

Kapitel 2

Atmosphärische Konvektion

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

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

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

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

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

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

Orlandi		Fujita		Fortak	
Skala	L in km	Skala	L in km	Skala	L in km
Makro- α	$0.2 \cdots 4 \times 10^4$	Maso	$0.04 \cdots 4 \times 10^4$	Großräumig	$0.050 \cdots 4 \times 10^4$
Makro- β	$0.2 \cdots 2 \times 10^4$				
Meso- α	$0.2 \cdots 2 \times 10^3$	Meso	$0.04 \cdots 4 \times 10^2$	Mesoskalig	$0.500 \cdots 5 \times 10^2$
Meso- β	$0.2 \cdots 2 \times 10^2$				
Meso- γ	$0.2 \cdots 2 \times 10^1$	Miso	$0.04 \cdots 4 \times 10^0$	Konvektiv	$0.050 \cdots 5 \times 10^1$
Mikro- α	$0.2 \cdots 2 \times 10^0$				
Mikro- β	$0.2 \cdots 2 \times 10^{-1}$	Moso	$0.04 \cdots 4 \times 10^{-2}$	Kleinräumig	$0.005 \cdots 5 \times 10^{-1}$
Mikro- γ	$0.2 \cdots 2 \times 10^{-2}$				
Mikro- δ	$0.2 \cdots 2 \times 10^{-3}$	Muso	$0.04 \cdots 4 \times 10^{-4}$		
Mikro- ϵ	$0.2 \cdots 2 \times 10^{-4}$				

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

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

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

2.1 Erscheinungsformen

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

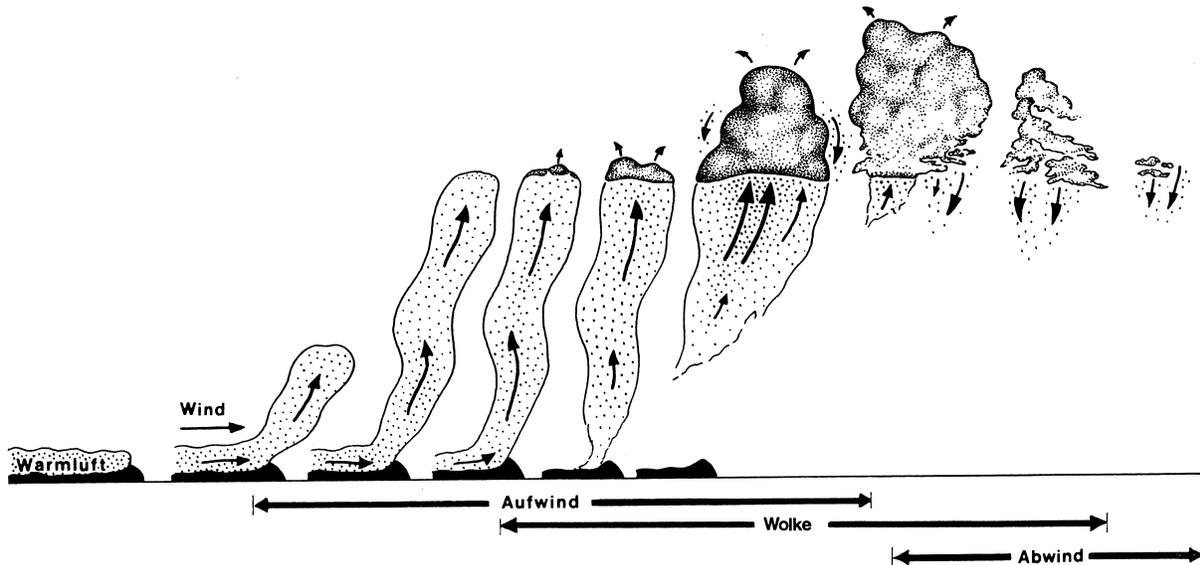


Abbildung 2.1: Schematischer Lebenszyklus von Cu hum. Modifiziert nach Reichmann (1982).

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

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

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

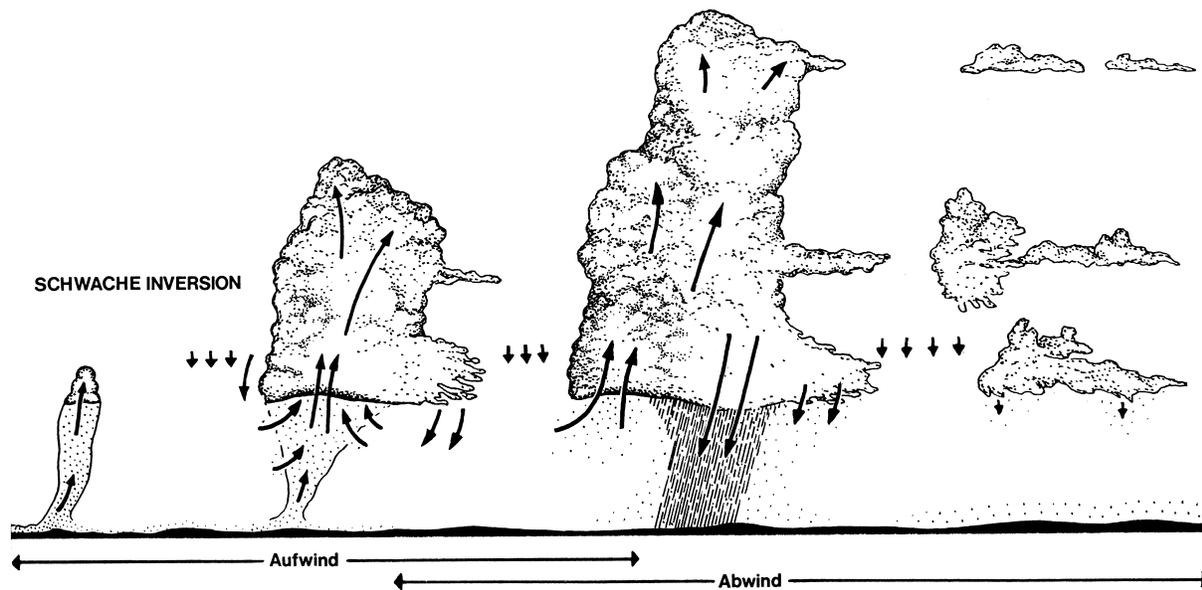


Abbildung 2.2: Schematischer Lebenszyklus von Cu cong. Modifiziert nach Reichmann (1982).

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

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

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

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

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

2.2 Modellierung

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

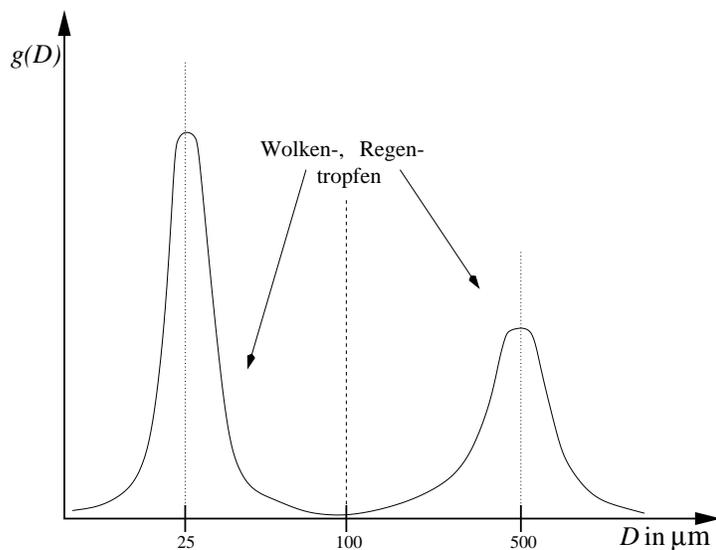


Abbildung 2.3: Schema der Massendichteverteilungsfunktion $g(D)$ von Tropfen gemäß Berry (1967) und Cotton (1972).

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Das Maß für einen gewitterträchtigen Gehalt der Luft an Wärme und Feuchte ist eine sehr hohe äquivalent-potentielle Temperatur Θ_e ¹, die aus potentieller Temperatur Θ , spezifischer Feuchte q_d , Verdampfungsenthalpie L_{wd} , der spezifischen Wärme bei konstantem Druck c_p und der Exnerfunktion Π , dem dimensionslosen Luftdruck mittels

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

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

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

2.3 Problemstellung

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

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

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

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

Prinzipielle wolkenphysikalische Studien ohne Orographieeinfluß. Dabei wird das KAMM-Modell in einem relativ kleinen Modellgebiet mit feiner horizontaler Maschenweite $\Delta \lesssim 1$ km betrieben, so daß auf jeden Fall auf eine Parametrisierung der subskaligen Niederschlagsprozesse verzichtet werden kann. Das Gelände ist eben. In dieser Konfiguration können für künstlich initialisierte Schauer- und Gewitterwolken² in Anlehnung z. B. an Klemp und Wilhelmson (1978) bzw. Tartaglione et al. (1996) Sensitivitätsstudien der einzelnen Prozesse des Wolkenmodells durchgeführt werden, sofern die Parametrisierungen dieser Prozesse verändert oder erweitert wurden. Als Gesamtanwendung des Modells kann hierbei sowohl das Verhalten einzelner Wolken als auch die Interaktion zweier Gewitter über Konvergenzlinien an Böenfronten, bzw. die Reaktion der Wolkendynamik auf unterschiedliche Landnutzungen oder Bodenfeuchteverteilungen studiert werden (Lynn et al., 1998).

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

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

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

