

Kapitel 5

Modellergebnisse

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

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

5.1 Rechnungen mit idealisierter Topographie

5.1.1 Test des Wolkenmodells

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

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

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

Simulation eines Schauers ohne Eisphase

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

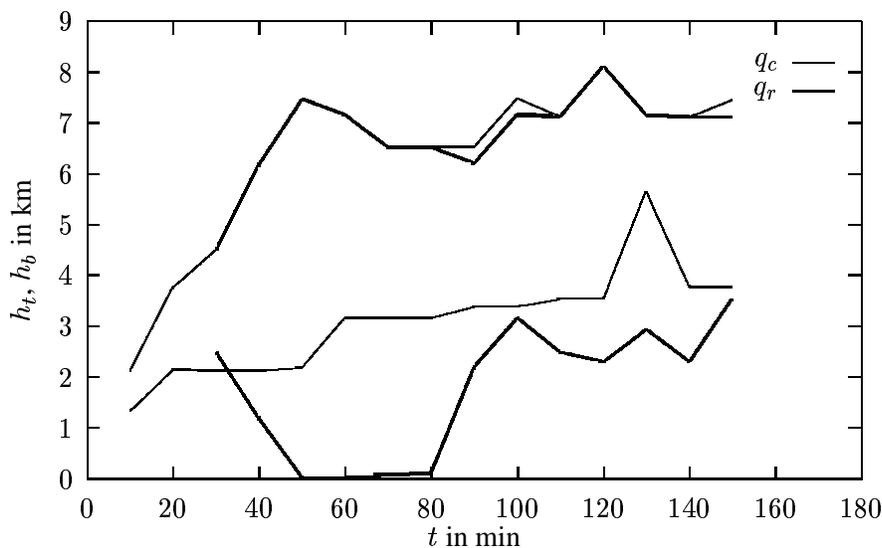


Abbildung 5.1: 10 min-Zeitreihe der Hydrometeor-Ober- und Untergrenzen h_t , bzw. h_b aus der Simulation eines Schauers ohne Eisphasenphysik.

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

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

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

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

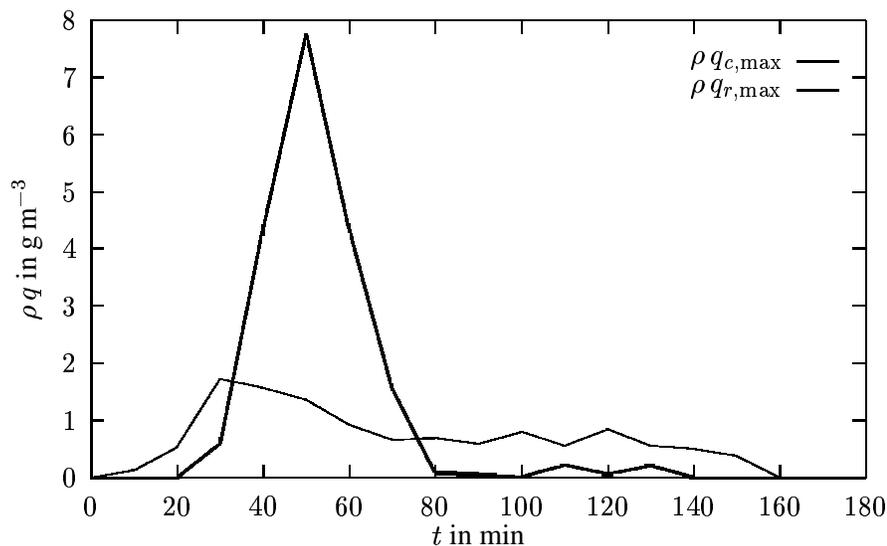


Abbildung 5.2: 10 min-Zeitreihe der maximalen Hydrometeor-Konzentrationen $\rho q_{\xi,\max}$ aus der Simulation des Schauers ohne Eisphasenphysik.

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

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

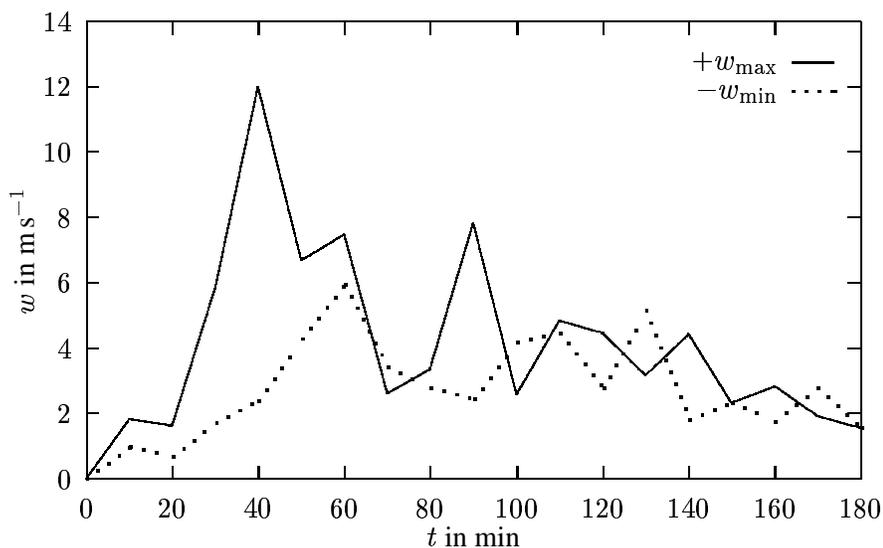


Abbildung 5.3: 10 min-Zeitreihen der Extrema des Vertikalwinds w aus der Simulation des Schauers ohne Eisphasenphysik.

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

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

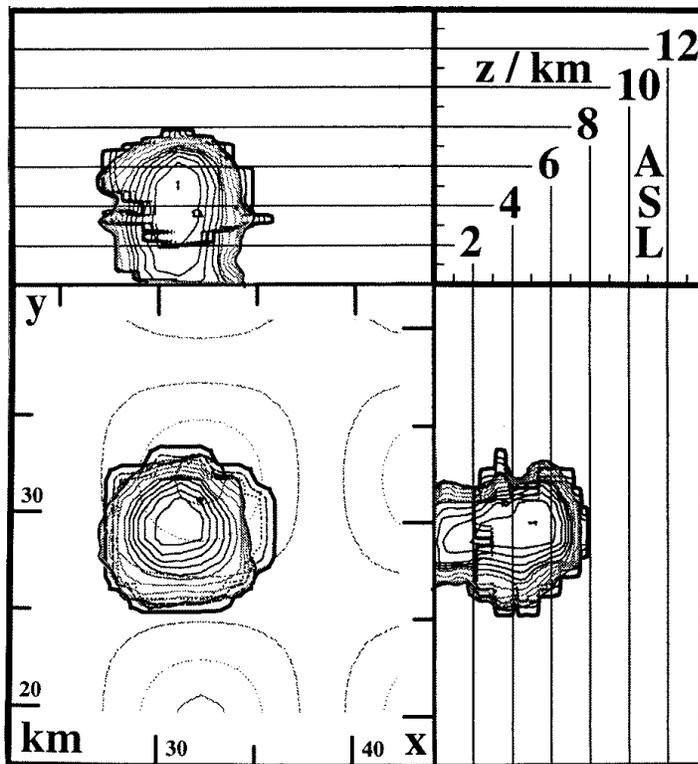


Abbildung 5.4: Projektion der Maxima der Reflektivitäten Z_c des Wolkenwassers (Wolkenumriß) und des Niederschlags Z_r (dünne Linien) bei $t = 50 \text{ min}$. Für q_c werden etwa -30 dBZ erreicht, im Niederschlag über 55 dBZ in 5 km ü. NN (ASL).

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

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

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

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

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

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

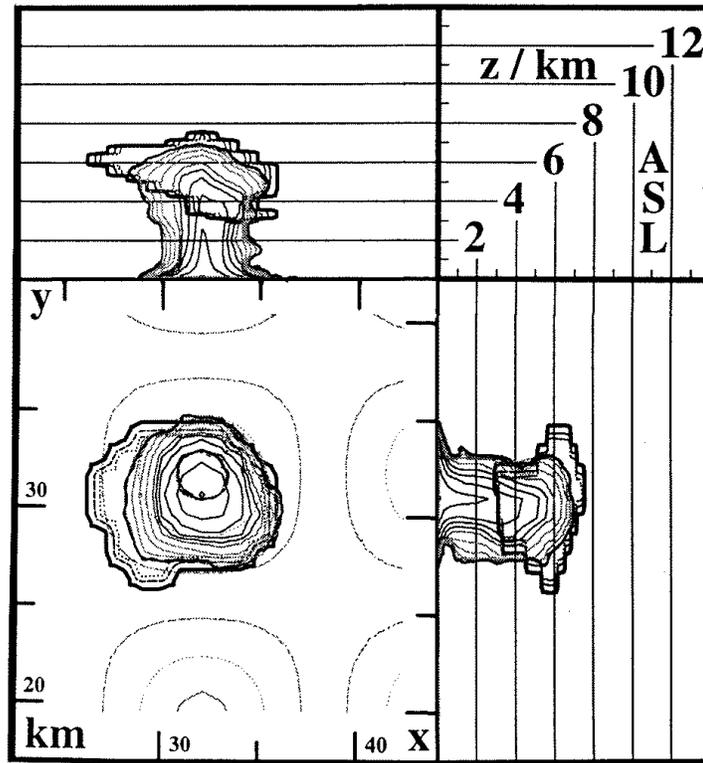


Abbildung 5.5: Wie Abb. 5.4, aber bei $t = 60$ min. Der starke Niederschlag wird unterhalb 500 m ü. NN (ASL) seitlich verlagert und spricht damit für das Vorkommen einer Böenfront.

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

Simulation eines Schauers mit Eisphase

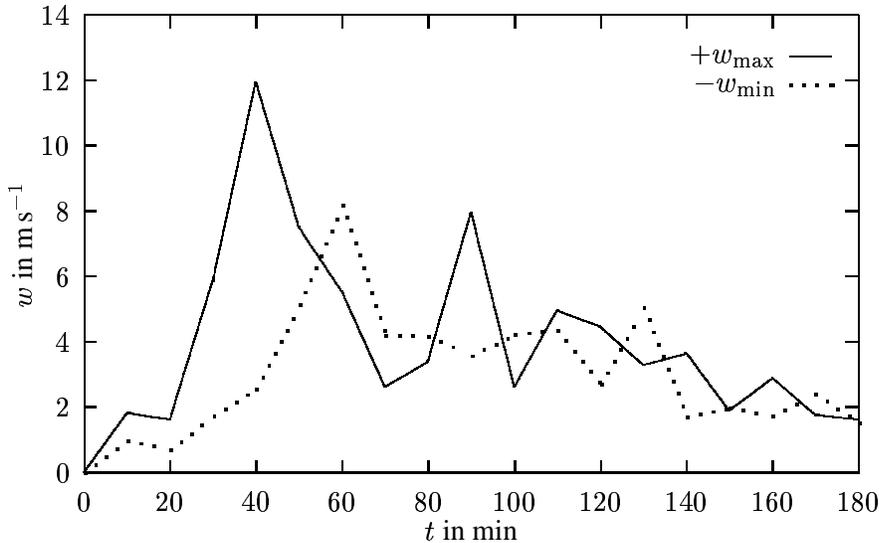


Abbildung 5.6: Wie Abb 5.3, aber mit Eisphasenphysik.

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

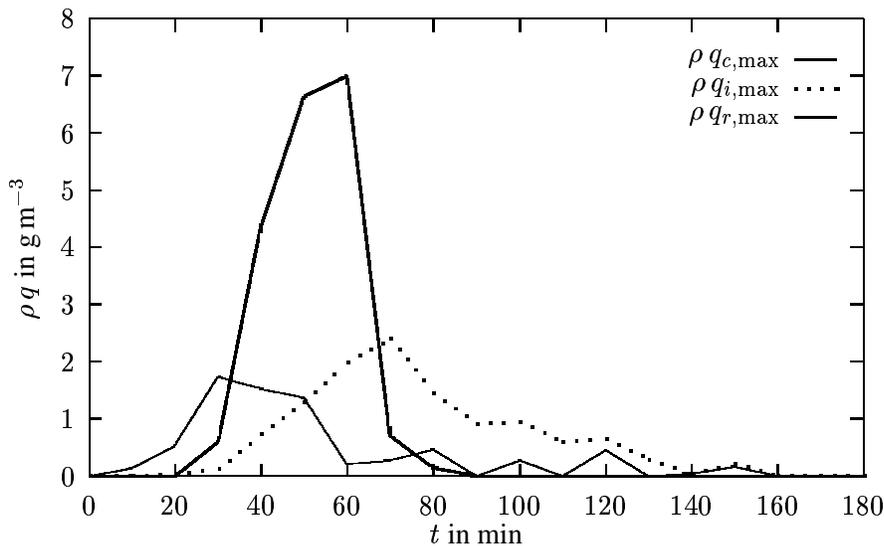


Abbildung 5.7: Wie Abb 5.2, aber mit Eisphasenphysik.

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

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

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

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

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

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

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

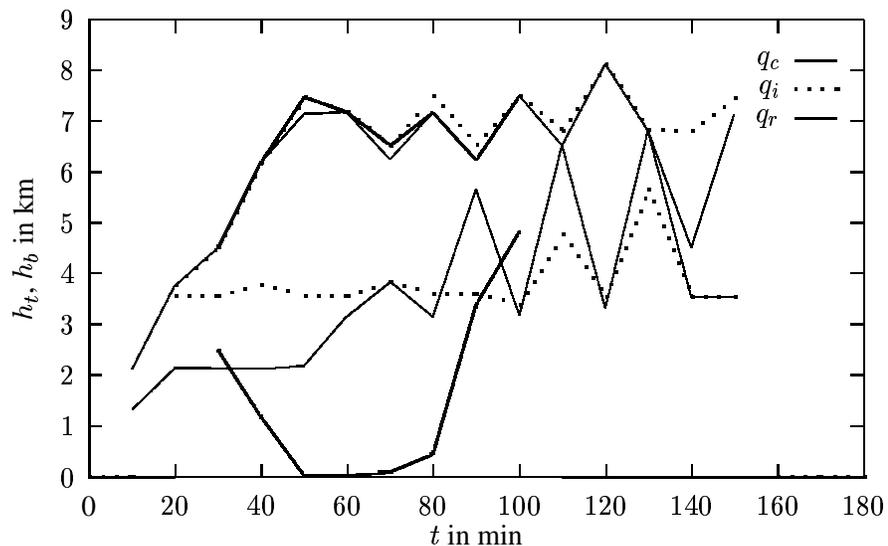


Abbildung 5.8: Wie Abb. 5.1, aber mit Eisphasenphysik.

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

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

5.1.2 Radarmeteorologie

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

\mathcal{R} – ρq - und \mathcal{Z} – \mathcal{R} Beziehungen

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

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

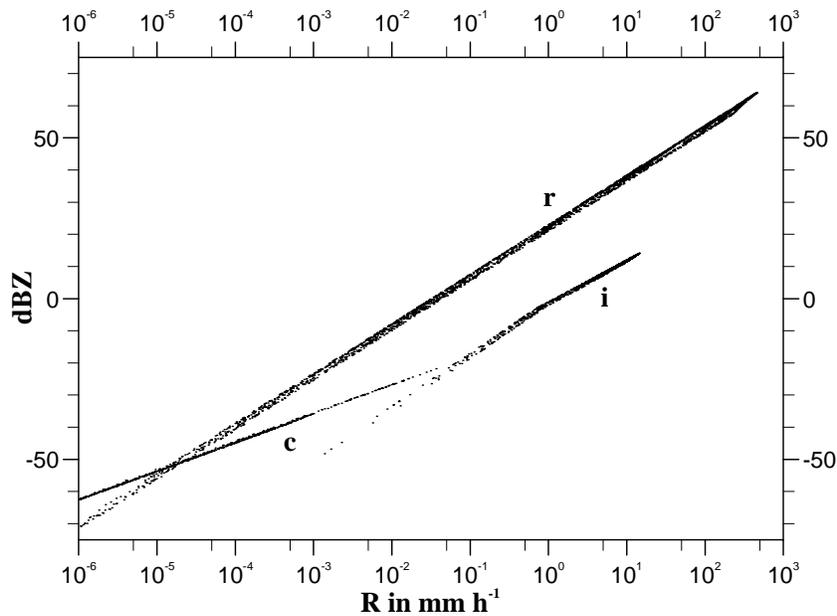


Abbildung 5.9: \mathcal{Z} – \mathcal{R} Beziehungen der drei Hydrometeorarten mit den Indizes c, i und r bei ruhender Luft. Als allgemeingültige Datenbasis dienen die Simulationen der Abschnitte 5.1.3 und 5.1.4.

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

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

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

Auflösen nach ρq_r und einsetzen in Gl. (B.15) liefert

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

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

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

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

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

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

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

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

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

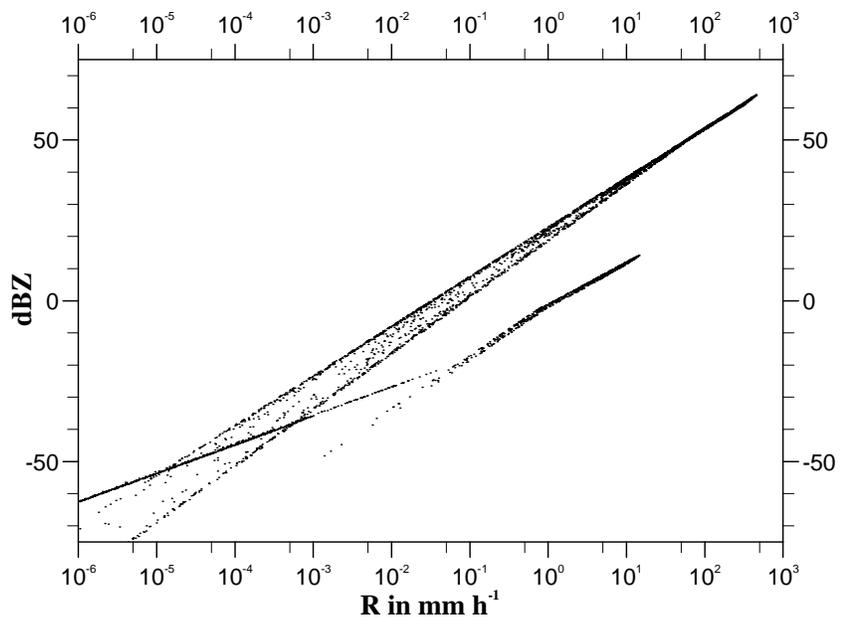


Abbildung 5.10: Wie Abb. 5.9, aber bei q_r wird nun auch die Mischphase berücksichtigt.

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

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

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

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

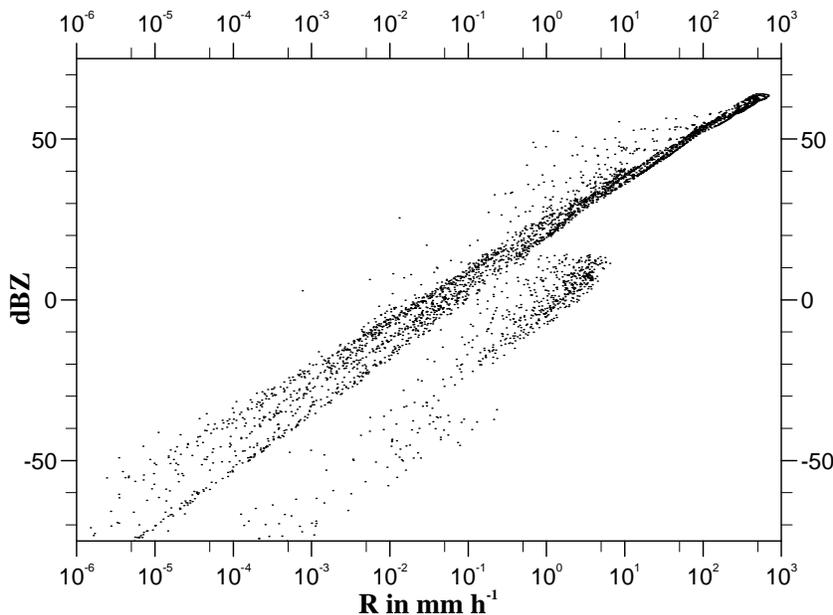


Abbildung 5.11: Wie Abb. 5.10, aber bei Berücksichtigung des konvektiven Vertikalwindes bei der Berechnung der Niederschlagsraten.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Der Sonderfall des Schnees

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

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

an, das KAMM-Modell liefert wie gezeigt ca.

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

also mit einem um den Faktor 4 kleineren Vorfaktor und ebenfalls kleinerem Exponenten. Eine quantitative Übereinstimmung war hier wegen der Einfachheit der Mischniederschlagsparametrisierung in KAMM aber gar nicht zu erwarten. Denn im Wolkenmodell ist der Mischniederschlag/Schnee eine Population aus Regentropfen mit äquivalentem Durchmesser D , deren Sedimentationsgeschwindigkeit sich für $T < 0$ °C mit abnehmender Lufttemperatur dem Fallgesetz für Schnee annähert¹.

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

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

folgt durch einfaches Rückrechnen

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

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

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

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

Das liefert schließlich als eigentlich relevante Größen

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

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

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

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

gemäß der Befunde von Locatelli und Hobbs (1974) gilt

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

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

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

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

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

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

$$b = 4\beta$$

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