

Bedingt-labile Schichtung liegt vor, wenn die Atmosphäre für ein aufsteigendes Luftpaket zunächst stabil geschichtet ist, zu seiner Hebung also Energie erforderlich ist. Führt aber erzwungenes Aufsteigen zur Kondensation, so reicht die dabei freigesetzte latente Wärme zur Bildung hochreichender Konvektion aus. Die Hebung kann orographisch erzwungen werden, ein so erzeugtes orographisches Gewitter wird z.B. in der Arbeit von KOPP/ORVILLE (1973) simuliert. Auch sich am Boden ausbreitende Kaltluft, die aus einem Gewitter im Reife- oder Zerfallsstadium ausfließt, kann die nötige Hebung hervorrufen, dies wird im Modell von TAKEDA (1971) simuliert.

Latent-labile Schichtung schließlich besitzt eine Luftmasse, die unten feucht, in oberen Niveaus dagegen trocken ist. Wird eine solche Luftmasse in ihrer Gesamtheit dynamisch gehoben, etwa an einer Luftmassengrenze, so kommt die aufsteigende Luftmasse unten früher zur Kondensation als oben, die Abkühlung bei dieser Hebung ist also oben stärker als unten. Dies führt zur Labilisierung, die um so größer ist, je feuchter die Luftmasse unten und je trockener sie in der oberen Troposphäre ist.

Ein Sonderfall dieser Art von atmosphärischer Schichtung führt in den USA im Frühjahr häufig zu Schwerstgewittern mit Tornados, wenn feuchtwarme Luft aus dem Golf von Mexiko unter trockener und kühler Luft aus dem Norden *u. Westen* zu liegen kommt. Eine beträchtliche Inversion verhindert frühzeitigen Abbau der vertikalen Instabilität, wodurch die Luft in den unteren Niveaus durch Einstrahlung noch weiter an Wärme gewinnt. Die Beseitigung dieser Inversion, etwa an einer Front, verbunden mit gleichzeitiger dynamischer Hebung, führt dann zu explosionsartiger, starker Konvektion.

Die numerische Simulation von Tornados hat sich zu einem eigenen Gebiet auf dem Feld der Modellierung von Konvektionswolken entwickelt. Aus diesem Grund wird hier nicht weiter darauf eingegangen, es sei aber auf die "Preprints Of The 10<sup>th</sup> Conference On Severe Local Storms" (1977) verwiesen, wo sich eine übersichtliche Zusammenfassung des derzeitigen Standes der numerischen Modellierung von Tornados findet.

Die mit Konvektionswolken einhergehende Umschichtung der Atmosphäre vom labilen zu einem stabileren Zustand wirkt auf die Konvektion selbst zurück. Konvektives Aufsteigen erzeugt - wie bereits bemerkt - aus Kompensationsgründen ein Absinken um die Wolke herum. Dadurch wird erstens in diesen Gebieten die Bildung neuer Konvektionszellen erschwert, was dazu führt, daß starke Konvektionszellen auf Kosten der kleineren Zellen wachsen. Zweitens wird der Abstand zwischen den einzelnen Wolken größer. Diese beiden Effekte werden in der Arbeit von HILL (1974) mithilfe eines zweidimensionalen Modells behandelt.

#### 2.2.2. Das Strömungsfeld der Umgebungsluft

Der Effekt der horizontalen und vertikalen Windscherung auf die Gewitterentwicklung ist von vielen Autoren untersucht und in seiner Wichtigkeit betont worden (BYERS/BATTAN 1949; LUDLAM 1963; C.NEWTON 1963). Ohne Windscherung entwickelt sich der Aufwindschlot senkrecht nach oben, die in ihm produzierten Hydrometeore fallen senkrecht nach unten und üben damit im Aufwind eine diesem entgegengesetzte Reibungskraft aus, wodurch das Aufsteigen der Luft gebremst oder sogar umgekehrt wird. Da nun Windscherung mit der Höhe zu einer Schräglage des Aufwindschlauches führt, fallen die Hydrometeore aus ihm heraus und bremsen ihn nicht, sondern induzieren ein Abwindfeld, das außerhalb des Aufwindes liegt. Ändert das Umgebungswindfeld mit der Höhe neben seiner Geschwindigkeit auch seine Richtung, so verschlingen sich Auf- und Abwind umeinander, ohne sich zu stören (C.NEWTON 1963). Dies kann zu einem quasi-stationären Zustand führen, der sich über Stunden erstrecken und zu Schwerstgewittern führen kann. Eispartikel, die oben aus

dem Aufwindschlot fallen, können unten wieder in ihn hineinfallen, somit mehrmals in der Wolke zirkulieren und zu Hagelkörnern beträchtlicher Größe anwachsen.

Es ist daher nicht verwunderlich, daß fast alle zwei- und dreidimensionalen Modelle gerade die Windscherung berücksichtigen. Während WILHELMSON (1974) nur die Geschwindigkeitsänderung, nicht aber die Richtungsänderung mit der Höhe in seinem dreidimensionalen Gewittermodell berücksichtigt, gehen andere Autoren gerade darauf ein. SCHLESINGER (1978) vergleicht in seiner Arbeit Fälle ohne vertikale Windscherung, Fälle mit Windzunahme ohne Richtungsänderung und Fälle mit Geschwindigkeits- und Richtungsänderung und weist nach, daß die Schräglage des Aufwindes wesentliche Bedingung dafür ist, daß die Wolke ihre Feuchtezufuhr in den untersten Niveaus aufrecht erhalten kann. Ein ähnliches Modell ist das von COTTON/TRIPOLI (1978) vorgestellte, das übrigens - wie bei SCHLESINGER - die Eisphase des Wassers nicht enthält. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Berechnung des Verhältnisses vom Flüssigwassergehalt der Wolke im Vergleich zu dem Wassergehalt, der bei Verfolgen der Feuchtadiabaten zu erwarten wäre; dies Verhältnis stellt eine Abschätzgröße für das entrainment dar (vgl. dazu Punkt 2.2.3. dieser Arbeit). COTTON/TRIPOLI vergleichen Fälle mit Windscherung und ohne Windscherung, und stellen in Fällen mit Windscherung gute Übereinstimmung der Modellrechnungen mit Meßergebnissen fest. Weiterhin erzeugte ihr Modell eine Rotation der Gesamtwolke, was bei Schwerkittern häufig der Fall ist. KLEMP/WILHELMSON (1977) schließlich konnten zeigen, daß bei Nichtbeachtung der Richtungsänderung mit der Höhe die im Aufwindschlauch produzierten Wassermassen den Aufwind selbst in zwei Teile spalten können, wodurch eine allgemeine Schwächung der Aufwärtsbewegung hervorgerufen wird.

Die zweidimensionalen Modelle von TAKEDA (1971) und WILKINS et.al. (1977) ergaben eine längere Lebensdauer der Wolke, wenn die vertikale Windscherung ihre Richtung ändert und das dabei auftretende Windmaximum scharf ausgeprägt ist. TAKEDA zeigte, daß es eine kritische Höhe für diese Richtungsänderung gibt, die etwa bei 2,5 km liegt; er bezeichnet daher das Windmaximum als low-level-jet. Liegt das Niveau der Richtungsänderung

höher, ergibt sich keine Wirkung auf die Lebensdauer der Wolke und sie macht einen normalen Lebenszyklus durch. Dies Resultat stimmt mit SCHLESINGERS Modell (1973) überein, in dem gezeigt wird, daß ein Strahlstrom in oberen Niveaus weder die Lebensdauer noch die Intensität der Wolke beeinflusst. SCHLESINGER weist allerdings darauf hin, daß dieses Ergebnis mit Vorsicht zu behandeln sei, da in Konvektionsmodellen Mechanismen synoptischen Maßstabes, insbesondere großräumige Konvergenz, nicht berücksichtigt werden.

Die längere Lebensdauer der Wolke bei Existenz eines low-level-jet läßt sich wie folgt erklären: einerseits wird durch diesen Strahlstrom beständig und rasch Feuchte und Impuls in den Aufwind gepumpt, dieser also stetig mit konvektiver Energie versorgt. Dabei behält der in Bodennähe mit der Luft in die Wolke hereingebrachte Impuls seine Richtung bei. Hat dieser Impuls nun die Richtung des jet und ist die Richtung der Windscherung oberhalb des Windmaximums ihm genau entgegengesetzt, führt dies zu einer Schräglage des Aufwindes in Richtung des low-level-jet. Dieses verhindert einerseits ein "Auseinanderblasen" der Wolke durch die Windscherung, und organisiert andererseits Auf- und Abwind dadurch, daß bei Schräglage des Aufwindes ausfallende Hydrometeore ein Abwindfeld außerhalb des Aufwindes erzeugen. Die trockene und kalte Abwärtsströmung entzieht dabei dem feuchtwarmen Aufwind keine Energie; so ergibt sich ein quasi-statischer Zustand.

C. NEWTON/H. NEWTON (1959) zeigten, daß starke Konvektionszellen wie Hindernisse umströmt werden. Nach KESSLER (1974) führt das zu einer Verstärkung der Windscherung an der rechten und linken Flanke der Gewitterzelle. Dies wird als ein Grund angesehen, weshalb Starkgewitter während ihres quasi-stationären Stadiums bevorzugt nach rechts, seltener nach links von ihrer vorherigen Zugbahn abweichen (BROWNING/FUJITA 1965; FENNER 1973). Dies Umströmen wird im Modell von SCHLESINGER (1978) gezeigt. Es ergeben sich rechts und links der Zelle fast gleiche Windmaxima; die abweichende Zugrichtung allerdings wird in diesem Modell nicht erzeugt.

Starke Gewitter zeigen häufig eine Rotation der ganzen Wolke um die Hochachse (BROWNING/FUJITA 1965). Wie bereits erwähnt, zeigt das Modell von COTTON/TRIPOLI (1978) eine solche Rotation, während in dem eben er-

wähnten Modell von SCHLESINGER diese Rotation nur sehr schwach ausgeprägt ist.

Ein Versuch, dies in einem zweidimensionalen Modell zu simulieren, liegt in der Arbeit von LIN/MARTIN (1972). Die dreidimensionale Rotation wird in dieser Arbeit mithilfe des aus der Hurricane- und Tornadomodellierung bekannten Rankine-Vortex parametrisiert. Das Modell ist allerdings nur für das quasi-stationäre Stadium der Gewitterwolke anwendbar, da es nicht zeitabhängig ist, zudem wird das entrainment nicht berücksichtigt.

Eindimensionale Gewittermodelle können ihrer Natur entsprechend die Windscherung nicht simulieren. LIN/MARTIN (1971) versuchten in einem Vorläufer des o.a. Modells die Berücksichtigung der Windscherung in einem eindimensionalen Modell, indem sie die z-Achse um einen Winkel  $\theta$  kippten; es ergab sich jedoch ein relativ kompliziertes Gleichungssystem, das relativ viel Rechenzeit braucht. Zusammen mit den rigiden Modellannahmen (keine Berücksichtigung des entrainment, keine Quellen und Senken im Modell, keine Zeitabhängigkeit) ist dadurch dieser Modellansatz nur bedingt verwendbar.

### 2.2.3. Durchmischung der Wolke mit Umgebungsluft (entrainment)

Bei der Untersuchung von Passat-Cumuli stellte STOMMEL (1947) fest, daß der Temperaturgradient in der Wolke nicht rein feuchtadiabatisch war, sondern zwischen dem feuchtadiabatischen und dem Gradienten der Umgebungsluft lag. Weiterhin übersteigt der Flüssigwassergehalt selbst schwerer Gewitter selten Werte von mehr als 5 g/kg, obwohl bei Verfolgen der Feuchtadiabaten schon Hebung um nur wenige 100 mbar Beträge von 5 - 10 g/kg erwarten ließe. Daraus läßt sich folgern, daß die feuchte Wolkenluft sich mit der trockeneren Umgebungsluft durchmischt. Für diesen Vorgang hat sich der Begriff "entrainment" in der Meteorologie etabliert. Man unterscheidet turbulentes und dynamisches entrainment; turbulentes entrainment bezeichnet die Durchmischung durch turbulente Prozesse an den seitlichen Rändern und der Stirnseite des aufsteigenden Luftpakets (MALKUS/SCORER 1955), während dynamisches entrainment das seitliche Einströmen von Luft in die

Wolke meint, welches sich aus Kontinuitätsgründen beim Aufwärtstransport von Masse ergibt.

Entrainment beeinflusst das Wolkenwachstum in doppelter Weise (SQUIRES/TURNER 1962): erstens durch Reibungswiderstand an der Stirnseite der aufsteigenden Luft; dieser Widerstand wird um so größer, je schneller das Luftpaket aufsteigt. Zweitens durch die Durchmischung; das Eindringen trockener Luft in das feuchte Wolkenpaket führt zur Verdunstung eines Teils der Feuchtigkeit, wodurch die Wolke kühler wird und der Auftrieb abgeschwächt wird.

Der Massenanteil des entrainment an der Gesamtmasse der Wolke, die entrainment-Rate, steht in umgekehrten Verhältnis zur Wolkengröße (vgl. Abb. 3). Geringes relatives entrainment ist somit ein Grund dafür, daß Cumulonimben bis in große Höhen reichen.

Die Einführung des entrainment in die numerischen Modelle erweist sich so als entscheidend wichtig. In dreidimensionalen Modellversionen ergibt sich das dynamische entrainment explizit über die Kontinuitätsgleichung; dies gilt mit entsprechenden Abstrichen auch für zweidimensionale Modelle. Dagegen muß das turbulente entrainment in allen Modellfassungen durch geeignete Parametrisierung der Turbulenz im Konvektionsraum eingeführt werden, da die turbulenten Prozesse in der Regel kleiner sind als die Gittermaschenweite der Modelle. In zwei- und dreidimensionalen Modellversionen geschieht dies üblicherweise mithilfe eines Ansatzes über die turbulente Viskosität (z.B. HILL 1973; TAKEDA 1971; WILHELMSON/OGURA 1972). KLEMP/WILHELMSON (1977) haben ein anderes Verfahren entwickelt, welches eine zeitabhängige Turbulenzenergiegleichung beinhaltet; gegenüber den üblichen zeitunabhängigen Ansätzen mit nichtlinearer turbulenter Viskosität ist dies ein Fortschritt, der allerdings mit mehr Rechenzeit bezahlt werden muß.

Bei eindimensionalen Modellen liegen die Verhältnisse gänzlich anders. Hier müssen beide entrainment-Anteile, turbulent und dynamisch, parametrisiert werden. Fast ausschließlich werden hier Ansätze benutzt, die eine umgekehrte Proportionalität des entrainment zum Radius der Wolke annehmen. WARNER (1970) übte grundsätzliche Kritik an der physikalischen Sinnvollig-

keit eindimensionaler Modelle gerade wegen ihres entrainment-Ansatzes: über das entrainment sind Höhe der Konvektionsentwicklung und Flüssigwassergehalt der Wolke miteinander verknüpft. Durch Einströmen trockener Luft in die Wolke verdunstet ein Teil des Wolkenwassers, was auf Kosten der Wärme geschieht, die die Wolke zum Wachstum zur Verfügung hat. Dadurch wird die Höhe der Konvektionsentwicklung beeinflusst. WARNER stellte nun fest, daß eindimensionale Modelle entweder korrekt die Wolkenhöhe voraussagen konnten, dann aber bis zu 60% zu viel Wasser aufwiesen, oder umgekehrt, daß der Wassergehalt richtig berechnet wurde, die errechnete Wolkenhöhe aber zu tief lag. SIMPSON (1971) wies diese Kritik zurück, indem sie aufzeigte, daß WARNER nicht die Entwicklung und das Ausfallen des Niederschlags berücksichtigte, da WARNER ein zeitlich unabhängiges Modell benutzte. Darüber hinaus bewies SIMPSON erneut die physikalische Sinnvolligkeit des  $1/r$ -Ansatzes für entrainment, betonte zugleich aber, ebenso wie WARNER (1972) in seiner Antwort, daß das entrainment-Verhalten von Konvektionswolken noch genauerer Fassung bedarf.\*

Das der vorliegenden Arbeit zugrunde liegende Gewittermodell von OGURA/TAKAHASHI (1971) ist hier weiter gegangen, indem es das entrainment - zum ersten Mal in einem eindimensionalen Modell - in seinen turbulenten und seinen dynamischen Anteil aufspaltet. Während die turbulente Durchmischung die gleiche Form hat wie in den übrigen eindimensionalen Modellen, ist der dynamische Anteil des entrainment in Form einer horizontalen Advektion im Gleichungssystem enthalten (vgl. dazu Teil II dieser Arbeit). Dieser differenzierte Ansatz läßt die Autoren von ihrem Modell als einem anderthalbdimensionalen reden. COTTON (1975) schließlich entwickelte für dieses Verfahren noch eine Gewichtsfunktion, die den horizontalen Transport von Impuls und skalaren Größen wie Temperatur, Feuchte etc. in die Wolke hinein oder aus ihr heraus in Abhängigkeit vom Radius gewichtet. Das bedeutet einen weiteren Fortschritt, insofern sich damit gegenüber der einfachen Mittelung über den Radius hinweg jetzt quasi Gradienten der entrainment-Variablen formulieren lassen.

---

\* Zu dieser Debatte über eindimensionale Konvektionsmodelle und entrainment vgl. neben den angeführten Stellen: WARNER (1971); COTTON (1970); WEINSTEIN (1971).

### 2.3. Mikrophysikalische Wolkenprozesse

Gewitter beziehen ihre Energie fast ausschließlich aus der latenten Wärme, die durch Kondensation, Gefrieren und Deposition während des Konvektionsvorganges freigesetzt wird, während Quellen sensibler Wärme am Boden wesentlich nur die Auslösung des Gewitters bewirken können. Diese Energieumsetzungs- und Energiefreisetzungsprozesse innerhalb der Wolke gehören in den Bereich der Mikrophysik der Wolke, ihre Berücksichtigung in der Formulierung eines numerischen Konvektionsmodells erweist sich als entscheidend:

- die Frei- und Umsetzung von Energie bei den Phasenübergängen des Wassers in der Wolke bildet den eigentlichen Antriebsmechanismus;
- die mikrophysikalischen Parameter stehen in enger Wechselwirkung mit der Dynamik der Wolke; freigewordene latente Wärme verstärkt den Auftrieb in der Wolke, der Aufwind seinerseits wird durch das Wachstum und den Ausfall des Niederschlags beeinflusst; die Entwicklung und Menge der Hydrometeore selbst wird wieder durch den Aufwind kontrolliert.

Ohne sorgfältige Einarbeitung der Phasenübergänge des Wassers und der Niederschlagsbildungsprozesse ist damit die Simulation von hochreichender Konvektion nicht möglich. Im folgenden soll darauf näher eingegangen werden.

#### 2.3.1. Zustandsänderungen atmosphärischen Wassers in einem Cumulonimbus

In einem Cumulonimbus ist Wasser in allen drei Zustandsformen vorhanden; es sind also folgende Phasenübergänge zu berücksichtigen:

gasförmig ↔ flüssig  
flüssig ↔ fest  
gasförmig ↔ fest

In der Meteorologie sind alle die Prozesse, die von links nach rechts verlaufen, von hauptsächlichem Interesse, da sie wolkenbildend sind und Übergänge in Zustände höherer molekularer Ordnung darstellen.

Damit Wasser aus dem gasförmigen in den flüssigen Zustand übergeht, müssen zwei Bedingungen in der Atmosphäre erfüllt sein: erstens muß Wasserdampfsättigung vorliegen, d.h. der (temperaturabhängige) Sättigungsdampfdruck muß erreicht sein; WARNER (1968) wies darauf hin, daß sogar Übersättigung, wenn auch geringen Grades, die Regel ist. 95% aller Wolken weisen Übersättigungsgrade von 0,6% , andererseits aber nur 3% aller Wolken Übersättigungen von mehr als 1% auf. Zweitens müssen geeignete Aerosolpartikel, an denen der Wasserdampf kondensieren kann, Kondensationskerne, vorhanden sein. Diese sind in der Atmosphäre im Überfluß vorhanden und können natürlicher oder anthropogener Herkunft sein. Über den Ozeanen überwiegen NaCl-Kristalle, ARNASON/GREENFIELD (1972) machten dies zur Grundlage ihres Cumulus-Modells, in dem sie maritime Cumuli speziell unter Übersättigung der Luft und Kondensation an Salzkristallen simulierten. Über den Kontinenten dagegen gibt es eine bunte Vielfalt von Kondensationskernen wie Asche, Staub aller Art, Ruß, Pollen etc., und es ist schwer, zu sagen, welche Art Kondensationskern hier überwiegt, zumal dies regional auch noch schwanken dürfte.

Ist Sättigung einmal erreicht, lagern sich nach und nach einzelne  $H_2O$ -Moleküle am Kondensationskern an, durch hygroskopische oder elektrische Eigenschaften des Kondensationskernes kann dieser Prozeß noch beschleunigt werden. Es läßt sich nun über die HELMHOLTZsche Energiebarriere ein kritischer Radius ermitteln, den ein so gebildetes Tröpfchen erreichen muß, um lebensfähig zu bleiben. Sobald dieser Radius überschritten ist, setzt sofort schlagartiges Wachstum des Tröpfchens ein, das durch zwei Prozesse beeinflusst wird, nämlich durch Transport von weiteren Wassermolekülen zum Tröpfchen hin, sowie durch Abfuhr der freiwerdenden latenten Kondensationswärme von der Tropfenoberfläche weg.

In diesem ersten Wachstumsstadium lagern sich sehr schnell sehr viele Wasserdampfmoleküle an der Tropfenoberfläche an, wodurch das Tröpfchen in

Sekundenbruchteilen zu sichtbarer Größe wächst und als Wolkenströpfchen bezeichnet werden kann. Dieser mit dem Begriff Diffusionswachstum belegte Prozeß findet in dem Gewittermodell von DANIELSEN et.al.(1972) seine explizite Berücksichtigung.

Auch der Gefrierprozeß, also der Phasenübergang von flüssig zu fest, erfordert, ähnlich wie der Kondensationsprozeß, bestimmt-strukturierte Partikel in der Atmosphäre, die als Gefrierkerne in Frage kommen. Aus der Tatsache, daß Eisbildung in der Atmosphäre gewöhnlich erst ab  $-12^{\circ}\text{C}$  stattfindet, und selbst bei Temperaturen unter  $-35^{\circ}\text{C}$  noch unterkühlte Wasserströpfchen in der Atmosphäre zu finden sind, läßt sich schließen, daß Gefrierkerne in der Atmosphäre seltener sind als Kondensationskerne, und weiterhin, daß Gefrierkerne, die bei Temperaturen  $> -12^{\circ}\text{C}$  aktiv werden, äußerst selten sind. Aus Wahrscheinlichkeitsüberlegungen ergibt sich ferner, daß große Tropfen eher gefrieren als kleine, da sie aufgrund ihres größeren Durchmessers eher einen Gefrierkern in sich bergen als kleinere Tropfen.

Diese Gefrierkerne haben eine Gittergestalt, die der Form des Kristallgitters des Eises ähnelt. Künstliche Eisbildungsversuche (SIMPSON/WIGGERT 1971) durch Impfung der Wolke mit entsprechenden Substanzen greifen vorzugsweise auf Trockeneis ( $\text{CO}_2$ ) oder Silberjodid ( $\text{AgI}$ ) zurück, wobei gerade das letztere eine der Eisstruktur fast identische Gitterform besitzt.

Das Gefrieren von Wolkenströpfchen wird in der Mehrzahl der Cumulonimbusmodelle, die die Eisphase enthalten, explizit berücksichtigt (z.B. CARBONE/NELSON 1978; DANIELSEN et.al. 1972; MUSIL 1970; KOPP/ORVILLE 1973; ORVILLE/KOPP 1977; SCOTT/HOBBS 1977; WEINSTEIN 1970). Eine Ausnahme bildet das Modell von WISNER et.al. (1972), in dem nur Hagel berücksichtigt wird, der durch Gefrieren von Regen und Anlagerung unterkühlter Wolkenströpfchen entsteht; gefrorene Wolkenströpfchen bildet dieses Modell nicht.

Die Gewittermodelle von LIN/MARTIN (1972), ORVILLE/SLOAN (1970) und TAKEDA (1971) schließen die Eisphase ganz aus; das gilt bisher auch für alle dreidimensionalen Konvektionsmodelle aufgrund der Restriktionen, die sich derzeit durch Großrechenanlagen ergeben.

Der Übergang von Wasserdampf direkt in den Eiszustand, den wir gemäß dem englischen Sprachgebrauch Deposition nennen wollen, beinhaltet zwei Aspekte, einmal den Anlagerungsprozeß von  $H_2O$ -Molekülen auf ein entsprechend strukturiertes Aerosol (Sublimationskern), zum anderen die Diffusion von Wasserdampf auf ein bereits existierendes Eiskristall. Dieser letztere Prozeß ist die Ursache dafür, daß in Mischwolken die Eispartikel beständig auf Kosten der Wassertröpfchen wachsen; das hat seinen Grund darin, daß der Sättigungsdampfdruck über Eis niedriger ist als über Wasser, also ein beständiges Dampfdruckgefälle von Wasser zu Eis besteht.

Die Anlagerung von Wasserdampfmolekülen an einen Sublimationskern produziert - wie das Gefrieren von Wolkentröpfchen - kleine Eiskristalle. In den o.a. Modellen von CARBONE/NELSON (1978); DANIELSEN et.al.(1972), ORVILLE/KOPP (1977) und SCOTT/HOBBS (1977) wird dieser Effekt berücksichtigt.

### 2.3.2. Niederschlagsbildung

Die Entstehung von Niederschlag ist ein entscheidendes Moment im Lebenszyklus eines Gewitters. Bereits BYERS/BRAHAM (1949) zeigten, daß die von den fallenden Hydrometeoren ausgeübte Reibungskraft einleitende Wirkung auf die Bildung des Abwindes im Cumulonimbus haben. Durch Verdunstung eines Teils des Niederschlags wird der Luft zusätzlich noch Wärme entzogen, wodurch sie spezifisch schwerer wird als die Umgebungsluft; so wird die Abwärtsbewegung stabilisiert. DAS (1964) untersuchte diesen Aspekt.

Es muß daher gezeigt werden, wie Wolkentröpfchen und Eiskristalle wachsen, bis sie die Größe erreicht haben, mit der sie als Niederschlag aus der Wolke ausfallen können.

### 2.3.2.1. Regen

Es ist hier auf zwei völlig unterschiedliche Prozesse einzugehen, nämlich auf das Entstehen von Regen in Cumuli mit Eis, in sog. kalten Wolken, und auf die Regenbildung in warmen Cumuli, d.h. Cumuli ohne Eis.

Der erste Vorgang wurde von den Meteorologen BERGERON und FINDEISEN zuerst theoretisch dargestellt und trägt daher auch den Namen BERGERON/FINDEISEN-Prozeß. Es wurde bereits angemerkt, daß der Sättigungsdampfdruck über Eis niedriger ist als über Wasser, was zu einem Dampfdruckgefälle von Wasser zu Eis führt. Das zieht nun nach sich, daß freie Wasserdampfmoleküle in der Wolke sich bevorzugt an bereits existierenden Eiskristallen anlagern, also den ebenfalls vorhandenen Wassertröpfchen nicht zur Verfügung stehen. Dadurch erniedrigt sich aber der Dampfdruck über den Wolkentröpfchen, diese verdunsten und setzen damit zusätzliche  $H_2O$ -Moleküle frei, die sich wiederum an den Eiskristallen anlagern. Dieses sehr effektive Diffusionswachstum führt relativ schnell zu großen Eiskristallen (Schnee), die mit entsprechender Fallgeschwindigkeit durch die Wolke nach unten fallen, dabei schmelzen und als Regentropfen die Wolke verlassen.

Nun wird aber - gerade in den Tropen - häufig auch Niederschlag aus Cumuli beobachtet, die die  $0^\circ C$ -Grenze noch nicht durchstoßen haben. Dies verweist auf eine zweite Art der Regenbildung in solchen warmen Wolken, die mit dem Begriff Autokonversion belegt worden ist, wodurch ausgedrückt werden soll, daß in diesem Vorgang Wolkentröpfchen von selbst, d.h. ohne das Zutun von Eis, sich in Regentropfen umwandeln können.

Durch unterschiedliches Diffusionswachstum, oder durch turbulenz-erzeugtes oder elektostatisch erzeugtes Kollidieren und Zusammenwachsen von Wolkentröpfchen entwickelt sich zunächst ein Spektrum unterschiedlich großer Wolkentropfen, die sich mit unterschiedlicher Fallgeschwindigkeit, relativ zur Umgebungsluft, durch die Wolke bewegen. Dabei kollidieren diese Tropfen beständig mit weiteren Tröpfchen, wobei sie entweder zusammenwachsen oder, bei entsprechender Oberflächenspannung der Tröpfchen, nach einem quasi elastischen Stoß sich wieder voneinan-

der entfernen. Tropfen, die in der Kiellinie eines vor ihnen fallenden Tropfens sind, erfahren einen geringeren Stirnwiderstand, fallen also schneller und holen den ersten Tropfen in seinem Fall ein, was ebenfalls zu Zusammenwachsen führen kann. Diese Vorgänge werden mit Gravitationskoaleszenz bezeichnet. Turbulente Koaleszenz oder durch elektrische Ladung der Tröpfchen erzeugte Koaleszenz spielen der Gravitationskoaleszenz gegenüber eine untergeordnete Rolle (MASON 1971)

Es gibt eine kritische Größe, die Regentropfen in der Regel nicht überschreiten können. Beim Fall wirkt auf den Tropfen eine Reibungskraft, die in dem Tropfen eine Zirkulation erzeugt, wodurch seine Oberflächenspannung herabgesetzt wird. Überschreitet nun ein Tropfen den kritischen Durchmesser ( $\sim 0,5$  mm), so übersteigt die Reibungskraft die Oberflächenspannung und der Tropfen zerplatzt zu mehreren kleineren, ungleichen Tröpfchen. Dafür hat sich der Begriff des spontanen Zerplatzens eingebürgert. Im Gegensatz dazu bezeichnet man mit Kollisionszerplatzen das Auseinanderbrechen von großen Tropfen beim Zusammenstoß. Die Wichtigkeit dieser beiden Prozesse hinsichtlich der Entwicklung des Tropfenspektrums ist noch nicht eindeutig geklärt. CARBONE/NELSON (1978) zeigen in ihren Modellresultaten, daß das Zerplatzen einen nur verschwindenden Effekt auf das Tropfenspektrum hat, während TAKAHASHI (1978) gerade die Wichtigkeit dieses Prozesses hervorhebt.

Die spektrale Größenverteilung der Tropfen in der Wolke ist seit langem Untersuchungsgegenstand der Wolkenphysik. Bereits 1948 konnten J. MARSHALL und W. PALMER eine Formel vorlegen, die das Tropfenspektrum recht gut beschreibt und die für die freie Atmosphäre im allgemeinen genügend sicher belegt ist, wenn auch in verschiedenen Arbeiten auf Abweichungen von der MARSHALL/PALMER-Verteilung hingewiesen wurde (z.B. BATTAN 1977; SEKHON/SRIVASTAVA 1971; TAKAHASHI 1978).

KESSLER (1969) entwickelte einen Ansatz zur Behandlung der Autokonversion in numerischen Modellen, der breite Anwendung gefunden hat. Nachdem der Wassergehalt der Wolke einen bestimmten Schwellenwert erreicht hat, setzt Umwandlung von Wolken- in Regentropfen ein, die betragsmäßig von

einem Parameter abhängig ist, der die Kollisionseffizienz berücksichtigt. Nachteilig an diesem Verfahren ist die feste, zeitlich invariante Vorgabe eines Tropfenspektrums. Beispiele der Anwendung dieses Niederschlagsbildungsverfahrens stellen die Modelle von KESSLER (1974); KLEMP/WILHELMSON (1977); KOPP/ORVILLE (1973) dar, um nur einige zu nennen.

DANIELSEN et.al. (1972) stellen ein stochastisches Verfahren vor, in dem im Gegensatz zu den o.a. Modellverfahren die zeitliche Entwicklung des Tropfenspektrums berücksichtigt wird. Lediglich die Anfangstropfenverteilung muß vorgegeben werden, diese Anfangsverteilung entwickelt sich durch Diffusionswachstum, Kondensation, Koaleszenz und Zerplatzen der Tropfen.

OGURA/TAKAHASHI (1973) entfernten aus ihrem Modell von 1971 die Eisphase und bauten dafür sehr ausführliche (warme) Regenbildung ein; sie berücksichtigten in ihrer Simulation von Passat-Cumuli Kondensation von Wasserdampf zu unterschiedlich großen Wolkenröpfchen, deren Diffusionswachstum, zeitliche Entwicklung des Tropfenspektrums aufgrund von Kondensation, Verdunstung, Koaleszenz und spontanem Zerplatzen.

Ein noch verfeinerteres Modell von CARBONE/NELSON (1978) beinhaltet die Eisphase, ermöglicht also neben der Bildung warmen Regens nach einem sehr differenzierten Verfahren auch noch die Entwicklung kalten Regens nach dem BERGERON/FINDEISEN-Prozeß.

#### 2.3.2.2. Eis

Das Wachstum von Eiskristallen erfolgt aufgrund von Diffusionswachstum, Koaleszenz mit anderen Eiskristallen, und aufgrund von Anlagerung unterkühlter Wassertröpfchen an Eiskristallen, wobei die Tröpfchen gefrieren.

Auf das Diffusionswachstum wird an dieser Stelle nicht nochmals eingegangen, da es schon bei der Betrachtung des BERGERON/FINDEISEN-Pro-

zesses aufgenommen wurde; es sei hier aber auf die Arbeit von KOENIG (1971) verwiesen, der eine numerische Simulation der Eis-Deposition auf Basis FICKscher Diffusion für Temperaturbereiche von  $-10^{\circ}\text{C}$  bis  $-35^{\circ}\text{C}$  durchführte.

Auf das Wachstum von Eiskristallen durch Anlagerung und Gefrieren unterkühlten Wassers (engl. accretion) wird weiter unten bei der Aufnahme von Mischformen der Niederschlagsbildung (Punkt 2.3.2.3. dieses Kapitels) eingegangen.

Koaleszenz von Eiskristallen, auch Aggregation genannt, läuft prinzipiell genau so ab wie bei Wolken- oder Regentropfen: Eiskristalle unterschiedlicher Größe mit unterschiedlichen Fallgeschwindigkeiten kollidieren und wachsen zusammen zu Schneeflocken. Dabei können einzelne Kristallsplinter abbrechen, die dann als Embryos für neue Kristalle wirken (MASON 1969). Obwohl das Wissen über die Kollisionseffizienz bei Eiskristallen noch sehr begrenzt ist, kann nach ROGERS (1976) formuliert werden, daß signifikante Aggregation nur bei Temperaturen  $> -10^{\circ}\text{C}$  stattfindet.

Ein Spektrum der Schneeflockengröße ist wegen der komplizierten Form der Flocken nicht so einfach zu beschreiben wie bei Regentropfen. Man behilft sich entweder mit der Messung der Partikelmasse oder dem Durchmesser, den die Schneekristalle geschmolzen als Wassertropfen haben. Von GUNN/MARSHALL (1958) wurde mithilfe der zweiten Methode eine Formel für die Größenverteilung entwickelt. Solange aber das Auseinanderbrechen von Schneeflocken und dessen Beitrag zum Größenspektrum noch nicht völlig verstanden ist, müssen alle derartigen Versuche zur Beschreibung der Spektralverteilung mit der gebotenen Vorsicht behandelt werden.

#### 2.3.2.3. Mischformen der Niederschlagsbildung

Wurden bisher - mit Ausnahme des BERGERON/FINDEISEN-Prozesses - Niederschlagsformen betrachtet, die allein aus dem Flüssigwasser- oder

Eiszustand hervorgingen, macht es die gleichzeitige Existenz von Wasser und Eis nebeneinander in einem Cumulonimbus nötig, auf das Zusammenwirken dieser beiden Zustandsformen bei der Niederschlagsbildung einzugehen. Bei den so entstandenen Hydrometeoren handelt es sich im einzelnen um Graupel, Schneeflocken, die durch Anlagerung und Gefrieren unterkühlten Wassers gewachsen sind, gefrorenen Regen, und um Hagel. Letzterer wird, da es sich um ein Phänomen handelt, das nur in Gewittern auftritt und zudem einen äußerst komplexen Entstehungsmechanismus besitzt, gesondert abgehandelt (Punkt 2.3.2.3.1. dieses Kapitels).

Graupel (MASON 1971) ist eine Agglomeration gefrorener Wolkentröpfchen mit einem Durchmesser von bis zu 6 mm, seine Fallgeschwindigkeit liegt bei 1 bis 3 m/s. Als Embryo für ein Graupelpartikel kann ein einziger kleiner Eiskristall oder ein kleiner gefrorener Regentropfen dienen. Wachstum erfolgt durch Anlagerung gefrorener Wolkentröpfchen oder unterkühlter Wolkentröpfchen, die beim Auftreffen spontan gefrieren. Dabei dürfen die Auftreffgeschwindigkeiten nicht zu groß sein, da sonst die lockere Struktur des Graupelteilchens auseinanderfällt. Zugleich werden bei solchen geringen Aufschlagsgeschwindigkeiten kleine Luftbläschen im Partikel mit eingeschlossen, wodurch sich die für Graupel charakteristische poröse, reifähnliche Struktur ergibt.

Bereits gebildete Schneeflocken können ebenfalls durch Anlagerung unterkühlter Wolkentröpfchen wachsen; da Eiskristalle langsamer fallen als Wolkentropfen gleicher Masse, ist die Kollisions- und Koaleszenzwahrscheinlichkeit genügend hoch. Diese Niederschlagspartikel weisen wie Graupel eine Reifstruktur auf, allerdings entspricht die äußere Erscheinung noch eher der Form von Schneeflocken, ihre Fallgeschwindigkeit liegt bei etwa 1 m/s. Die Formulierung eines Größenspektrums stößt auch hier auf die sub 2.3.2.2. benannten Schwierigkeiten.

Gefrorene Regentropfen (engl.: ice pellets) haben die Form kleiner durchsichtiger Kugeln mit einem Durchmesser von einigen Millimetern, die durch Anlagerung und Gefrieren unterkühlten Wassers entstanden sind. MASON (1969) wies darauf hin, daß bei schnellem Gefrieren von Tropfen

mit einem Radius  $> 30 \mu\text{m}$  von diesen Tropfen Eissplitter abplatzen, die dann als Embryos für Graupel oder Schneeflocken fungieren können; dies wird in dem eindimensionalen Cumulus-Modell von SCOTT/HOBBS (1977) berücksichtigt. Häufig entstehen diese gefrorenen Regentropfen aus Schnee, der zu Regen geschmolzen ist und dann im Aufwind wieder in Regionen getragen wird, wo er erneut gefriert; schmilzt der Schnee nicht vollständig, weisen die Eispartikel dann einen diffus-opaken Kern auf.

Zusammen mit Graupel bilden gefrorene Regentropfen den Ausgangspunkt für die Bildung von Hagel.

#### 2.3.2.3.1. Hagel

Der Cumulonimbus ist die einzige hagelproduzierende Wolke, die Hagelbildung selbst gehört zu den kompliziertesten und daher noch relativ unbekanntesten Prozessen in der Wolkenphysik. Hagel tritt am häufigsten in mittleren Breiten auf, und hier bevorzugt über den Kontinenten; zu den Polen und dem Äquator hin, sowie über den Ozeanen nimmt die Hagelhäufigkeit aus folgenden Gründen ab: in den kalten polaren und subpolaren Gebieten sind die Aufwärtsgeschwindigkeiten und der Wassergehalt der Wolken nicht groß genug, in den Tropen sind die starken horizontalen Temperaturgradienten und die vertikale Windscherung nicht vorhanden, die das Entstehen von starken Gewittern mit Hagel begünstigen, und über den Ozeanen fehlt die starke Erwärmung des Bodens (MASON 1971).

Im einzelnen ist das Auftreten von Hagel an folgende Bedingungen geknüpft:

- a) Die Wolke muß ausreichend hohen Gehalt an unterkühltem Wasser haben, da Hagelkörner sich lediglich 15 bis 20 Minuten im Aufwindschlot halten und wachsen können; die Quelle für diesen Wassergehalt ist die bodennahe Luftschicht, wobei ein Gehalt an Feuchte von 6 g/kg nicht ungewöhnlich ist.

- b) Es müssen Embryos für die Hagelbildung in der Wolke vorhanden sein, in der Regel sind dies Graupelkörner und gefrorene Regentropfen.
- c) Hagel fällt mit Geschwindigkeiten von 12 bis  $> 30$  m/s. Damit ein Hagelpartikel lange genug in der Wolke bleiben und wachsen kann, müssen die Aufwindgeschwindigkeiten in der Wolke von gleicher Größenordnung sein. Dazu sind starke Auftriebskräfte erforderlich, die nur durch entsprechend starke vertikale Instabilität zustande kommen.
- d) Vertikale Windscherung erzeugt, wie bereits erwähnt, ein Strömungsfeld in der Wolke, in dem Auf- und Abwind gut organisiert sind und sich gegenseitig nicht stören. Zugleich ist dadurch die Möglichkeit gegeben, daß ein Hagelkorn mehrmals in der Wolke zirkuliert. BROWNING/LUDLAM (1962) führten eine komplizierte dreidimensionale Struktur von Auf- und Abwind vor, in der ein Hagelkorn so bis zu beträchtlicher Größe wachsen kann. Neuere Untersuchungen (z.B. ENGLISH 1973) zeigen aber, daß auch ein einmaliges einzelnes Aufsteigen in der Wolke mit anschließendem Ausfall dazu führen kann, daß ein Niederschlagspartikel zu Hagel werden kann. Daher sind eindimensionale Gewittermodelle mit Hagelbildung (CARBONE/NELSON 1978; DANIELSEN et.al. 1972; MUSIL 1970; WISNER et.al. 1972) durchaus berechtigt.

Ein Hagelembryo wächst im Aufwindschlauch durch Kollision mit Wasserpartikeln aller Art, die in der Wolke zu finden sind, wesentlich aber durch Anlagerung unterkühlten Wassers, das beim Auftreffen sofort gefriert. Man unterscheidet trockenes, feuchtes und schwammiges Wachstum.

Trockenes Wachstum eines Hagelpartikels bedeutet, daß das unterkühlte Wasser beim Auftreffen auf der Partikeloberfläche sofort gefriert, wobei die freigesetzte Gefrierwärme entweder sofort an die Umgebung abgeführt wird oder vom Hagelkorn aufgenommen wird, wobei die Temperatur des Hagelteilchens tief genug ist, damit diese latente Gefrierwärme nicht zum Schmelzen führt. Dementsprechend liegt feuchtes Wachstum vor, wenn das Hagelkorn die freiwerdende Wärme nicht aufnehmen kann, ohne zum Schmelzen zu gelangen; zumindest aber bleibt die Oberfläche feucht. Ein Teil des Wassers kann dabei im Luftstrom abgeschüttelt werden. Schwammiges Eis schließlich bildet sich, wenn die Hageloberfläche etwa  $0^{\circ}\text{C}$  warm ist und das auftreffende Wasser nicht sofort gefriert; obwohl ein Teil des Wassers

wieder abgeschüttelt werden kann, bleibt ein Großteil an dem Hagelpartikel haften und dringt quasi in die Poren des Hagelkorns ein, wodurch sich eine schwammige Struktur ergibt.

Nach ORVILLE (1977) findet feuchtes Wachstum noch bei Temperaturen bis zu  $-30^{\circ}\text{C}$ , 9 km hoch in der Atmosphäre statt; es überwiegt zwischen der  $0^{\circ}\text{C}$ -Grenze und Höhen unter 6 - 7 km, das Wachstumsmaximum liegt bei  $-30^{\circ}\text{C}$ .

Ein über den Great Plains Nordamerikas häufig beobachtetes Phänomen sind sog. "feeder clouds", starke Cumulus-Wolken in der Nähe von Gewittern, die nach 10 - 30 Minuten mit dem Gewitter zusammenwachsen, wobei zu diesem Zeitpunkt das erste Hagelecho auf Wetterradarschirmen zu beobachten ist. BROWNING (1977) weist aber darauf hin, daß der Name "feeder cloud" irreführend ist, da diese Wolken nicht im eigentlichen Sinne das Gewitter füttern, sondern selbst zum eigentlichen Gewitter werden, weshalb BROWNING sie Tochterwolken nennt. MUSIL (1970) modellierte solche feeder clouds numerisch; er gab ein zeitlich variierendes Vertikalgeschwindigkeitsprofil vor, das das Zusammenwachsen mit einer größeren Wolke simulieren sollte. Es wurden trockenes, feuchtes Wachstum von Hagel, sowie Abschütteln von Wasser von der Hageloberfläche berücksichtigt, als Hagelembryo dienten große Wolkenröpfchen mit einem Durchmesser von 40 - 100  $\mu\text{m}$ , die bei  $-15^{\circ}\text{C}$  gefrieren. Der Nachteil dieses Modells ist, daß seine Dynamik und seine Mikrophysik ungekoppelt sind.

Das Hagelwolkenmodell von WISNER et.al. (1972) benutzt den gleichen Ansatz für die Hagelbildung wie das o.a. Modell MUSILs; Hagel ist die einzige Form von Eis in der Wolke. Es gibt keine Wechselwirkung von Wasserdampf und Eis, und für den Hagel wird eine MARSHALL/PALMER-Verteilung angenommen. Wurde Hagelbildung ausgeschlossen, ergab sich ein statischer Zustand der Wolke, mit Hagelbildung durchlief sie einen Lebenszyklus. Weiterhin ergab sich, daß das Schmelzen von Hagel eine Quelle neuer Hagelbildung war: das abgeschüttelte Wasser fiel mit geringerer Geschwindigkeit als der Hagel und wurde erneut in Regionen hinauftransportiert, wo es wieder gefror und zu Hagel wurde, oder es lagerte sich dort unterkühlt an neue Hagelkörner an.

Völlig anderer Art ist das eindimensionale Modell von DANIELSEN et. al. (1972). Das dynamische Gerüst dieser Hagelwolken-simulation besteht aus einer LAGRANGE-Formulierung von sukzessiv nacheinander aufsteigenden einzelnen Luftpaketen. Es werden 40 Größenklassen für die flüssigen und festen Hydrometeore betrachtet, worin, wie bereits unter Punkt 2.3.2.1. dieses Kapitels bemerkt, die zeitliche Entwicklung des Größenspektrums der Wasser- und Eispartikel berücksichtigt wird. Die 9 größten Klassen mit einem Radius von bis zu 2 cm sind nur für Eispartikel vorbehalten. Als Hagelembryo dient ein großer Wolkentropfen, der gefriert; Graupelbildung wird nicht berücksichtigt. Die Hagelkörner wachsen trocken durch Ansammlung unterkühlten Wassers. Es tritt also kein feuchtes Wachstum und damit auch kein Abschüttelein von Wasser von der Hageloberfläche auf. Ebenso wird Schmelzen nicht berücksichtigt. Das Hagelwachstum hängt ab von der Vertikalgeschwindigkeit in der Wolke, vom Mischungsverhältnis der bodennahen Luftschicht, der Anfangsverteilung der Tropfengröße sowie von der Höhe des Gefrierpunktes über der Wolkenbasis. Sobald sich Abwind bildete, brachen die Autoren den Rechengang ab, da der Abwind in einem eindimensionalen Modell den Radius der ganzen Wolke einnimmt, was nach Meinung der Autoren unrealistisch ist. Es wird nebenher ein Radar-Reflektivitätsfaktor in Abhängigkeit vom Tropfenradius errechnet, mit dem sich dann die Modellergebnisse mit Meßdaten eines Gewitters vergleichen lassen.

## II. DAS MODELL \*CUNIMB\*

Entsprechend der eingangs dieser Arbeit erwähnten Forderung MORGANS (1977), daß Konvektionsmodelle, die im täglichen Routinegebrauch Anwendung finden, z.B. in der lokalen Prognose oder in numerischen Feldanalysen, möglichst einfach sein sollten, wird in der vorliegenden Arbeit ein eindimensionales Konvektionsmodell (OGURA/TAKAHASHI 1971) nachvollzogen und für die tägliche Routine anwendbar gemacht. Das Modell von OGURA/TAKAHASHI bietet sich dabei aus folgenden Überlegungen an:

- Die Niederschlagsbildung wird auf recht einfache Art parametrisiert, wodurch Rechenzeit und Speicherplatz gespart wird (vgl. dazu Punkt 1.3 dieses Kapitels).
- Da gerade Fälle hochreichender Cumulusbewölkung die hauptsächlichsten Verursacher konvektiver Niederschläge sind, wird die Eisphase berücksichtigt.
- Die Durchmischung der Wolke mit Außenluft ist in der Arbeit von OGURA/TAKAHASHI auf eine Art vorgenommen worden, die es in diesem -eindimensionalen- Modell möglich macht, horizontalen Austausch von Eigenschaften der Wolken- und Umgebungsluft zu berücksichtigen (vgl. Punkt 1.2.1. dieses Kapitels).

### 1. Beschreibung des Modells CUNIMB

#### 1.1. Eingabe und Initialisierung

Um das Modell von OGURA/TAKAHASHI allgemeiner anwendbar zu machen, mußte als erstes die Aufbereitung der Ausgangsdaten verändert werden. Anstelle eines von den Autoren verwendeten fiktiven vertikalen Atmosphärenprofils werden in CUNIMB die Meßergebnisse von Druck, Temperatur und Taupunktdifferenz eines Radiosondenaufstieges (RSA) zum Ausgangspunkt der Rechnung genommen. Um gegebenenfalls Daten von Sondierungs-

flügen (z.B. LINDEMANN 1973) berücksichtigen zu können, wurde dafür im Programm die Möglichkeit geschaffen, die RSA-Daten in den Niveaus, wo solche Flugzeugmessungen von Temperatur und Feuchte vorliegen, durch eben diese Daten zu ersetzen. D.h. falls Flugzeugmessungen vorliegen, werden diese anstelle der RSA-Daten genommen und letztere erst von dem Höhenniveau an aufwärts benutzt, wo keine Flugzeugmessungen mehr vorliegen. In allen anderen Fällen wird nur mit den Größen des Radiosondenaufstiegs gerechnet.

Da die Ausgangswerte in der Regel nicht in Einheiten des (kohärenten) SI-Systems vorliegen, werden sie zunächst umgerechnet, so daß im Programm alle Zahlenwerte sich auf Einheiten beziehen, die Produkte der SI-Basiseinheiten Meter (m), Kilogramm (kg), Sekunde (s) und Kelvin (K) sind. In der Ein- und Ausgabe dagegen werden die Temperaturen als Celsius-Temperaturen und der Druck in mbar angegeben.

Dieser Umrechnung folgt die Aufrechnung des Radiosondenaufstieges. Aus den Werten von Druck, Temperatur und Taupunktdifferenz an den markanten Punkten werden virtuelle Temperatur und spezifische Feuchte der markanten Punkte berechnet und daraus die mittlere virtuelle Temperatur an den markanten Punkten sowie die Schichtdicke, die Gradienten von Temperatur und Feuchte zwischen den markanten Punkten abgeleitet. Durch Aufsummierung der Schichtdicken erhält man die Höhe  $H$  der markanten Punkte. Es wird die Höhe  $z$  der Gitterpunkte festgelegt, und die Werte von Temperatur, virtueller Temperatur und spezifischer Feuchte werden auf sie interpoliert.

Zur Initialisierung des Konvektionsvorganges ist standardmäßig ein Verfahren im Programm vorgesehen, welches eine Temperaturerhöhung in der untersten Luftschicht um  $\Delta T$  beinhaltet, während OGURA/TAKAHASHI einen Vertikalimpuls in Form eines leichten Aufwindes vorgeben. Der Vorteil der Initialisierung durch eine Temperaturerhöhung  $\Delta T$  ist, daß die aus Fluktuationsmessungen leicht abzulesende Differenz zwischen der aktuellen Temperatur am Boden und der Ablösetemperatur des Luftpakets als Anstoß zur Konvektion eingegeben werden kann. Diese Standard-Initialisierung kann jedoch leicht durch andere Initialisierungsverfahren ersetzt werden, vgl. dazu Kapitel III dieser Arbeit.

Als charakteristische Größen des Konvektionsprozesses werden von CUNIMB berechnet:

- Wassergehalt (flüssig + fest) der Wolke
- Gehalt an Wolkentröpfchen
- " " Regenwasser
- " " Eispartikeln
- Temperaturdifferenz zwischen Wolke und Umgebungsluft
- virtuelle Temperaturdifferenz zwischen Wolke und Umgebungsluft
- Vertikalgeschwindigkeit in der Wolke
- Fallgeschwindigkeit des Regens
- " " des Eises
- Niederschlagsintensität am Boden.

## 1.2. Das Gleichungssystem

Das in CUNIMB benutzte Gleichungssystem besteht aus der Kontinuitätsgleichung für trockene Luft, der Bewegungsgleichung, der thermodynamischen Gleichung und den Bilanzgleichungen für Wasserdampf, Wolkentröpfchen, Regen und Eis. Die Gleichungen liegen vor als eindimensionale Bilanzgleichungen in Zylinderkoordinaten (GRIESSEIER 1973/4). Nach Integration über den Radius der Wolke ergibt sich folgendes Gleichungsgerüst (Namensliste der Größen im Appendix) :

### 1.) Kontinuitätsgleichung

$$\frac{2}{a} u_a + \frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial z} (g\bar{w}) = 0 \quad (1)$$

### 2.) Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{2}{a} (w-w_a) u_a + g \frac{T_{vo} - T_v}{T_{vo}} + \frac{2\alpha}{a} |w_o - w| (w_o - w) - g(Q_c + Q_r + Q_i) \quad (2)$$

3.) Thermodynamische Gleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -w \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma_v \right) + \frac{2}{a} u_a (T - T_a) + \frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (T_0 - T) + \left[ \frac{L_{df}}{c_p} (P1-P6-P7-P9) + \frac{L_{de}}{c_p} (P4-P8) + \frac{L_{fe}}{c_p} (P3-P5) \right] \quad (3)$$

4.) Bilanzgleichung des Wasserdampfes

$$\frac{\partial Q_v}{\partial t} = -w \frac{\partial Q_v}{\partial z} + \frac{2}{a} u_a (Q_v - Q_{va}) + \frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (Q_{vo} - Q_v) - (P1-P4+P6+P7+P8+P9) \quad (4)$$

5.) Bilanzgleichung der Wolkentröpfchen

$$\frac{\partial Q_c}{\partial t} = -w \frac{\partial Q_c}{\partial z} + \frac{2}{a} u_a (Q_c - Q_{ca}) + \frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (Q_{co} - Q_c) + (P1-P6-P2) \quad (5)$$

6.) Bilanzgleichung des Regenwassers

$$\frac{\partial Q_r}{\partial t} = - (w - v_r) \frac{\partial Q_r}{\partial z} + \frac{2}{a} u_a (Q_r - Q_{ra}) + \frac{Q_r}{g} \frac{\partial (g v_r)}{\partial z} + \frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (Q_{ro} - Q_r) + (P2+P5-P3-P7) \quad (6)$$

7.) Bilanzgleichung der Eispartikel

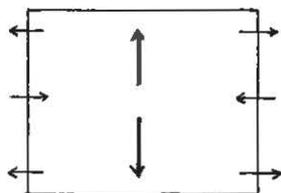
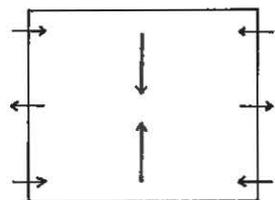
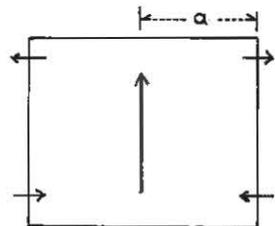
$$\frac{\partial Q_i}{\partial t} = - (w - v_i) \frac{\partial Q_i}{\partial z} + \frac{2}{a} u_a (Q_i - Q_{ia}) + \frac{Q_i}{\rho} \frac{\partial (\rho v_i)}{\partial z} + \frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (Q_{i0} - Q_i) + (P3+P4-P5-P8-P9) \quad (7)$$

1.2.1 Kontinuitätsgleichung trockener Luft

Diese Form der Kontinuitätsgleichung entsteht aus der Integration der Kontinuitätsgleichung in Zylinderkoordinaten über den Radius  $a$ . In dieser Gleichung wird die lokale zeitliche Änderung der Dichte sowie die horizontale Dichteadvektion vernachlässigt, damit ergibt sich die Form

$$\frac{2}{a} u_a + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{w}) = 0 \quad (1)$$

Der erste Term kann als horizontaler Gradient der Geschwindigkeit  $u_a$  verstanden werden und wirkt wie folgt:



Die Richtung von  $u_a$  hängt ab von der vertikalen Massendivergenz (vgl. nebenstehende schematische Darstellung). Bei Divergenz in der Wolke strömt Luft von außerhalb in die Wolke ein, bei Konvergenz aus der Wolke heraus. Für jede der in den Gleichungen (2) bis (7) berechneten Variablen  $x$  gilt dann:

$$X_a = X_o, \text{ falls } u_a < 0$$

$$X_a = X, \text{ falls } u_a > 0,$$

wobei der Index "a" den Wert von  $x$  am Rande der Wolke bezeichnet, und der Index "o" den Wert von  $x$  in der

Umgebungsluft. Diese Formulierung der Kontinuitätsgleichung bildet so die Grundlage für die Erfassung des entrainment in den folgenden Gleichungen.

### 1.2.2. Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{2}{a} (w-w_a) u_a + g \frac{T_{vo} - T_v}{T_{vo}} + \frac{2\alpha}{a} |w_o - w| (w_o - w) - g(Q_c + Q_r + Q_i) \quad (2)$$

Aus Größenordnungsüberlegungen folgt zunächst, daß der Beitrag der Coriolis-Kraft in der Bewegungsgleichung vernachlässigt werden kann (FORTAK 1969). Die übrigen Terme haben folgende Bedeutung:

- $-w \frac{\partial w}{\partial z}$  : beschreibt die vertikale Advektion des spezifischen Impulses
- $+ \frac{2}{a} (w - w_a)$  : beschreibt die horizontale Advektion; über die Bestimmung der Richtung von  $u_a$  aus (1) ergibt sich hier der Betrag und die Richtung des dynamischen entrainment; bei Einströmen von Außenluft in die Wolke bringt diese ihren Impuls mit in die Wolke hinein, bei Ausströmen gibt die Wolke Impuls an die Umgebungsluft ab.
- $+ g \frac{T_v - T_{vo}}{T_{vo}}$  : ergibt den Archimedesschen Auftrieb. Die virtuelle Temperatur wird benutzt, weil sie neben dem Temperaturunterschied auch den Feuchteunterschied, der ebenfalls einen Beitrag zum Auftrieb liefert ("thermals, moisturals"), berücksichtigt.

+  $\frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (w_0 - w)$  : horizontaler Impulsaustausch, beschreibt den turbulenten Anteil des entrainment, das durch horizontale Scherung des vertikalen Windes hervorgerufen wird (Scherungsturbulenz); wirkt wie turbulente Reibung.

-  $g (Q_c + Q_r + Q_i)$  : beschreibt die Reibungskraft, die die fallenden Hydrometeore auf den Aufwind ausüben; es wird angenommen, daß diese Reibungskraft dem Gewicht der Hydrometeore entspricht.

### 1.2.3. Thermodynamische Gleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -w \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma_d \right) + \frac{2}{a} u_a (T - T_a) + \frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (T_0 - T) + \left[ \frac{Ldf}{c_p} (P1-P6-P7-P9) + \frac{Lde}{c_p} (P4-P8) + \frac{Lfe}{c_p} (P3-P5) \right] \quad (3)$$

-  $w \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma_d \right)$  : vertikale Temperaturadvektion, beinhaltet den vertikalen Temperaturtransport unter Berücksichtigung der trockenadiabatischen Zustandsänderung.

+  $\frac{2}{a} u_a (T - T_a)$  : horizontale Temperaturadvektion, die durch dynamisches entrainment stattfindet. Es gilt sinngemäß das unter 1.2.2. angemerkte.

+  $\frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (T_0 - T)$  : horizontale turbulente Durchmischung, ebenfalls sinngemäß wie in 1.2.2.

$\frac{L_{df}}{c_p}$  (P1-P6-P7-P9) : Umsetzungen von latenter/sensibler Wärme bei Kondensation, Verdunstung von Wolkenströpfchen, Verdunstung von Regen und Verdunstung von schmelzendem Eis

$\frac{L_{de}}{c_p}$  (P4-P8) : Umsetzungen von latenter/sensibler Wärme bei Deposition und Verdunstung von Eis

$\frac{L_{fe}}{c_p}$  (P3-P5) : Umsetzungen von latenter/sensibler Wärme bei Gefrieren und Schmelzen.

#### 1.2.4. Bilanzgleichungen des Wasserdampfes und der Wolkenströpfchen

$$\frac{\partial Q_V}{\partial t} = -w \frac{\partial Q_V}{\partial z} + \frac{2}{a} u_a (Q_V - Q_{Va}) + \frac{2\alpha}{a} |w_o - w| (Q_{Vo} - Q_V) - (P1-P4+P6+P7+P8+P9) \quad (4)$$

$-w \frac{\partial Q_V}{\partial z}$  : vertikale Advektion von Wasserdampf

$+\frac{2}{a} u_a (Q_V - Q_{Va})$  : horizontale Advektion (dynam. entrainment)

$+\frac{2\alpha}{a} |w_o - w| (Q_{Vo} - Q_V)$  : horizontale turbulente Durchmischung

$-(P1-P4+P6+P7+P8+P9)$  : Beitrag der mikrophysikalischen Prozesse (Kondensation, Deposition, Verdunstung von Wolkenströpfchen, Regen, festem Eis und schmelzendem Eis)

Für die Bilanzgleichung der Wolkentröpfchen:

$$\frac{\partial Q_c}{\partial t} = -w \frac{\partial Q_c}{\partial z} + \frac{2}{a} u_a (Q_c - Q_{ca}) + \frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (Q_{co} - Q_c) + (P1-P6-P2) \quad (5)$$

gilt das hier bemerkte mit den sinnmäßigen Entsprechungen.

### 1.2.5. Bilanzgleichungen des Regenwassers und der Eispartikel

$$\frac{\partial Q_r}{\partial t} = - (w - v_r) \frac{\partial Q_r}{\partial z} + \frac{2}{a} u_a (Q_r - Q_{ra}) + \frac{Q_r}{g} \frac{\partial (g v_r)}{\partial z} + \frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (Q_{ro} - Q_r) + (P2+P5-P3-P7) \quad (6)$$

Im Advektionsterm :

$$- (w - v_r) \frac{\partial Q_r}{\partial z}$$

wird die effektive Fallgeschwindigkeit der Regentropfen berücksichtigt,

der Term :

$$+ \frac{Q_r}{g} \frac{\partial (g v_r)}{\partial z}$$

kann als Akkumulationsterm verstanden werden, mit dem die Ansammlung von Regen in bestimmten Niveaus der Wolke berücksichtigt wird.

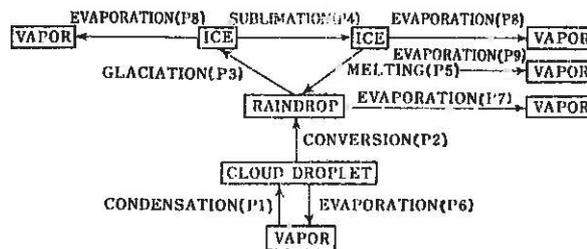
Für die übrigen Terme gilt sinntensprechend das unter 1.2.4. gesagte.

In gleicher Weise wie die Bilanzgleichung für Regen ist auch die Bilanzgleichung des Eises formuliert:

$$\frac{\partial Q_i}{\partial t} = - (w - v_i) \frac{\partial Q_i}{\partial z} + \frac{2}{a} u_a (Q_i - Q_{ia}) + \frac{Q_i}{g} \frac{\partial (g v_i)}{\partial z} + \frac{2\alpha}{a} |w_0 - w| (Q_{i0} - Q_i) + (P_3 + P_4 - P_5 - P_8 - P_9) \quad (7)$$

### 1.3. Mikrophysikalische Prozesse in CUNIMB

Alle Phasenübergänge des Wassers sowie die Bildung von Niederschlag in Regen- und Eispartikelform werden in insgesamt 9 mikrophysikalischen Prozessen nach folgendem Schema behandelt:



(OGURA/TAKAHASHI 1971)

#### 1.3.1. Kondensation

Die Umwandlung von Wasserdampf in Wolkentröpfchen wird beschrieben durch:

$$P_1 = \frac{Q_v - Q_{vs}}{\Delta t} \quad (8)$$

Diese einfache Parametrisierung fußt auf zwei Annahmen. Erstens wird von Übersättigung abgesehen, d.h. sobald Sättigung erreicht ist, wandelt sich Wasserdampf sofort in Wolkenröpfchen um. In Kapitel I 2.3.1. ist gezeigt worden, daß Übersättigungen relativ geringe Beträge aufweisen (ca. 0,6%), daher erscheint diese Annahme berechtigt. Zweitens wird die spektrale Größenverteilung der Wolkenröpfchen nicht berücksichtigt, vgl. dazu Punkt 1.3.2. dieses Kapitels.

### 1.3.2. Umwandlung von Wolkenröpfchen in Regentropfen

Der Prozeß der Regenbildung durch Autokonversion ist sehr einfach parametrisiert durch:

$$\boxed{P_2 = C_0 Q_C} \quad (9)$$

Sobald Wolkenröpfchen existieren, wandeln sie sich in einer durch den Faktor  $C_0$  gegebenen Rate in Regen um, wobei von einer spektralen Größenverteilung der Tropfen hier abgesehen wird. Dies läßt sich wie folgt begründen: BRAZIER-SMITH et.al. (1973) zeigten, daß der Wolkenröpfchen- und Regenwassergehalt der Wolken sowie die Niederschlagsintensität kaum von der Koaleszenzeffizienz abhängen, sondern daß die exakte Fassung dieser mikrophysikalischen Vorgänge nur schlagend wichtig ist bei der Entwicklung des Tropfenspektrums. Intensität und Dauer des Niederschlags hängen also nicht oder kaum vom Tropfenspektrum, sondern wesentlich von dynamischen und thermodynamischen Prozessen ab. Da aber die Masse an Niederschlag über die von den Hydrometeoren ausgeübte Reibungskraft bei der Bildung des Abwindes - und damit bei der Herausbildung eines Lebenszyklus des Gewitters - die entscheidende Größe ist, kann für eine einfache Parametrisierung der Niederschlagsbildung von der Entwicklung des Tropfenspektrums abgesehen werden.

Die Fallgeschwindigkeit des Regens in m/s wird nach einer empirischen Formel (OGURA/TAKAHASHI 1971) berechnet:

$$v_r = 31,2 \cdot (qQ_r \cdot 0,001)^{0,125} \quad (9a)$$

### 1.3.3. Gefrieren von Regentropfen

Auch dieser Prozeß ist sehr einfach parametrisiert:

$$P3 = G \cdot Q_r \quad (10)$$

Falls Regentropfen vorhanden sind und die Temperatur unter 0°C liegt, gefrieren Regentropfen in einer durch den Faktor G gegebenen Rate. Die Behandlung des Gefrierens von Wolkentröpfchen ist im Modell nicht enthalten, d.h. alles Eis besitzt die Größe von Niederschlagspartikeln und nicht die Größe von Wolkenpartikeln. Wolkentröpfchen bleiben also auch bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt flüssig. Diese Vereinfachung des Vereisungsprozesses begründet sich aus der Tatsache, daß (wie in Kapitel I 2.3.1. gezeigt) große Tropfen eher gefrieren als kleinere. Zugleich wird damit dem Sachverhalt Rechnung getragen, daß auch bei Temperaturen weit unter dem Gefrierpunkt in der Atmosphäre noch Flüssigwasser zu finden ist.

Die Fallgeschwindigkeit der Eiskörper wird ebenfalls mit einer empirischen Formel von OGURA/TAKAHASHI (1971) berechnet, unter Berücksichtigung einer Konstanten  $f_0$  (BYERS 1965):

$$v_i = 31,2 \cdot (qQ_i \cdot 0,001)^{0,125} \cdot f_0 \quad (10a)$$

#### 1.3.4. Deposition von Wasserdampf auf Eis

Bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt lagert sich Wasserdampf an Eiskristallen an. Nach einer Formel von MASON (1971) wird dieser Prozeß beschrieben durch:

$$P_4 = \frac{1000 \cdot \left( \frac{Q_v}{Q_{is}} - 1 \right) \cdot (qQ_i \cdot 0,001)^{0,525} \cdot f_0^{-0,42}}{9 \cdot \left( 7 \cdot 10^5 + \frac{0,41 \cdot 10^7}{P_{dse}} \right)} \quad (11)$$

#### 1.3.5. Schmelzen der Eispartikel

Sobald Eispartikel unter die 0°C-Grenze fallen, beginnen sie zu schmelzen. Es wird dabei angenommen, daß diese Partikel sich dann wie Regen verhalten. Das Schmelzen wird dann durch die Gleichung beschrieben (MASON 1956) :

$$P_5 = 2,27 \cdot 10^{-6} \cdot c_i \cdot (T - 273,16) \cdot (qQ_i \cdot 10^{-3})^{0,525} \cdot f_0^{-0,42} \cdot \frac{1000}{9} \quad (12)$$

Darin stellt der Faktor  $c_i$  den Ventilationskoeffizienten des fallenden Partikels dar:

$$c_i = 1,6 + 57 \cdot 10^{-3} \cdot (v_i \cdot 10^2)^{1,5} \cdot \frac{1}{f_0} \quad (12a)$$

### 1.3.6. Verdunstung von Wolkentröpfchen

Bei Untersättigung der Luft mit Wasserdampf verdunsten solange Wolkentröpfchen, Regen und Eis, bis wieder Sättigung herrscht, andernfalls verdunstet die ganze Wolke. Die Verdunstung der Wolkentröpfchen wird dabei berechnet durch eine aus (11) abgeleitete Formel (OGURA/TAKAHASHI 1971) :

$$P_6 = - \frac{1000}{g} \cdot \frac{\left(\frac{Q_V}{Q_{VS}} - 1\right) \cdot (gQ_C \cdot 0,001)^{0,525} \cdot f_0^{-0,42}}{7 \cdot 10^5 + \left(\frac{0,41 \cdot 10^7}{P_{ds}}\right)} \quad (13)$$

### 1.3.7. Verdunstung von Regen

Aus (13) leitet sich die Gleichung für Verdunstung von Regentröpfchen ab:

$$P_7 = - \frac{1000}{g} \cdot \frac{\left(\frac{Q_V}{Q_{VS}} - 1\right) \cdot c_r \cdot (gQ_r \cdot 0,001)^{0,525}}{5,4 \cdot 10^5 + \left(\frac{0,41 \cdot 10^7}{P_{ds}}\right)} \quad (14)$$

Darin ist  $c_r$  der Ventilationskoeffizient der fallenden Regentropfen, nach 1.3.5. gegeben mit:

$$c_r = 1,6 + 57 \cdot 10^{-3} \cdot (v_r \cdot 10^2)^{1,5} \quad (14a)$$

Im Falle von Sättigung ( $P_1 > 0$ ) ist  $P_7 = 0$ .

### 1.3.8. Verdunstung der Eispartikel

$$P_8 = - \frac{1000 \cdot \left( \frac{Q_v}{Q_{is}} - 1 \right) \cdot c_i \cdot (pQ_i \cdot 0,001)^{0,525} \cdot f_o^{-0,42}}{7 \cdot 10^5 + \left( \frac{0,41 \cdot 10^7}{P_{dse}} \right)}$$

Auch hier gilt, daß im Falle von Sättigung  $P_8 = 0$  gilt; ferner wird, wenn die Temperatur über dem Gefrierpunkt liegt, ebenfalls  $P_8 = 0$  gesetzt.

### 1.3.9. Verdunstung schmelzenden Eises

Fallen Eispartikel unter die  $0^\circ\text{C}$ -Grenze, ist die Verdunstung von schmelzendem Eis zu berücksichtigen, da der Sättigungsdampfdruck über Eis geringer ist als über Wasser und somit schmelzendes Eis einen anderen Beitrag zur Verdunstung liefert als festes Eis.

$$P_9 = - \frac{1000 \cdot \left( \frac{Q_v}{Q_{is}} - 1 \right) \cdot c_i \cdot (pQ_i \cdot 0,001)^{0,525} \cdot f_o^{-0,42}}{5,4 \cdot 10^5 + \left( \frac{0,41 \cdot 10^7}{P_{ds}} \right)}$$

Im Falle von Sättigung wird  $P_9 = 0$  gesetzt, ebenso, wenn die Temperatur unter dem Gefrierpunkt liegt.

## 2. Lösungsverfahren, Datenspeicherung, Plotprogramm CBPLOT

Das zur Lösung des Gleichungssystems (1) - (7) benutzte Differenzenschema besteht aus einem Forward/Upstream-Verfahren, d.h. für die lokalen zeitlichen Ableitungen werden Forward-Zeitschritte genommen, für die Advektionsterme Upstream-Raumschritte. Zwar konnte MOLENKAMP (1968) zeigen, daß bei der numerischen Behandlung des Advektionstermes mit nicht-zentralen Differenzen implizite Diffusion auftritt, dennoch wurde in CUNIMB (wie auch bei OGURA/TAKAHASHI 1971) der Advektionsterm :

$$-w \frac{\partial x}{\partial z} , \quad x = w, T, Q_V, Q_C, Q_r, Q_i$$

aus Gründen der Rechenzeit- und Speicherplatzersparnis mit Forward-Differenzen behandelt, dem dabei auftretenden diffusiven Effekt wurde durch Mittelung von  $-w$  entgegengewirkt.

Alle übrigen auftretenden Differenzen wurden mit einem Zentrale-Differenzen-Verfahren berechnet.

Die Anfangs- und Randbedingungen sind wie folgt formuliert: Ausgangspunkt der Rechnung ist die Auswertung eines Radiosondenaufstieges, aus dem sich die Werte der Umgebungsluft von  $T_0$  und  $Q_{V0}$  ergeben. Am Boden werden Temperatur und Feuchte damit vorgegeben, die Vertikalgeschwindigkeit wird gleich Null gesetzt. Ebenso ist die Umgebungsluft in der Regel in Ruhe, d.h.  $W_0 = 0$ ; es kann allerdings ein Vertikalprofil von  $W_0$  vorgegeben werden, etwa durch ein Mesoscale-Modell, wodurch der Effekt der großräumigen oder mesoscaligen Konvergenz simuliert werden kann.

Die Werte  $x_a$  ,  $x = w, T, Q_V, Q_C, Q_r, Q_i$  am Rande der Wolke werden durch die Kontinuitätsgleichung über die Richtung von  $u_a$  vorgegeben, wie unter Punkt 1.2.1. dieses Kapitels dargestellt.

Die Zeitschritte wurden mit  $DT = 5$  s festgelegt, die Raumschritte mit  $DZ = 250$  m; der Wolkenradius wurde mit 3000 m festgelegt und der Reibungsparameter  $\alpha$  mit 0,1 . Testläufe, in denen diese Werte variiert wurden, ergaben Resultate, die mit gleichartigen Tests bei OGURA/TAKAHASHI (1971)

vergleichbar sind. (Weitere Einzelheiten vgl. Kapitel III sowie die Strukturdiagramme und Programmlisten im Appendix)

Die Speicherung der Daten und Ergebnisse auf einem externen Speicher (TAPE 1 - TAPE 13) dient dem Zweck, die Modellresultate für die direkte Verarbeitung zu Abbildungen durch ein im Anschluß an CUNIMB laufendes Plot-Programm CBPLOT bereitzustellen. Im einzelnen werden folgende Größen gespeichert:

Ort, Datum, Uhrzeit des RSA, Datum, Uhrzeit des Rechenablaufes	TAPE 1
Gesamtwassergehalt (flüssig + fest) der Wolke (g/kg)	TAPE 2
Wolkentropfengehalt der Wolke (g/kg)	TAPE 3
Regentropfengehalt der Wolke (g/kg)	TAPE 4
Eisgehalt der Wolke (g/kg)	TAPE 5
Temperaturdifferenz Wolke/ Umgebungsluft (Kelvin)	TAPE 6
virtuelle Temperaturdifferenz Wolke/Umgebungsluft (Kelvin)	TAPE 7
Feuchtedifferenz Wolke/Umgebungsluft (g/kg)	TAPE 8
Vertikalgeschwindigkeit des Abwin- des (m/s)	TAPE 9
Fallgeschwindigkeit des Regens (m/s)	TAPE 10
Fallgeschwindigkeit des Eises (m/s)	TAPE 11
Temperaturprofil der Atmosphäre (°C)	TAPE 12
Niederschlagsintensität (mm/h)	TAPE 13

Von diesen Speichern werden die Daten und Meßergebnisse durch das Plot-Programm CBPLOT sofort aufgerufen und zu 12 Abbildungen verarbeitet; die Daten

des Protokolls (TAPE 1) werden als Zusatzinformationen an den Rand der Abbildungen geschrieben. (Zum Ablauf des Plot-Programms im einzelnen vgl. das Strukturdiagramm und die Programmliste im Appendix.)

### III ANWENDUNG UND MODELLERGEBNISSE

Konvektionsvorgänge in der Atmosphäre entstehen, wie bereits bemerkt, durch dynamisch oder orographisch erzwungene Vertikalbewegungen, wenn es dabei zu Kondensation kommt, durch eine Störung des Temperaturfeldes, durch Störung des Feuchtefeldes oder durch eine Kombination aus allen drei Prozessen. HILL (1977) zeigte in Modellrechnungen, daß die Intensität und Dauer des Konvektionsvorganges neben dem Radius entscheidend von der Art der Anfangsstörung abhängt.

Demzufolge wurde CUNIMB mit verschiedenen Initialisierungsverfahren getestet.

Im ersten Schritt wurden diese Tests mit dem auch von OGURA/TAKAHASHI (1971) verwendeten fiktiven Atmosphärenprofil durchgeführt. Es handelt sich dabei um einen Fall latent-labiler Schichtung; die Temperatur am Boden beträgt 25°C und nimmt mit 6,3°C/km nach oben bis auf 10 km Höhe ab, über diesem Niveau herrscht dann Isothermie. Die relative Feuchte  $U$  beträgt am Boden 100% und nimmt mit 5%/km nach oben ab. Vgl. dazu Abb.4.1.

Im zweiten Schritt wurde das Modell CUNIMB auf einen Fall starker Gewitterentwicklung in Berlin angewendet, indem ein für diesen Fall adäquates Initialisierungsverfahren benutzt wurde (vgl. dazu Punkt 2. dieses Kapitels).

#### 1. Initialisierungstests

Es wurden vier Fälle durchgespielt:

- Fall A : Initialisierung mit dem standardmäßig im Programm eingebauten Konvektionsanstoß über eine Temperaturerhöhung im untersten Niveau mit  $DTT = 0,8$  K für 100 Sekunden
- Fall B : Initialisierung mit einem Vertikalimpuls über die Vertikalgeschwindigkeit  $w_0 = 2$  m/s in den unteren 750 m für 500 Sekunden

Die Resultate dieser beiden Verfahren finden sich in den Abbildungen 5 bis 15.

Fall C : Initialisierung wie Fall B, nur über 1000 Sekunden (ohne Abb.)

Fall D : Initialisierung durch Hebung der ganzen Atmosphäre mit  
 $w_0 = 0,3 \text{ m/s}$  (ohne Abb.)

Im Fall D wurde über die gesamte Atmosphäre in Form einer äußeren Randbedingung der Wolke eine Vertikalgeschwindigkeit der gesamten Atmosphäre mit  $w_0 = 0,3 \text{ m/s}$  vorgegeben, womit ein großräumiges Aufsteigen der latent-labil geschichteten Luft simuliert werden sollte. Es kam dabei nur zu sehr schwach ausgeprägter Konvektionsentwicklung, der spezifische Gehalt an Wolkentröpfchen erreichte nur knapp  $0,1 \text{ g/kg}$ , die Vertikalgeschwindigkeit ein Maximum von  $0,5 \text{ m/s}$ .

Diese äußerst schwache Entwicklung erklärt sich über die relativ kurze Integrationszeit von 90 Minuten. Die Auslösung von Gewittern durch großräumige dynamische Hebung erfordert längere Zeiträume und dauert mehrere Stunden; dem müßte die Integrationszeit des Modells entsprechen.

Im Fall A wurde die Auslösung des Konvektionsvorganges durch einen Temperaturstoß von  $DTT = 0,8 \text{ K}$  für  $100 \text{ s}$  am Boden erzeugt. Einmal in Gang gesetzt, entwickelte sich eine kräftige Gewitterwolke durch die Umsetzungsprozesse von latenter in sensible Wärme. Der Gesamtwassergehalt (flüssig + fest) erreichte nach  $30 \text{ min.}$  ein Maximum von  $6 \text{ g/kg}$  in  $7 \text{ km}$  Höhe (Abb.5), wobei der spezif. Gehalt an Wolkentröpfchen  $QC$  dabei  $2 \text{ g/kg}$  (Abb. 6), der spezif. Gehalt an Regentropfen  $QR$   $1 \text{ g/kg}$  (Abb.7) und der spezif. Eisgehalt  $QI$  der Wolke  $3 \text{ g/kg}$  (Abb.8) beträgt. Das Maximum des Regengehaltes der Wolke mit  $QR = 2 \text{ g/kg}$  liegt bei  $4 \text{ km}$  Höhe, also deutlich tiefer als das Maximum des Gesamtwassergehaltes. Die Erklärung dafür ist das Schmelzen der in dies Niveau fallenden Eispartikel.

Das Maximum sowohl des Temperaturüberschusses  $DTT$  (Abb. 9) als auch des Überschusses der virtuellen Temperatur  $DTV$  (Abb.10) von  $2 \text{ K}$  ist bereits nach etwa  $20 \text{ min.}$  erreicht, dem korrespondiert nach Gleichung (2) ein Maximum der Vertikalgeschwindigkeit der Wolke (Abb. 12) von  $14 \text{ m/s}$ . Zu diesem Zeitpunkt hat die Wolkenentwicklung ihren Höhepunkt erreicht, danach beginnt die Wolke langsam, schwächer zu werden, um nach etwa  $35$  bis  $40 \text{ min.}$  einen Abwind mit Maximum von  $2 \text{ m/s}$  bei  $45 - 55 \text{ min.}$  zu entwickeln.

Dem entspricht ein erstes Niederschlagsmaximum am Boden (Abb.13) bei  $40 \text{ min.}$ , wobei die effektive Fallgeschwindigkeit des Regens  $VR_{\text{eff}}$

( = VI-W) etwa 7 m/s beträgt (Abb. 14), die des Eises  $VI_{\text{eff}}$  etwa 6 m/s in 3,5 - 5 km Höhe nach 45 min.

Nach ca. 60 min. hat die Wolke ihren Lebenszyklus durchlaufen.

Demgegenüber zeigt Fall B mit einem Initialisierungsverfahren über einen Vertikalimpuls von  $w_0 = 2$  m/s für eine Schicht von 750 m Höhe und einer Zeitdauer von 500 Sekunden eine deutlich schwächer ausgeprägte Wolke, die bei 20 min ein Aufwindmaximum von 6 m/s (Abb.12) erzeugt. Der Gesamtwassergehalt der Wolke (Abb.5) erreichte nur 1 g/kg, entsprechend gering sind die spezif. Gehalte an Wolkentropfen, Regen und Eis (Abb.6 bis 8).

Auch der Temperaturunterschied zwischen Wolke und Umgebungsluft (Abb.9,10) bleibt mit 1 K relativ gering, ebenso der Feuchteunterschied DQV (Abb.11), der mit 1 g/kg gegenüber Fall A (2 g/kg) nur die Hälfte ausmacht.

Es kommt bereits nach 30 min. zu einem Niederschlagsmaximum von knapp 10 mm/h, was gegenüber Fall A ebenfalls nur die Hälfte des Wertes bedeutet. Auch wird nur ein Maximum erzeugt, gegenüber zwei Maxima in Fall A; dies erklärt sich daraus, daß der spezif. Gehalt an Regen (Abb.7) ebenfalls nur ein Maximum besitzt, während Fall A zwei Maxima entwickelt.

Da Fall B eine deutlich schwächere Wolkenentwicklung zeigte, lag die Vermutung nahe, daß das Modell auf eine Initialisierung durch einen Vertikalimpuls schlechter reagiert als auf Initialisierung durch einen Temperaturstoß. Daher wurde im Fall C das gleiche Initialisierungsverfahren wie in Fall B verwendet, aber die zeitliche Dauer des Vertikalimpulses von 500 auf 1000 s verdoppelt.

In diesem Fall ergab sich eine Wolkenentwicklung, die von Zeitdauer und Stärke die gleichen Resultate erzeugte wie Fall A. Die einzigen Unterschiede waren erstens ein etwas geringeres Aufwindmaximum von knapp 13 m/s sowie zweitens eine um etwa 5 min. verzögerte Bildung der Maxima aller Werte.

## 2. Fallstudie 21. Juni 1975

Am 21.6.75 kam es in Berlin in latent-labil geschichteter Subtropikluft zu starken Gewittern. Die Auslösetemperatur von 28°C (errechnet nach den Werten der Radiosondenaufstiege von Poznan und Wroclaw) wurde bereits vormittags überschritten, in Berlin wurde um 1200 GMT 2/8 Cu con beobachtet. Zur gleichen Zeit näherte sich von Südosten her eine Kaltfront. Mit dem Wetterradar Berlin-Dahlem wurde um 1200 GMT eine linienförmige Anordnung von Gewittern beobachtet, die sich etwa 100 bis 150 km vor dieser Kaltfront befanden. Gegen 1500 GMT erreichte diese Squall-Line Berlin und löste hier heftige Gewitter aus. Wie aus Tabelle 1 hervorgeht, brachte die Squall-Line einen kräftigen Feuchtestoß mit sich, denn die Taupunktdifferenz am Boden ging von 11,4 K (1200) auf 1,5 K (1500) zurück. Dies bedeutet einen Anstoß zur Konvektion, der zweite, zusätzliche Auslösemechanismus entstand aus der Temperaturdifferenz zwischen dem erwärmten Boden und der kühleren Luft auf der Rückseite der Squall-Line, die einen Temperaturrückgang auf etwa 20°C mit sich brachte.

Wetter (Bodenbeobachtungen) in Berlin-Dahlem (10381) am 21.6.1975 , lt. Berliner Wetterkarte v. 21./22.6.1975				
Zeit (GMT)	T, °C	T <sub>d</sub> , °C	rel. Feuchte, %	Wolken
0600	18,4	15,3	82	Sc,Ac,Ci
0900	23,8	18,0	70	Ac
1200	28,5	18,1	53	Cu con
1500	19,3	17,8	91	Cb cap
1800	19,5	17,2	88	Cb cal

Tabelle 1

Radiosondenaufstieg Berlin-Tempelhof,  
21.6.1975, 1200 GMT

Druck (mb)	T, (°C)	Taupunktdifferenz, (K)
1014	27,7	11,4
991	25,9	10,6
932	20,5	6,8
876	15,4	4,0
831	13,9	10,0
821	14,5	10,9
729	6,5	11,1
651	-1,5	4,2
571	-8,5	10,3
535	-10,5	8,0
519	-11,3	21,6
463	-17,4	18,7
410	-22,6	20,3
322	-37,3	8,2
231	-55,5	7,8
206	-59,5	6,9

Tabelle 2

Aus diesem Grund lag ein Initialisierungsverfahren nahe, das neben dem Anstoß durch eine Temperaturerhöhung von  $DTT = 0,8 \text{ K}$  für 100 Sekunden einen Feuchteschub beinhaltet. Dies wurde dadurch simuliert, daß die Taupunktdifferenz am Boden und in den unteren Niveaus wie folgt erniedrigt wurde:

p	$T_{dd}$
1014mb	1,5 K
991 "	1,9 "
932 "	2,3 "
876 "	2,7 "

Mit dieser Initialisierung ergab sich die in den Abbildungen 16 bis 26 gezeigte Gewitterentwicklung.

Der Gesamtwassergehalt der Wolke (Abb.16) erreicht nach 25 min. ein Maximum von 5 g/kg in 7 km Höhe, wovon der Eisanteil (Abb.19) etwas über 1 g/kg ist.

Das Maximum des Regenwassergehaltes (Abb.18) liegt wiederum deutlich tiefer mit 2 g/kg in etwa 3 km Höhe.

Die tatsächliche Temperaturdifferenz zwischen Wolke und Umgebungsluft liegt mit maximal 2 K etwas niedriger als die virtuelle Temperaturdifferenz  $DTV$ , die ein Maximum von 3 K erreicht (Abb. 20,21). Dies deutet auf beträchtliche Beiträge der spezifischen Feuchte  $QV$  in der Wolke hin (die virtuelle Temperatur berücksichtigt bekanntlich den Beitrag der Feuchte). Tatsächlich zeigt auch die Differenz der spezifischen Feuchte zwischen Wolke und Umgebungsluft  $DQV$  (Abb.22) relativ hohe Beträge mit einem Maximum von 5 g/kg.

Das Aufwindmaximum, das diesem Temperatur- und Feuchteüberschuß entspricht, liegt bei 14 m/s in 5 km Höhe. Nach 35 min. entwickelt die Wolke ein Abwindfeld, dessen Maximalwert 4 m/s beträgt.

Der zeitliche Verlauf der Niederschlagsintensität zeigt relativ früh, nach 25 min. ein hohes Maximum von 30 mm/h, wobei der Regen mit einer effektiven Fallgeschwindigkeit von 6 m/s fällt (der erreichte Maximalwert von  $VR_{eff}$  betrug 8 m/s). Diese hohe Niederschlagsintensität befindet sich mit den gemessenen Werten in guter Übereinstimmung: in der Sonderbeilage zur "Berliner Wetterkarte" (S0 23/75 vom 15.7.75) sind für die Zeit von 1400 bis 1600 Uhr zwei Niederschlagsmaxima mit Regenhöhen von 36,3 mm bzw. 40 mm am 21.6.75 eingetragen, so daß von diesem Parameter her das Modellergebnis gut belegt ist.

Nach etwa 55 min ist der Lebenszyklus dieser Wolke durchlaufen.



**METEOSAT**

1978 MONTH 4 DAY 25 TIME 1255 GMT (NORTH) CH. VIS 1/2  
NOMINAL SCAN/PREPROCESSED SLOT 26 CATALOGUE 1002020037

**Abb. 1 Aufnahme des geostationären Satelliten METEOSAT 1  
vom 25. April 1979, 1255 GMT**

**Es sind deutlich Flächen mit konvektiver Bewölkung über dem südlichen und mittleren Atlantik zu erkennen, sowie Zellularkonvektion auf der Rückseite der Kaltfronten über dem Nordatlantik.**

**Über Afrika sind zwei Gewittercluster -einer über Liberia, der zweite über Kamerun- zu erkennen.**

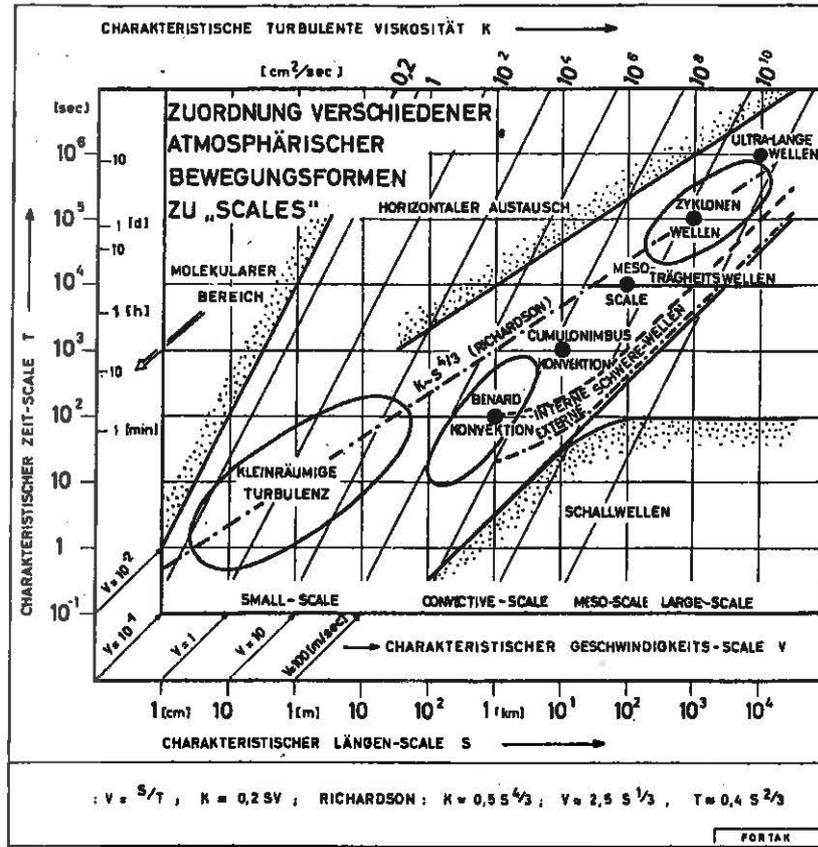


Abb. 2 : Scale-Diagramm nach FORTAK (1973)

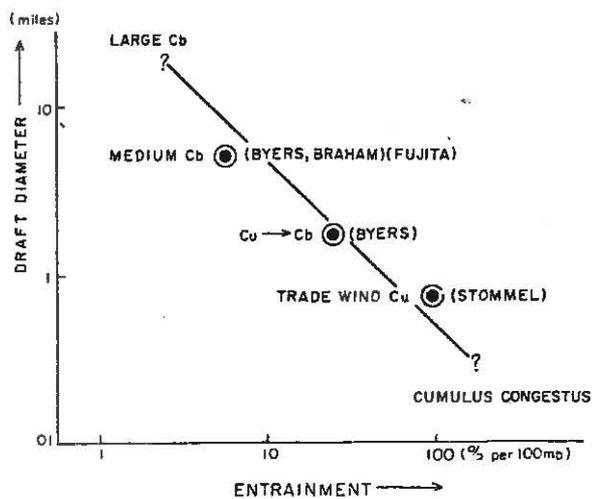
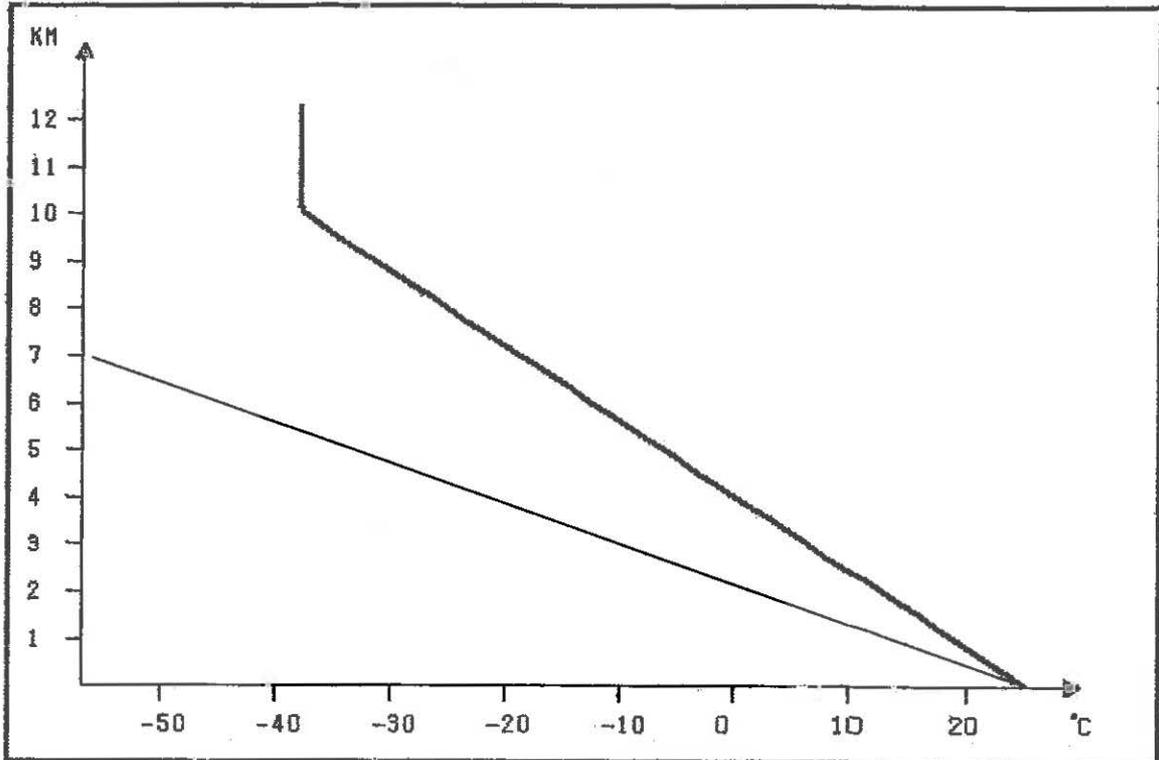


Abb. 3 : entrainment-Rate in Abhängigkeit vom Radius des Aufwindes (FUJITA 1963)

Abbildungen 4 bis 26 : Modellergebnisse

CUNIMB

00:00 - 00:00



4.1

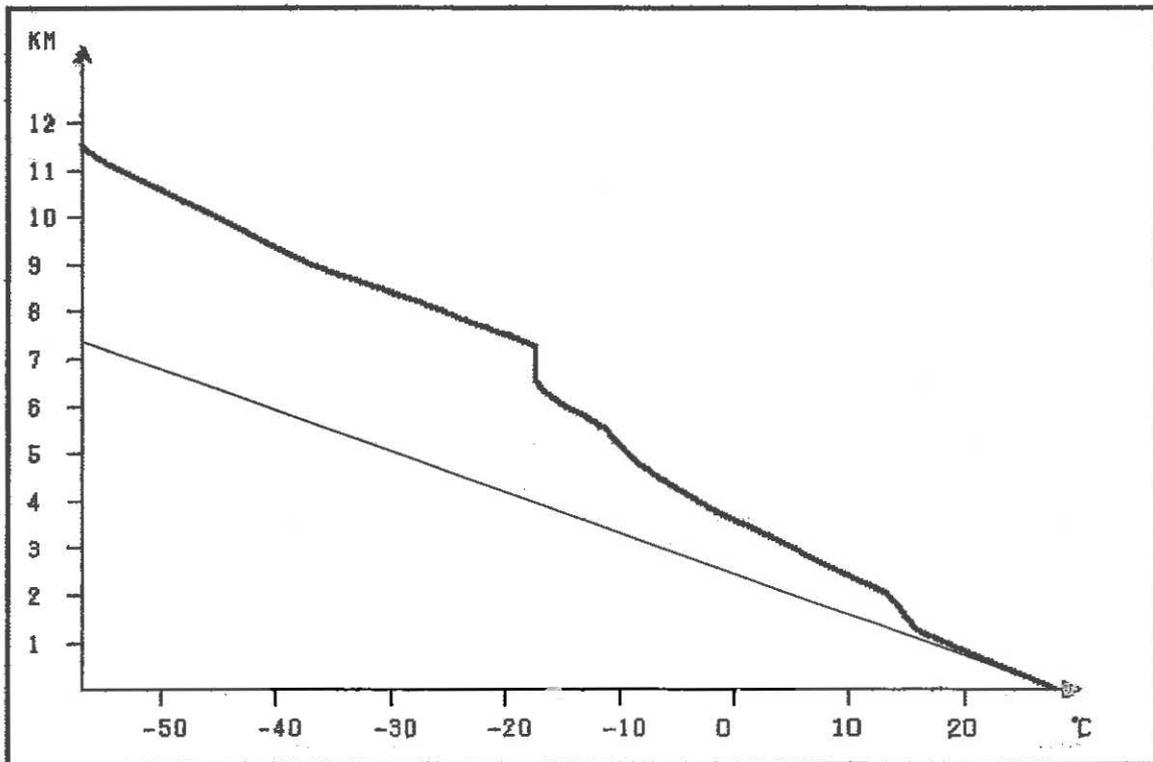
TEMP

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 R=3000

CUNIMB

12:10 - 13:29



4.2

TEMP

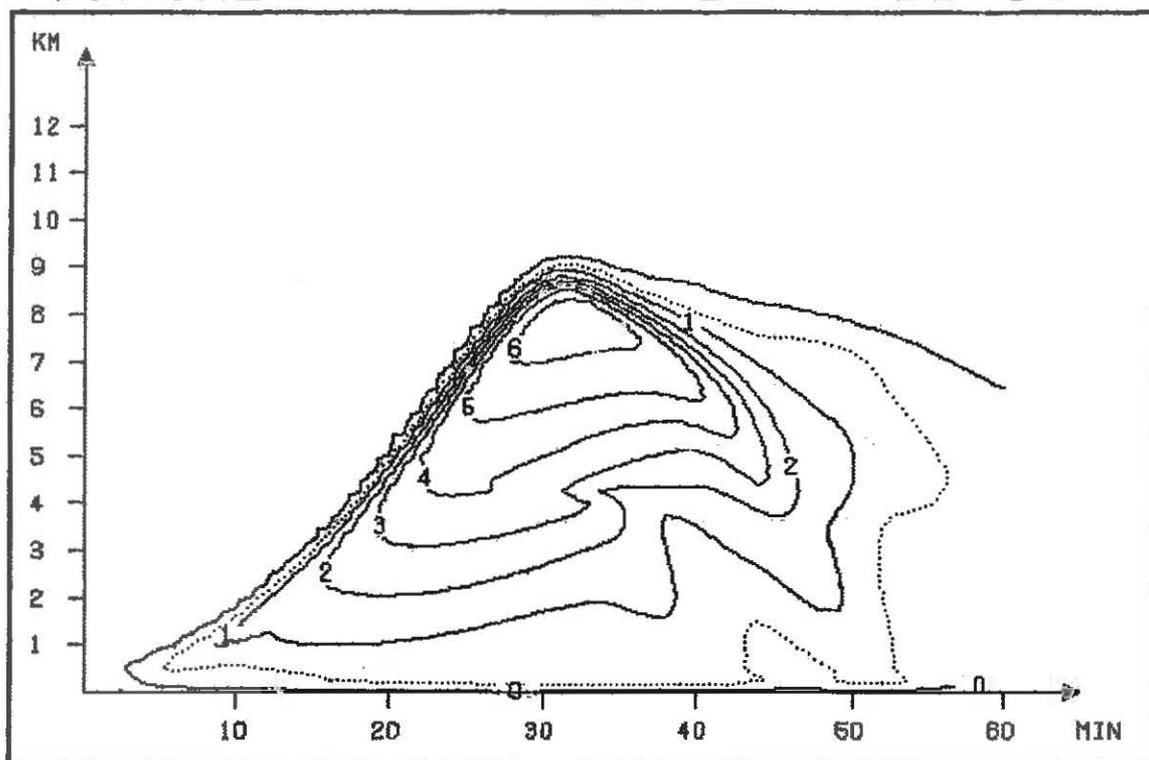
10384 TEMPELHOF.BLN.

21.6.75 1200Z

Abb. 4 Temperaturprofil der beiden bearbeiteten Fälle; dünne Linie: Verlauf der Trockenadiabate

CUNIMB

00:00 - 00:00



QCRI

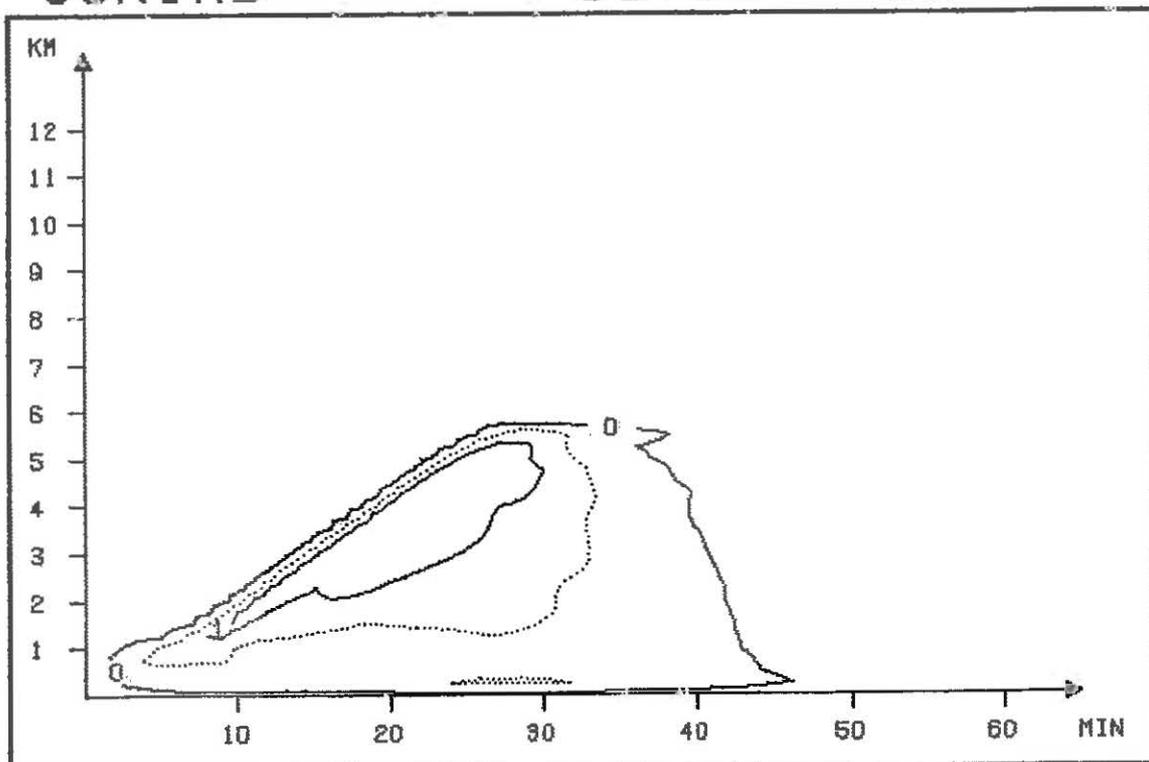
OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 R=3000

Fall A

CUNIMB

00:00 - 00:00



QCRI

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

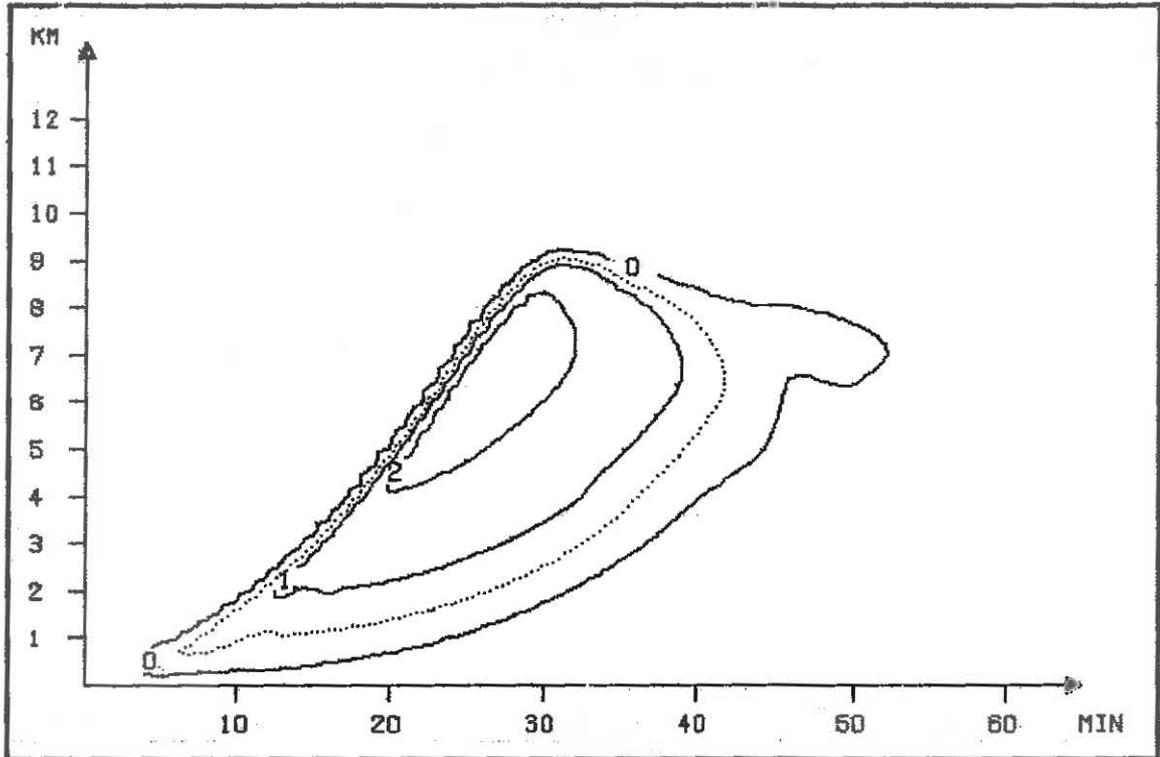
ALPH=0.1 R=3000

Fall B

Abb. 5 Gesamtwassergehalt (flüssig + fest) der Wolke in g/kg;  
gepunktete Linie : 0,5 g/kg

CUNIMB

00:00 - 00:00



QC

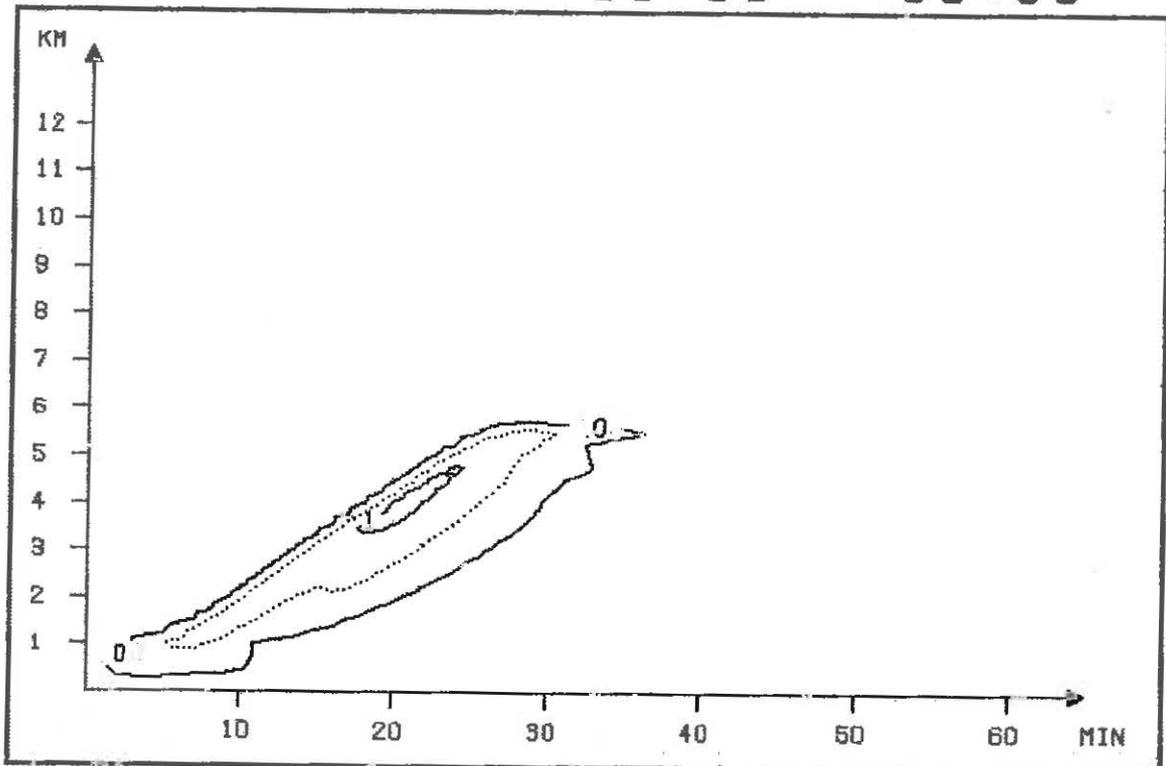
OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 A=3000

Fall A

CUNIMB

00:00 - 00:00



QC

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

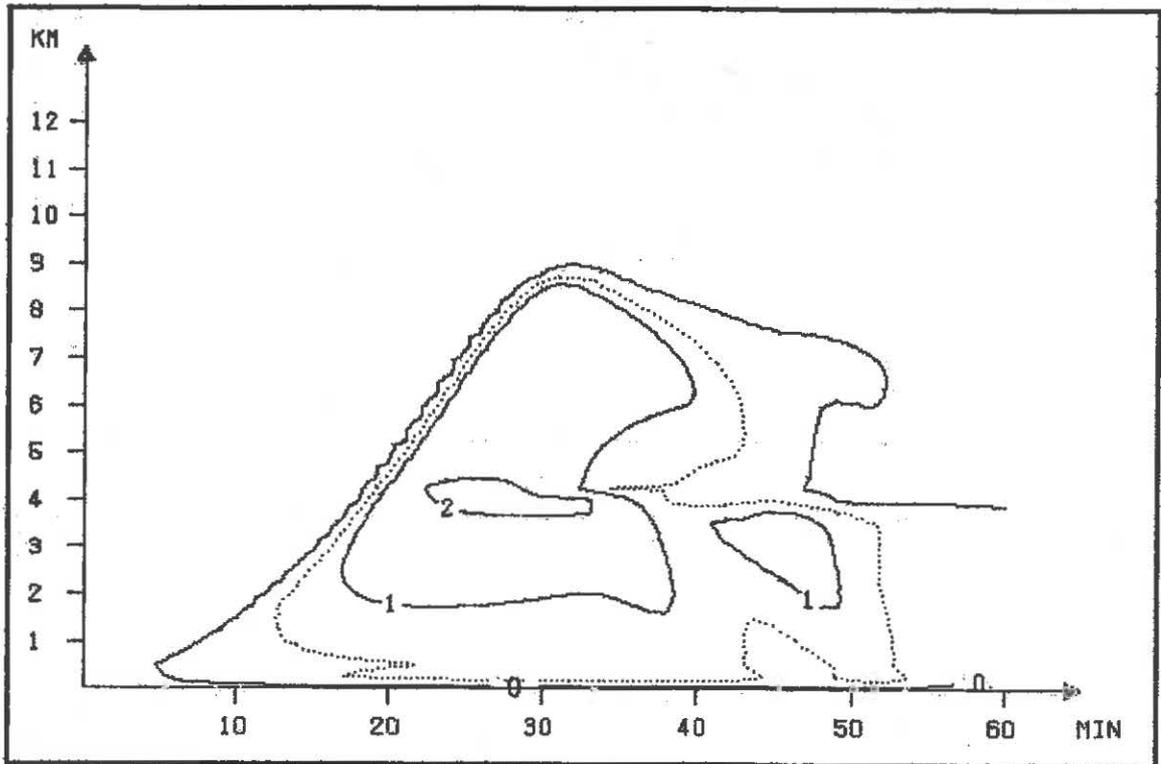
ALPH=0.1 A=3000

Fall B

Abb. 6 spezifischer Gehalt an Wolkentröpfchen in g/kg; gepunktete Linie : 0,5 g/kg

CUNIMB

00:00 - 00:00



QR

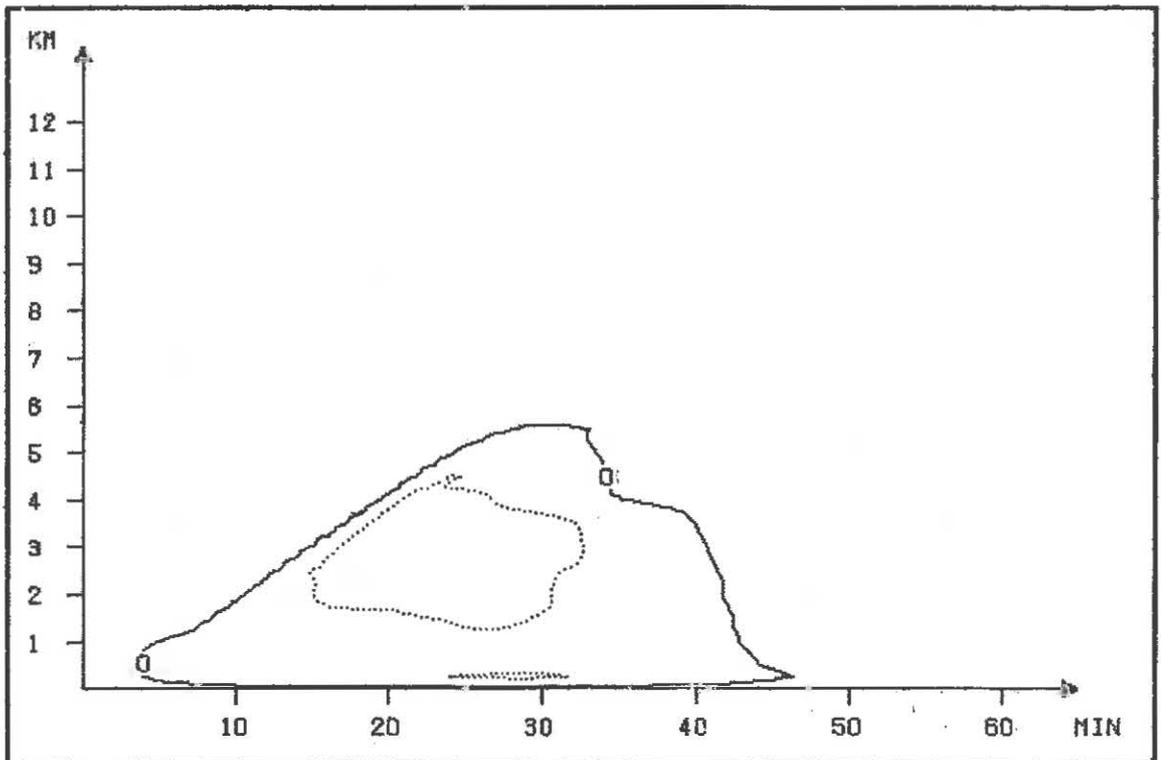
OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 A=3000

Fall A

CUNIMB

00:00 - 00:00



QR

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

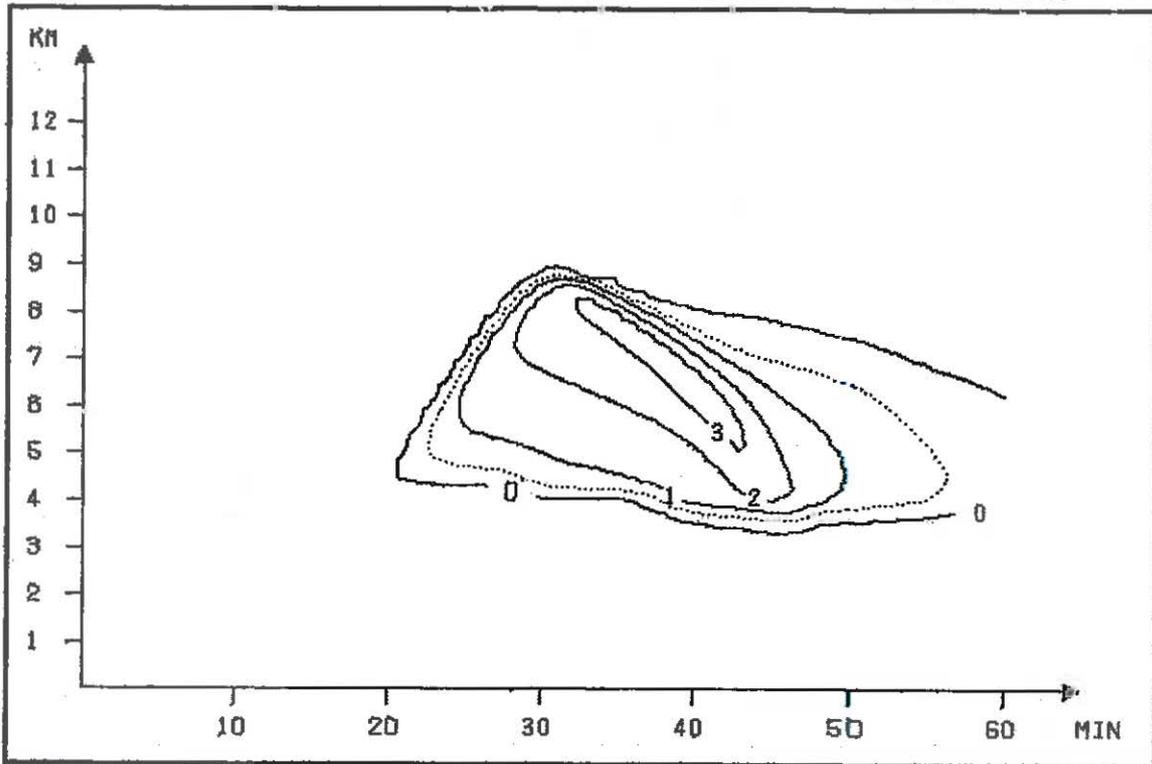
ALPH=0.1 A=3000

Fall B

Abb. 7 spezifischer Gehalt an Regentropfen in g/kg; gepunktete Linie: 0,5 g/kg

CUNIMB

00:00 - 00:00



QI

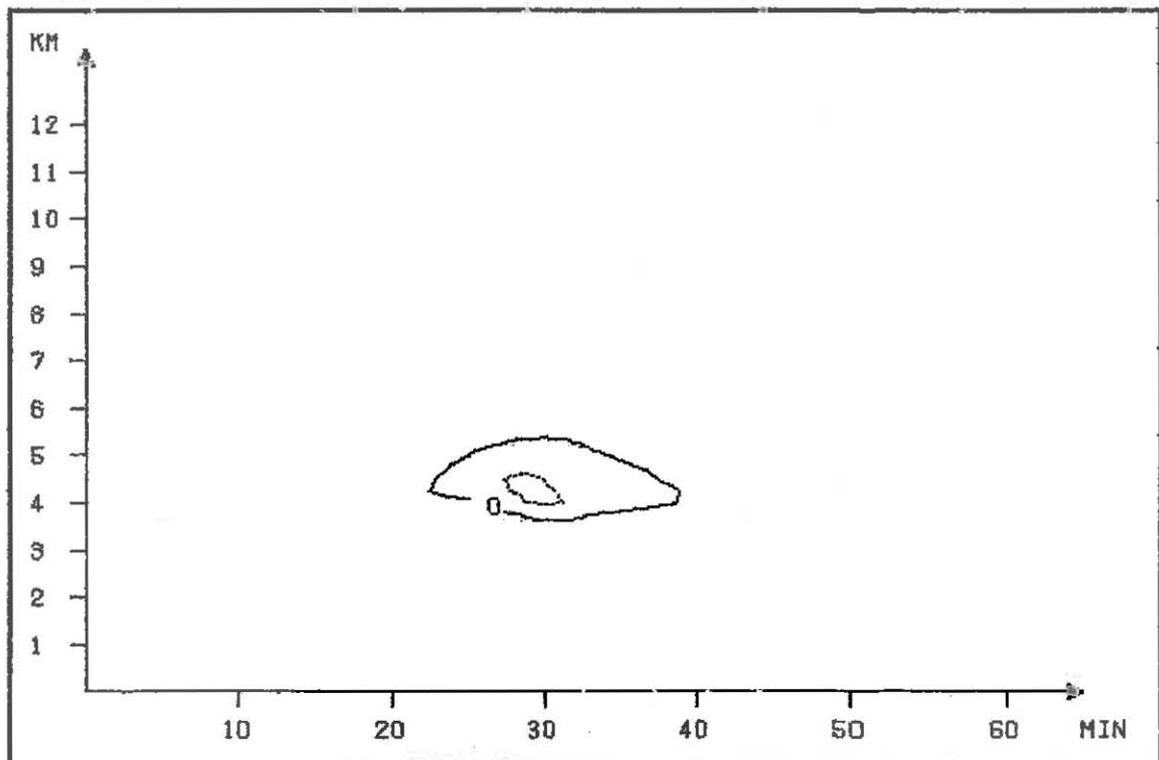
OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 A=3000

Fall A

CUNIMB

00:00 - 00:00



QI

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

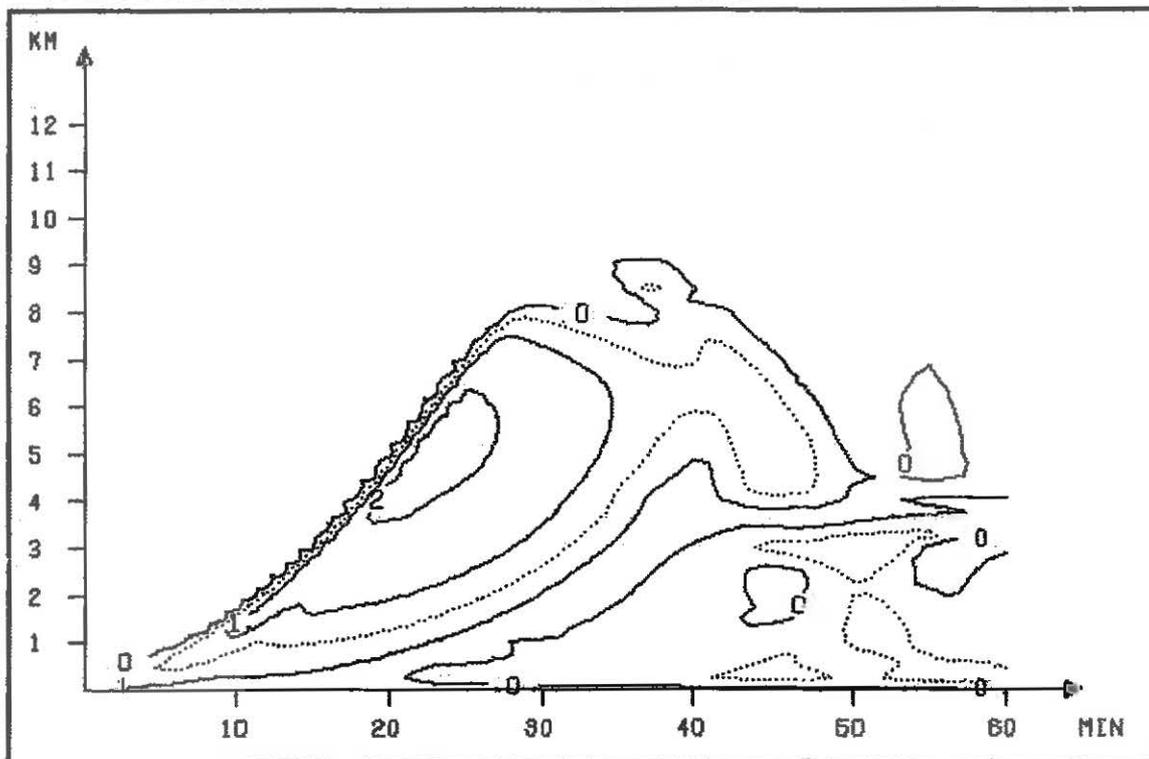
ALPH=0.1 A=3000

Fall B

Abb. 8 spezifischer Gehalt an Eispartikeln in g/kg; gepunktete Linie: 0,5 g/kg

CUNIMB

00:00 - 00:00



DTT

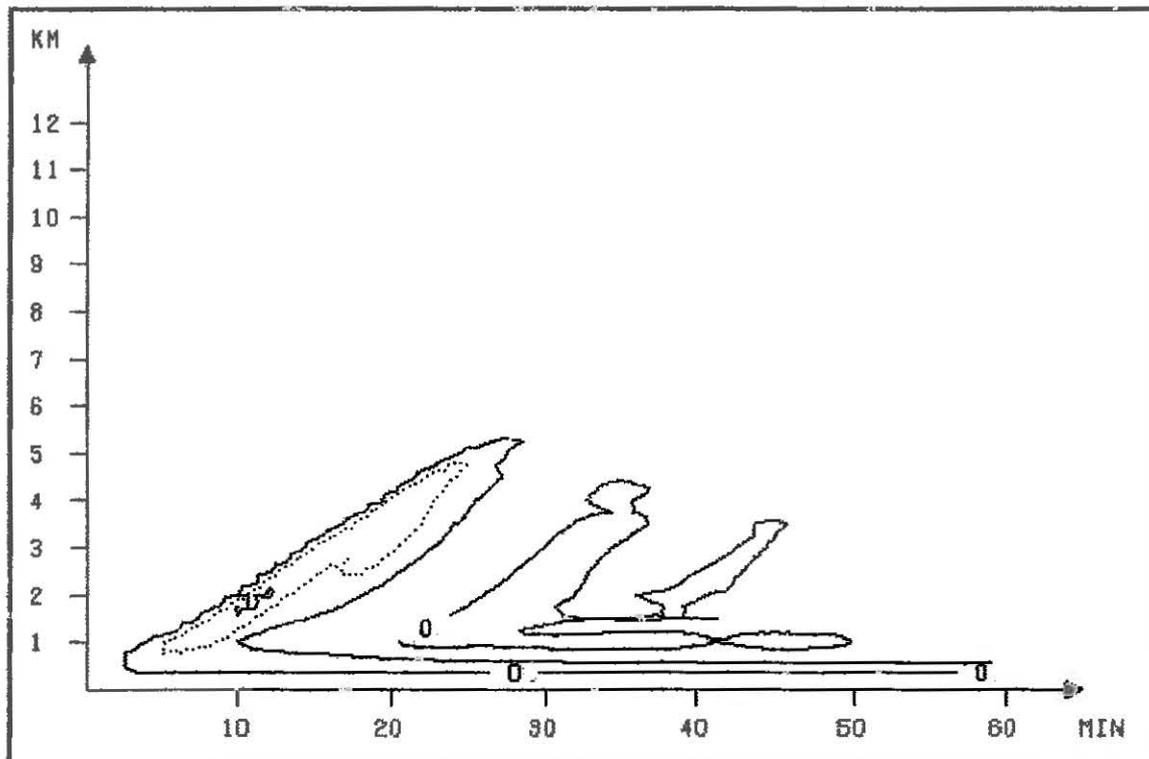
OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 R=3000

Fall A

CUNIMB

00:00 - 00:00



DTT

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

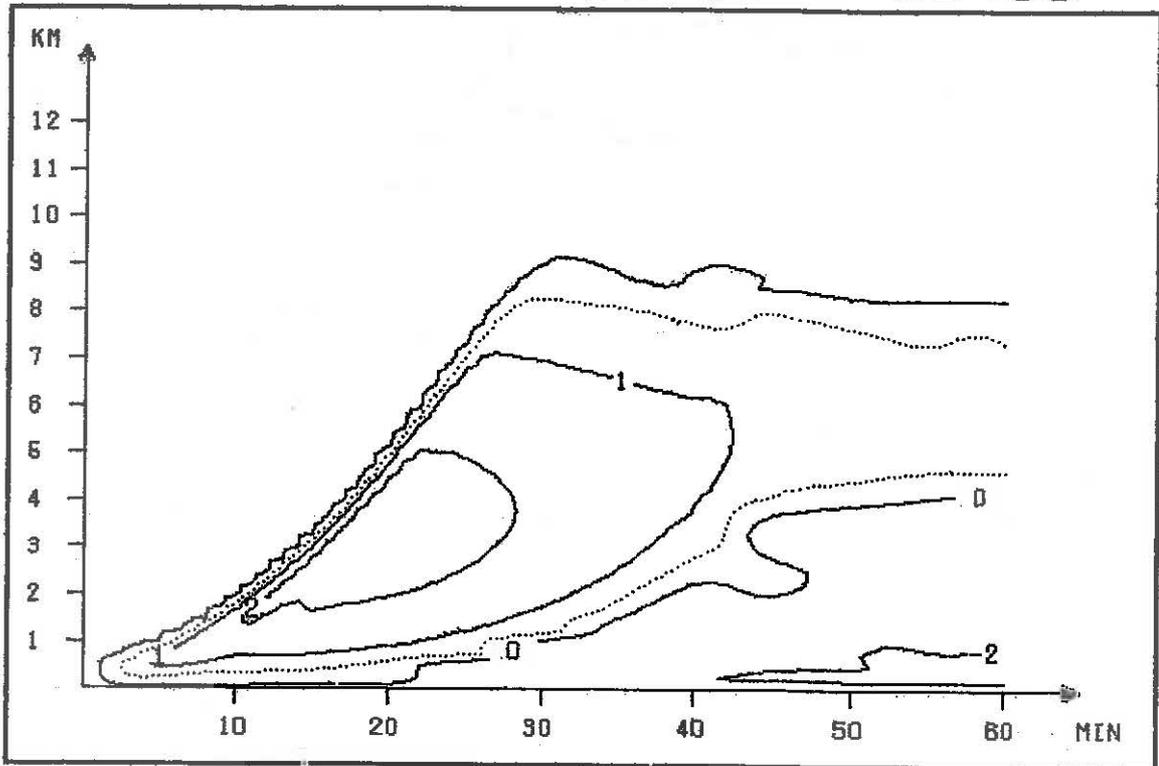
ALPH=0.1 R=3000

Fall B

Abb. 9 Temperaturdifferenz Wolke/Umgebungsluft in K; gepunktete Linie: 0,5 K

CUNIMB

00:00 - 00:00



DQV

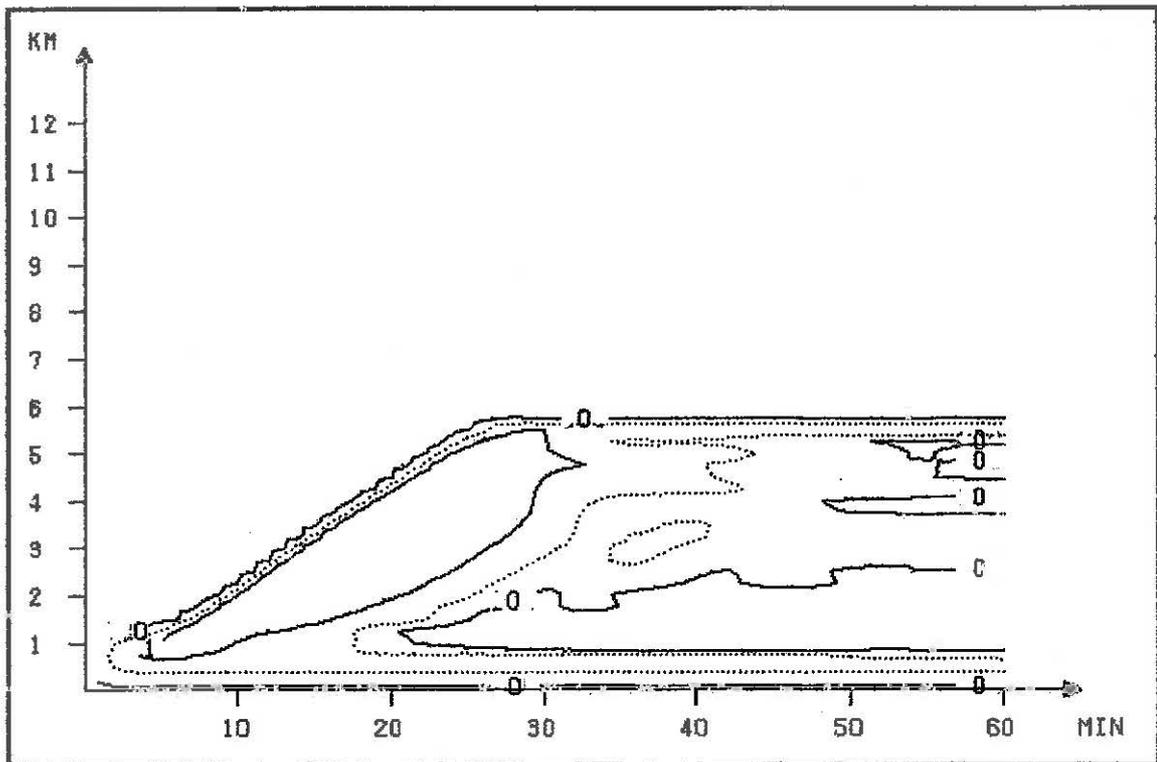
OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 R=3000

Fall A

CUNIMB

00:00 - 00:00



DQV

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

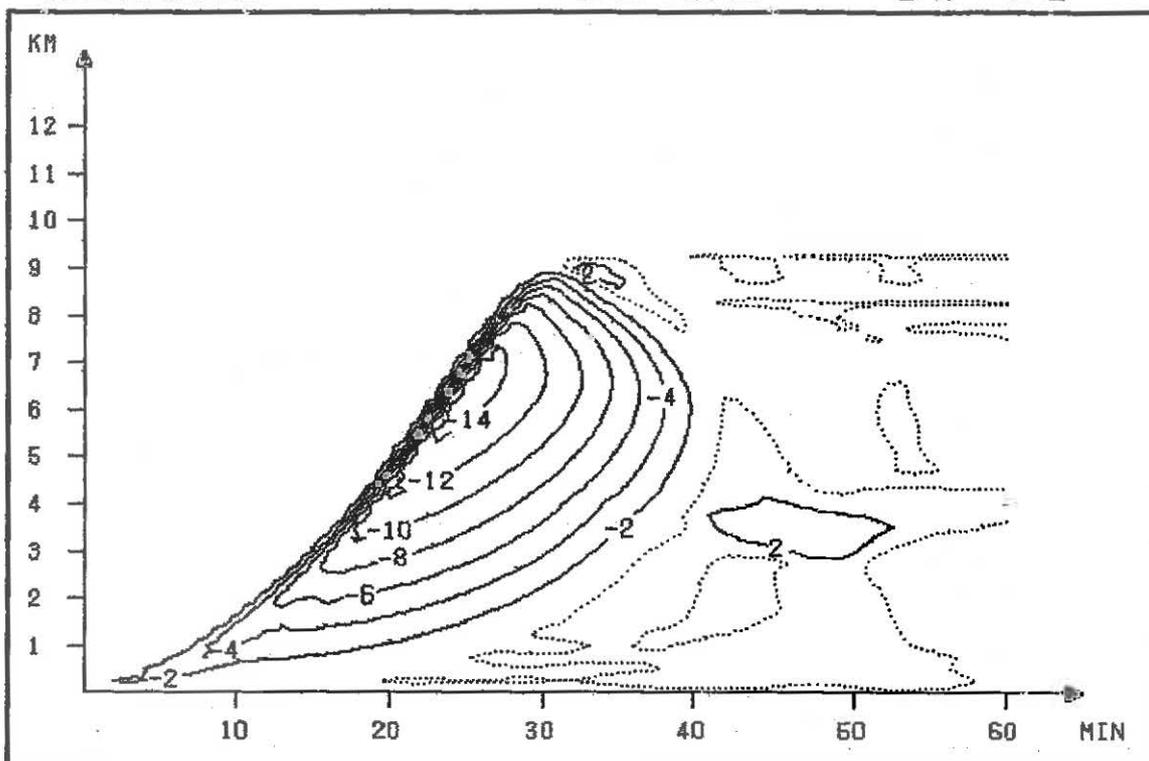
ALPH=0.1 R=3000

Fall B

Abb. 11 Feuchtedifferenz (spezif. Feuchte) Wolke/Umgebungsluft in g/kg;  
 gepunktete Linie: 0,5 g/kg

CUNIMB

00:00 - 00:00



DWINDFT

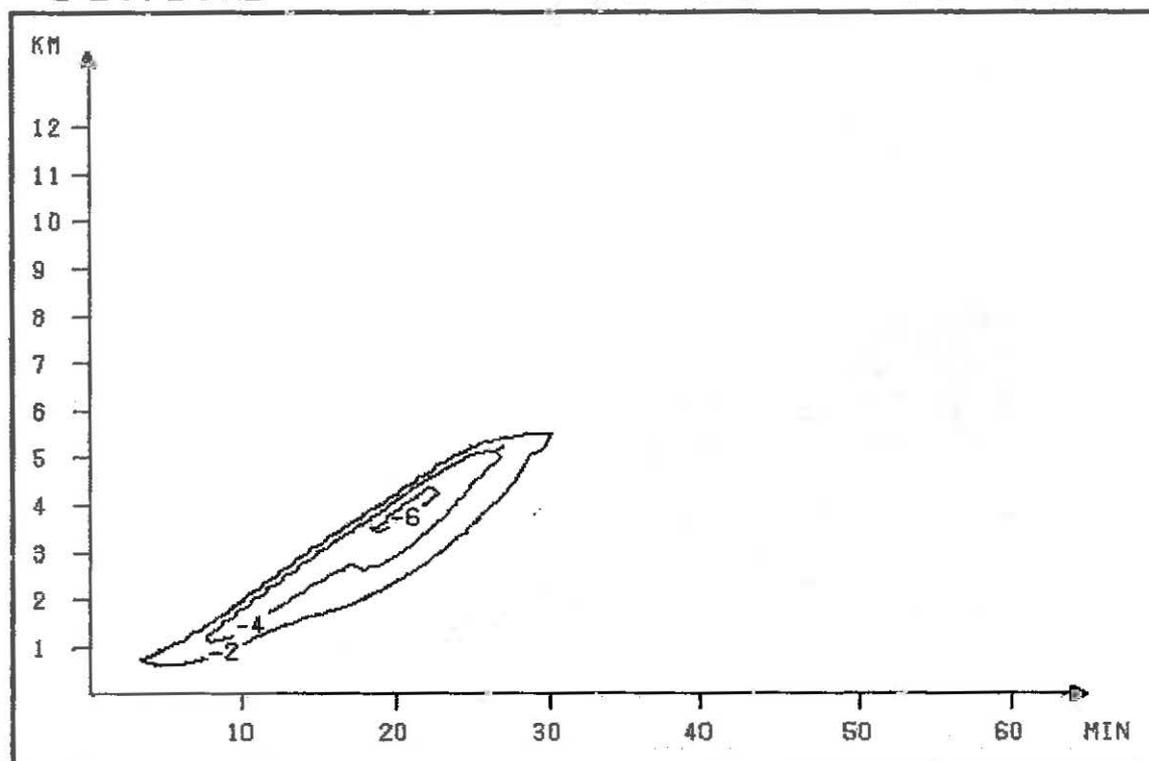
OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 A=3000

Fall A

CUNIMB

00:00 - 00:00



DWINDFT

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

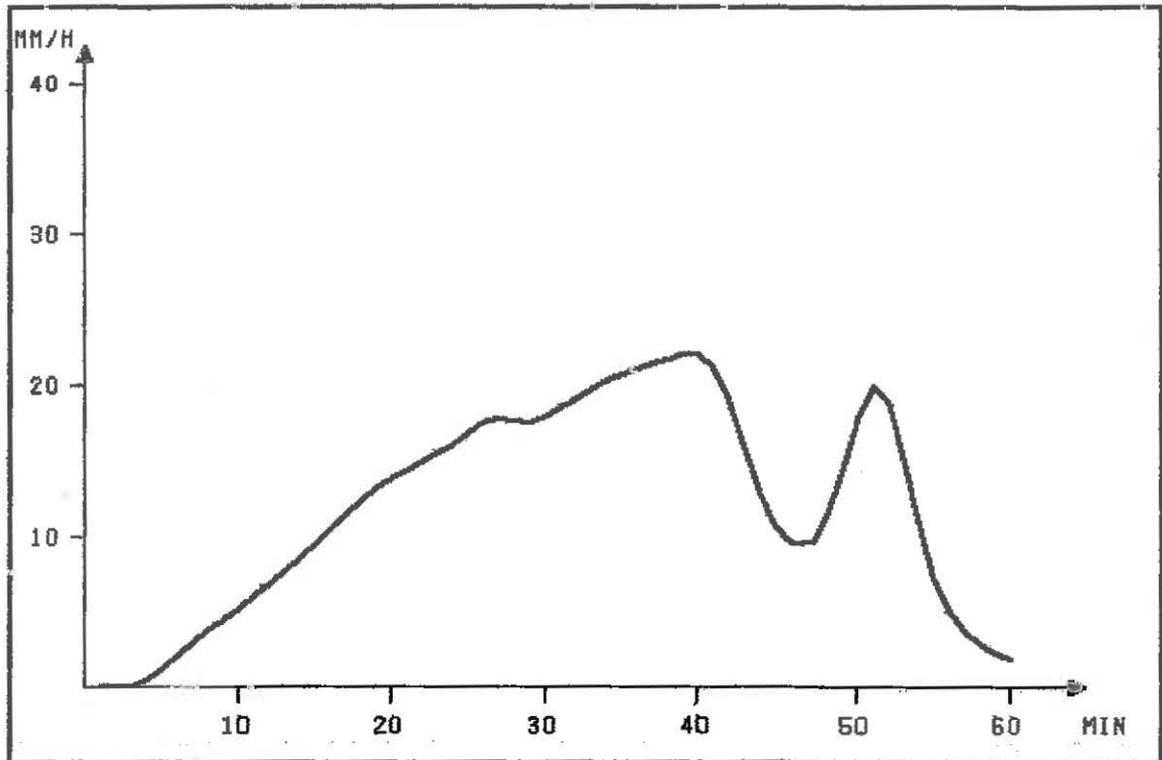
ALPH=0.1 A=3000

Fall B

Abb. 12 Abwind in m/s, gepunktete Linie: 0 m/s

CUNIMB

00:00 - 00:00



PRECIP

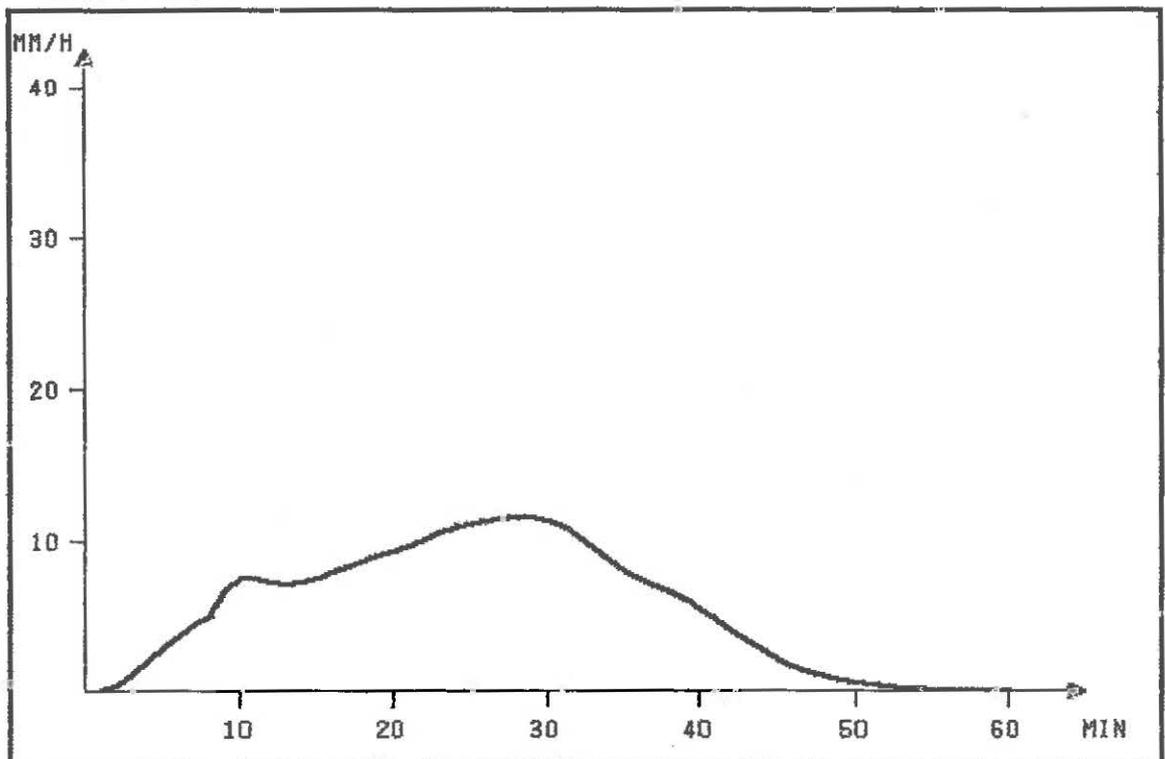
OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 A=3000

Fall A

CUNIMB

00:00 - 00:00



PRECIP

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

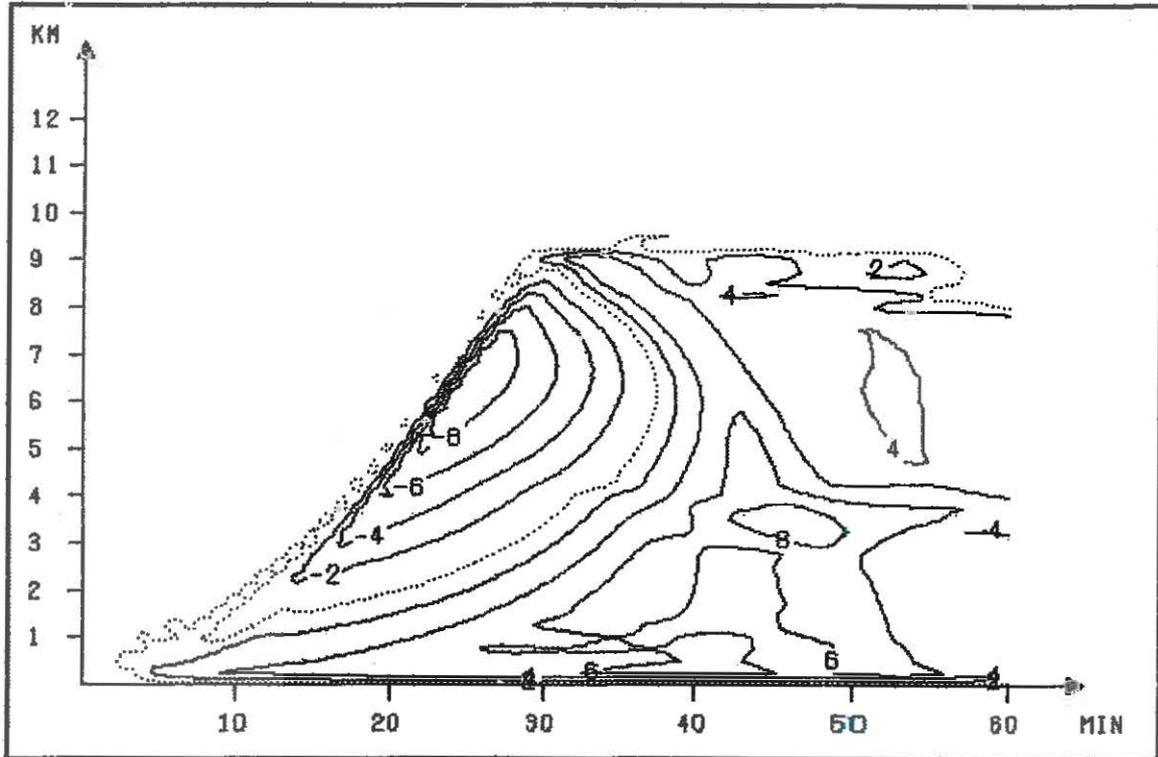
ALPH=0.1 A=3000

Fall B

Abb. 13 zeitl. Verlauf der Niederschlagsintensität in mm/h

CUNIMB

00:00 - 00:00



$VR_{eff}$

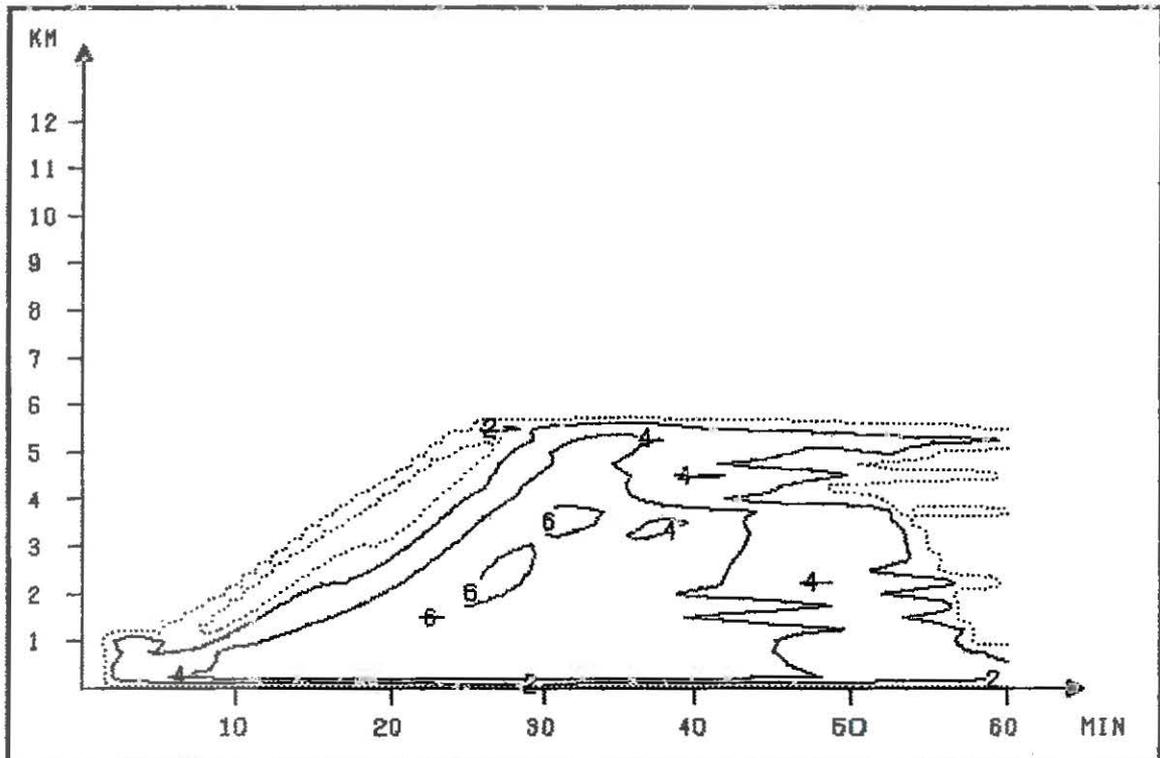
OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 A=3000

Fall A

CUNIMB

00:00 - 00:00



$VR_{eff}$

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

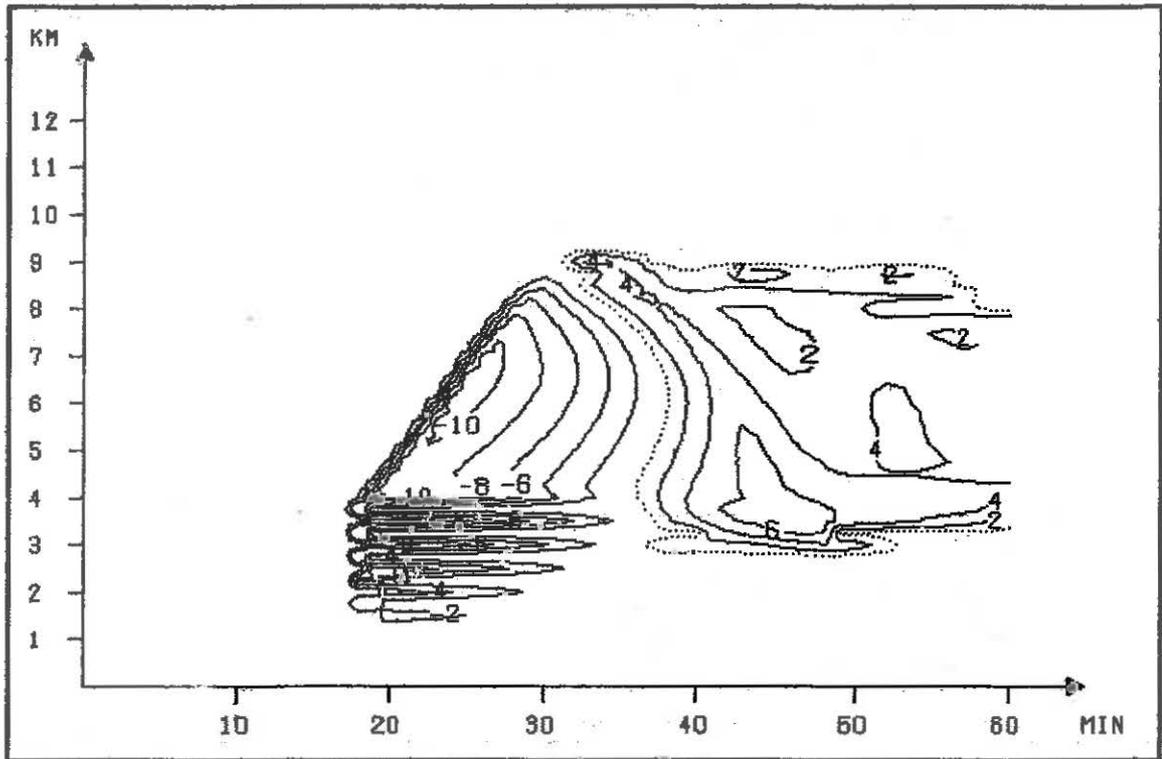
ALPH=0.1 A=3000

Fall B

Abb. 14 effektive Fallgeschwindigkeit des Regens, gepunktete Linie: 0 m/s

CUNIMB

00:00 - 00:00



$VI_{eff}$

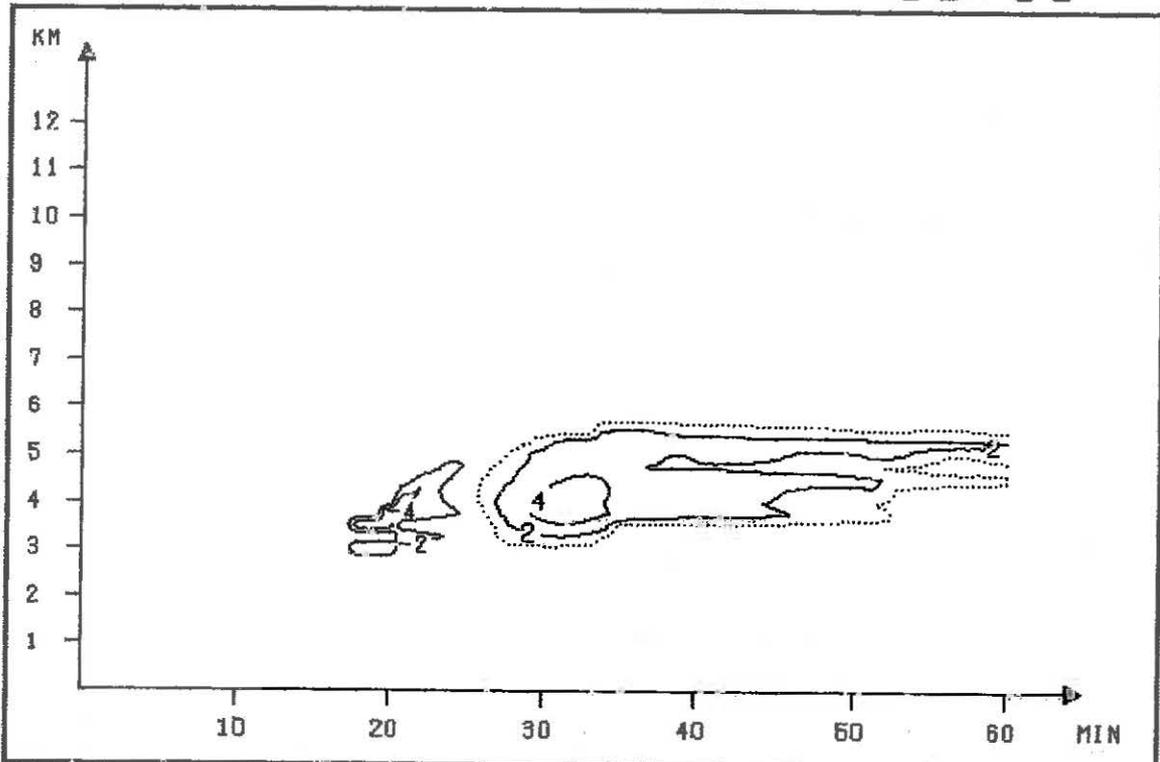
OGURA TAKAHASHI-TEMP.

ALPH=0.1 R=3000

Fall A

CUNIMB

00:00 - 00:00



$VI_{eff}$

OGURA TAKAHASHI-TEMP.

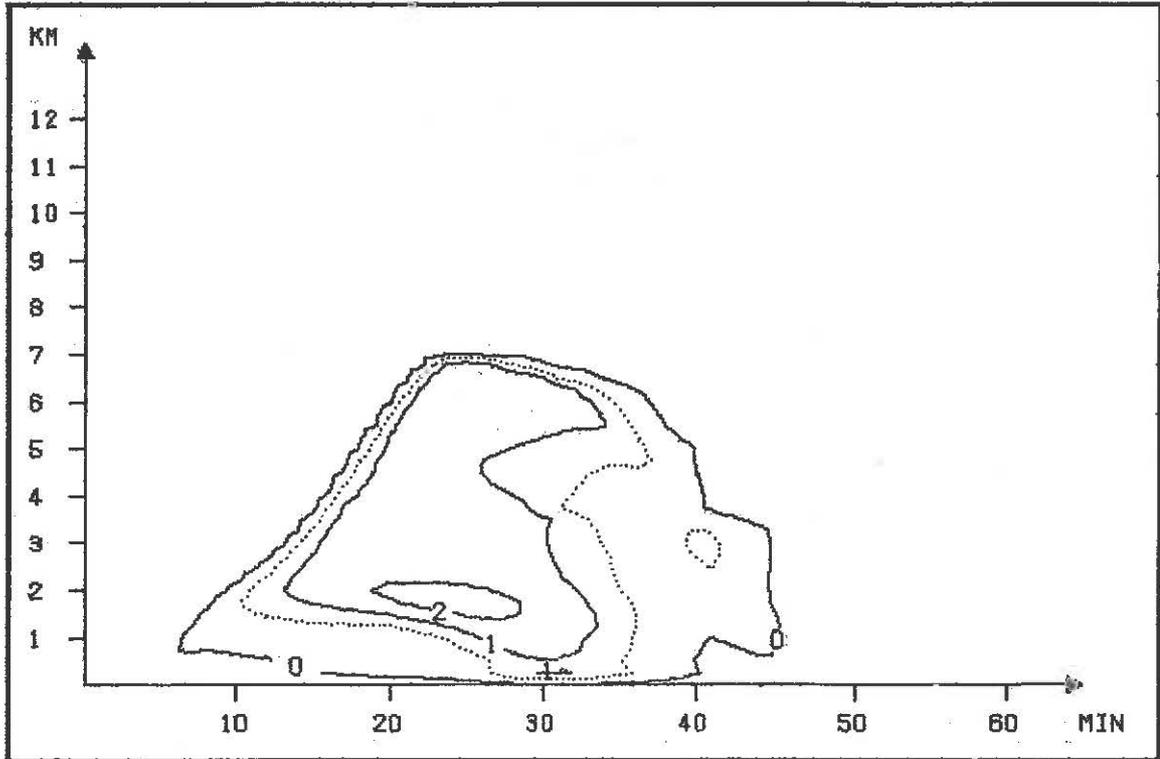
ALPH=0.1 R=3000

Fall B

Abb. 15 effektive Fallgeschwindigkeit des Eises; gepunktete Linie: 0 m/s

CUNIMB

12:10 - 13:29



QR

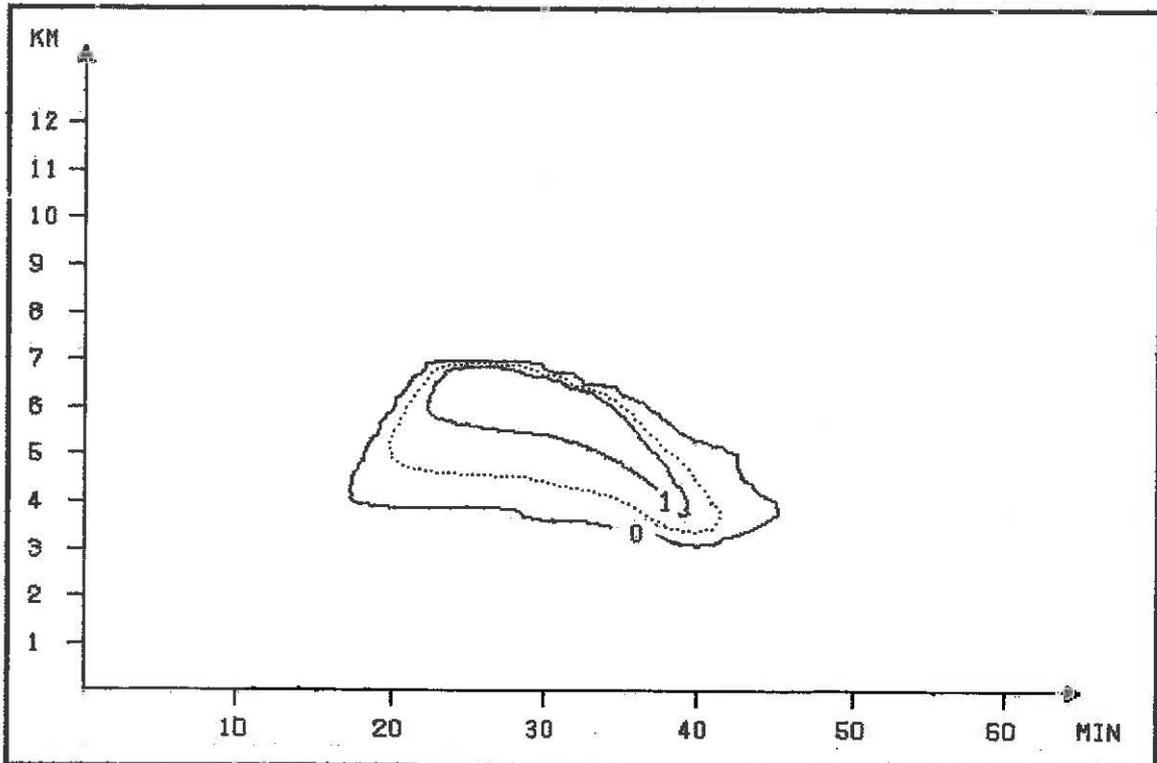
10984 TEMPELHOF, BLN.

21.6.75 1200Z

Abb. 18 spezif. Gehalt an Regentropfen in g/kg; gepunktete Linie: 0,5 g/kg

CUNIMB

12:10 - 13:29



QI

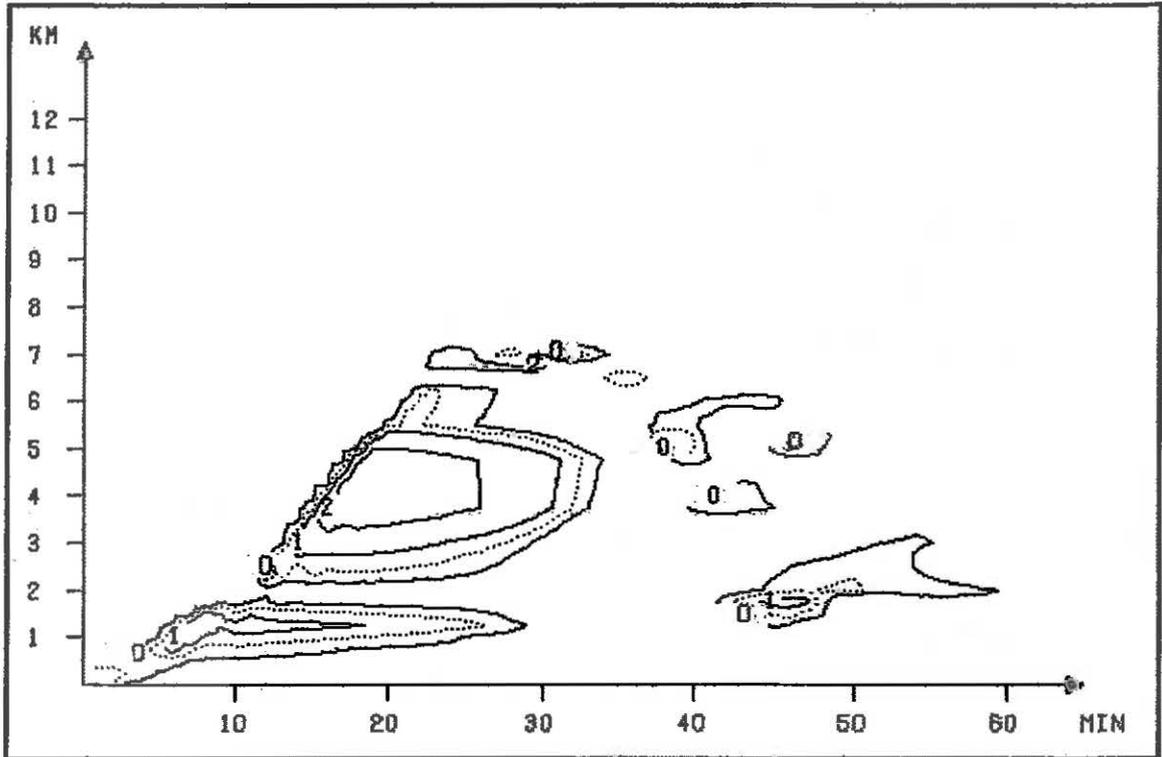
10984 TEMPELHOF, BLN.

21.6.75 1200Z

Abb. 19 spezif. Gehalt an Eis in g/kg; gepunktete Linie: 0,5 g/kg

CUNIMB

12:10 - 13:29



DTT

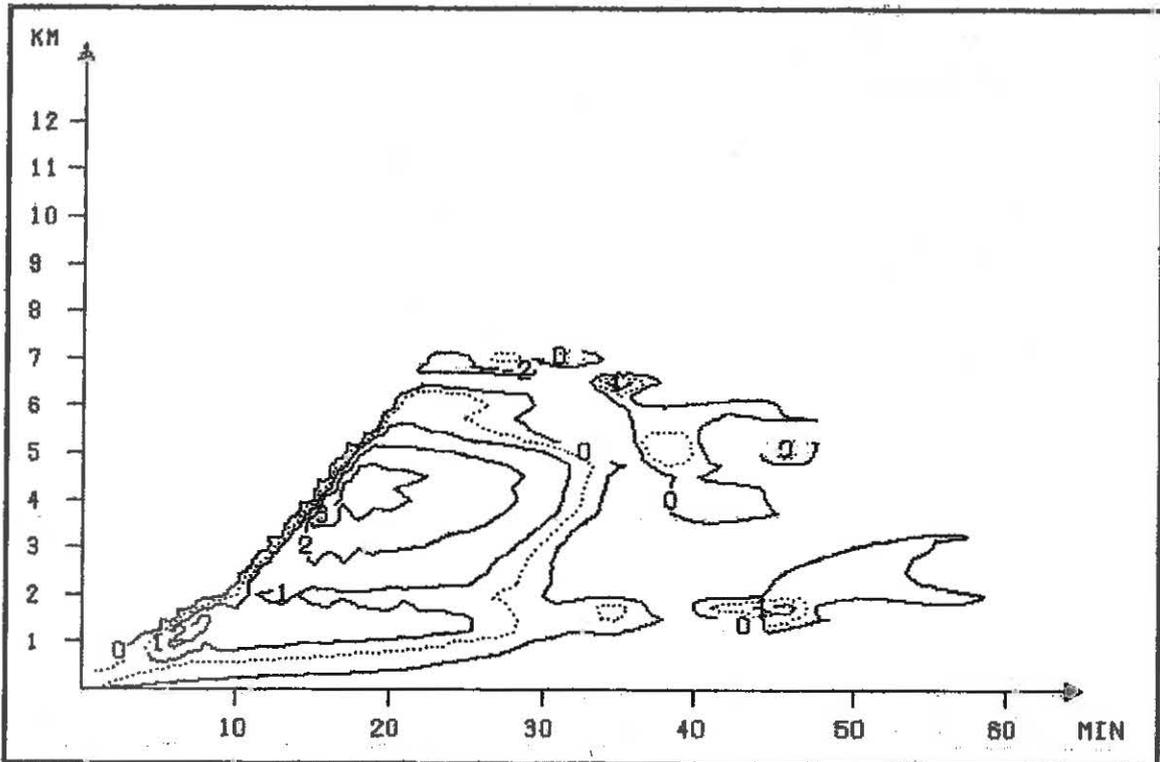
10384 TEMPELHOF, BLN.

21.6.75 1200Z

Abb. 20 Temperaturdifferenz Wolke/Umgebungsluft in K; gepunktete Linie: 0,5 K

CUNIMB

12:10 - 13:29



DTV

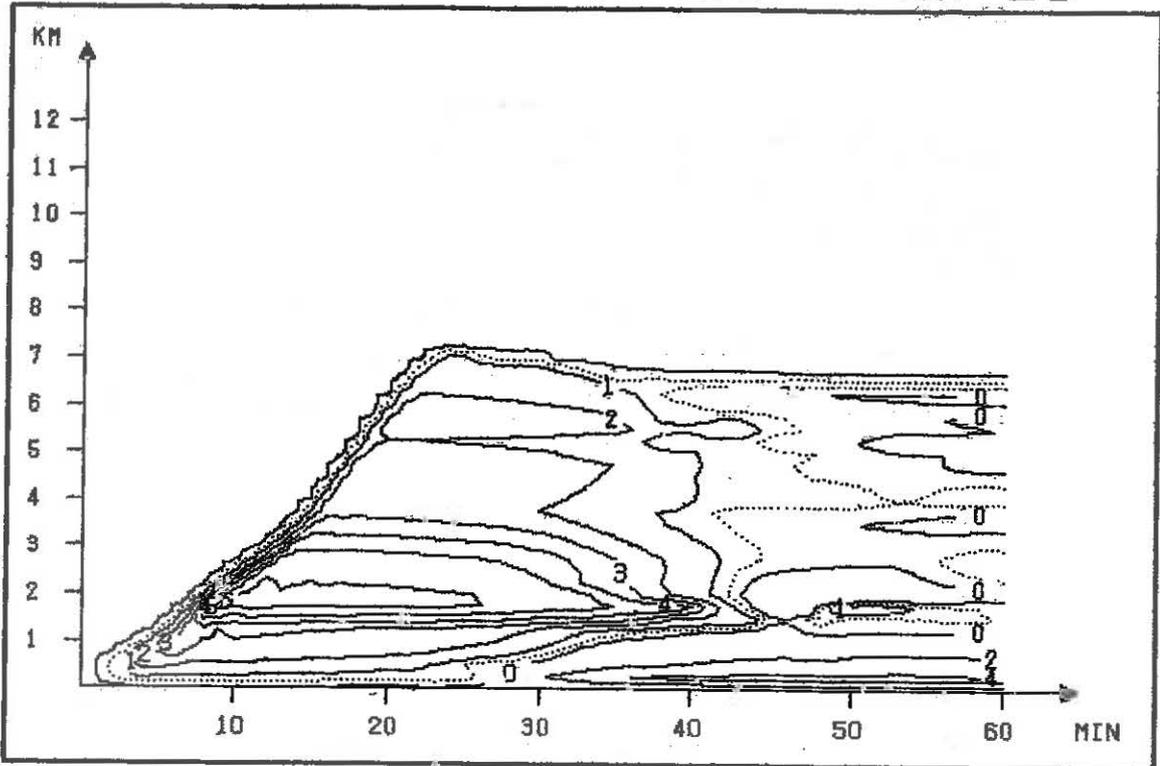
10384 TEMPELHOF, BLN.

21.6.75 1200Z

Abb. 21 virtuelle Temperaturdifferenz Wolke/Umgebungsluft in K; gepunktete Linie: 0,5 K

CUNIMB

12:10 - 13:29



DQV

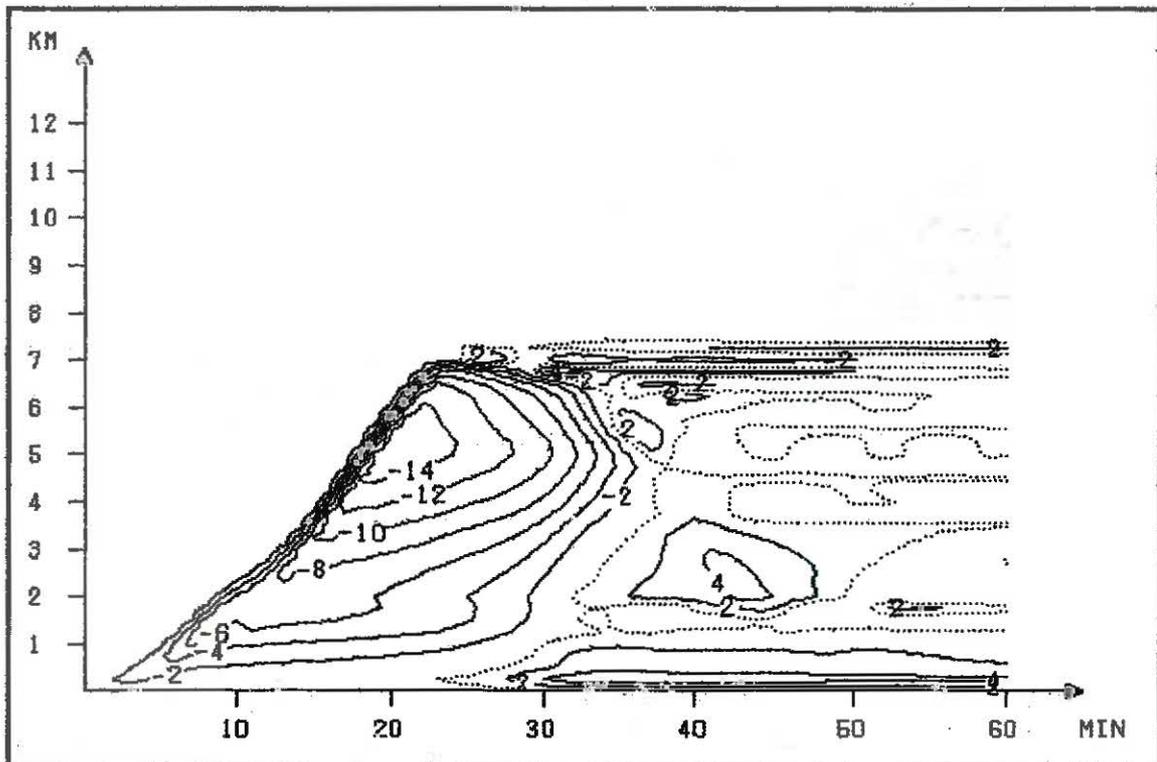
10384 TEMPELHOF, BLN.

21.6.75 1200Z

Abb. 22 Differenz der spezif. Feuchte Wolke/Umgebungsluft in g/kg; gepunktete Linie: 0,5 g/kg

CUNIMB

12:10 - 13:29



DWNOFT

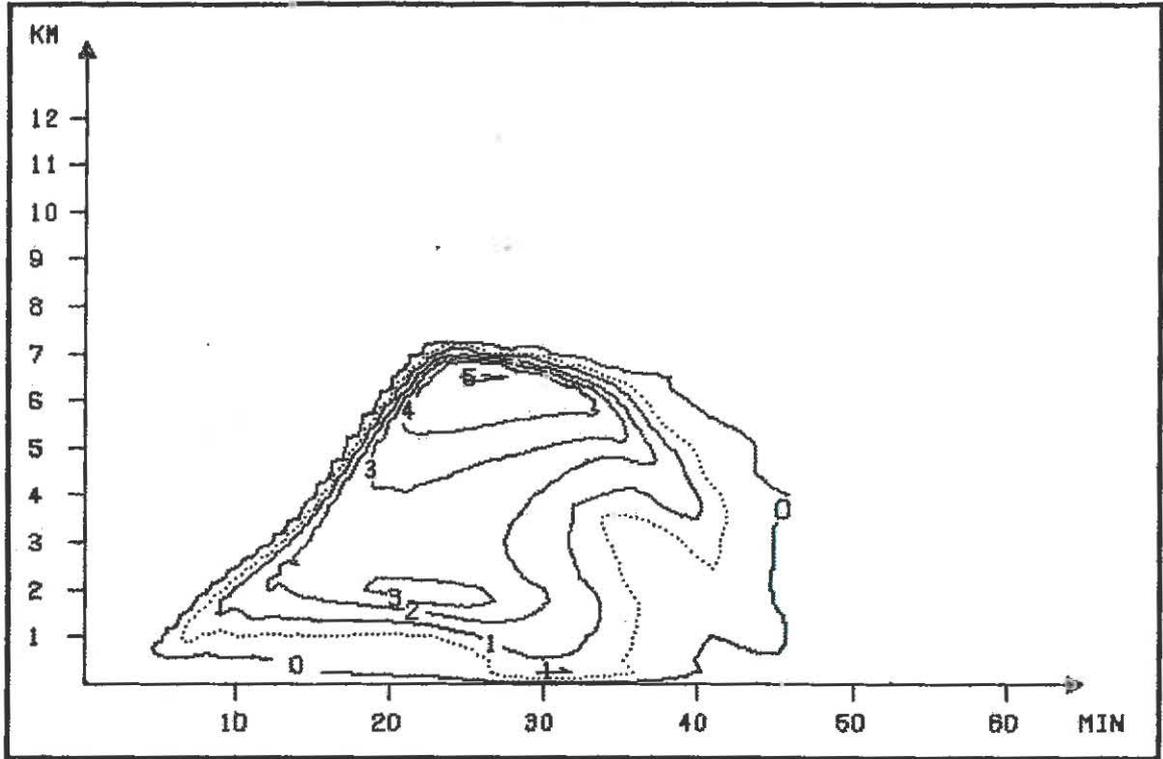
10384 TEMPELHOF, BLN.

21.6.75 1200Z

Abb. 23 Abwind in m/s; gepunktete Linie: 0 m/s

CUNIMB

12:10 - 13:29



QCRI

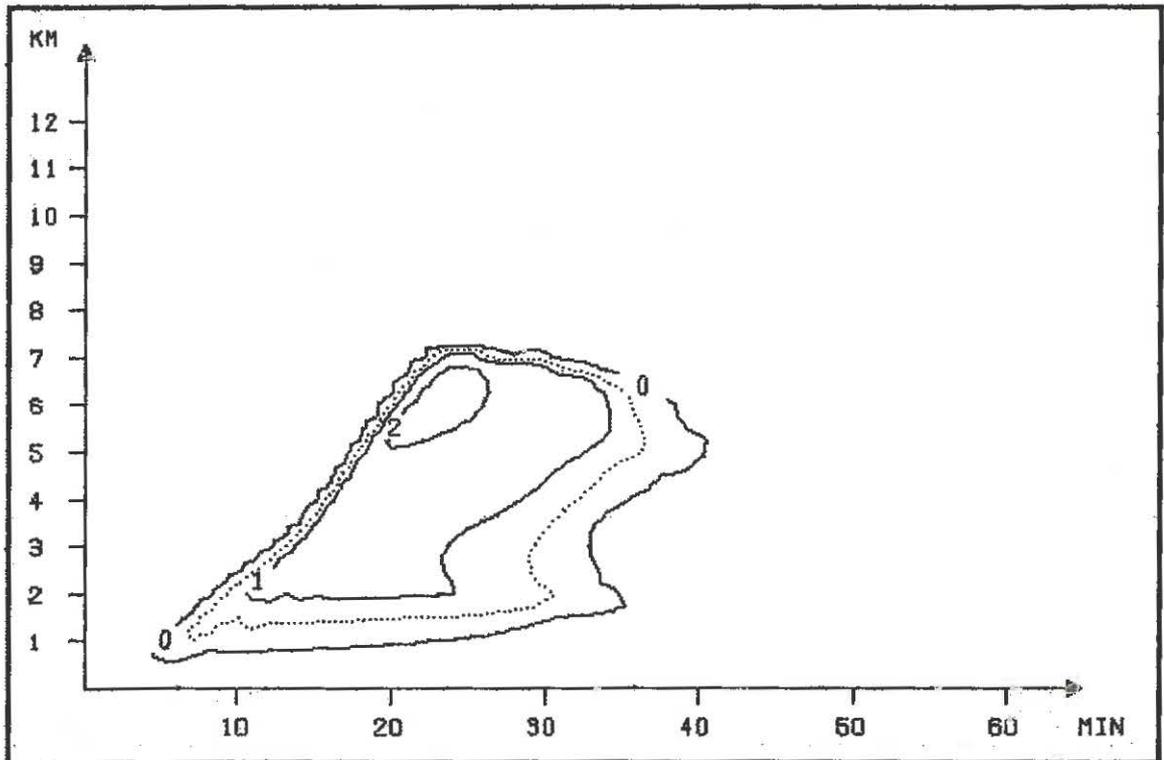
10384 TEMPELHOF.BLN.

21.6.75 1200Z

Abb. 16 Gesamtwassergehalt (flüssig + fest) der Wolke, g/kg; gepunktete Linie: 0,5 g/kg

CUNIMB

12:10 - 13:29



QC

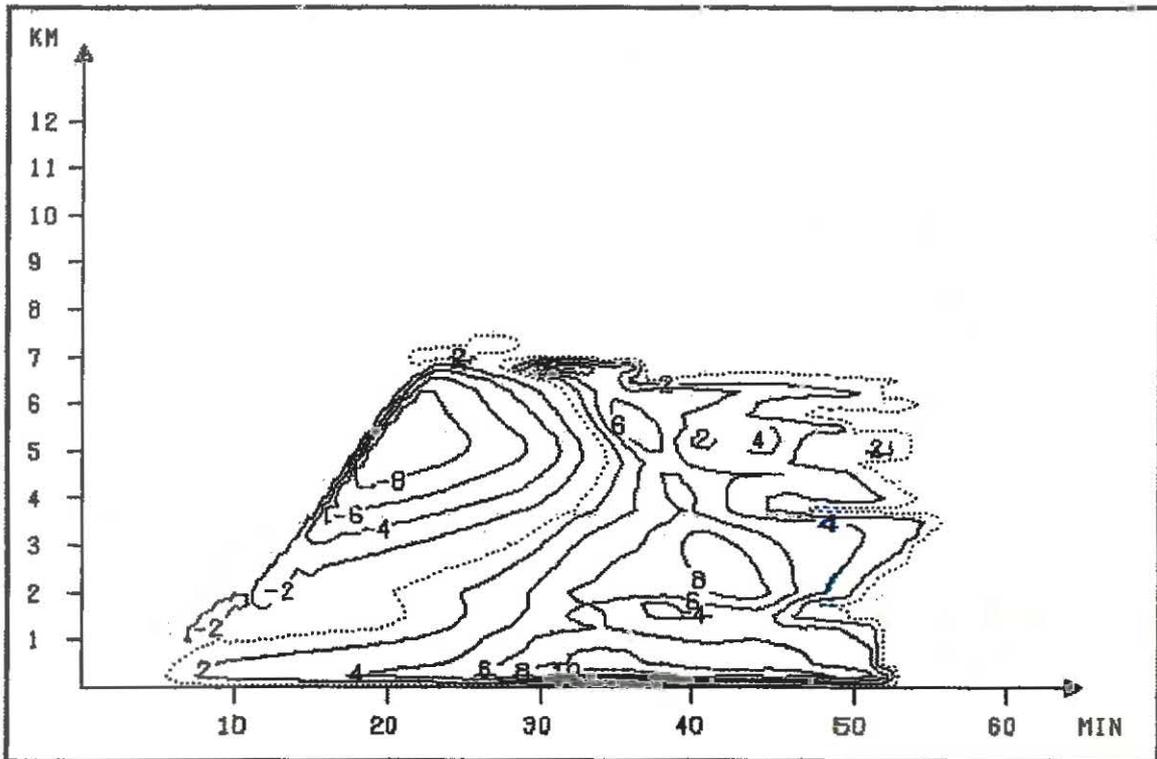
10384 TEMPELHOF.BLN.

21.6.75 1200Z

Abb. 17 spezif. Gehalt an Wolkentröpfchen in g/kg; gepunktete Linie: 0,5 g/kg

CUNIMB

12:10 - 13:29



$VR_{eff}$

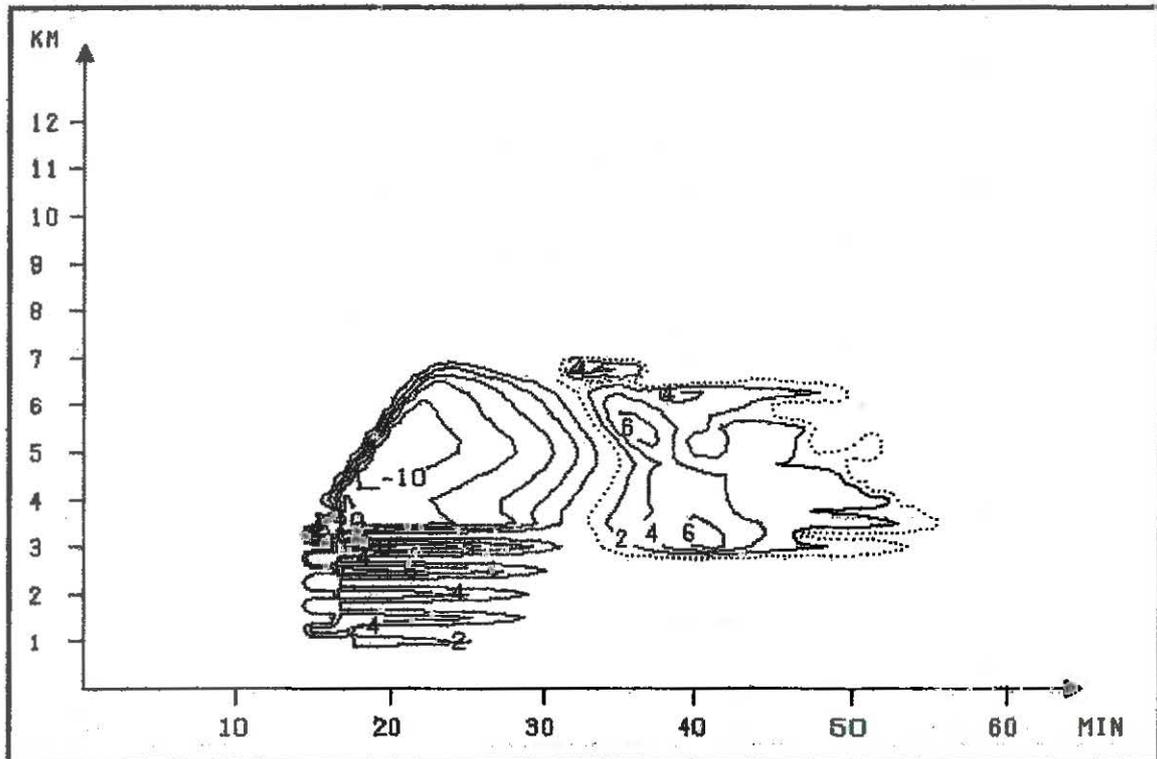
10384 TEMPELHOF, BLN.

21.6.76 1200Z

Abb. 24 effektive Fallgeschwindigkeit des Regens in m/s; gepunktete Linie: 0 m/s

CUNIMB

12:10 - 13:29



$VI_{eff}$

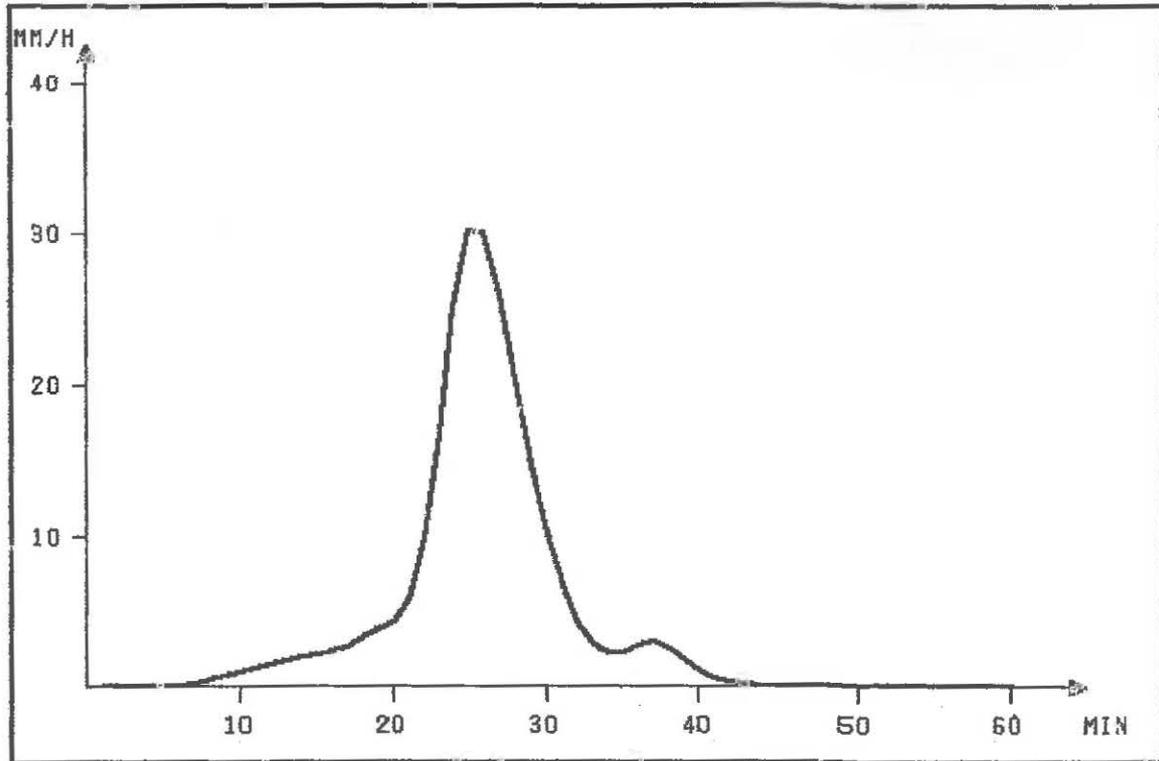
10384 TEMPELHOF, BLN.

21.6.76 1200Z

Abb. 25 effektive Fallgeschwindigkeit des Eises in m/s; gepunktete Linie: 0 m/s

CUNIMB

12:10 - 13:29



PRECIP

10984 TEMPELHOF, BLN.

21.6.75 1200Z

Abb. 26 zeitliche Entwicklung der Niederschlagsintensität in mm/h

APPENDIX

APPENDIX 1

Liste der Größen des Gleichungssystems

a	: Wolkenradius (m)
$\alpha$	: offener Reibungsparameter, dimensionslos
$c_i$	: Ventilationskoeffizient fallenden Eises, dimensionslos
$c_{pl}$	: spezif. Wärmekapazität trockener Luft bei konstantem Druck ( $\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$ )
$c_r$	: Ventilationskoeffizient fallender Regentropfen, dimensionslos
$C_o$	: Faktor für die Umwandlung von Wolkenröpfchen in Regen ( $\text{s}^{-1}$ )
$f_o$	: Konstante für die Fallgeschwindigkeit der Eispartikel, dimensionslos
g	: Norm-Erdbeschleunigung ( $\text{m s}^{-2}$ )
G	: Faktor für die Umwandlung von Regen in Eispartikel ( $\text{s}^{-1}$ )
$\Gamma_d$	: trockenadiabatischer Temperaturgradient ( $\text{K m}^{-1}$ )
$L_{de}$	: spezif. Umwandlungswärme bei Deposition ( $\text{J kg}^{-1}$ )
$L_{df}$	: spezif. Umwandlungswärme bei Kondensation ( $\text{J kg}^{-1}$ )
$L_{fe}$	: spezif. Umwandlungswärme bei Gefrieren ( $\text{J kg}^{-1}$ )
$p_{ds}$	: Sättigungsdampfdruck über Wasser (Pa)
$p_{dse}$	: Sättigungsdampfdruck über Eis (Pa)
$Q_c$	: spezif. Gehalt an Wolkenröpfchen ( $\text{kg kg}^{-1}$ )
$Q_i$	: spezif. Gehalt an Eispartikeln ( $\text{kg kg}^{-1}$ )
$Q_{is}$	: spezif. Sättigungsfeuchte über Eis ( $\text{kg kg}^{-1}$ )
$Q_r$	: spezif. Gehalt an Regentropfen ( $\text{kg kg}^{-1}$ )
$Q_v$	: spezif. Feuchte ( $\text{kg kg}^{-1}$ )
$Q_{vs}$	: spezif. Sättigungsfeuchte über Wasser ( $\text{kg kg}^{-1}$ )
$\rho$	: Dichte trockener Luft ( $\text{kg m}^{-3}$ )
t	: Zeit (s)
T	: Temperatur (K)

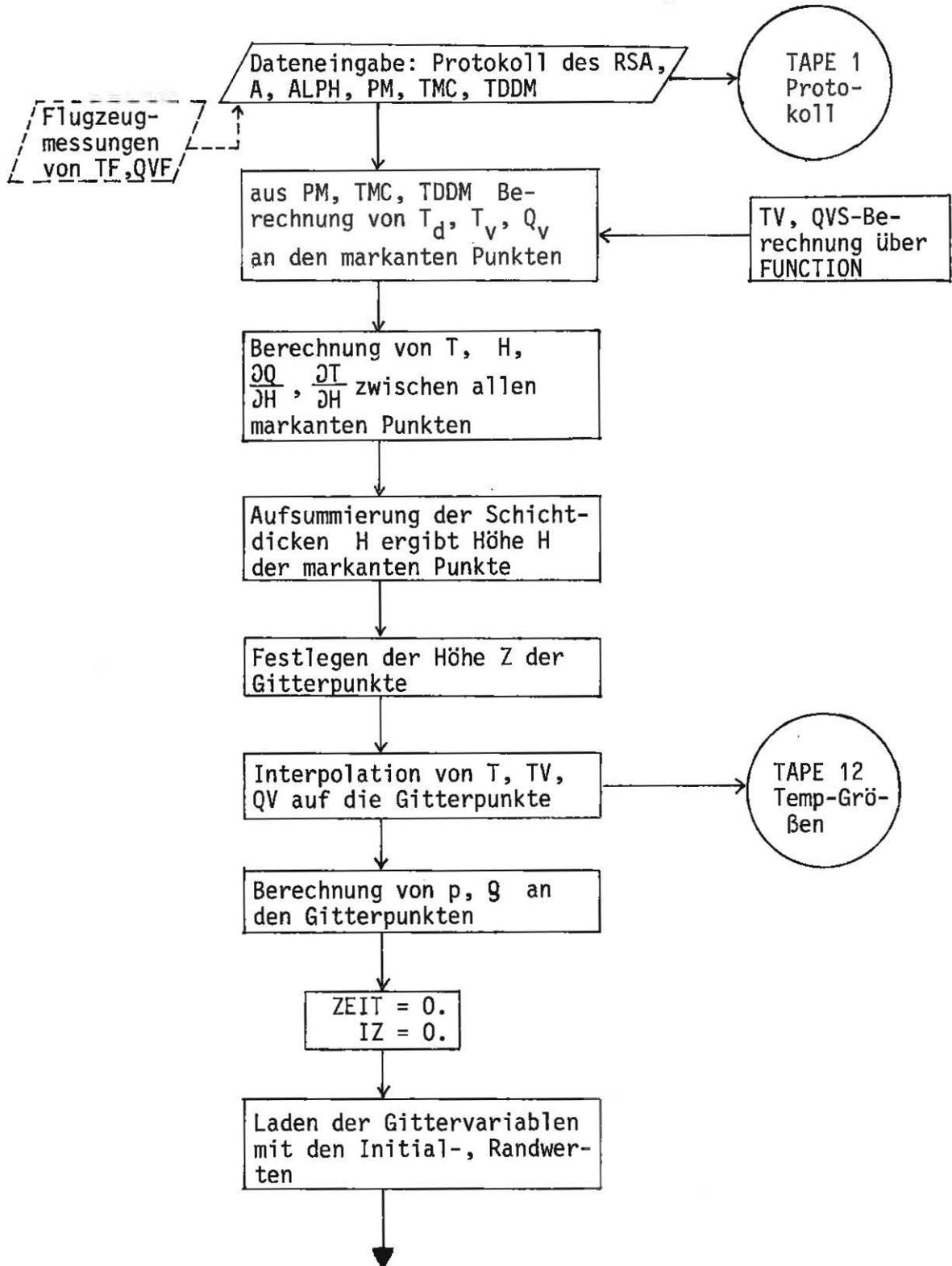
- $T_v$  : virtuelle Temperatur (K)  
 $u_a$  : horizontale Windgeschwindigkeit durch den Rand der Konvektionszelle ( $\text{m s}^{-1}$ )  
 $v_i$  : Fallgeschwindigkeit der Eispartikel ( $\text{m s}^{-1}$ )  
 $v_r$  : Fallgeschwindigkeit der Regentropfen ( $\text{m s}^{-1}$ )  
 $w$  : Vertikalgeschwindigkeit in der Wolke ( $\text{m s}^{-1}$ )  
 $z$  : Vertikalachse (m)

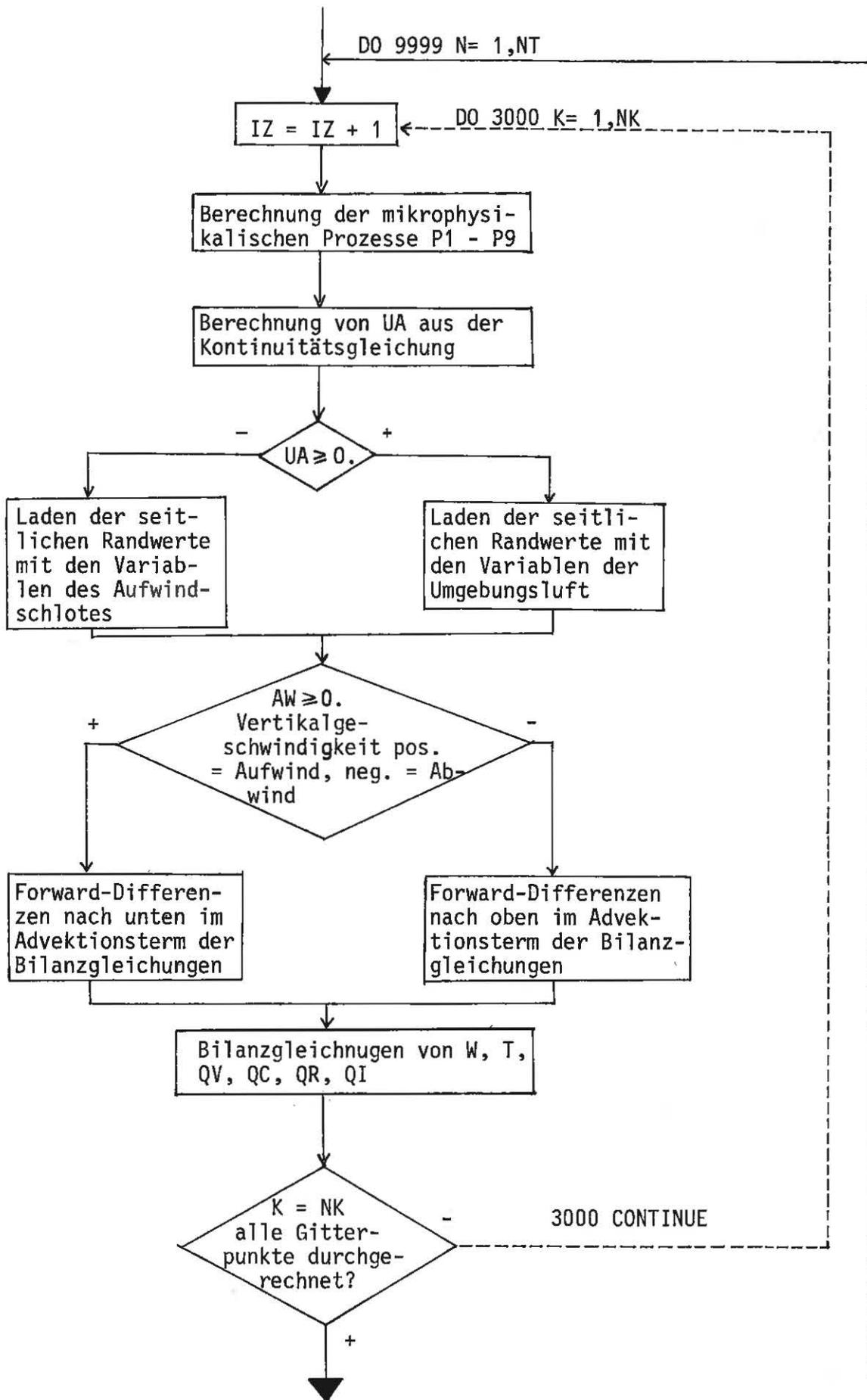
Konstante Zahlenwerte im Gleichungssystem:

- $a$  : 3000 (m)  
 $\alpha$  : 0,1  
 $c_{p1}$  : 1005,67 ( $\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$ )  
 $C_o$  : 0,005 ( $\text{s}^{-1}$ )  
 $f_o$  : 0,75  
 $g$  : 9,81 ( $\text{m s}^{-2}$ )  
 $G$  : 0.005 ( $\text{s}^{-1}$ )  
 $\Gamma_d$  : -0,0098 ( $\text{K m}^{-1}$ )  
 $L_{de}$  :  $2834,17 \cdot 10^3$  ( $\text{J kg}^{-1}$ ) bei 273,15 K  
 $L_{df}$  :  $2500,61 \cdot 10^3$  ( $\text{J kg}^{-1}$ ) bei 273,15 K  
 $L_{fe}$  :  $333,56 \cdot 10^3$  ( $\text{J kg}^{-1}$ ) bei 273,15 K

Appendix 2a

\*CUNIMB\* , Strukturdiagramm





APPENDIX 2b

Programmliste CUNIMB

```

PROGRAM CUNIMB(INPUT,OUTPUT,TAPE1=64,TAPE2=64,TAPE3=64,TAPE4=64, 00010
+TAPE5=64,TAPE6=64,TAPE7=64,TAPE8=64,TAPE9=64,TAPE10=64,TAPE11=64, 00011
+TAPE12=64,TAPE13=64) 00012
C*****00013
C***** CUNIMB *****00014
C*****00015
C*****00016
C *CUNIMB* IST EIN FUNDIMENTALES KONVEKTIONSMODELL. ES VERAR- 00017
C BEITET DIE ERGEBNISSE EINES RADIOSONDENAUFSTIEGES (RSA) 00018
C (MESSUNG VON DRUCK,TEMPERATUR,TAUPUNKTDIFFERENZ AN MARKANTEN 00019
C PUNKTEN) UND VERWENDET SIE ALS SEITLICHE RANDWERTE DER 00020
C KONVEKTIONSZELLE. 00021
C IM MODELL WERDEN SAEMTLICHE PHASENUMWANDLUNGEN DES WASSERS 00022
C SOWIE DIE NIEDERSCHLAGSBILDUNG IN INSGESAMT 9 MIKROPHYSIKALISCHEN 00023
C PROZESSEN BERUECKSICHTIGT. 00024
C 00025
C INNERHALB DES PROGRAMMS BEZIEHEN SICH ALLE ZAHLENWERTE AUF EIN- 00026
C HEITEN, DIE PRODUKTE DER SI-BASISEINHEITEN METER,KILOGRAMM,KELVIN 00027
C UND SEKUNDE SIND. BEI DER EIN- UND AUSGABE WIRD DER DRUCK IN MBAR 00028
C UND DIE TEMPERATUR ALS CELSIUS-TEMPERATUR ANGEGEBEN. 00029
C -----00030
C INITIALISIERUNG: TEMPERATURERHOEHUNG UM 0.2 K FUER ZEIT UNTER 100 00031
C IN DER UNTERSTEN SCHICHT. 00032
C DER RADIUS DER KONVEKTIONSZELLE (A) SOWIE EIN LEITUNGSPARAMETER 00033
C (ALPH) MUESSEN VORGEGEBEN WERDEN. 00035
C 00036
C AN DAS PROGRAMM IST EIN PLOTPROGRAMM *CPLOT* ALS DEPENDENCY- 00037
C JOB ANGESCHLOSSEN, WELCHES DIE VON *CUNIMB* ERRECHNETEN UND GE- 00038
C SPEICHERTEN ERGEBNISSE SOFORT ZU ABBILDUNGEN VERARBEITET. 00039
C CO=G=0.005 , FO=0.75 00040
C -----00041
C 00042
COMMON Z(50),TO(50),TVO(50),QVO(50),P(50),QCO(50) 00043
COMMON T(50),AT(50),TV(50),ATV(50),QV(50),AQV(50) 00044
COMMON QC(50),AQC(50),QR(50),AQR(50),QI(50),AQI(50),VR(50),VI(50) 00045
COMMON W(50),AW(50),WR(50),RO(50),WO(50) 00046
COMMON TM(20),TMC(20),TDM(20),TDDM(20),DH(20),TGP(20),QVM(20) 00047
COMMON TVMM(20),TDGR(50),H(20),PN(20),TF(50),QVF(50) 00048
COMMON SNAME(5),UEBSR(5) 00049
COMMON WP(50),QVP(50),QCP(50),QRP(50),QIP(50),VRP(50),VIP(50) 00050
COMMON DTP(50),DTVP(50),DQVP(50),VRE(50),VIE(50) 00051
INTEGER RAUS,PR1(50) 00052
C -----00053
C DATENEINGABE 00054
C 00055
C A = RADIUS DER KONVEKTIONSZELLE IN METER 00056
C ALPH = OFFENER PARAMETER, DER ZWISCHEN 0.1 UND 1 LIEGT. 00057
C UEBSR = UEBERSCHRIFT DES PROTOKOLLS 00058
C SHF = HOEHE DER ERDOBERFLAECHE UEBER N.N. IN METER 00059
C NF = ANZAHL DER GITTERPUNKTE AN DENEN FLUGZEUGMESSUNGEN 00060
C VORLIEGEN 00061
C TF = TEMPERATUR (FLUGZEUGMESSUNG) 00062
C QVF = SPEZIFISCHE FEUCHTE (FLUGZEUGMESSUNG) 00063
C DATUM1,DATUM2,ZEIT = DATUM UND ZEIT DES RADIOSONDENAUFSTIEGS 00064
C SKZ = STATIONSKENNZIFFER DER RS-STATION 00065
C SNAME = NAME DER RS-STATION 00066
C SH = HOEHE DER RS-STATION UEBER N.N. IN METER 00067
C N = ANZAHL DER MARKANTEN PUNKTE DES REFERENZ-TEMPS. 00068
C PM,TMC,TDDM = DRUCK,TEMPERATUR,TAUPUNKTDIFFERENZ (RS-AUFSTIEG) 00069
C -----00070

```

```
READ 777,A,ALPH                                00071
777  FORMAT(2F5.0)                              00072
READ 110,(UEBSR(L),L=1,5),SHF                  00073
110  FORMAT(5A6,F5.0)                          00074
      READ 550,NF                              00075
      IF(NF.EQ.0) GOTO 555                    00076
      READ 560,(TF(K),QVF(K),K=1,NF)          00077
550  FORMAT(I3)                                00078
560  FORMAT(5(2F5.0))                          00079
555  CONTINUE                                  00080
      READ 300,DATUM1,DATUM2,ZEIT             00081
      READ 400,SKZ,(SNAME(L),L=1,5),SH        00082
      READ 450,N                               00083
      READ 411,(PM(J),TMC(J),TDDM(J),J=1,N)   00084
300  FORMAT(1X,2A4,1X,A6)                     00085
400  FORMAT(A6,5A6,F5.0)                      00086
450  FORMAT(I3)                                00087
411  FORMAT(4(3F5.0))                         00088
      PRINT 100,SKZ,(SNAME(L),L=1,5),DATUM1,DATUM2,ZEIT,
1    I(UEBSR(L),L=1,5),A,ALPH                 00089
100  FORMAT(/135(1H#))/* TEMP: *,6A6,2X,2A4,2X,A6/* SPEZIELL: *,5A6/ 00091
1135(1H=)/* WOLKENRADIUS/METER = *,F5.0/* ALPH = *,F5.1/135(1H#)/) 00092
      PRINT 441,(KK-1,KK=1,13)                00093
      PRINT 442                                00094
-----00095
C      VORGABE DER KONSTANTEN                  00096
C      CO = UMWANDLUNGSFAKTOR VON P2          00097
C      G = UMWANDLUNGSFAKTOR VON P3          00098
C      FO = KONSTANTE FUER FALLGESCHWINDIGKEIT VON EISPARTIKELN 00099
C      DT = ZEITSCHRITT                       00100
C      DZ= ABSTAND DER VERTIKALEN RECHENNIVEAUS 00101
C      NK = ANZAHL DER VERTIKALEN RECHENNIVEAUS 00102
C      NT = ANZAHL DER ZEITSCHRITTE          00103
C      WR = RADIUS DER KONVEKTIONSZELLE      00104
C      GN = NORM-ERDBESCHLEUNIGUNG          00105
C      RL = SPEZIELLE GASKONSTANTE TROCKENER LUFT 00106
C      KL = ADIABATENEXPONENT                00107
C      TGRA = TROCKENADIABATISCHER TEMPERATURGRADIENT 00108
C      LDF = SPEZIFISCHE VERDAMPFUNGSWAERME BEI 273.15 K 00109
C      LFE = SPEZIFISCHE SCHMELZWAERME BEI 273.15 K 00110
C      LDE = SPEZIFISCHE SUBLIMATIONSWAERME BEI 273.15 K 00111
C      CPL = SPEZIFISCHE WAERMEKAPAZITAET TROCKENER LUFT BEI 00112
C      KONSTANTEM DRUCK                      00113
C      IZSMIN = ANZAHL DER ZEITSCHRITTE PRO MINUTE 00114
-----00115
C      LPRINT=RAUS=0                          00116
C      CO=0.005                               00117
C      G=0.005                               00118
C      FO=0.75                               00119
C      NK=50                                  00120
C      NT=1200                               00121
C      DZ=250.                               00122
C      DT=5.                                  00123
C      IZSMIN=60./DT                         00124
C      WR(1)=A                               00125
C      GN=9.81                               00126
C      RL=287.1                              00127
C      KL=0.28544                            00128
C      TGRA=-0.0098                          00129
C      LDF=2500610.                          00130
C      LFE=333560.                           00131
C      LDE=2834170.                          00132
C      CPL=1005.7                            00133
C      NK1=NK-1                              00134
C      TK=273.15                             00135
```

```
C ----- 00197
C DEFINITION DER HOEHEN DER RECHENNIVEAUS 00198
C ----- 00199
C DO 5030 K=1,NK 00200
C Z(K)=(K-1)*DZ+SHF 00201
C ----- 00202
C NULL-SETZEN DER GROSSEN DES RSA FUER DIE INITIALISIERUNG DER 00203
C MITTELUNG FUER DAS PLOT-PROGRAMM 00204
C ----- 00205
C WP(K)=QVP(K)=QCP(K)=QRP(K)=QIP(K)=VRP(K)=VIP(K)=DTP(K)= 00206
C 1DTVP(K)=DQVP(K)=0. 00207
C ----- 00208
C DO 5040 J=2,N 00209
C IF(H(J).GE.Z(K)) GOTO 5050 00210
5040 CONTINUE 00211
5050 J=J-1 00212
C ----- 00213
C LADEN DER PARAMETER DER UMGEBUNGSLUFT (TO,TVO,QVO) AN ALLEN 00214
C RECHENNIVEAUS DURCH INTERPOLATION DER VARIABLEN (TM,TVM,QVM) 00215
C DER MARKANTEN PUNKTE AUF DIE RECHENNIVEAUS 00216
C ----- 00217
C DELH=Z(K)-H(J) 00218
C TO(K)=TM(J)+DELH*TDGR(J) 00219
C TVO(K)=FTV(TO(K),QVO(K)) 00220
C TVM=(TVMM(J)+TVO(K))/2. 00221
C ----- 00222
C BERECHNUNG DES DRUCKS P AN ALLEN RECHENNIVEAUS 00223
C ----- 00224
C P(K)=PM(J)*EXP(-GN*DELH/(RL*TVM)) 00225
C ----- 00226
C TDO=TDM(J)+DELH*TDGR(J) 00227
C QVO(K)=FOVS(P(K),TDO) 00228
C TVO(K)=FTV(TO(K),QVO(K)) 00229
C ----- 00230
C BERECHNUNG DER DICHTE DER (TROCKENEN) UMGEBUNGSLUFT RD AN ALLEN 00231
C RECHENNIVEAUS 00232
C ----- 00233
C RD(K)=P(K)/(RL*TO(K)) 00234
5030 CONTINUE 00235
C ----- 00236
C ***** 00237
C INITIALISIERUNG 00238
C ----- 00239
C ZEIT=0. 00240
C IZ=0 00241
C ----- 00242
C LADEN DER VARIABLEN DER KONVEKTIONSZELLE: 00243
C ----- 00244
C T = TEMPERATUR 00245
C TV = VIRTUELLE TEMPERATUR 00246
C W = VERTIKALGESCHWINDIGKEIT 00247
C QV = SPEZIFISCHE FEUCHTE 00248
C QC = SPEZIFISCHER GEHALT AN WOLKENTROPFCHEN 00249
C QR = SPEZIFISCHER GEHALT AN REGENTROPFEN 00250
C QI = SPEZIFISCHER GEHALT AN EISPARTIKELN 00251
C VR = FALLGESCHWINDIGKEIT DER REGENTROPFEN 00252
C VI = FALLGESCHWINDIGKEIT DER EISPARTIKEL 00253
C ----- 00254
C BEZIEHEN SICH DIE PARAMETER DER KONVEKTIONSZELLE AUF DAS ALTE 00255
C ZEITLEVEL, SO WIRD IHREM NAMEN EIN A VORGESTELLT. 00256
C ----- 00257
```

```
DD 2000 K=2,NK 00258
T(K)=AT(K)=TO(K) 00259
VR(K)=VRO=0. 00260
VI(K)=VIO=0. 00261
TV(K)=ATV(K)=TVO(K) 00262
QV(K)=AQV(K)=QVO(K) 00263
WO(K)=W(K)=AW(K)=0. 00264
QCO(K)=0. 00265
QC(K)=AQC(K)=0. 00266
QRO=0. 00267
QR(K)=AQR(K)=0. 00268
QTO=0. 00269
QI(K)=AQI(K)=0. 00270
2000 CONTINUE 00271
----- 00272
C LADEN DER UMGEBUNGSPARAMETER MIT DEN FLUGZEUGMESSUNGEN (SOWEIT 00273
C DIESE VORHANDEN SIND) 00274
C FALLS KEINE F-MESSUNGEN VORLIEGEN, WIRD NUR DER REFERENZ-TEMP 00275
C BENUTZT. 00276
----- 00277
C IF(NF.EQ.0) GOTO 2021 00278
C DD 2020 K=1,NF 00279
C TO(K)=AT(K)=T(K)=TF(K) 00280
C IF(QVF(K).GE.1.) GOTO 2020 00281
C QVO(K)=AQV(K)=QV(K)=QVF(K) 00282
C TVO(K)=ATV(K)=TV(K)=FTV(TO(K),QVO(K)) 00283
2020 CONTINUE 00284
2021 CONTINUE 00285
----- 00286
C DEFINITION DER ANFANGSWERTE 00287
C IM NIVEAU 1 UND 2 WIRD DIE TEMPERATUR UM DTT = 0.8 K ERHOEHT 00288
C 00289
----- 00290
C QV(1)=AQV(1)=QVO(1) 00291
C WO(1)=W(1)=AW(1)=0. 00292
C VP(1)=0. 00293
C VI(1)=0. 00294
C QCO(1)=0. 00295
C QC(1)=AQC(1)=0. 00296
C QR(1)=AQR(1)=0. 00297
C QI(1)=AQI(1)=0. 00298
C T(1)=TO(1)+0.8 00299
C AT(1)=T(1) 00300
C ATV(1)=TV(1)=FTV(T(1),QV(1)) 00301
C DTT=T(1)-TO(1) 00302
C AT(2)=T(2)=T(1)+DTT 00303
C ATV(2)=TV(2)=FTV(T(2),QV(2)) 00304
----- 00305
C ***** 00306
C BEGINN DER ZEITSCHLEIFE 00307
C 00308
C IZ ZAEHLT DIE ZEITSCHRITTE 00309
C ZEIT IST DIE ZEIT NACH BEGINN DER INTEGRATION 00310
C 00311
9999 IZ=IZ+1 00312
8888 CONTINUE 00313
DD 3000 K=2,NK1 00314
WR(K)=A 00315
IF(A.LE.50.) WR(K)=A=50. 00316
QVS=FQVS(P(K),T(K)) 00317
OIS=FQIS(P(K),T(K)) 00318
```

```
C      ++++++-----00319
C      -----00320
C      00321
C      MIKROPHYSIKALISCHE PROZESSE 00322
C      00323
C      P1 = PHASENUMWANDLUNG WASSERDAMPF IN WOLKENTROEPPCHEN 00324
C      P2 = UMWANDLUNG WOLKENTROEPPCHEN IN REGENTROPFEN 00325
C      P3 = UMWANDLUNG REGENTROPFEN IN EISPARTIKEL 00326
C      P4 = UMWANDLUNG VON WASSERDAMPF IN EIS (DEPOSITION) 00327
C      P5 = SCHMELZEN DER EISPARTIKEL 00328
C      P6 = VERDUNSTUNG VON WOLKENTROEPPCHEN 00329
C      P7 = VERDUNSTUNG DER REGENTROPFEN 00330
C      P8 = VERDUNSTUNG DER EISPARTIKEL 00331
C      P9 = VERDUNSTUNG DES SCHMELZENDEN EISES 00332
C      00333
C      PDSMB = SAETTIGUNGSDAMPFDROCK UEBER WASSER IN MBAR. 00334
C      PDSEMB = SAETTIGUNGSDAMPFDROCK UEBER EIS IN MBAR. 00335
C      CR = VENTILATIONSKOEFFIZIENT DES REGENS. 00336
C      CI = VENTILATIONSKOEFFIZIENT DES EISES. 00337
C      FQVS = SPEZ. SAETTIGUNGSFEUCHTE UEBER WASSER 00338
C      FQIS = SPEZ. SAETTIGUNGSFEUCHTE UEBER EIS 00339
C      F0**(-.42)=1.1284 00340
C      -----00341
C      PDSMB=6.107*10.**(((7.5*AT(K)-2048.6)/(AT(K)-38.25))) 00342
C      PDSEMB=6.107*10.**(((9.5*AT(K)-2594.9)/(AT(K)-7.65))) 00343
C      CR=1.6+.57*.001*(VR(K)*100.)**1.5 00344
C      CI=1.6+.57*.001*(VI(K)*100.)**1.5*(1./F0) 00345
C      00346
C      P1=(AQV(K)-QVS)/DT 00347
C      IF(P1.LE.0.) P1=0. 00348
C      IF(AQC(K).LE.0..AND.P1.LT.0.) P1=0. 00349
C      00350
C      IF(AQC(K).GT.0.) P2=C0*AQC(K) 00351
C      IF(AQC(K).LE.0.) P2=0. 00352
C      00353
C      P3=G*AQR(K) 00354
C      IF(AQR(K).LE.0.) P3=0. 00355
C      IF(AT(K).GT.TK) P3=0. 00356
C      00357
C      P4=(1000./RD(K))*(((AQV(K)/FQIS(P(K),AT(K)))-1.)*(RD(K)*AQI(K) 00358
C      1*.001)**.525)*(1.1284)/(700000.+(4100000./PDSEMB))) 00359
C      IF(AT(K).GT.TK.AND.AQV(K).LT.QIS) P4=C. 00360
C      00361
C      IF(AT(K).GE.TK) P5=2.27*(0.000001)*CI*(AT(K)-TK)*((RD(K)*AQI(K) 00362
C      1*.001)**.525)*(1000./RD(K))*(1.1284) 00363
C      IF(AT(K).LT.TK) P5=0. 00364
C      00365
C      IF(P1.LE.0.) P6=-((1000./RD(K))*(((AQV(K)/FQVS(P(K),AT(K)))-1.)* 00366
C      1*(RD(K)*AQC(K)*.001)**.525)/(700000.+(4100000./PDSMB))) 00367
C      IF(P1.GT.0.) P6=0. 00368
C      00369
C      IF(P1.LE.0.) P7=-((1000./RD(K))*(((AQV(K)/FQVS(P(K),AT(K)))-1.)* 00370
C      1*CR*(RD(K)*AQR(K)*.001)**.525)/(540000.+(4100000./PDSMB))) 00371
C      IF(P1.GT.0.) P7=0. 00372
C      00373
C      IF(AT(K).LE.TK) P8=-((1000./RD(K))*(((AQV(K)/FQIS(P(K),AT(K)))-1.)* 00374
C      1*CI*(RD(K)*AQI(K)*.001)**.525)*(1.1284)/(700000.+ 00375
C      1(4100000./PDSEMB))) 00376
C      IF(AT(K).GT.TK.OR.P3.LT.0.) P8=0. 00377
C      IF(P1.GT.0.) P8=0. 00378
C      00379
```

```

IF(AT(K).GE.TK) P9=- (1000./RD(K))*(((AQV(K)/FQVS(P(K),AT(K)))-1.) 00380
1*CI*(RD(K)*AQI(K)*.001)**.525)*(1.1284)/(540000.+ 00381
1(4100000./PDSMR))) 00382
IF(AT(K).LT.TK.DR.P9.LT.0.) P9=0. 00383
IF(P1.GT.0.) P9=0. 00384
+++++ 00385
----- 00386
BERECHNUNG DER HORIZONTALEN WINDGESCHWINDIGKEIT DURCH DEN 00387
RAND DER KONVEKTIONSZELLE (UA) 00388
UA IST POSITIV BEI EINSTROEMEN (POSITIVES ENTRAINMENT) 00389
----- 00390
AW11=AW(K+1) 00391
AW22=AW(K-1) 00392
UA=-A/(2.*RD(K))*(RD(K+1)*AW11-RD(K-1)*AW22)/(DZ+DZ) 00393
----- 00394
LADEN DER PARAMETER DES RANDES DER KONVEKTIONSZELLE 00395
(TA,QVA,QCA,WA) IN ABHAENIGKEIT VON DEM VORZEICHEN VON UA. 00396
----- 00397
WA=AW(K) 00398
TA=AT(K) 00399
RDA=RD(K) 00400
VRA=VR(K) 00401
VIA=VI(K) 00402
QCA=AQC(K) 00403
QVA=AQV(K) 00404
QRA=AQR(K) 00405
QIA=AQI(K) 00406
IF(UA.GE.0.) GOTO 250 00407
WA=WO(K) 00408
TA=TO(K) 00409
RDA=RD(K) 00410
VRA=0. 00411
VIA=0. 00412
QVA=QVO(K) 00413
QCA=0. 00414
QRA=0. 00415
QIA=0. 00416
----- 00417
BERECHNUNG DER VERTIKALEN GRADIENTEN VON T,QV,QC UND W MIT 00418
UPSTREAM-DIFFERENZEN 00419
----- 00420
250 AWK1=AW(K+1) 00421
AWK2=AW(K) 00422
AW1=(AW(K)+AW(K+1))*0.5 00423
ATK1=AT(K+1) 00424
ATK2=AT(K) 00425
AQCK1=AQC(K+1) 00426
AQCK2=AQC(K) 00427
AQVK1=AQV(K+1) 00428
AQVK2=AQV(K) 00429
IF(AW(K).LT.0.) GOTO 305 00430
AWK1=AW(K) 00431
AWK2=AW(K-1) 00432
AW1=(AW(K)+AW(K-1))*0.5 00433
ATK1=AT(K) 00434
ATK2=AT(K-1) 00435
AQCK1=AQC(K) 00436
AQCK2=AQC(K-1) 00437
AQVK1=AQV(K) 00438
AQVK2=AQV(K-1) 00439
305 CONTINUE 00440

```

```
C =====00441
C INTEGRATIONS DES GLEICHUNGSSYSTEMS MIT FORWARD-DIFFERENZEN 00442
C IN DER ZEIT 00443
C -----00444
C BEWEGUNGSGLEICHUNG 00445
C -----00446
C TERM1=(2.*ALPH/A)*(WO(K)-AW(K))*ABS(WO(K)-AW(K))+(2./A)*(AW(K)-WA)00447
1*UA+GN*(ATV(K)-TVO(K))/TVO(K)-GN*(AQC(K)+AQR(K)+AQI(K)) 00448
W(K)=-AW1*(DT/DZ)*(AWK1-AWK2)+DT*TERM1+AW(K) 00449
IF(ABS(W(K)).LE.0.01) W(K)=0. 00450
C -----00451
C TEMPERATURGLEICHUNG 00452
C -----00453
C TERM2=(2.*ALPH/A)*ABS(WO(K)-AW(K))*(TO(K)-AT(K))+(2./A)*UA* 00454
1(AT(K)-TA)+(LDF/CPL)*(P1-P6-P7-P9)+(LDE/CPL)*(P4-P8)+(LFE/CPL)* 00455
1(P3-P5) 00456
T(K)=-DT*AW1*((ATK1-ATK2)/DZ-TGRA)+DT*TERM2+AT(K) 00457
C -----00458
C BILANZGLEICHUNG DES WASSERDAMPFS 00459
C -----00460
C TERM3=(2.*ALPH/A)*ABS(WO(K)-AW(K))*(QVO(K)-AQV(K)) 00461
1+(2./A)*UA*(AQV(K)-QVA)-P1-P4+P6+P7+P8+P9 00462
QV(K)=- (DT/DZ)*AW1*(AQVK1-AQVK2)+DT*TERM3+AQV(K) 00463
IF(QV(K).LT.0.) QV(K)=0. 00464
C -----00465
C BILANZGLEICHUNG DER WOLKENTROEPFCHEN 00466
C -----00467
C TERM4=(2.*ALPH/A)*ABS(WO(K)-AW(K))*(QC0(K)-AQC(K)) 00468
1+(2./A)*UA*(AQC(K)-QCA)+P1-P2-P6 00469
QC(K)=- (DT/DZ)*AW1*(AQCK1-AQCK2)+DT*TERM4+AQC(K) 00470
IF(QC(K).LT.0.) QC(K)=0. 00471
C -----00472
C BILANZGLEICHUNG DER REGENTROPFEN ; BEFECHNUNG DER VERTIKALEN 00473
C GRADIENTEN VON VR UND QR 00474
C -----00475
C AW1=(AW(K+1)+AW(K))/2. 00476
C AQRK1=AQR(K+1) 00477
C AQRK2=AQR(K) 00478
C VR1=(VR(K+1)+VR(K))/2. 00479
C IF((AW(K)-VR(K)).LT.0.) GOTO 306 00480
C AW1=(AW(K)+AW(K-1))/2. 00481
C VR1=(VR(K)+VR(K-1))/2. 00482
C AQRK1=AQR(K) 00483
C AQRK2=AQR(K-1) 00484
306 CONTINUE 00485
C AORM=(AQR(K+1)+AQR(K-1))*0.5 00486
C TERM5=(2.*ALPH/A)*ABS(WO(K)-AW(K))*(-AQR(K))+ 00487
1(2./A)*UA*(AQR(K)-QRA)+P2-P3+P5-P7 00488
C QR(K)=- (DT/DZ)*(AW1-VR1)*(AQRK1-AQRK2)+(DT*(AORM/RO(K))* 00489
1((RO(K+1)*VR(K+1)-RO(K-1)*VR(K-1))/(2*DZ)))+DT*TERM5+AQR(K) 00490
C IF(QR(K).LT.0.) QR(K)=0. 00491
C VR(K)=31.2*((RO(K)*QR(K)*.001)**0.125) 00492
```

C	-----	00493
C	BILANZGLEICHUNG DER DISPARTIKEL ; BERECHNUNG DER VERTIKALEN	00494
C	GRADIENTEN VON VI UND QI	00495
C	-----	00496
	AW1=(AW(K+1)+AW(K))/2.	00497
	AQIK1=AQI(K+1)	00498
	AQIK2=AQI(K)	00499
	V11=(VI(K+1)+VI(K))/2.	00500
	IF((AW(K)-VI(K)).LT.0.) GOTO 307	00501
	AW1=(AW(K)+AW(K-1))/2.	00502
	V11=(VI(K)+VI(K-1))/2.	00503
	AQIK1=AQI(K)	00504
	AQIK2=AQI(K-1)	00505
307	CONTINUE	00506
	AQIM=(AQI(K+1)+AQI(K-1))*0.5	00507
	TERM6=(2.*ALPH/A)*ABS(WO(K)-AW(K))*(-AQI(K))+	00508
	1(2./A)*UA*(AQI(K)-QIA)+P3+P4-P5-P8-P9	00509
	QI(K)=-((DT/DZ)*(AW1-V11)*(AQIK1-AQIK2)+(DT*(AQIM/RO(K))*	00510
	1((RO(K+1)*VI(K+1))-(RO(K-1)*VI(K-1)))/(2*DZ))+DT*TERM6+AQI(K)	00511
	IF(QI(K).LT.0.) QI(K)=0	00512
	VI(K)=31.2*((RO(K)*QI(K)*.001)**0.125)*FO	00513
C	=====	00514
3000	CONTINUE	00515
C	-----	00516
C	UMLADEN DER ZEITLEVELS	00517
C	-----	00518
	DO 5060 K=1,NK	00519
	IF(QC(K).GT.0) LPRINT=1	00520
	AW(K)=W(K)	00521
	AT(K)=T(K)	00522
	ATV(K)=FTV(T(K),QV(K))	00523
	AQV(K)=QV(K)	00524
	AQC(K)=QC(K)	00525
	AQR(K)=QR(K)	00526
	AQI(K)=QI(K)	00527
	IF(ZEIT.GE.100) ATV(1)=TV(1)=TVO(1)	00528
	IF(ZEIT.GE.100) AT(1)=T(1)=TO(1)	00529
5060	CONTINUE	00530
	RAIN=(VR(2)-W(2))*(RO(2)*QR(2))*DT	00531
	IF(RAIN.LE.0.)RAIN=0.	00532
	RAINS=RAINS+RAIN	00533
	RAIN=RAIN*3600./DT	00534
	ZEIT=ZEIT+DT	00535
	IF(LPRINT.EQ.1) RAUS=RAUS+1	00536
	IF(ZEIT.GT.(NT*DT)) STOP	00537
C	-----	00538
C	AUFSUMMIERUNG DER ERRECHNETEN GROESSEN ZWECKS MITTELUNG (MINUETL)	00539
C	-----	00540
	DO 5070 K=1,NK	00541
	WP(K)=WP(K)+W(K)	00542
	QVP(K)=QVP(K)+QV(K)	00543
	QCP(K)=QCP(K)+QC(K)	00544
	QRP(K)=QRP(K)+QR(K)	00545
	QIP(K)=QIP(K)+QI(K)	00546
	VWP(K)=VRP(K)+VR(K)	00547
	VIP(K)=VIP(K)+VI(K)	00548
	DTP(K)=DTP(K)+(T(K)-TO(K))	00549
	DTVP(K)=DTVP(K)+(TV(K)-TVO(K))	00550
	DQVP(K)=DQVP(K)+(QV(K)-QVO(K))	00551
5070	CONTINUE	00552
	IZC=INT(ZEIT/60.)	00553
	ZC=ZEIT/60.	00554
	ZCI=FLOAT(IZC)	00555

```
C -----00556
C  AUSGABE 00557
C -----00558
  IF(IZ.EQ.IZSMIN) GOTO 9889 00559
  GOTO 9999 00560
9889 IZ=0 00561
C  PRINT 350 00562
C350  FORMAT(/T5,*ZEIT*,T13,*HOEHE*,T21,*DTT*,T29,*DTV*,T38,*W*,T44,*P*,00563
C 1T51,*WR*,T60,*DQV*,T69,*QV*,T78,*QC*,T87,*QR*,T96,*QI*,T102, 00564
C 1*DICHTE*,T113,*VR*,T121,*VI*,T129,*QVS*/) 00565
  DO 4000 K=1,NK 00566
C -----00567
C  BILDUNG VON MINUTENMITTELN DER ERRECHNETEN GROESSEN FUER PLOT 00568
C -----00569
  WP(K)=WP(K)/IZSMIN 00570
  QVP(K)=QVP(K)/IZSMIN 00571
  QCP(K)=QCP(K)/IZSMIN 00572
  QRP(K)=QRP(K)/IZSMIN 00573
  QIP(K)=QIP(K)/IZSMIN 00574
  VRP(K)=VRP(K)/IZSMIN 00575
  VIP(K)=VIP(K)/IZSMIN 00576
  DTP(K)=DTP(K)/IZSMIN 00577
  DTVP(K)=DTVP(K)/IZSMIN 00578
  DQVP(K)=DQVP(K)/IZSMIN 00579
C -----00580
  TCO=TO(K)-273.15 00581
  PRI(K)=INT(W(K)) 00582
  TC=T(K)-273.15 00583
  QVS=FQVS(P(K),AT(K)) 00584
  DTV=ATV(K)-TVO(K) 00585
  DTT=AT(K)-TO(K) 00586
  DQV=QVS-AQV(K) 00587
  VRE(K)=(VRP(K)-WP(K)) 00588
  VIE(K)=(VIP(K)-WP(K)) 00589
  IF (QR(K).EQ.0.) VRE(K)=0. 00590
  IF (QI(K).EQ.0.) VIE(K)=0. 00591
C  PRINT 440,ZEIT,Z(K),DTT,DTV,W(K),P(K),WR(K),DQV,QV(K),QC(K), 00592
C 1QR(K),QI(K),RO(K),VR(K),VI(K),QVS 00593
C440  FORMAT(2F8.0,2F8.2,F7.3,F8.0,F7.0,5F9.5,3F8.3,F9.5) 00594
  4000  CONTINUE 00595
  PRINT 443,ZEIT/60.,(PRI(K),K=1,NK),RAIN,RAINS 00596
  WRITE (2,940) (((QCP(K)+QRP(K)+QIP(K))*1000.),K=1,NK) 00597
  WRITE (3,940) ((QCP(K)*1000.),K=1,NK) 00598
  WRITE (4,940) ((QRP(K)*1000.),K=1,NK) 00599
  WRITE (5,940) ((QIP(K)*1000.),K=1,NK) 00600
  WRITE (6,940) (DTP(K),K=1,NK) 00601
  WRITE (7,940) ((ATV(K)-TVO(K)),K=1,NK) 00602
  WRITE (8,940) ((DQVP(K)*1000.),K=1,NK) 00603
  WRITE (9,940) ((WP(K)*(-1)),K=1,NK) 00604
  WRITE (10,940) (VRE(K),K=1,NK) 00605
  WRITE (11,940) (VIE(K),K=1,NK) 00606
  WRITE (12,930) ((TO(K)-273.15),(TVO(K)-273.15),(QVO(K)),K=1,NK) 00607
```

```

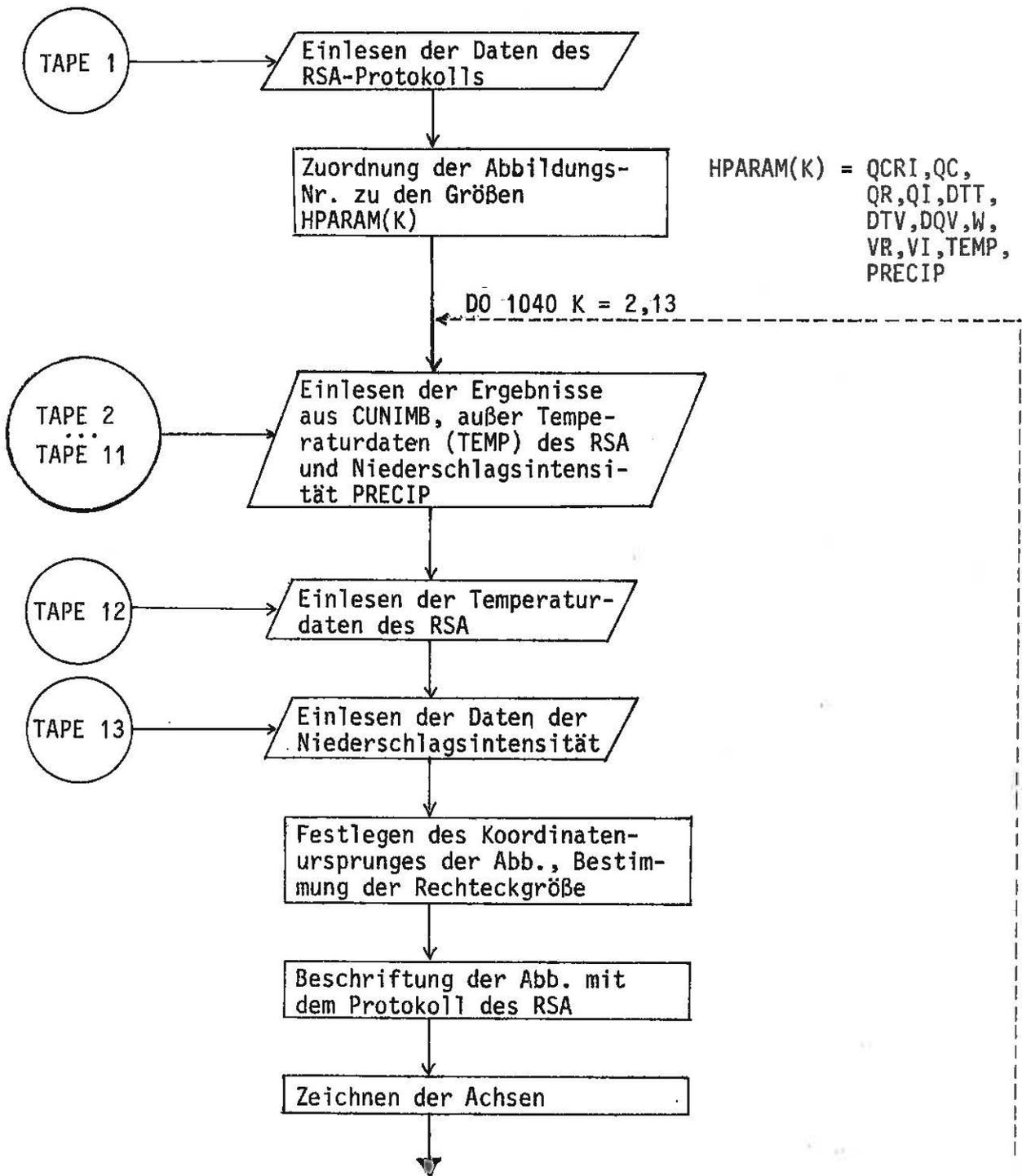
930  FORMAT(3F12.5)                                00608
      WRITE (13,950) RAIN,RAINS                    00609
443  FORMAT(F10.0,5X,50I2,3X,2F6.1)              00610
441  FORMAT(9X,13(6X,I2)///)                      00611
442  FORMAT(9X,13(8H      I))                    00612
940  FORMAT(5E12.5)                                00613
950  FORMAT(2F12.5)                                00614
      DO 5080 K=1,NK                                00615
      WP(K)=QVP(K)=QCP(K)=QRP(K)=QIP(K)=VRP(K)=VIP(K)=DTP(K)= 00616
1    DTVP(K)=DQVP(K)=0.                            00617
5080 CONTINUE                                       00618
      IF(ZEIT.GE.(NT*DT)) STOP                      00619
      GOTO 9999                                      00620
C-----
C  ENDE DER ZEITSCHLEIFE                            00622
C*****
C  END                                               00624
      FUNCTION FQVS(P,T)                             00625
C+++++
C+++++ F Q V S ++++++                               00627
C+++++
C-----
C  BERECHNET DIE SPEZIFISCHE FEUCHTE BEI VORGABE VON DRUCK UND 00630
C  TEMPERATUR                                       00631
C-----
C  PDS=610.7*10.**((7.5*T-2048.6)/(T-38.25))        00633
      FQVS=0.62198*PDS/(P-0.37802*PDS)              00634
      RETURN                                         00635
      END                                           00636
C-----
C  FUNCTION FQIS(P,T)                                00638
C+++++
C+++++ F Q I S ++++++                               00640
C+++++
C-----
C  BERECHNET DIE SPEZIFISCHE FEUCHTE UEBER EIS BEI VORGABE VON 00643
C  TEMPERATUR UND DRUCK.                            00644
C-----
C  PDSE=610.7*10.**((9.5*T-2594.9)/(T-7.65))        00646
      FQIS=0.62198*PDSE/(P-0.37802*PDSE)            00647
      RETURN                                         00648
      END                                           00649
C-----
C  FUNCTION FTV(T,Q)                                 00651
C+++++
C+++++ F T V ++++++                               00653
C+++++
C-----
C  BERECHNET DIE VIRTUELLE TEMPERATUR BEI VORGABE VON TEMPERATUR 00656
C  UND SPEZIFISCHER FEUCHTE                        00657
C-----
C  FTV=T*(1.+0.6077*Q)                              00659
      RETURN                                         00660
      END                                           00661

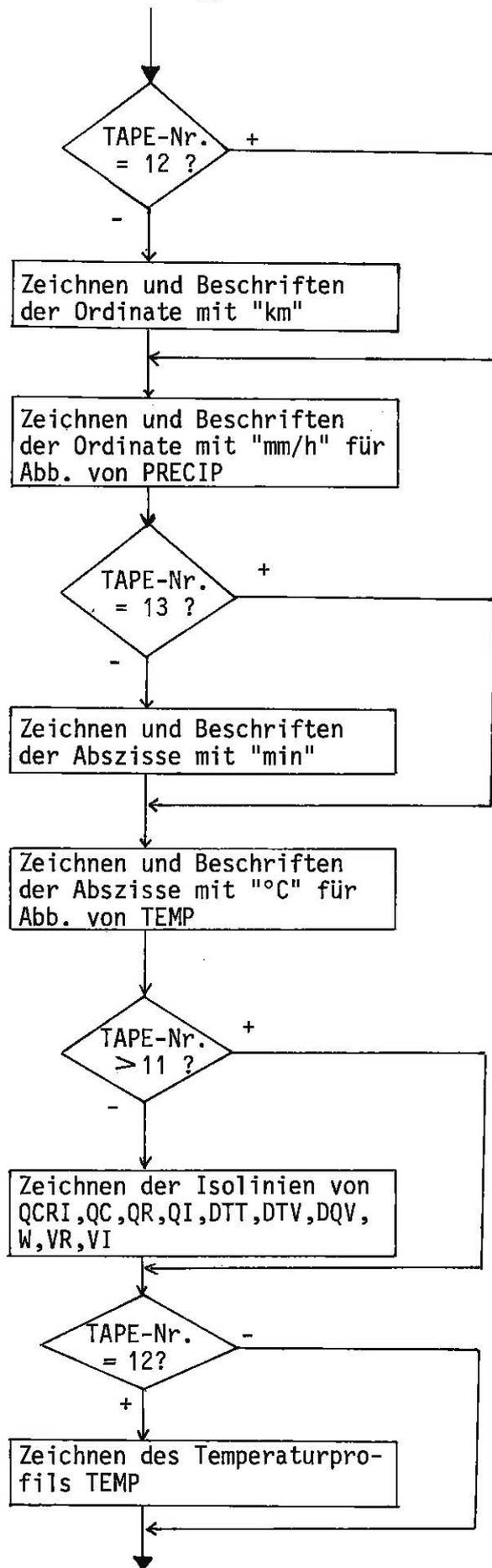
```

∕

Appendix 2c

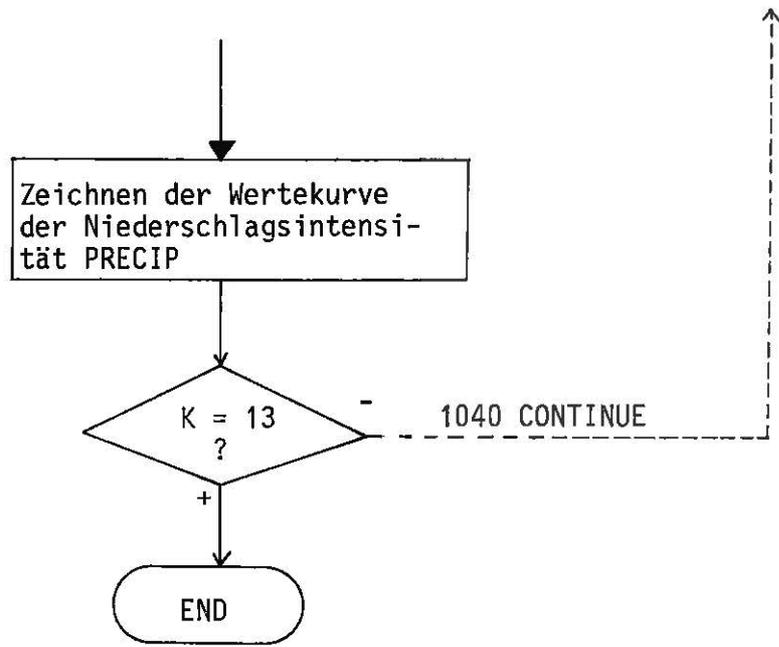
\*CBPLOT\*, Strukturdiagramm





DO 1040





APPENDIX 2d

Programmliste CBPLOT

```

PROGRAM CBPLOT (INPUT=64,OUTPUT=64,TAPE1=64,TAPE2=64,TAPE3=64      00010
+,TAPE4=64,TAPE5=64,TAPE6=64,TAPE7=64,TAPE8=64,TAPE9=64,TAPE10=64 00011
+,TAPE11=64,TAPE12=64,TAPE13=64)                                00012
C                                                                 00013
C *****                                                    00014
C                                                                 00015
C *CBPLOT* IST DAS AN DAS KONVEKTIONSMODELL *CUNIMB* ANGE-      00016
C SCHLOSSENE PLOTPROGRAMM.                                       00017
C                                                                 00018
C *****                                                    00019
C COMMON UEBSR(5),SNAME(5),HPARAM(12),X(60),Y(50)                00020
C COMMON WERT(60,50),T0(50),TVO(50),QVO(50),RAIN(60),RAINS(60)  00021
C DIMENSION ASL(15),BSL(20)                                       00022
C DATA (ASL(I),I=1,12)/0.,1.,0.5,1.,2.,3.,4.,5.,6.,7.,8.,9.,10./ 00023
C DATA (BSL(J),J=1,17)/-20.,-18.,-16.,-14.,-12.,-10.,-8.,-6.,-4., 00024
C +-2.,0.5,2.,4.,6.,8.,10.,12./                                     00025
C                                                                 00026
C #####                                                    00027
C                                                                 00028
C EINLESEN DER DATEN DES PROTOKOLLS                               00029
C -----                                                    00030
C                                                                 00031
C READ (1,900) DAT,TIM                                             00032
C READ (1,910) SKZ,(SNAME(L),L=1,5),DATUM1,DATUM2,ZEIT          00033
C +,(UEBSR(L),L=1,5)                                              00034
C READ (1,920) NT,NK,DT,DZ                                        00035
C MINUTE=(NT*DT)/60.                                             00036
C MINUTE=60                                                       00037
C NL=MINUTE/10                                                    00038
900 FORMAT(2A10)                                                  00039
910 FORMAT(1X,6A6,2A4,26,5A6)                                     00040
920 FORMAT(1X,2I5,2F6.1)                                         00041
C CALL PLTINIT(21)                                               00042
C                                                                 00043
C FESTLEGEN DER BESCHRIFTUNG                                     00044
C                                                                 00045
C HPARAM (1) = 6HQCR1                                           00046
C HPARAM (2) = 6HQC                                             00047
C HPARAM (3) = 6HQR                                             00048
C HPARAM (4) = 6HQT                                             00049
C HPARAM (5) = 6HDTT                                           00050
C HPARAM (6) = 6HDTV                                           00051
C HPARAM (7) = 6HDQV                                           00052
C HPARAM (8) = 6HDWNET                                           00053
C HPARAM (9) = 6HVR                                             00054
C HPARAM (10) = 6HVI                                           00055
C HPARAM (11) = 6HTEMP                                           00056
C HPARAM (12) = 6HPPRECIP                                       00057

```

```
C
C
C IM AUSDRUCK HABEN DIE PARAMETER FOLGENDE DIMENSIONEN:
C QCRI : GESAMTWASSERGEHALT DER WOLKE, FLUESSIG + FEST, (G/KG)
C QC,QR,QI: WOLKEN-,REGENTROPFEN,EISPARTIKEL (G/KG)
C DTT : EXCESSTEMPERATURE (= T-TO), (KELVIN)
C DTV : VIRT. EXCESSTEMPERATURE (=TV-TVO), (KELVIN)
C QOV : FEUCHTEDIFFERENZ (= QV-QVO), (G/KG)
C DWNDFT : DOWNDRAFT, (M/SEC)
C VRE,VIE : EFF. FALLGESCHW. VON REGEN BZW. EIS (M/SEC)
C TEMP : TEMPERATUR DER AUSSENLUFT (CELSIUS)
C PRECIP : NIEDERSCHLAGSINTENSITAET (MM/H)
C
C
C FESTLEGEN DER ABBILDUNGEN 1 - 12
C
C DD 1040 K=1,12
C KK=K+1
C IF (KK.EQ.12) GOTO 1234
C IF (KK.EQ.13) GOTO 2345
C READ (KK,940) ((WERT(I,J),J=1,NK),I=1,MINUTE)
940 FORMAT (5E12.5)
GOTO 4321
1234 READ (KK,930) (TO(N),TVO(N),QVO(N),N=1,NK)
930 FORMAT (3F12.5)
GOTO 4321
2345 READ (KK,950) (RAIN(I),RAINS(I),I=1,MINUTE)
950 FORMAT (2F12.5)
4321 CONTINUE
CALL VTHICK(2)
C
C #####
C
C FESTLEGEN DES KOORDINATENURSPRUNGES DER ABB. 1 - 12, SOWIE
C BESTIMMUNG DER GROESSE DER RECHTECKE
C
C XP=(INT((K+3.)/4.)-1.)*16.+6.
C YP=4.*((K+3.)/4.-INT((K+3.)/4.))*13.+2.
C RLAENG=15.
C BREITE=10.
C WINKEL=0.
C IPEN=3
C CALL RECT(XP,YP,RLAENG,BREITE,WINKEL,IPEN)
C
C BESCHRIFTUNG DER ABBILDUNGEN MIT DEM PROTOKOLL
C
C
C XPAGE=XP
C YPAGE=YP+BREITE+0.2
C CALL SYMBOL(XPAGE,YPAGE,0.5,UEBSR(1),0.,6)
C DO 1045 L=2,5
C CALL SYMBOL(999.,999.,0.5,UEBSR(L),0.,6)
1045 CONTINUE
C XPAGE=XP
C YPAGE=YP-0.6
C CALL SYMBOL(XPAGE,YPAGE,0.4,HPARAM(K),0.,6)
C CALL VTHICK(1)
C XPAGE=XP+4.6
C YPAGE=YP-0.4
C CALL SYMBOL(XPAGE,YPAGE,0.2,SKZ,0.,6)
C CALL SYMBOL(999.,999.,0.2," ",0.,1)
C DO 1047 L=1,5
C CALL SYMBOL(999.,999.,0.2,SNAME(L),0.,6)
1047 CONTINUE
```

	CALL SYMBOL(999.,999.,0.2," ",0.,1)	00119
	CALL SYMBOL(999.,999.,0.2,DATUM1,0.,4)	00120
	CALL SYMBOL(999.,999.,0.2,DATUM2,0.,4)	00121
	CALL SYMBOL(999.,999.,0.2," ",0.,1)	00122
	CALL SYMBOL(999.,999.,0.2,ZEIT,0.,6)	00123
	CALL SYMBOL(999.,999.,0.2," ",0.,1)	00124
	CALL SYMBOL(999.,999.,0.2,DAT,90.,10)	00125
	CALL SYMBOL(999.,999.,0.2,TIM,90.,10)	00126
C		00127
C	+++++	00128
C		00129
C	ZEICHNEN DER AXSEN UND BESCHRIFTEN	00130
C	-----	00131
C		00132
	XPAGE=XP+1	00133
	YPAGE=YP+1	00134
C		00135
C	ERSTENS: ORDINATE	00136
C		00137
	CALL ARDHD(XPAGE,YPAGE,XPAGE,YPAGE+8.5,0.2,0.2,16)	00138
	IF (K.EQ.12) GOTO 999	00139
	DO 1048 L=1,12	00140
	XPAGE=XP+1	00141
	YPAGE=YP+1+(L*0.625)	00142
	CALL PLOT(XPAGE,YPAGE,3)	00143
	CALL PLOT(XPAGE-0.2,YPAGE,2)	00144
	CALL NUMBER (XPAGE-0.7,YPAGE-0.1,0.2,FLOAT(L),0.,-1)	00145
1048	CONTINUE	00146
	XPAGE=XP+0.3	00147
	YPAGE=YP+9.5	00148
	CALL SYMBOL(XPAGE,YPAGE,0.2,"KM",0.,2)	00149
	GOTO 888	00150
999	CONTINUE	00151
	DO 1049 L=1,4	00152
	XPAGE=XP+1	00153
	YPAGE=YP+(L*2.)+1	00154
	CALL PLOT(XPAGE,YPAGE,3)	00155
	CALL PLOT(XPAGE-0.2,YPAGE,2)	00156
	CALL NUMBER(XPAGE-0.7,YPAGE-0.1,0.2,FLOAT(L*10),0.,-1)	00157
1049	CONTINUE	00158
	XPAGE=XP+0.1	00159
	YPAGE=YP+9.5	00160
	CALL SYMBOL(XPAGE,YPAGE,0.2,"MM/H",0.,4)	00161
888	CONTINUE	00162
C		00163
C	ZWEITENS : ABSZISSE	00164
C		00165
	XPAGE=XP+1	00166
	YPAGE=YP+1	00167
	CALL ARDHD(XPAGE,YPAGE,XPAGE+13.,YPAGE,0.2,0.2,16)	00168
	IF (K.EQ.11.) GOTO 777	00169
	YPAGE=YP+1.	00170
	DO 1041 L=1,NL	00171
	XPAGE=XP+1.+(12./(FLOAT(NL)))*L	00172
	CALL PLOT(XPAGE,YPAGE,3)	00173
	CALL PLOT(XPAGE,YPAGE-0.2,2)	00174
	CALL NUMBER(XPAGE-0.2,YPAGE-0.6,0.2,FLOAT(L*10),0.,-1)	00175
1041	CONTINUE	00176
	XPAGE=XP+14.	00177
	YPAGE=YP+0.4	00178
	CALL SYMBOL(XPAGE,YPAGE,0.2,"MIN",0.,3)	00179
	GOTO 666	00180
777	CONTINUE	00181



```
C ----- 00242
C ABBILDUNG DES TEMPS (ABB.11) 00243
C ----- 00244
  DD 2060 J=1,NK 00245
  TO(J)=XP+9.5+0.15*TO(J) 00246
2060 CONTINUE 00247
  CALL LINEC(TO,Y,NK,1) 00248
  GOTD 1040 00249
C ----- 00250
C ABBILDUNG DES NIEDERSCHLAGS (ABB.12) 00251
C ----- 00252
  444 CONTINUE 00253
  DD 2070 I=1,MINUTE 00254
  RAIN(I)=YP+(1+0.2*RAIN(I)) 00255
2070 CONTINUE 00256
  CALL LINEC(X,RAIN,MINUTE,1) 00257
1040 CONTINUE 00258
C ----- 00259
C ***** 00260
C ----- 00261
  CALL PLTEND 00262
  STOP 00263
  END 00264
%
```

APPENDIX 3

L I T E R A T U R

- ANTHES, H. (1977a) : "A Cumulus Parameterization Scheme Utilizing A One-Dimensional Cloud Model", Mo.Wea.Rev. 105, p.270
- (1977b) : "Hurricane Model Experiments With A New Cumulus Parameterization Scheme", Mo.Wea.Rev. 105, p.287
- ARAKAWA, A. / (1974) : "Interaction Of A Cumulus Cloud Ensemble With The Large-Scale Environment; Part I", J.Atmos.Sci. 31, p.674
- SCHUBERT, W.
- ARNASON, G. / (1972) : "Micro- And Macro-Structures Of Numerically Simulated Convective Clouds", J.Atmos.Sci. 29, p.342
- GREENFIELD, R.
- BATTAN, L. (1977) : "Rain Resulting From Melting Ice Particles", J.Appl.Met. 16, p.595
- BRAZIER-SMITH, P. et.al. (1973) : "Raindrop Interactions And Rainfall Rates Within Clouds", Quart.J.Roy. Met.Soc. 99, p.260
- BROWNING, K. (1965) : "A Model Of The Airflow And Precipitation Trajectories Within Severe Local Storms Which Travel To The Right Of The Winds", in BROWNING/FUJITA (1965), p.319

- BROWNING, K. (1977) : "The Structure And Mechanisms Of Hail-Storms", in : "Hail: A Review Of Hail Science And Hail Surpression", Meteor. Mon. 16, AMS Boston, p.1
- BROWNING, K. / (1965)  
FUJITA, T. : "A Family Outbreak Of Severe Local Storms - A Comprehensive Study Of The Storms In Oklahoma On 26<sup>th</sup> May 1963, Part I", Special Reports No.32, Air Force Cambridge Research Laboratory, AFCRL-65-695(1), Bedford, Mass., USA
- BROWNING, K. / (1962)  
LUDLAM, F. : "Airflow In Convective Storms", Quart.J.Roy.Met.Soc. 88, p.117
- BYERS, H. (1965) : "Elements Of Cloud Physics", Univ.of Chicago Press, 1965, zit. nach OGURA/TAKAHASHI (1971)
- BYERS, H. / (1949)  
BATTAN, L. : "Some Effects Of Vertical Wind Shear On Thunderstorm Structure", Bull.Am. Meteor.Soc. 30, p.168
- BYERS, H. / (1949)  
BRAHAM, R. : "The Thunderstorm", Washington D.C.,USA
- CARBONE, R. / (1978)  
NELSON, L. : "The Evolution Of Raindrop Spectra In Warm-Based Convective Storms As Observed An Numerically Modeled", J.Atm.Sci. 35, p.2302
- CHO, H. (1977) : "Contributions Of Cumulus Cloud Life-Cycle Effects To The Large-Scale Heat And Moisture Budget Equations", J.Atm. Sci. 34, p.88

- COTTON, W. (1971) : "Comments On 'Steady-State One-Dimensional Models Of Cumulus Convection'", J.Atm.Sci. 28, p.647
- (1975) : "On Parameterization Of Turbulent Transport In Cumulus Clouds", J.Atm.Sci. 32, p.548
- COTTON, W. / (1978) : "Cumulus Convection In Shear-Flow  
TRIPOLI, G. - Three-Dimensional Numerical Experiments", J.Atm.Sci. 35, p.1503
- DANIELSEN, E. et.al. (1972) : "Hail Growth By Stochastic Collection In A Cumulus Model", J.Atm.Sci.29, p.135
- DAS, Ph. (1964) : "Role Of Condensed Water In The Life Cycle Of A Convective Cloud", J.Atm. Sci. 21, p.404
- ENGLISH, M. (1973) : "Alberta Hailstorms; Part II: Growth Of Large Hail In The Storm", Meteor. Mon. 14, AMS Boston, USA
- FENNER, J. (1973) : "The Organization And Movement Of Convective Cells", Ph.D. Thesis, University of London
- FORTAK, H. (1969) : "Scale-Analyse und Störungstheorie höherer Ordnung für die Behandlung atmosphärischer Konvektionsbewegungen", Vortrag v.d. 3. SPAAZ-Seminar, Berlin
- (1973) : "Kursvorlesung Theoretische Meteorologie", ausgearbeitet von K.M.RIESENER, Veröff. Inst.f. Theoret.Met., Freie Universität Berlin

- FOX, D. / (1972) : "Numerical Simulations Of Turbulent  
LILLY, D. Flows", Rev. Geophys.Space Phys. 10,  
p.51
- FRAEDRICH, K. (1973) : "On The Parameterization Of Cumulus  
Convection By Lateral Mixing And Com-  
pensating Subsidence, Part I", J.Atm.  
Sci. 30, p.408
- (1974) : "Dynamic And Thermodynamic Aspects Of  
The Parameterization Of Cumulus Convec-  
tion, Part II", J.Atm.Sci.31, p.1838
- FUJITA, T. (1963) : "Analytical Mesometeorology : A Re-  
view", in : "Severe Local Storms",  
Meteor. Mon. 5, AMS Boston, USA, p.77
- GARRET, A. (1978) : "Numerical Simulations Of Atmospheric  
Convection Over The Southeastern United  
States In Undisturbed Conditions",  
Report No.47, Atm. Science Group,  
College Of Engineering, Univ. of Texas,  
Austin, Texas
- GRIESSEIER, H. (1973/4) : "Mathematische Behandlung ausgewählter  
meteorologischer Probleme", Vorlesungs-  
skript, Freie Universität Berlin, Inst.  
f. Theoret. Met.
- GUNN, K. / (1958) : "The Distribution With Size Of Aggregate  
MARSHALL, J. Snowflakes", J.Meteor. 15, p.452
- HILL, G. (1974) : "Factors Controlling The Size And Spac-  
ing Of Cumulus-Clouds As Revealed By  
Numerical Experiments", J.Atm.Sci. 31,  
p.646
- (1977) : "Initiation Mechanisms And Develop-  
ment Of Cumulus Convection", J.Atm.  
Sci. 34, p.1934

- JACOBSEN, I. (1973) : "Numerische Simulation von Wolkenkollektiven zur Bestimmung des Bedeckungsgrades von Konvektionsfeldern", Veröff.Inst.f.Theoret.Met., Freie Universität Berlin
- JOHNSON, R. (1978) : "Characteristic Structure And Growth Of The Non-Precipitating Cumulus Layer Over South-Florida", Mo.Wea. Rev. 106, p.1495
- KESSLER, E. (1969) : "On The Distribution And Continuity Of Water Substance In Atmospheric Circulation", Meteor. Mon. 10, AMS Boston
- (1974) : "Model Of Precipitation And Vertical Air Currents", Tellus 26, p.519
- KLEMP, J. / (1977)  
WILHELMSON, R. : "The Simulation Of Three-Dimensional Convective Storm Dynamics", Preprints Of The 10<sup>th</sup> Conference On Severe Local Storms, Omaha, Nebraska, USA, p.283
- KOENIG, L. (1971) : "Numerical Modeling Of Ice Deposition", J.Atm.Sci. 28, p.226
- KOPP, F. / (1973)  
ORVILLE, H. : "A Numerical Simulation Of The June 9, 1972 Storm In The Black Hills", Preprints Of The 8<sup>th</sup> Conference On Severe Local Storms, Denver, Col., USA, p.287
- LIN, Y. / (1971)  
MARTIN, D. : "Some Numerical Aspects Of A Steady Non-Entraining Severe Storm With Sloping Updrafts", J.Atm.Sci. 28, p.1472
- (1972) : "Further Study Of A Steady Severe Model Storm With Rotating Updraft Configuration", Tellus 24, p.216

- LINDEMANN, C. (1973) : "Mesometeorologische Sondierung der troposphärischen Grundschicht unterhalb 3000 m zum Zwecke der Parametrisierung subsynoptischer Prozesse", Veröff. Inst.f.Theoret.Met., Freie Universität Berlin
- LORD, S. (1978) : "An Observational Verification Of The ARAKAWA/SCHUBERT-Cumulus Parameterization", in:"Europ. Centre for Medium Range Weather Forecasts (ECMWF), Workshop On The Parameterization Of Cumulus Convection", ohne Ort, p.104
- LUDLAM, F. (1963) : "Severe Local Storms: A Review", Meteor. Mon. 5, AMS Boston, p.1
- MALKUS, J. / (1955)  
SCORER, R. : "The Erosion Of Cumulus Towers", J.Meteor. 12, p.43
- MALKUS, J. / (1959)  
WITT, G. : "The Solution Of A Convective Element: A Numerical Calculation", in:"The Atmosphere And The Sea In Motion", New York, p.425
- MARSHALL, J. / (1948)  
PALMER, W. : "The Distribution Of Raindrops With Size", J.Meteor. 5, p.165
- MASON, B. (1956) : "On The Melting Of Hailstones", Quart. J.Roy.Met.Soc. 82, p.209
- (1969) : "Some Outstanding Problems In Cloud Physics - The Interaction Of Microphysical And Dynamical Processes", Quart.J.Roy.Met.Soc. 95, p.449
- (1971) : "The Physics Of Clouds", Oxford, UK

- McGREGOR, J. et.al. (1978) : "The ANMRC Limited Area Model: Consolidated Formulation And Operational Results", Mo.Wea.Rev. 106, p.427
- MOLENKAMP, C. (1968) : "Accuracy Of Finite Difference Methods Applied To The Advection Equation", J.Appl.Met. 7, p.160
- MORGAN, G. (1977) : "Response To 'A Review Of Hailstone - Hailstorm Simulations'", in:"Hail: A Review Of Hail Science And Hail Suppression", Meteor.Mon. 16, AMS Boston, p.63
- MUSIL, D. (1970) : "Computer Modeling Of Hailstone Growth In Feeder Clouds", J.Atm.Sci. 27, p.476
- NEWTON, C. (1963) : "Dynamics Of Severe Convective Storms", in:"Severe Local Storms", Meteor. Mon. 5, AMS Boston, p.33
- NEWTON, C. / (1959)  
NEWTON, H. : "Dynamical Interactions Between Large Convective Clouds And Environment With Shear", J. Meteor. 16, p.483
- OGURA, Y. / (1973)  
CHO, H. : "Diagnostic Determination Of Cumulus Cloud Populations From Observed Large-Scale Variables", J.Atm.Sci. 30, p.1276
- OGURA, Y. / (1971)  
TAKAHASHI, T. : "Numerical Simulation Of The Life Cycle Of A Thunderstorm Cell", Mo.Wea.Rev. 99, p.895
- (1973) : "The Development Of Warm Rain In A Cumulus Model", J.Atm.Sci. 30, p.262

- OOYAMA, K. (1971) : "A Theory Of Parameterization Of Cumulus Convection", J.Met.Japan 26, p.744
- ORVILLE, H. (1977) : "A Review Of Hailstone - Hailstorm Numerical Simulations", in: "Hail: A Review Of Hail Science And Hail Suppression", Meteor.Mon.16, AMS Boston, p.49
- ORVILLE, H. / (1977)  
KOPP, F. : "Numerical Simulation Of The Life History Of A Hailstorm", J.Atmos.Sci. 34, p.1596
- ORVILLE, H. / (1970)  
SLOAN, L. : "A Numerical Simulation Of The Life History Of A Rainstorm", J.Atmos.Sci. 27, p.1148
- PANCHEV, S. / (1972)  
ANDREEV, V. : "Non-Diabatic Thermal Convection In Moist Air As A Cloud Formation Process: One-Dimensional Model", J.Atmos.Sci.29, p.203
- Preprints Of The 10<sup>th</sup> Conference On Severe Local Storms", 1977, Omaha, Nebraska, USA
- ROGERS, R. (1976) : "A Short Course In Cloud Physics", Oxford, UK
- SCHLESINGER, R. (1973) : "A Numerical Model Of Deep Moist Convection: Part II. A Prototype Experiment And Variations Upon It", J.Atmos.Sci. 30, p.1374
- (1978) : "A Three-Dimensional Numerical Model Of An Isolated Thunderstorm: Part I. Comparative Experiments For Ambient Wind Shear", J.Atmos.Sci. 35, p.690

- SCOTT, B. / (1977) : "A Theoretical Study Of The Evolution  
HOBBS, P. Of Mixed-Phase Cumulus Clouds", J.Atm.  
Sci. 34, p.812
- SEKHON, R. / (1971) : "Doppler Radar Observations Of Drop-Size  
SRIVASTAVA, R. Distribution In A Thunderstorm", J.  
Atm.Sci. 28, p.983
- SIMPSON, J. (1971) : "On Cumulus Entrainment And One-Dimen-  
sional Models", J.Atm.Sci. 28, p.449
- (1972) : "Reply" , J.Atm.Sci. 29, p.220
- SIMPSON, J. / (1969) : "Models Of Precipitating Cumulus Towers"  
WIGGERT, V. Mo.Wea.Rev. 97, p.471
- (1971) : "1968 Florida Cumulus Seeding Experiments,  
Numerical Model Results", Mo.Wea. Rev. 99,  
p.87
- SQUIRES, P. / (1962) : "An Entraining Jet Model For Cumulonimbus  
TURNER, J. Updraughts", Tellus 14, p.422
- STEINER, J. (1973) : "A Three-Dimensional Model Of Cumulus  
Cloud Development", J.Atm.Sci. 30, p.414
- STOMMEL, H. (1947) : "Entrainment Of Air Into A Cumulus  
Cloud", J.Meteor. 4, p.91
- TAKAHASHI, T. (1978) : "Raindrop Size Distribution Within  
Collisional Breakup In An Axisymmetric  
Warm Cloud Model", J.Atm.Sci. 35, p.1549
- TAKEDA , T. (1971) : "Numerical Simulation Of A Precipitating  
Convective Cloud: The Formation Of A  
'Long-Lasting' Cloud", J.Atm.Sci. 28,  
p.350

- WARNER, J. (1968) : "The Supersaturation In Natural Clouds", J.Rech.Atm. 3, p.233
- (1970) : "On Steady-State One-Dimensional Models Of Cumulus Convection", J.Atm.Sci. 27, p.1035
- (1971) : "Reply", J.Atm.Sci.28, p.651
- (1972) : "Comments On 'On Cumulus Entrainment And One-Dimensional Models'", J.Atm. Sci. 29, p.218
- WEINSTEIN, A. (1970) : "A Numerical Model Of Cumulus Dynamics And Microphysics", J.Atm.Sci. 27, p.246
- (1971) : "Comments On 'Steady-State One-Dimensional Models Of Cumulus Convection'", J.Atm.Sci. 28, p.647
- WILHELMSON, R. (1974) : "The Life Cycle Of A Thunderstorm In Three Dimensions", J.Atm.Sci. 31, p.1629
- WILHELMSON, R. / (1972) : "The Pressure Perturbation And The Numerical Modeling Of A Cloud", J.Atm. Sci. 29, p.1295
- OGURA, Y.
- WILKINS, E. et.al. (1977) : "Interaction Between A Discrete Convective Element And A Shearing Environment: A Numerical Simulation", Mo.Wea.Rev. 105, p.261
- WISNER, Ch. et.al. (1972) : "A Numerical Model Of A Hail-Bearing Cloud", J.Atm.Sci. 29, p.1160
- YANAI, M. et.al. (1973) : "Determination Of Bulk Properties Of Tropical Cloud Clusters From Large-Scale Heat And Moisture Budgets", J.Atm.Sci. 30, p.611