

DIPLOMARBEIT IM FACH PHYSIK

VON

DANIEL KLAUS

*eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam*



Arktische Wolken, Strahlungs- und Grenzschichtprozesse in einer eindimensionalen Version des regionalen Klimamodells HIRHAM5

ERSTELLT AM ALFRED-WEGENER-INSTITUT
FÜR POLAR-UND MEERESFORSCHUNG
IN DER HELMHOLTZ-GEMEINSCHAFT,
FORSCHUNGSSTELLE POTSDAM

*Erstgutachter : Prof. Dr. Klaus Dethloff
Zweitgutachter: Prof. Dr. Norbert Seehafer*

14. DEZEMBER 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Motivation	3
1.2	Zielsetzung	5
2	Grundlagen	6
2.1	Die Arktis im Überblick	6
2.2	Strahlung	8
2.2.1	Solare und terrestrische Strahlung	8
2.2.2	Breitenabhängigkeit der solaren Einstrahlung	9
2.2.3	Oberflächenalbedo	13
2.3	Wolken	14
2.3.1	Der Wolkenbegriff	14
2.3.2	Aerosole	15
2.3.3	Wolkenbildung und Niederschlag	16
2.3.4	Allgemeine Wolkenklassifikation	23
2.3.5	Arktische Wolken	25
2.3.6	Einfluss von Wolken auf die kurz- und langwellige Strahlung	27
2.3.7	Wolkenparametrisierung in Modellen	30
2.4	Planetare Grenzschicht	34
2.4.1	Aufbau der planetaren Grenzschicht	34
2.4.2	Schichtungsstabilität und vertikales Temperaturprofil	35
3	Entwicklung des HIRHAM5-SCM	37
3.1	Die dreidimensionale Modellversion HIRHAM5	37
3.1.1	Die Modellkomponenten HIRLAM und ECHAM5	37
3.1.2	Das HIRLAM-ECHAM5 Interface	40
3.2	Die eindimensionale Modellversion HIRHAM5-SCM	43
3.2.1	Übergang von der drei- zur eindimensionalen Modellversion	43
3.2.2	Modellbeschreibung des HIRHAM5-SCM	45
3.2.3	Berechnung der dynamischen Tendenzen	51
3.2.4	Modellannahmen und Vereinfachungen	52
3.3	Physikalische Parametrisierungen	53
3.3.1	Strahlung	54
3.3.2	Cumuluskonvektion	61
3.3.3	Stratiforme Wolkenbedeckung	65
3.3.4	Bodenflüsse und vertikale Diffusion	75
4	Klimasimulationen mit dem HIRHAM5-SCM	78
4.1	Experimente <u>ohne</u> dynamische Tendenzen	79
4.1.1	Temperatur und spezifische Feuchte im Referenzlauf	79
4.1.2	Das HIRHAM5-SCM als Strahlungs-Konvektions-Modell	80
4.1.3	Einfluss der vertikalen Modellauflösung	83
4.1.4	Einfluss des Zeitschritts auf die Modellergebnisse	85

4.2	Experimente <u>mit</u> dynamischen Tendenzen	87
4.2.1	Temperatur und spezifische Feuchte im Referenzlauf	87
4.2.2	Validierung mit Radiosondendaten	88
4.2.3	3D- und 2D-Wolkenbedeckung im Referenzlauf	93
4.2.4	Sensitivitätsstudien zur Wolkenbedeckung	96
4.2.5	Einfluss des Zeitschritts auf die Modellergebnisse	103
5	Zusammenfassung und Ausblick	105
5.1	Zusammenfassung	105
5.2	Zukünftige Untersuchungen mit dem HIRHAM5-SCM	107
	Literaturverzeichnis	109
A	Berechnung der jahresintegrierten solaren Einstrahlung	i
A.1	Abschätzung bezogen auf die Tropen	i
A.2	Abschätzung bezogen auf die Arktis	ii
B	Tabellen zur Wolkenklassifikation	iv
C	Druckschichten des HIRHAM5-SCM	vii
	Verwendete Abkürzungen	x
	Abbildungsverzeichnis	xii
	Tabellenverzeichnis	xv
	Danksagung	xvii
	Erklärung	xviii

1 Einleitung

1.1 Motivation

Der Arktis ist aus den verschiedensten Gründen eine Schlüsselrolle im Klimasystem zuzuordnen. Zum einen stellt sie aufgrund der besonderen solaren Strahlungsbedingungen eine globale Energiesenke dar, die die Allgemeine Atmosphärische Zirkulation (AAZ) mit antreibt. Zum anderen zählt die Arktis zu den sensitivsten Regionen unseres Planeten. Die globale Erwärmung als Folge einer vermehrten anthropogenen CO₂-Emission ist in aller Munde, und mit einem Rückgang des Meereises verbunden, wodurch sich der kurz- und langwellige Strahlungstransfer v. a. in den Polargebieten gravierend verändert. Der zukünftige Verlauf der globalen Mitteltemperatur wird unter den Klimaforschern sehr kontrovers diskutiert. Einerseits besteht die Möglichkeit, dass unter Berücksichtigung verschiedener Rückkopplungen im Klimasystem (v. a. Wasserdampf, Eis-Albedo und Wolken-Strahlung) mit einem fortwährenden global gemittelten Temperaturanstieg zu rechnen ist (z. B. Rahmstorf und Schellnhuber, 2007 [55]), wobei die jeweiligen regionalen Änderungen vollkommen ungewiss sind. Andererseits ist dem anthropogenen Einfluss, der keineswegs abgestritten wird, eine natürliche dekadische Variabilität überlagert (z. B. Dethloff et al., 1998 [21]; Dethloff et al., 2004 [19]), die letztlich dazu führt, dass es genau wie in der Vergangenheit Kalt- und Warmphasen geben wird. Die genannten Umstände, zusammen mit den nicht absehbaren Folgen für das globale Klima, rücken die Arktis in den Fokus von Klimaforschung und Politik.

Es gibt eine Reihe von Besonderheiten des arktischen Klimasystems, von denen einige angesprochen werden sollen. Eine sehr informative und übersichtliche Darstellung dieses Themas findet man im Buch „The Arctic Climate System“ (Serreze und Barry, 2005 [67]). Das Vorhandensein von Polartag und Polarnacht ist eines der wesentlichen Charakteristika der Arktis. Besonders in der Polarnacht werden infolge fehlender solarer Einstrahlung tiefe Temperaturen begünstigt. Aufgrund der niedrigen Oberflächentemperaturen sind gerade während der Polarnacht bodengebundene oder abgehobene Temperaturinversionen in der planetaren Grenzschicht (PBL) zu beobachten, die mit einer stabilen Schichtung der Atmosphäre assoziiert werden können. Es herrscht eine vergleichsweise geringe Luftfeuchtigkeit, wobei lediglich Zyklonen größere Mengen von Wasserdampf in die arktische Luft befördern. Ausgedehnte, jährlich und jahreszeitlich variierende Eis- und Schneeflächen sind charakteristisch, die ein enormes Rückstreuvermögen für solare Strahlung aufweisen. Die ansonsten überwiegend geringen Aerosolkonzentrationen in der arktischen Luft werden im Frühjahr von einem massiven anthropogenen Aerosoleintrag beeinflusst, der zu einer deutlichen Verschlechterung der Luftqualität führt und als „Arktischer Dunst“ bezeichnet wird.

Diese Arktis-spezifischen klimatischen Bedingungen begründen aber keineswegs allein die Schwierigkeiten bei der Simulation des arktischen Klimas. Es ist hauptsächlich der Mangel an Messungen in der zentralen Arktis, der die Validierung von Modellergebnissen erschwert. Das liegt u. a. daran, dass die Anzahl der in der Arktis befindlichen Beobachtungsstationen aufgrund der für den Menschen schwierigen klimatischen Bedingungen sehr gering ist. Die einzig brauchbaren, erdoberflächen-basierenden Datensätze für den zentralen Arktischen Ozean sind diejenigen des russischen NP¹-Programms (Serreze und Barry, 2005 [67]). Weiterhin ist die Qualität und Aussagekraft der Messungen teils fragwürdig und wird besonders im Fall von Wolkenbeobachtungen deutlich. Tompkins, 2002

¹Damit sind Messstationen gemeint, die auf im zentralen Arktischen Ozean treibenden Eisschollen aufgestellt werden (Nordpol-Eisdrift-Stationen), um meteorologische Messungen durchzuführen. Diese werden durchnummeriert, wobei die NP-35 beispielsweise im September 2007 begann.

[77] und Serreze und Barry, 2005 [67] diskutieren verschiedene Möglichkeiten zur Wolkendetektion, wobei die negativen Aspekte im Vordergrund stehen.

Flugzeug- oder Fesselballon-Messungen ermöglichen nur eine eindimensionale Sicht durch das Wolkennetz (Flugzeug horizontal, Fesselballon vertikal), wodurch die Variabilität der Wolken unterschätzt wird. Stationsmessungen (Wolkenbeobachtungen vom Boden), die meistens von ausgebildeten Meteorologen durchgeführt werden, sind sehr subjektiv. Außerdem ist die Unterscheidung von Wolkenfamilien auf diesem Weg nahezu unmöglich, da höher liegende von tiefer liegenden Wolken verdeckt sein können. Ein weiteres Problem sind Wolkenbeobachtungen während der langen Polarnacht, speziell unter Bedingungen, in denen der Himmel nicht vom Mondlicht erhellt wird. Natürlich gibt es eine Vielzahl von gerasterten Datensätzen, die von Satelliten ermittelt werden. Beispiele vergangener Messkampagnen sind das ISCCP und der AVHRR „Polar Pathfinder“. Satelliten benutzen zur Wolkendetektion eine Kombination aus Bildern, die entweder mit Licht aus dem sichtbaren (VIS) oder infraroten (IR) Wellenlängenbereich erstellt (belichtet) werden. Leider gibt es in hohen geographischen Breiten erhebliche Probleme mit Satellitendaten. Sowohl die arktischen Wolken- als auch Schnee- und Eisoberflächen haben in etwa dasselbe Rückstreuvermögen (Albedo), so dass die eindeutige Identifikation von Wolken sehr schwierig ist bei Verwendung von sichtbaren Wellenlängen. Dies bedeutet, dass der Satellit oftmals eine Wolke identifiziert, obwohl es eine Erdoberfläche mit vergleichbarer Albedo ist. Messungen mit infrarotem Licht sind fehlerbehaftet, weil Temperaturdifferenzen zwischen den Eis-/Mischwolken und der Erdoberfläche (v. a. Meereis) in der Regel gering sind. Im Fall von bodengebundenen Temperaturinversionen kann die Wolkenobergrenze sogar wärmer sein als die Erdoberfläche. Letztlich ist dies mit einer verminderten Wolkenbedeckung verbunden, weil der Satellit die Wolken wegen der relativ hohen Temperatur nicht als solche wahrnimmt. Der Nettoeffekt einer Unter- oder Überschätzung der Bewölkung ist vom verwendeten Algorithmus und der räumlichen Auflösung des Sensors eines Satelliten abhängig (Wielicki und Parker, 1992 [81]). Schweiger et al., 1999 [66] konnten beispielsweise zeigen, dass die Wolkenbedeckung im ISCCP-D1-Datensatz im Vergleich zu Bodenbeobachtungen (Daten verschiedener NP-Drift-Stationen) ganzjährig überschätzt wird. Außerdem stellten die Autoren fest, dass dieser Datensatz einen Jahreszyklus der Wolkenbedeckung produziert, der umgekehrt zu den NP-Beobachtungsdaten ist.

Eine vorprogrammierte Fehlerquelle bei Modellsimulationen scheint die für arktische Bedingungen ungeeignete Wahl von bestimmten Modellparametern zu sein. Das liegt v. a. daran, dass die für Klimamodelle nötigen Parametrisierungen zur Beschreibung nicht auflösbarer (subgrid-skaliger) Prozesse meist für die Tropen oder mittleren Breiten entwickelt werden, weil polare Messungen zur Modellvalidierung rar sind. Außerdem ist es schwierig, nichtlineare Rückkopplungsmechanismen wie den Eis-Albedo- oder den Wolken-Strahlungs-Feedback korrekt im Modell wiederzugeben. Die grundlegende Schwierigkeit besteht nämlich darin, dass viele dieser Feedbacks, wie z. B. der Wolken-Strahlungs-Feedback (McGuffie und Henderson-Sellers, 2005 [47]), aufgrund ihrer Komplexität noch gar nicht komplett verstanden sind.

Wolken gehören zu den größten Unsicherheitsfaktoren bei der Klimamodellierung (z. B. Cess et al., 1996 [10]). Das größte Problem ist natürlich, dass Wolkenentstehung und -dissipation in Klimamodellen zu den subgrid-skaligen Prozessen gehören, so dass geeignete Parametrisierungen erforderlich sind. Trotz der fortwährend verbesserten Parametrisierung und spezieller Beobachtungsprogramme (z.B. SHEBA oder DOE/ARM) liefern Klimamodelle bis zum heutigen Tag keine realistischen Ergebnisse zur arktischen Wolkenbedeckung. Curry et al., 1996 [17] bieten einen ausführlichen Rückblick zu dieser Problematik. Klimamodelle erzeugen meist eine zu hohe Gesamtwolkenbedeckung verglichen mit Beobachtungsdaten, wobei diese Tendenz v. a. in der Polarnacht zutage tritt. Erst die korrekte Simulation der stratiformen (schichtförmigen) Bewölkung könnte zum vollständigen Verständnis des Wolken-Strahlungs-Feedbacks beitragen.

Um die in einem GCM (General Circulation Model) oder RCM (Regional Climate Model) implementierten Parametrisierungen zur Beschreibung von subgrid-skaligen Wolken-, Strahlungs- und Grenzschichtprozessen, sowie deren Zusammenspiel verstehen zu können, ist es sinnvoll, diese Modelle

auf eine eindimensionale Version zu reduzieren. Im Grunde betrachtet man dann eine einzelne vertikale Säule der Atmosphäre, weshalb man in diesem Zusammenhang auch von einem atmosphärischen Säulenmodell (SCM - Single Column Model) spricht. Dieses SCM kann zur Untersuchung der physikalischen Parametrisierungen benutzt werden, so dass ein besseres Verständnis der vertikalen Modellphysik möglich ist. Zudem können Parameterstudien durchgeführt werden, um geeignete Modellparameter derart zu verändern, dass die Modellergebnisse näher an der Realität liegen.

1.2 Zielsetzung

Vorrangiges Ziel war die Entwicklung eines SCMs auf der Basis des dreidimensionalen (3D), regionalen Klimamodells der Arktis HIRHAM5, dessen eindimensionale (1D) Modellversion im Folgenden mit „HIRHAM5-SCM“ bezeichnet wird. Ein Vergleich mit entsprechenden Simulationen eines ähnlich konzipierten SCM von Abegg, 1999 [1] sollte Aufschluss darüber geben, ob das HIRHAM5-SCM vernünftige Modellergebnisse produziert. Es war enorm wichtig, die Bedeutung von dynamischen Tendenzen herauszuarbeiten, denn durch diese sind realistische Simulationen überhaupt erst möglich (Abegg, 1999 [1]; Dethloff et al., 2001 [18]). In einem SCM bieten derartige Tendenzen die einzige Möglichkeit, dynamische Prozesse zu berücksichtigen und den Einfluss der Advektion beschreiben zu können. Im Fall des HIRHAM5-SCM sind dafür vertikal und zeitlich variierende Tendenzen des ECMWF-Vorhersagemodells verwendet worden. Selbstverständlich war es erforderlich, die Modellergebnisse gegen Beobachtungsdaten zu validieren. Hierfür sind Radiosondendaten der NP-35 genutzt worden. Im Grunde musste gewährleistet werden, dass ein Vergleich der Modelldaten mit entsprechenden NP-35-Messungen zu einem beliebigen Messzeitpunkt möglich ist und dies darüber hinaus prinzipiell auch bei zukünftigen NP-Expeditionen funktioniert.

Nachdem die Entwicklung und Validierung des HIRHAM5-SCM formal abgeschlossen war, ging es darum, ein Verständnis für die ECHAM5-Parametrisierungen (Roeckner et al., 2003 [61]) zu entwickeln, die in beiden Modellversionen (3D und 1D) zur Berechnung der physikalischen Tendenzen genutzt werden, wobei das Hauptaugenmerk auf der Wolkenparametrisierung lag. Das darin implementierte stratiforme Wolkenchema (Tompkins, 2002 [77]) ist neuartig und erstmalig enthalten. Aufgrund dessen waren entsprechende Modellläufe durchzuführen, um die Wolkenparametrisierung genauer zu untersuchen und Besonderheiten feststellen zu können. Obwohl Beobachtungsdaten der Wolkenbedeckung v. a. in der zentralen Arktis begrenzt vorhanden sind, existiert ein sogenannter COADS-Datensatz (Serreze et al., 1997 [68]), mit dem eine Überschätzung der Modellbewölkung nachgewiesen werden konnte. Als ein ausreichendes Verständnis auch in Bezug auf die programmier-technische Umsetzung im Quellcode vorhanden war, konnte nach einem (oder mehreren) geeigneten Parameter(n) gesucht werden, mit dem (denen) sich die Wolkenbedeckung unmittelbar beeinflussen lässt. Speziell für das HIRHAM5-SCM waren dazu Sensitivitätsexperimente zur möglichen Reduzierung der Modellbewölkung durchzuführen.

Der Fokus lag während der gesamten Arbeit auf dem kurz- und langwelligen Strahlungstransfer, der planetaren Grenzschicht (PBL) und v. a. den Wolken. Um ein Verständnis gerade für die komplexen mikrophysikalischen Wolkenprozesse zu ermöglichen, beschäftigt sich *Kapitel 2* mit entsprechenden Grundlagen. In *Kapitel 3* wird sowohl der Übergang zur 1D-Modellversion skizziert als auch dessen detaillierte Modellbeschreibung geboten. Auch die Berechnung der dynamischen Tendenzen wird erklärt. Darüber hinaus werden die ECHAM5-Parametrisierungen mehr oder minder ausführlich beschrieben. *Kapitel 4* beinhaltet eine Reihe von Klimasimulationen, die mit dem HIRHAM5-SCM durchgeführt wurden. Hierbei werden Ergebnisse von Simulationen ohne und mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen gezeigt und diskutiert, um deren Bedeutung aufzuzeigen. Weiterhin wird die Validierung des Modells gegen NP-35-Messungen besprochen und die Ergebnisse der Parameterstudien dargestellt. Zudem wird der Einfluss einer veränderten vertikalen Modellauflösung bzw. verschiedener Modellzeitschritte beschrieben und deren Auswirkungen auf die Modellergebnisse diskutiert. *Kapitel 5* bietet eine Zusammenfassung und gibt einen Ausblick.

2 Grundlagen

2.1 Die Arktis im Überblick

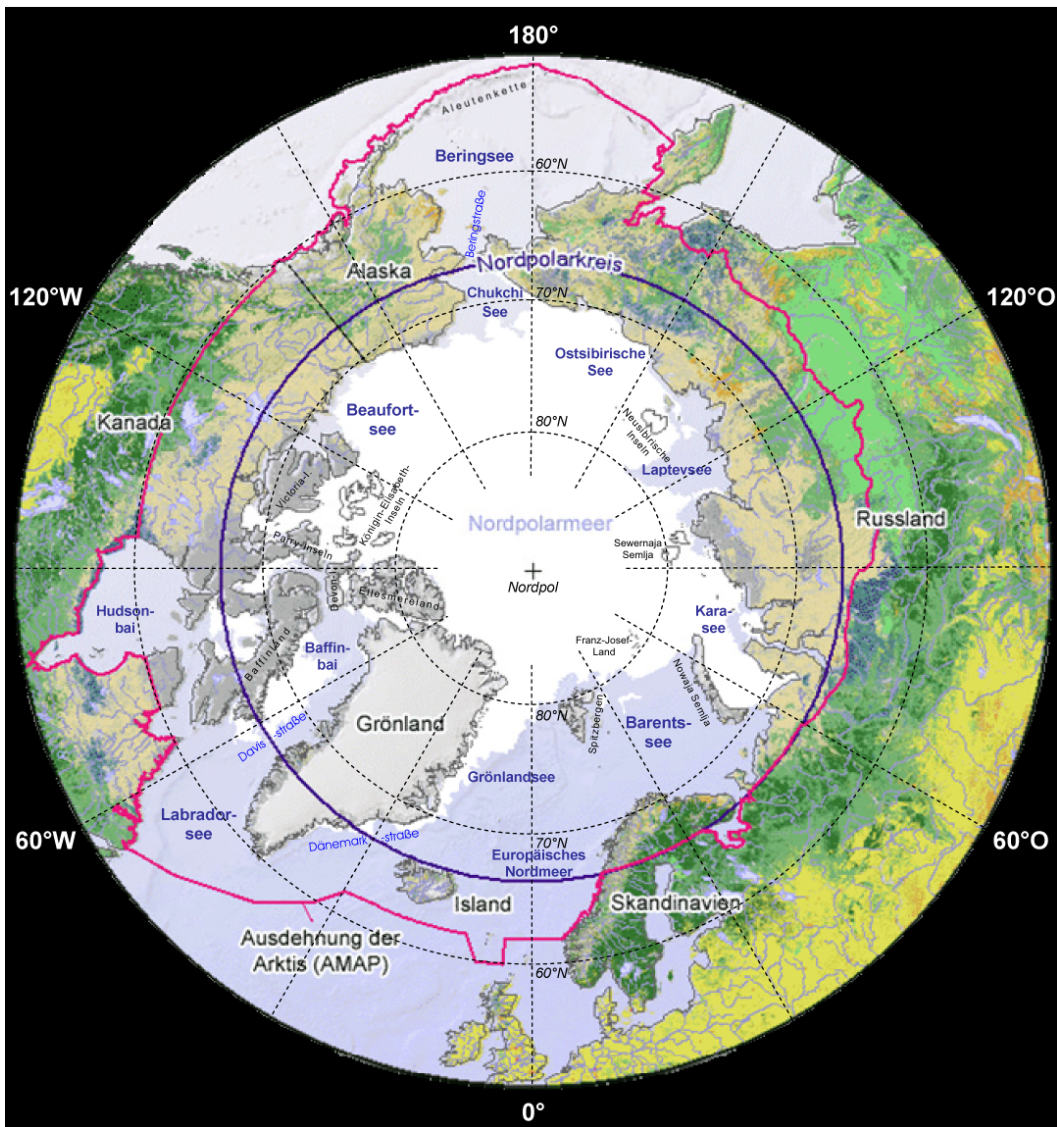


Abbildung 2.1: Geographie der Arktis. Die Vorlage für diese Karte findet man auf der UNEP-Homepage (<http://maps.grida.no/arctic>), welche bzgl. der Gitternetzlinien und -beschriftung sowie den Bezeichnungen von Meeren, Inseln und Seestrafen ergänzt wurde.

Während die Arktis ursprünglich als die Region nördlich des Nordpolarkreises definiert wurde, d. h. jene Gebiete der Erde mit geographischen Breiten ϕ größer als 66.5°N , sind heutzutage klimatische (10°C Juli-Isotherme), vegetationsgeographische (Baumgrenze) oder sogar politische Kriterien maßgebend für die Abgrenzung von südlicheren Regionen. Die Arktis ist der nördlichste zirkumpolare Erdgürtel und umfasst Teile von Russland, Alaska (USA), Kanada sowie Grönland (Dänemark),

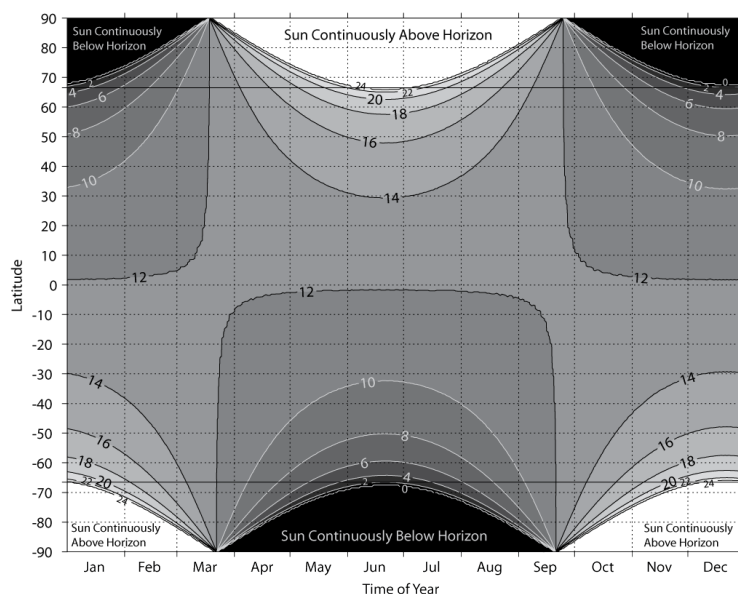


Abbildung 2.2: Tageslänge in h, abhängig von der geographischen Breite und Jahreszeit für Nord- ($\phi > 0^\circ$) und Südhemisphäre ($\phi < 0^\circ$). Die Grafik ist auf Wikimedia Commons zu finden (<http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/4/4d/DayLength.png>).

Lappland (Norwegen, Schweden und Finnland), Spitzbergen und nicht zuletzt den größtenteils von Eis bedeckten Arktischen Ozean (Nordpolarmeer). Abb. 2.1 zeigt die grundlegende Geographie der Arktis und soll zur besseren Orientierung beitragen. Der überwiegende Anteil der darin enthaltenen Bezeichnungen von Meeren, Inseln und Seestraßen spiegelt die Namen der Entdecker dieser geographischen Orte wider. Diese Namensgebung ehrt beispielsweise die Arktis-Expeditionen von V. J. Bering (*1681 - †1741), Sir F. Beaufort (*1774 - †1857), J. Davis (*1550 - †1605), H. Hudson (*1565 - †1611) und D. J. Laptev (*1701 - †1771).

Weiterhin ist in Abb. 2.1 die Arktis-Definition des „Arctic Monitoring and Assessment Programme“ (AMAP) eingezeichnet, die ein Kompromiss zwischen den verschiedensten Definitionen darstellt. Das AMAP-Gebiet beinhaltet im Wesentlichen die Festlands- und Seegebiete nördlich des Nordpolarkreises, Land- und Seegebiete Asiens nördlich von 62°N bzw. Nordamerikas nördlich von 60°N , mit Modifikationen zur Einbeziehung der Seegebiete nördlich der Aleutenkette und Hudsonbai, sowie Teile des Nordatlantischen Ozeans inkl. der Labradorsee. Im Gegensatz zur Antarktis, die als eigenständiger Kontinent anzusehen ist, nimmt der Arktische Ozean etwa $2/3$ der Arktis ein, welcher wiederum bis auf die Beringstraße (Verbindung zum Nordpazifik) sowie dem Europäischen Nordmeer und der Grönlandsee (Verbindung zum Nordatlantik) nahezu vollständig von Landmassen umschlossen wird. Der geographische Nordpol befindet sich keineswegs auf dem Festland sondern inmitten des an dieser Stelle etwa 4.087 m tiefen, ganzjährig zugefrorenen Nordpolarmeers.

Ausgehend von der obigen Definition manifestiert sich die wohl bedeutendste Charakteristik der Arktis im Vorhandensein von Polartag¹ und Polarnacht. Das ganztägige Sonnenlicht während des Polartags steht im völligen Gegensatz zur permanenten Dunkelheit in der Polarnacht. Vergewissern kann man sich dessen in Abb. 2.2, welche die Änderung der Tageslänge (Sonnenscheindauer) mit geographischer Breite und Jahreszeit sowohl für die Nord- als auch für die Südhemisphäre zeigt. Dabei wird bei genauerer Betrachtung deutlich, dass der Wechsel Polarnacht/Polartag zur Frühlings-Tagundnachtgleiche (21. März) bzw. Polartag/Polarnacht zur Herbst-Tagundnachtgleiche (22. September) stattfindet. Folglich dauern Polartag und Polarnacht am Nordpol jeweils näherungsweise 6 Monate, wobei der Polartag am 21. Juni sein Maximum erreicht, weil dann der Zenitalstand der Sonne über 23.5° nördl. Breite beobachtet werden kann, d. h. die Sonne senkrecht über dem nördlichen

¹auch Mitternachtssonne genannt

Wendekreis steht. Dagegen erreicht die Polarnacht ihren extremsten Wert am 21. Dezember, wenn die Sonne über 23.5° südl. Breite, d. h. über dem südlichen Wendekreis im Zenit steht. Bezogen auf den Nordpol kann man dementsprechend von einem ASHJ bzw. einem AWHJ sprechen, wobei diese Bezeichnungen im Folgenden auch synonym für die nordhemisphärische Sommer- bzw. Winterhälfte des Jahres genutzt werden. Die Anzahl der Tage eines Jahres mit diesen beiden Extremen sinkt mit abnehmender geographischer Breite, so dass es sehr wohl einen täglichen Zyklus zwischen Tag und Nacht gibt (vgl. *Abb. 2.2*). Der Übergang zwischen Polarnacht/Polartag bzw. Polartag/Polarnacht kann daher jeweils mit einer Übergangsjahreszeit assoziiert werden, deren Länge mit abnehmender geographischer Breite zunimmt. Insofern kann man keineswegs davon sprechen, dass es in der Arktis keine Jahreszeiten gäbe. Die Lage des Nordpolarkreises ergibt sich aus der Schiefe der Ekliptik unserer Erde von 23.45° . Dies impliziert schlussendlich, dass Polartag und Polarnacht durch die Neigung der Erdrotationsachse verursacht werden (siehe *Abschnitt 2.2.2*).

2.2 Strahlung

2.2.1 Solare und terrestrische Strahlung

Dass die Sonne die Hauptenergiequelle unserer Erde darstellt, ist vielen von uns ein Begriff. Sie kann als schwarzer Strahler (s. u.) betrachtet werden, der elektromagnetische Strahlung in einem kontinuierlichen Spektrum entsprechend dem *Planckschen Strahlungsgesetz*

$$\Pi(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) - 1} \quad (2.1)$$

emittiert, wobei λ die Wellenlänge, T die Temperatur des Strahlers, $k_B = 1.38065 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ die Boltzmann-Konstante, $c = 2.99792 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ die Lichtgeschwindigkeit und $h = 6.62612 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ das Plancksche Wirkungsquantum bedeuten. Integriert man diese Funktion über alle Wellenlängen, so erhält man die gesamte Strahlungsflussdichte (Strahlungsleistung) in den Halbraum F und bezeichnet das Resultat als *Stefan-Boltzmann-Gesetz*

$$F = \varepsilon_\lambda \sigma T^4 \quad , \quad (2.2)$$

in dem $\sigma = 5.67028 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ die Stefan-Boltzmann-Konstante darstellt und zusätzlich die Emissivität ε_λ berücksichtigt wird. Die Wellenlänge λ_{\max} bezogen auf das Maximum der Planckschen Strahlungskurve (*Gl. 2.1*) ergibt sich aus dem *Wienschen Verschiebungsgesetz*

$$\lambda_{\max} T = \text{const.} \quad , \quad (2.3)$$

wobei die darin auftretende Konstante einen Wert von $\text{const.} = 2.8978 \cdot 10^{-3} \text{ m K}$ aufweist. Der Betrag des Emissionsvermögens ($0 \leq \varepsilon_\lambda \leq 1$) wird über das *Kirchhoffsche Gesetz*

$$\varepsilon_\lambda = \frac{\text{Strahlungsleistung aktueller Strahler}}{\text{Strahlungsleistung schwarzer Strahler}} = \frac{\text{absorbierte Strahlungsleistung}}{\text{auftreffende Strahlungsleistung}} = \alpha_\lambda \quad (2.4)$$

aus dem Absorptionsvermögen α_λ bestimmt. Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit beider Größen wird der Subskript „ λ “ verwendet. Im thermodynamischen Gleichgewicht und bei gegebener Wellenlänge besagt dieses Gesetz, dass ein thermischer Strahler genau in dem Maße Strahlung emittiert, wie er absorbiert. Thermische Strahler bezeichnet man als „schwarz“ (ideale Strahler), wenn $\alpha_\lambda = 1$ ($\varepsilon_\lambda = 1$) ist. Absorbieren Oberflächen nicht die gesamte auftreffende Strahlung, so bezeichnet man diese als „graue“ Strahler, weil sie wegen *Gl. 2.4* nur einen Bruchteil der Schwarzkörperstrahlung emittieren ($\varepsilon_\lambda < 1$).

Aus dem Wienschen Verschiebungsgesetz (*Gl. 2.3*) kann berechnet werden, dass die Sonne Licht entsprechend einer Temperatur von $T_{\text{sun}} \approx 5800 \text{ K}$ abstrahlt, da ein Intensitätsmaximum der solaren

Strahlung bei $\lambda_{\max} \approx 0.5 \mu\text{m}$ (grünes Licht) messbar ist. Über 99.9 % dieser Strahlung liegt in einem Wellenlängenbereich von $0.15 - 4 \mu\text{m}$, weshalb die Begriffe „solare“ und „kurzwellige“ (SW - Short Wave) Strahlung synonym verwendet werden. Etwa 50 % der von der Sonne emittierten Gesamtenergie liegt im sichtbaren (VIS) Wellenlängenbereich, d. h. zwischen $0.4 - 0.7 \mu\text{m}$, der übrige Anteil ist dem nahen infraroten (nahes IR) und ultravioletten (UV) Spektralbereich zuzuordnen.

In erster Näherung ist die Atmosphäre durchlässig für SW-Strahlung, d. h. Absorption von direktem Sonnenlicht durch die Atmosphäre selbst ist eher vernachlässigbar. Vielmehr erreicht die gesamte solare Strahlung, sofern sie nicht sofort z. B. durch Wolken in den Weltraum zurück reflektiert oder gestreut wird, die Erdoberfläche und führt zu dessen Erwärmung. Die Erde speichert diese Wärme aber keineswegs, sondern emittiert „terrestrische“ oder synonym „langwellige“ (LW - Long Wave) Strahlung. Diese ist energieärmer als die solare Strahlung und zwar als Folge der im Vergleich zur Sonne weitaus geringeren effektiven Strahlungstemperatur. Erdoberfläche und Atmosphäre können wiederum als schwarze Strahler betrachtet werden, d. h. dass die genannten Strahlungsgesetze auch in diesem Fall anwendbar sind. Die von der Erde ausgesandte Strahlung umfasst Wellenlängen im Bereich von $4 - 300 \mu\text{m}$ und ist mit einem Intensitätsmaximum bei etwa $10 \mu\text{m}$ verbunden. Insofern liegt terrestrische Strahlung überwiegend im infraroten (IR) Spektralbereich.

Aus dem Kirchhoffschen Gesetz (Gl. 2.4) kann man ableiten, dass ein atmosphärisches Gas genau in den Wellenlängenbereichen thermische Strahlung emittiert, in denen es Absorptionslinien oder -banden hat. Diese Tatsache war sehr hilfreich beim Nachweis des *natürlichen Treibhauseffekts*. Grund für diesen ist die Absorption und Reemission von LW-Strahlung sowohl durch atmosphärische Gase wie Wasserdampf (H_2O -Dampf), Kohlenstoffdioxid (CO_2), Methan (CH_4), Distickstoffoxid (N_2O , Lachgas) und Ozon (O_3) als auch durch Wolkenpartikel und Aerosolteilchen. Durch die Reemission resultiert im globalen Mittel ein langwelliger Netto-Strahlungsfluss Richtung Erdoberfläche, der als atmosphärische Gegenstrahlung (GS) bezeichnet wird. Allerdings muss man auch berücksichtigen, dass die reale Atmosphäre sogenannte Fensterbereiche sowohl für die SW- als auch für die LW-Strahlung besitzt. Beispielsweise absorbieren H_2O -Dampf und CO_2 nicht im „Strahlungsfenster“ zwischen $8 \mu\text{m}$ und $12 \mu\text{m}$. Trotzdem kann festhalten werden: Der natürliche Treibhauseffekt erwärmt die Erdoberfläche, weil die Atmosphäre für solare Strahlung durchlässig ist, aber langwellige Strahlung sehr effektiv absorbiert und (re-)emittiert. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass die Atmosphäre ein Strahlungsenergiedefizit aufweist, welches durch vertikale turbulente Flüsse von fühlbarer und latenter Wärme ausgeglichen wird.

2.2.2 Breitenabhängigkeit der solaren Einstrahlung

Aufgrund der Erdgestalt (ein dem Geoid angepasstes, rotations-symmetrisches Ellipsoid) und deren Neigung kommt es zu breitenabhängigen und jahreszeitlichen Variationen des solaren Netto-Strahlungsflusses. Die damit verbundenen Temperaturschwankungen werden im Wesentlichen durch die jahreszeitliche Variation der solaren Einstrahlung und den Zenitwinkel der Sonne verursacht. Vereinfachend definiert man die entsprechenden Strahlungsflussdichten (Energie pro Fläche und Zeit) mit der Einheit $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1} = \text{W m}^{-2}$ an einer horizontalen Fläche, da die Erdkrümmung für infinitesimale Änderungen vernachlässigbar ist. Die solare Strahlungsflussdichte (solare Einstrahlung) an einer horizontalen Fläche des Atmosphärenoberrandes (TOA - Top of the Atmosphere) lässt sich somit schreiben als

$$F_{SW}^0 = I_0 \cos \theta_Z \quad . \quad (2.5)$$

Dabei ist $I_0 = S_0 [d_{se0} / d_{se}(t)]^2$ die Strahlungsflussdichte des Sonnenlichts, welches die Fläche A bestrahlt (vgl. Abb. 2.3(a)). I_0 wird maßgeblich durch das Verhältnis aus mittlerem d_{se0} und aktuellem $d_{se}(t)$ Abstand Sonne \leftrightarrow Erde bestimmt. Des weiteren bezeichnet θ_Z den lokalen solaren Zenitwinkel, der von der geographischen Breite, sowie der Tages- und Jahreszeit abhängt, und S_0 ist die Solarkonstante. Zur Herleitung eines allgemeinen Ausdrucks zur Berechnung des Zenitwinkels benutzen wir Abb. 2.3(b). Zunächst sollte man das Kugeldreieck zwischen Nordpol (N), Standort (B) und Zenitort

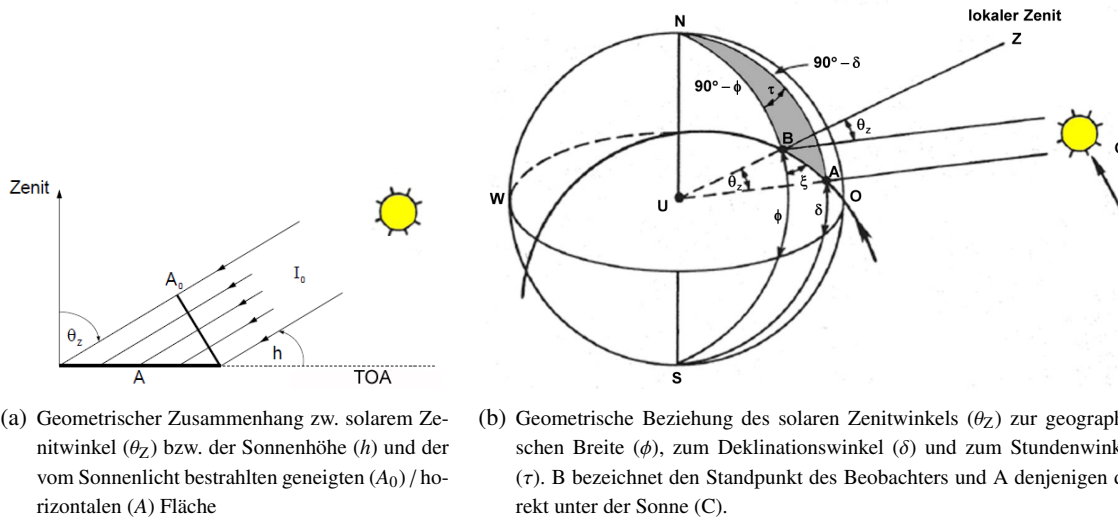


Abbildung 2.3: Geometrische Beziehungen des Erde-Sonne Systems. Die Grafik in (b) stammt aus Liou, 2002 [43] und wurde bzgl. der Bezeichnungen verändert.

der Sonne (A) bemerken. In einem Kugeldreieck gilt der Seitenkosinussatz

$$\cos c = \cos a \cos b + \sin a \sin b \cos \tau \quad ,$$

wobei die Winkel a , b und c am Erdmittelpunkt zwischen den entsprechenden Seiten gemessen werden (a zwischen N und B, b zwischen N und A sowie c zwischen A und B), und τ ist der Winkel zwischen den Dreiecksseiten \overline{NA} und \overline{NB} .

Überträgt man diese Beziehungen auf *Abb. 2.3(b)*, so entspricht c dem gesuchten Zenitwinkel, und τ ist die Längendifferenz zwischen Stand- und Zenitort d. h. der Stundenwinkel, der angibt, wie viel Sternzeit seit Überqueren des lokalen Meridians vergangen ist ($15^\circ = 1$ h). Drückt man zusätzlich sowohl a als auch b durch 90° minus der jeweiligen geographischen Breite aus, dann kann θ_Z mittels

$$\begin{aligned} \cos \theta_Z &= \cos(90^\circ - \phi) \cos(90^\circ - \delta) + \sin(90^\circ - \phi) \sin(90^\circ - \delta) \cos \tau \\ &= \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \tau \end{aligned} \quad (2.6)$$

berechnet werden. Der Kosinus des solaren Zenitwinkels wird demnach bestimmt von der geographischen Breite ϕ (Funktion des Ortes), dem Stundenwinkel der Sonne τ (Funktion der Tageszeit) und dem Deklinationswinkel der Sonne δ (Funktion der Jahreszeit), wobei letzterer den Winkel zwischen der Erdachse und Ebene der Erdumlaufbahn um die Sonne (Ebene der Ekliptik) beschreibt. An dieser Stelle können nun einige interessante Schlussfolgerungen ausgehend von *Gl. 2.6* gezogen werden:

- Nachts ist die Sonne unterhalb des Horizonts, d. h. $\cos \theta_Z < 0$ und es herrscht Dunkelheit
- Bei Sonnenauf- (Subskript „A“) und Untergang (Subskript „U“) ist $\theta_Z = 90^\circ$, d. h.

$$\begin{aligned} 0 &= \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \tau \\ \Rightarrow \cos \tau_{A,U} &= -\tan \phi \tan \delta \end{aligned} \quad (2.7)$$

- Der tägliche Sonnenhöchststand ist um 12 Uhr Mittags, denn dann gilt $\tau = 0^\circ$ (maximale Intensität der solaren Einstrahlung an der TOA), d. h.

$$\cos \theta_Z = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta$$

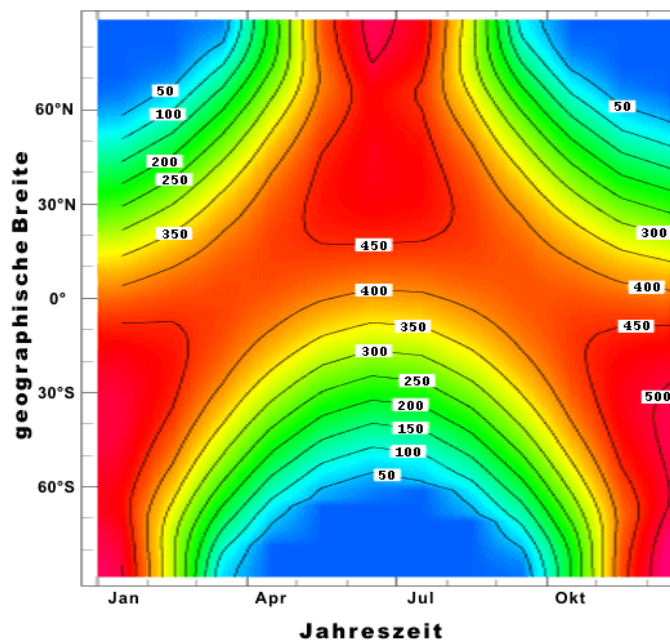


Abbildung 2.4: Tagesgemittelte Breiten- und Jahreszeitabhängigkeit der einfallenden solaren Strahlung an der TOA in W m^{-2} basierend auf den ERBE-Daten. Quelle: <http://eesc.columbia.edu/courses/ees/slides/climate/analema.gif> (Modifikation der Beschriftung)

und mit der Beziehung zwischen Zenit- und Sonnenhöhenwinkel $\theta_Z = 90^\circ - h$ folgt unter Anwendung der trigonometrischen Beziehungen

$$\begin{aligned} \sin h_{\max} &= \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \\ &= \cos(\phi - \delta) \\ \Rightarrow h_{\max} &= 90^\circ - \phi + \delta \end{aligned} \quad (2.8)$$

- In Polnähe herrschen besondere Bedingungen:

1. Haben Breiten- und Deklinationswinkel ein positives Vorzeichen, werden Orte nördlich von $90^\circ - |\delta|$ permanent vom Sonnenlicht bestrahlt, d. h. es herrscht Polartag.
2. Sind die Vorzeichen von Breiten- und Deklinationswinkel entgegengesetzt, speziell für die Nordhemisphäre gilt $\phi > 0$ bzw. $\delta < 0$, so erhalten Orte polwärts von $90^\circ - |\delta|$ keine SW-Strahlung, und es herrscht Polarnacht.

In diesem Zusammenhang definiert man die Solstitien (Sonnenwenden), d. h. die Sommersonnenwende am 21. Juni mit $\delta = +23.45^\circ$ und die Wintersonnenwende am 21. Dezember mit $\delta = -23.45^\circ$ (vgl. Abschnitt 2.1). Während der Solstitien ist die solare Einstrahlung entweder auf der Nord- oder Südhemisphäre maximal. Da es diese Maxima gibt, müssen auch Zeitpunkte existieren, an denen Tag und Nacht sowohl auf der Nord- als auch auf der Südhemisphäre gleich lang sind. Diese nennt man Äquinoktien (Tagundnachtgleichen), wobei die Frühlings-Tagundnachtgleiche am 21. März bzw. die Herbst-Tagundnachtgleiche am 23. September stattfindet.

Genau genommen wäre bei großen Zenitwinkeln die Berücksichtigung der Erdkrümmung erforderlich, denn je größer der Zenitwinkel ist, desto länger ist der Weg, den die Strahlung durch die Atmosphäre zurücklegen muss. Entscheidender ist jedoch die Zunahme der Albedo mit dem Zenitwinkel (vgl. Abschnitt 2.2.3), so dass v. a. Wasseroberflächen unter streifendem Einfall wie Spiegel wirken können. Aufgrund dessen nimmt die von der Erdoberfläche effektiv absorbierte solare Einstrahlung mit wachsendem Zenitwinkel ab.

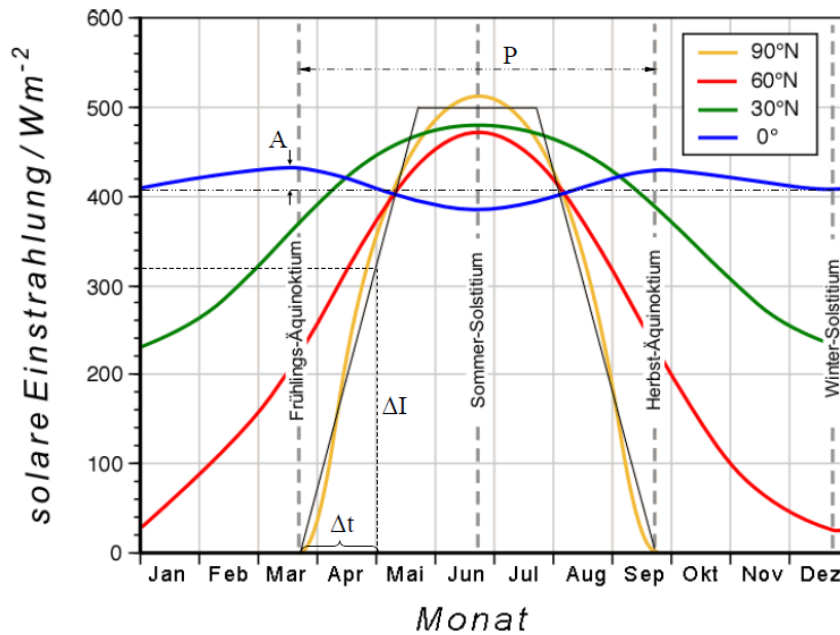


Abbildung 2.5: Tagesgemittelte Jahreszeitabhängigkeit der einfallenden solaren Strahlung an der Atmosphärenobergrenze (TOA) in W m^{-2} für ausgewählte geographische Breiten: $\phi_1 = 0^\circ$ (blaue Kurve), $\phi_2 = 30^\circ\text{N}$ (grüne Kurve), $\phi_3 = 60^\circ\text{N}$ (rote Kurve) und $\phi_4 = 90^\circ\text{N}$ (gelbe Kurve) basierend auf den ERBE-Daten. *Quelle: www.physicalgeography.net/fundamentals/images/insolation_latitude.gif (Modifikation und Ergänzung der Beschriftungen)*

In *Abb. 2.4* ist die tägliche solare Einstrahlung an der TOA als Funktion der geographischen Breite und Jahreszeit dargestellt. Die dunkelblauen Bereiche, in denen die solare Einstrahlung 0 W m^{-2} beträgt, gehören zur Polarnacht, welche sowohl für Nord- als auch Südhemisphäre ersichtlich ist. Da die Erdumlaufbahn um die Sonne keine Kreisbahn sondern eine Ellipse beschreibt, in deren einem Brennpunkt die Sonne steht, ist die Erde während des Nordhemisphären-Winters näher an der Sonne als im Nordhemisphären-Sommer. Genauer gesagt beträgt der Sonne \leftrightarrow Erde Abstand im Perihel² $147 \cdot 10^6 \text{ km}$, im Aphel³ dagegen $153 \cdot 10^6 \text{ km}$, wodurch sich ein mittlerer Abstand von $d_{\text{se}0} = 150 \cdot 10^6 \text{ km}$ ergibt. Wegen dieser unterschiedlichen Abstände übertrifft die maximale tagesgemittelte solare Einstrahlung in der Antarktis zur Wintersonnenwende die entsprechende in der Arktis zur Sommersonnenwende. Des weiteren hat die Ellipsenbahn zur Folge, dass die Bahngeschwindigkeit der Erde aufgrund der Drehimpulserhaltung in Perihelnähe größer ist als in Aphelnähe. Folglich ist das Nordwinter/Südsommer-„Halbjahr“ mit 179 Tagen (23.09. bis 20.03.) kürzer als das Nordsommer/Südwinter-„Halbjahr“ mit 186 Tagen (21.03. bis 22.09.), wobei sich der erstgenannte Zeitraum bei Schaltjahren um einen Tag verlängert.

Die vorschnelle Überlegung eines vernachlässigbaren Einflusses der solaren Strahlung auf das arktische (i.A. polare) Klima, begründet mit dem streifenden Einfall der Sonnenstrahlen und der langen Polarnacht, ist falsch. Im Grunde kann man dies schon aus *Abb. 2.4* ableiten. Denn obwohl in der Arktis keine solaren Strahlungsflüsse während der Polarnacht stattfinden, übertrifft die tägliche solare Einstrahlung während des Polartags diejenige der Tropen, in denen sie ganzjährig um etwa 410 W m^{-2} schwankt, mit bis zu 515 W m^{-2} mehr als deutlich. Zur besseren Quantifizierung sei nun auf *Abb. 2.5* verwiesen, welche die tägliche solare Einstrahlung für bestimmte geographische Breiten ϕ im Verlauf eines Jahres zeigt. Zur Verdeutlichung ist ein Vergleich der jahresintegrierten solaren Einstrahlung, d. h. der Flächen unter den Kurvenverläufen bezogen auf die Tropen (Äquator) mit $\phi_1 = 0^\circ$ (blaue Kurve) bzw. die Arktis (Nordpol) mit $\phi_4 = 90^\circ\text{N}$ (gelbe Kurve), angebracht. Da die genauen Funk-

² sonnennächster Punkt der Erdumlaufbahn (2. Januar)

³ sonnenfernster Punkt der Erdumlaufbahn (2. Juli)

tionen unbekannt sind, kann hier nur eine Abschätzung erfolgen. Hierzu wird die Kurve bzgl. des Äquators durch eine allgemeine Kosinusfunktion beschrieben, wobei A die Amplitude und P die Periodendauer in *Abb. 2.5* bedeuten. Für die Kurve bezogen auf den Nordpol wird eine vereinfachte Funktion (schwarze Kurve) angenommen, die so gewählt wurde, dass deren Integral in etwa mit der Fläche unter dem gelben Kurvenverlauf übereinstimmt. Die genaue Berechnung des zugehörigen Wertes für die Tropen I_T bzw. für die Arktis I_A findet sich in *Anhang A*. Als Ergebnis erhält man $I_T \approx 149.51 \text{ kW d m}^{-2}$ und $I_A \approx 60.95 \text{ kW d m}^{-2}$.

Um das nun schon offensichtliche Resultat zu untermauern, berechnen wir den Quotienten I_A/I_T , d. h. das Verhältnis der jahresintegrierten solaren Einstrahlung in der Arktis (*Gl. A.9*) zu derjenigen in den Tropen (*Gl. A.3*) und erhalten

$$\frac{I_A}{I_T} \approx 0.41 \quad (2.9)$$

als Ergebnis. Dies ist ein eindeutiger Beweis dafür, dass die solare Einstrahlung für das arktische Klima nicht zu unterschätzen und schon gar nicht zu vernachlässigen ist. Die auf den ersten Blick erstaunlich hohen solaren Strahlungsflüsse in der Arktis sind dadurch zu erklären, dass die Sonne den Nordpol während des Polartags ununterbrochen, 24 h am Tag bestrahlt, wohingegen sich ein Tagessgang in den Tropen zeigt. D. h. die viel größere aktuelle solare Einstrahlung der Tropen ist mit einer nur halb so langen Tageslänge verknüpft. Trotz alledem übertrifft die jahresintegrierte, solare Einstrahlung der Tropen diejenige der Arktis erwartungsgemäß deutlich.

2.2.3 Oberflächenalbedo

Gewöhnlicherweise definiert man die *Albedo* als das prozentuale bzw. relative Reflexions-/Rückstreuvermögen eines Himmelskörpers. Dabei unterscheidet man bezogen auf die Erde:

1. Die *planetare Albedo* α_p , d. h. das Gesamtückstreuvermögen der Erde, das von einem anderen Himmelskörper oder einem Satelliten aus beobachtbar ist. Gewissermaßen ist hier die Reflexion des direkten Sonnenlichts gemeint.
2. Die *Oberflächenalbedo* α beschreibt das Rückstreuvermögen an der Erdoberfläche. Diese Größe berücksichtigt sowohl die zur Erdoberfläche gelangende direkte solare Strahlung als auch den diffusen Anteil, der durch Streu- und Absorptionsprozesse an Wolken, Aerosolen und atmosphärischen Gasen hervorgerufen wird.

In *Tab. 2.1* sind einige für die Arktis interessante Oberflächen mit ihrer dazugehörigen relativen (mittlere Spalte) und prozentualen (rechte Spalte) Oberflächenalbedo α aufgelistet. Es ist ersichtlich, dass die Albedo einer Erdoberfläche essentiell von dessen Beschaffenheit abhängt. Fundamental ist der

Oberfläche	α	α in %
reiner Neuschnee	0.75 - 0.90	75 - 90
reiner Nassschnee	0.60 - 0.70	60 - 70
Altschnee	0.40 - 0.70	40 - 70
Meereis	0.30 - 0.40	30 - 40
Meeresoberfläche	0.06 - 0.12	6 - 12

Tabelle 2.1: Das kurzweilige (solare) Reflexionsvermögen α für verschiedene Erdoberflächen. Werte entnommen aus Kraus, 2004 [42].

in *Abschnitt 2.2.2* erwähnte Zusammenhang zwischen der Albedo und dem solaren Zenitwinkel (gilt für α_p und α). Bei sehr flachem Einfall der solaren Strahlung (zunehmendes θ_z) ist die Albedo in der Regel um ein Vielfaches höher. Besonders gravierend äußert sich dies bei Wasseroberflächen. Bei senkrechtem Einfall beträgt die Oberflächenalbedo einer Meeresoberfläche etwa $\alpha = 0.04$, d. h. fast die gesamte auftreffende SW-Strahlung wird absorbiert. Ein typischer Wert der Oberflächenalbedo

bei streifendem Einfall des Sonnenlichts ist $\alpha = 0.90$, so dass die Wasseroberfläche wie ein Spiegel auf die kurzwellige Strahlung wirkt (Werte entnommen aus Roedel, 1992 [62]). Allerdings gibt es keinen funktionalen Zusammenhang für die Abhängigkeit $\alpha(\theta_Z)$, so dass dieser Effekt in Modellen auf der Grundlage von Messungen parametrisiert werden muss.

2.3 Wolken

Dieser Abschnitt soll sich mit dem Hauptthema dieser Arbeit, nämlich den Wolken beschäftigen und die Grundlagen für spätere Untersuchungen bereitstellen. Die Ausführungen zur Wolkenmikrophysik in *Abschnitt 2.3.3* basieren auf den Büchern von Roedel, 1992 [62], Pruppacher und Klett, 1997 [54], Houze, Jr., 1994 [36] und Jacobson, 2005 [37]. Im *Abschnitt 2.3.4* werden zur Darstellung der allgemeinen Wolkenklassifikation im Wesentlichen Aussagen aus Kraus, 2004 [42] und für den *Abschnitt 2.3.5* über arktische Wolken entsprechend aus Serreze und Barry, 2005 [67] verwendet. Der *Abschnitt 2.3.6* über den Einfluss von Wolken auf die kurz- und langwellige Strahlung bezieht sich auf die Arbeiten von Ramanathan et al., 1989 [56], Arking, 1991 [2] und Cess et al., 1992 [9] sowie auf das Buch von McGuffie und Henderson-Sellers, 2005 [47].

2.3.1 Der Wolkenbegriff

Es gibt verschiedene Feuchtemaße in der Meteorologie, darunter zählen das Mischungsverhältnis MR , sowie relative RH (engl.: relative humidity) und spezifische SH (engl.: specific humidity) Luftfeuchtigkeit zu den wohl gebräuchlichsten.

Das Mischungsverhältnis⁴ ist der Quotient aus der Masse des sich in der Luft befindlichen Wasserdampfes m_v und der Masse trockener Luft m_d

$$MR = \frac{m_v}{m_d} \quad , \quad (2.10)$$

wobei die auftretenden Subskripte „v“ für Wasserdampf (engl.: water vapor) bzw. „d“ für trockene Luft (engl.: dry air) stehen. Die relative Luftfeuchtigkeit

$$RH = \frac{p_e}{p_e^*(T)} \times 100 \% \quad (2.11)$$

gibt den prozentualen Wert des Verhältnisses aus momentanem Wasserdampfdruck p_e und temperaturabhängigem Sättigungsdampfdruck $p_e^*(T)$ über einer reinen und ebenen Wasseroberfläche an. Sie gibt direkt Aufschluss darüber, in welchem Maße die Luft mit Wasserdampf gesättigt ist. Wenn beispielsweise $RH = 50 \%$ ist, enthält die Luft nur halb so viel Wasserdampf, wie sie bei der entsprechenden Temperatur maximal enthalten könnte. 100 %ige relative Luftfeuchtigkeit bedeutet, dass die Luft vollständig mit Wasserdampf gesättigt ist, und die kleinste Überschreitung dieses Wertes zu Kondenswasser bzw. Nebel führt. Anhand des RH -Wertes lässt sich somit leicht abschätzen, wie rasch Verdunstungsvorgänge ablaufen werden, oder wie groß die Wahrscheinlichkeit von Tauwasserbildung ist.

Physikalisch am Sinnvollsten ist eher die Verwendung der spezifischen Luftfeuchtigkeit, da man zum einen in der Realität oftmals nicht in trockener sondern in feuchter Luft misst, und zum anderen die Angabe eines Wertes in SI⁵-Einheiten wünschenswert ist. Daher definiert man SH mittels

$$SH = \frac{m_v}{m_a} \quad , \quad (2.12)$$

wobei $m_a = m_d + m_v$ die Masse der feuchten Luft, d. h. die Summe aus trockener Luft und Wasserdampf, bezeichnet. In der Regel gibt man SH in Einheiten g/kg an, d. h. wie viel Gramm Wasserdampf sich in einem Kilogramm feuchter Luft befinden.

⁴Im Folgenden mit MV abgekürzt.

⁵Systeme International d'unités

Eine Wolke ist eine in der Luft schwebende Ansammlung von Wassertröpfchen (Wasserwolken), Eiskristallen (Eiswolken) oder einem Gemisch aus beiden (Mischwolken). Somit entstehen Wolken immer dann, wenn Wasserdampf so weit abgekühlt, dass ein Phasenübergang (Kondensation oder Resublimation) stattfindet. Das Verhältnis aus momentanem Wasserdampfdruck p_e und Sättigungsdampfdruck $p_e^*(T)$ über einer ebenen Wasseroberfläche bezeichnet man als Sättigungsverhältnis oder kurz als Sättigung $S = p_e/p_e^*(T)$. Von Übersättigung ist die Rede, wenn $RH > 100\%$ bzw. $S > 1$. Wolkenbildung wird in vereinfachter Weise dadurch erklärt, dass oberhalb des Kondensationsniveaus (Taupunkt), mit der Übersättigung der aufsteigenden Luft, Wasserdampf auskondensiert und Wassertröpfchen (Wolken) entstehen. Die Realität ist aber erheblich komplizierter, und wie wir im Folgenden sehen werden, spielen Aerosolteilchen eine fundamentale Rolle bei der Wolkenbildung.

2.3.2 Aerosole

Das Wort Aerosol leitet sich aus den beiden griechischen Wortteilen „Aer“ (=Luft) und „Sol“ (=gelöst) ab. Insofern sind Aerosole kleine Schwebeteilchen flüssiger und/oder fester Phase, die in der Luft gelöst sind und natürlichen oder anthropogenen Ursprungs sein können. Typische Durchmesser von Aerosolteilchen liegen im Bereich von 10 nm bis 10 μm , wobei Aerosolkonzentrationen zwischen $1 - 10^6$ Teilchen pro cm^3 beobachtet werden können⁶. Die Aerosolkonzentration nimmt i. A. rasch mit der Höhe ab. Natürliche Aerosole unterteilt man in zwei Arten: Pollen und Sporen zählen beispielsweise zu den *natürlichen, organischen Aerosolen*, dagegen sind Mineralstaub, Rauch (z. B. durch Waldbrände) und Meersalz *natürliche, anorganische Aerosole*. Die entweder vom Menschen eingebrachten Verbrennungsprodukte wie Rauch, Asche oder Staub, wobei überwiegend Nitrate und Sulfate beteiligt sind, oder die von ihm hergestellten Nanopartikel, bezeichnet man als *anthropogene Aerosole*.

Ursprünglich war die arktische Atmosphäre ausgesprochen rein mit ausgezeichneten Sichtbedingungen, wobei die Luft eine geringe Luftfeuchtigkeit aufwies (Serreze und Barry, 2005 [67]). Erst der sich rasant entwickelnde Fortschritt ab der Industriellen Revolution führte zur merklichen Verschlechterung der arktischen Luftqualität durch Aerosole. Bemerkte wurde das Phänomen der Schmutzschwaden über der Arktis bei meteorologischen Flugzeugmessungen im Spätwinter und Frühling, die 1950 von amerikanischen Militärfliegern durchgeführt wurden, wobei eine verringerte schräge Sichtweite beobachtet werden konnte. Im Frühjahr, wenn die Sonne nach der langen Polarnacht über dem Horizont auftaucht, trüben nämlich graubraune bis schwärzliche Schleier die Atmosphäre der Arktis und offenbaren somit die Luftverschmutzung. In diesem Zusammenhang wird die Bezeichnung „Arctic Haze“ zu Deutsch „Arktischer Dunst“ verwendet. Lange Zeit blieb die Frage ungeklärt, welchen Weg diese „gealterten“ Aerosole, ausgehend von ihrem industriellen Ursprungsort in mittleren Breiten, zurücklegen. Hierbei ist anzumerken, dass ein Transport von Aerosolen durch die Atmosphäre über weite Strecken möglich ist, wobei i. A. eine inhomogene Aerosolverteilung vorliegt. Zur Beantwortung der obigen Frage waren erst Messgeräte nötig, die die Aerosolkonzentration das ganze Jahr über detektieren können. Möglich wurde dies u. a. durch das „Sternfotometer“ (Herber und Lange, 2002 [32]), das wegen seiner enorm verbesserten Lichtempfindlichkeit in der Lage ist, sogar das schwache Leuchten einzelner Sterne zur Bestimmung der Aerosolkonzentration während der Polarnacht auszunutzen. Die erhaltenen Messdaten benutzt man, um mit Trajektorien-Modellen den genauen Weg eines Aerosols zurückverfolgen zu können und somit den Ursprungsort zu bestimmen. Beispielhaft sei auf Abbildung 9 in Herber et al., 2002 [33] verwiesen, in der die Trajektorien-Analyse der Koldewey-Station (Spitzbergen) für das Frühjahr 1999 gezeigt wird. Aus dieser ist ersichtlich, dass es drei große Industriegebiete („Quellgebiete“) gibt, in denen die Mehrheit der anthropogenen Aerosole emittiert wird. Diese Gebiete umfassen: (1.) Den Nordosten der USA, (2.) Ganz Mitteleuropa und (3.) Nord- und Südkorea sowie Japan.

Die Lebensdauer von Aerosolen in der Troposphäre beträgt etwa 1 Woche, abhängig von ihrer Größe

⁶Die Werte wurden aus Roedel, 1992 [62] übernommen.

(gravitative Sedimentation) und chemischen Reaktivität, d. h. man hat es mit den gleichen Zeitskalen wie beim Wetter zu tun. Dennoch haben Aerosole auch einen entscheidenden Einfluss auf das Klima. Einerseits beeinflussen Aerosole durch ihre streuenden und absorbierenden Eigenschaften direkt den kurzwelligen Strahlungstransfer (*direkter Aerosol-Effekt*) und bewirken dabei in der Regel eine Abkühlung. Andererseits haben Aerosole einen fundamentalen Einfluss auf die Wolkenbildung (siehe *Abschnitt 2.3.3*), da sie als Kondensations- und Kristallisationskerne wirken und dadurch die Bildung von Wolkentröpfchen und Wolkeneiskristallen erst ermöglichen. Aerosole beeinflussen somit auch indirekt das Klima (*indirekter Aerosol-Effekt*), weil die gebildeten Wolken unterschiedliche optische Eigenschaften aufweisen können und folglich verschiedene Auswirkungen auf die kurz- und langwellige Strahlung haben. Die mit dem indirekten Aerosol-Effekt verbundenen Prozesse sind allerdings sehr komplex und bisher noch unzureichend verstanden (Herber et al., 2002 [33]), so dass die genauen Auswirkungen auf das Klima ungewiss sind. Es ist aber allgemein akzeptiert, dass in der Atmosphäre befindliche Aerosole insgesamt abkühlend wirken. Diese abkühlende Wirkung kann am Boden der Arktis mit einem Strahlungsantrieb von -1.7 W/m^2 (Fortmann, 2004 [27]) beziffert werden. Abschließend sei darauf hingewiesen, dass Aerosole in keinerlei Zusammenhang mit dem Treibhauseffekt stehen, denn für diesen sind ausschließlich Gase wie H_2O -Dampf, CO_2 , CH_4 , N_2O und O_3 sowie Wolken- und Aerosolteilchen verantwortlich (vgl. *Abschnitt 2.2.1*).

2.3.3 Wolkenbildung und Niederschlag

Homogene und heterogene Nukleation

Das prinzipielle Problem jeglicher Kondensation kleiner Tröpfchen aus der Dampfphase heraus besteht darin, dass es in der realen Atmosphäre überwiegend gekrümmte Wasseroberflächen gibt. Über einer konvexen Oberfläche (Tröpfchen) ist der Sättigungsdampfdruck höher als über einer ebenen, für konkave Oberflächen gilt das Entgegengesetzte. Radius r eines kugelförmigen Tröpfchens und Oberflächenspannung⁷ σ_{vl} sind durch folgende Beziehung miteinander verknüpft

$$\Delta p = p_i - p_a = \frac{2\sigma_{vl}}{r} \quad , \quad (2.13)$$

wenn von äußeren Kräften (z. B. Gravitation) abgesehen wird. Dabei ist p_i der Innendruck im Tröpfchen und p_a der atmosphärische Außendruck. D. h. einerseits, dass die Oberflächenspannung einen Überdruck im Tröpfchen erzeugt, der die Kugelgestalt garantiert, andererseits dass der Innendruck von der Tropfengröße abhängt. Je kleiner das Tröpfchen ist, d. h. je stärker seine Oberflächenkrümmung, desto geringer sind die intermolekularen Anziehungskräfte, da die Oberfläche groß im Vergleich zum Volumen ist. Folglich muss eine geringere Energiemenge (entsprechend der Oberflächenenergie) zugeführt werden, um Moleküle von der Tröpfchenoberfläche zu entfernen, was letztlich bedeutet, dass zu kleine Tröpfchen sofort wieder verdunsten. Es stellt sich daher die Frage nach der Mindestgröße für Wolkentröpfchen.

Die Änderung der freien Enthalpie⁸ G bei der Nukleation eines kleinen Tröpfchens mit Radius r durch Kondensation von Wasserdampf kann mittels

$$\Delta G = 4\pi r^2 \sigma_{vl} - \frac{4}{3}\pi r^3 n_1 (\mu_v - \mu_l) \quad (2.14)$$

formuliert werden. Der erste Term in *Gl. 2.14* beschreibt die notwendige Arbeit zur Ausbildung einer Zwischenfläche um das kugelförmige Tröpfchen, die die flüssige von der gasförmigen Phase trennt. Der Übergang von Wasserdampfmolekülen in das Tröpfchen ist wegen der nötigen Phasenumwandlung mit einer Energieänderung verbunden, die durch den zweiten Term zum Ausdruck gebracht wird.

⁷Notwendige Arbeit ΔW , um die Fläche zwischen gasförmiger (Subskript „v“) und flüssiger Phase (Subskript „l“) um ΔA zu vergrößern, d. h. $\sigma_{vl} = \Delta W / \Delta A$ (immer positiv).

⁸ $G = U + pV - T\tilde{S}$, wobei U die innere Energie, p den Druck, V das Volumen, T die Temperatur und \tilde{S} die Entropie bedeuten ($H = U + pV$ ist die Enthalpie).

Hierbei bezeichnen μ_v bzw. μ_l die freie Enthalpieänderung eines einzelnen Wasserdampf- bzw. Flüssigkeitsmoleküls (chemische Potentiale), und $n_l = \rho_l N_A / M$ gibt die Anzahl von Wassermolekülen pro Einheitsvolumen innerhalb des Tröpfchens an, welche aus der Dichte der Tröpfchenflüssigkeit ρ_l (hier H_2O), deren molarer Masse M und der Avogadro-Konstante N_A berechenbar ist. Weiterhin kann die Gültigkeit der Beziehung

$$\mu_v - \mu_l = k_B T \ln S \quad (2.15)$$

gezeigt werden, wobei k_B die Boltzmann-Konstante und S die Übersättigung (nicht die Entropie) bezeichnen. Thermodynamische Prozesse laufen, wie die Thermodynamik lehrt, nur dann spontan ab, wenn dabei die freie Enthalpie G des Systems abnimmt, d. h. wenn $dG < 0$ erfüllt ist. Ein entsprechender Gleichgewichtszustand⁹ ist daher genau dann gegeben, wenn ein Maximum der freien Enthalpieänderung ΔG vorliegt. Der Zusammenhang zwischen dem kritischen Radius r^* , den ein Tröpfchen zur Existenz mindestens erreichen muss, und der dazu im Gleichgewicht notwendigen Übersättigung bzw. Dampfdruckerhöhung lautet

$$S_1(r=r^*) = \exp \{K_1/r^*\} \quad , \quad (2.16)$$

wobei $K_1 = 2\sigma_{vl} (n_l k_B T)^{-1}$ eine Konstante ist (*Thomson Formel*¹⁰).

Die Betrachtung der **homogenen Kondensation** liefert daher das Teilergebnis, dass die zur Nukleation von Tröpfchen erforderliche Übersättigung S^* exponentiell mit kleiner werdendem Tropfenradius r zunimmt (Krümmungseffekt). Mit anderen Worten bedeutet dies einerseits, dass der Sättigungsdampfdruck über einem Tröpfchen im Vergleich zu einer ebenen Wasserfläche zunimmt und andererseits, dass der Sättigungsdampfdruck steigt, je gekrümmter die Oberfläche (abnehmender Tröpfchenradius) ist. Es ist auch einsichtig, dass einem entstandenen Tröpfchen, das die notwendige Bedingung $r = r^*$ erfüllt, eine zusätzliche Energiemenge zugeführt werden muss, um die vom Übersättigungsgrad abhängende Aktivierungsenergie ΔG^* überschreiten zu können, so dass das Tröpfchen anwachsen kann ($r > r^*$). Dies soll hier aber nicht weiter interessieren, und das bisherige Ergebnis reicht insofern aus, als dass wir festhalten können, dass eine Tröpfchenbildung durch homogene Kondensation nahezu ausgeschlossen ist aufgrund der unrealisierbaren Übersättigung (mehrere 100 %) der Atmosphäre mit Wasserdampf.

Bei der **heterogenen Kondensation** existieren sogenannte Kondensationskerne (CCN - Cloud Condensation Nuclei) in der Luft. Diese, zumindest benetzbaren (hydrophilen) Aerosolpartikel ausreichender Größe, stellen einen gewissen Inertialradius für die sich bildenden Wolkentröpfchen dar. Aufgrund der polaren Eigenschaften der Wassermoleküle werden diese CCNs fast instantan mit einer Wasserhaut überzogen. Folglich begünstigt der CCN eine feuchte Oberfläche mit ausreichend geringer Oberflächenkrümmung. Somit kann die für eine Kondensation erforderliche Übersättigung vergleichsweise klein bleiben. Beispielsweise kann ein hydrophiles Partikel mit 1 μm Radius bereits bei einer Überschreitung der Sättigung um 0.1 % einen Tropfenkeim darstellen. Sind die in der Luft befindlichen Partikel allerdings nicht vollständig benetzbar, so wird ein effektiver Krümmungsradius, infolge des von Null verschiedenen Kontaktwinkels zwischen Teilchenoberfläche und Flüssigkeit, wirksam. Dieser ist etwas kleiner als der Partikelradius selbst, so dass die für die Kondensation notwendige Übersättigung zunimmt, d. h. die Tröpfchenbildung erschwert wird. Besonders günstig ist die Situation dagegen, wenn die betreffenden CCNs vollständig oder zumindest teilweise löslich sind (H_2O ist das Lösungsmittel). Durch lösliche Aerosolpartikel oder lösliche Substanzen in diesen wird nämlich der Dampfdruck, und somit die für die Tröpfchenbildung unabdingbare Übersättigung, herabgesetzt oder geht sogar gegen Null (Lösungseffekt). Raoult fand dafür 1887 den Zusammenhang (vgl. Jacobson, 2005 [37])

$$S_2(r) = 1 - K_2/r^3 \quad , \quad (2.17)$$

⁹ $\left(\frac{d\Delta G}{dr}\right)_{r=r^*} = 0$

¹⁰ $S_1 = p_s^*(r)/p_s^*(\infty)$ ist das Verhältnis aus Sättigungsdampfdruck des H_2O -Tröpfchens mit Radius r zum Sättigungsdampfdruck über einer ebenen H_2O -Oberfläche.

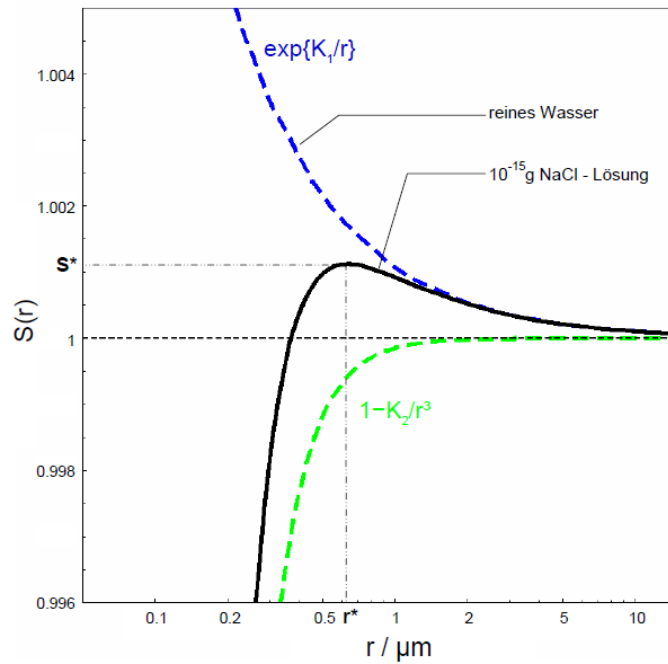


Abbildung 2.6: Gleichgewichts-Sättigungsverhältnis $S(r)$ für Tröpfchen aus reinem H_2O (blaue Kurve) und einer NaCl -Lösung (schwarze Kurve) als Funktion des Tröpfchenradius r bei 20°C , wobei $K_1 = 1.078 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ und $K_2 = 1.470 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3$ sind. Deutlich erkennbar ist, dass sich Wolkentröpfchen *nicht* durch Kondensation aus reinem Wasserdampf bilden, sondern CCNs (hier Meersalz) erforderlich sind. Sobald das kritische Sättigungsverhältnis S^* , welches zum kritischen Tröpfchenradius r^* gehört, erreicht wird, können Lösungs-Tröpfchen spontan entstehen und anwachsen, solange das Sättigungsverhältnis der Umgebung größer ist als das Gleichgewichts-Sättigungsverhältnis der Tröpfchen selbst. Ab Tröpfchenradien von etwa $10 \mu\text{m}$ müssen andere Prozesse ein weiteres Tropfenwachstum bewerkstelligen.

wobei die auftretende Konstante durch $K_2 = 3im_L M (4\pi\rho_1 M_L)^{-1}$ definiert ist (Raoult'sches Gesetz¹¹). In der Konstante K_2 bedeuten i die Dissoziationseffizienz¹², ρ_1 die Dichte und M die molare Masse des reinen Wassers sowie m_L die Masse und M_L die molare Masse der H_2O -Lösung. Um ein Gesamtergebnis zu erhalten, welches sowohl den Krümmungs- als auch den Lösungseffekt berücksichtigt, multipliziert man die Gln. 2.16 und 2.17 miteinander. Dadurch gelangt man zur Köhler-Gleichung

$$S(r) = \left(1 - \frac{K_2}{r^3}\right) \exp\left\{\frac{K_1}{r}\right\}, \quad (2.18)$$

die den Verlauf des Sättigungsverhältnisses im Gleichgewicht beschreibt. Diese Gleichung macht deutlich, dass der Lösungseffekt für kleine Tröpfchenradien r stärker ins Gewicht fällt. Eine Grenzbetrachtung¹³ der Exponentialfunktion für den Fall kleiner Tröpfchenradien führt nämlich zu dem Ergebnis, dass sich die Dampfdruckerhöhung durch den Krümmungseffekt gerade proportional zu K_1/r verhält. Folglich hält der Term $(1 - K_2/r^3)$, der den Lösungseffekt beschreibt, die zur Nukleation nötige Übersättigung in diesem Bereich gering. Dementsprechend ist es möglich, dass bereits ganz oder teilweise lösliche Aerosolteilchen mit Radien $r \geq 0.1 \mu\text{m}$ als CCN wirksam werden können und somit die Bildung kleinster Wolkentröpfchen stattfinden kann. Abschließend werden die besprochenen Prozesse in Abb. 2.6 anhand einer Natriumchlorid (NaCl)-Lösung veranschaulicht.

¹¹ $S_2 = p_{eL}^*(\infty)/p_e^*(\infty)$ ist das Verhältnis aus Sättigungsdampfdruck der H_2O -Lösung zum Sättigungsdampfdruck von reinem H_2O jeweils über einer ebenen Oberfläche.

¹²Der beim Lösungsvorgang stattfindende Zerfall der Salzmoleküle in Ionen (Na^+ Kation und Cl^- Anion) ist eine Dissoziation. Die dabei entstehende Anzahl von Ionen bezeichnet man als Dissoziationseffizienz, d. h. $i(\text{NaCl}) = 2$.

¹³ $e^x \approx 1 + x$ für $x \rightarrow 0$

Die Bildung von Eispartikeln (kleinsten Eiskristallen) in Wolken ist bislang im Gegensatz zur Entstehung von flüssigen Tröpfchen quantitativ nicht vollständig beschreibbar. Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten: Zum einen können sich Eispartikel durch Resublimation (Phasenübergang gasförmig → fest) direkt aus der Dampfphase bilden, zum anderen ist ein Gefrieren unterkühlter flüssiger Tröpfchen möglich. Die **homogene Nukleation von Eispartikeln** geht zunächst von der erstgenannten Variante aus. Hierfür gelten analoge Aussagen wie im Fall der Nukleation von Wolkentröpfchen, und es gibt ebenfalls eine kritische Größe für Eispartikel, die von der Temperatur und dem Sättigungsgrad abhängen. Allerdings wären laut theoretischen Berechnungen Temperaturen unter -65 °C und Übersättigungen in der Größenordnung von 1000 % nötig (Houze, Jr., 1994 [36]). Eine Bildung flüssiger Wolkentröpfchen wäre für weitaus geringere Übersättigungen möglich, die sich bei Temperaturen unterhalb -40 °C sofort zu Eis verwandeln würden. Völlig kernfreies Wasser kann nämlich bis ca. -40 °C unterkühlen ohne zu gefrieren (unterkühltes Wasser). Allerdings haben wir gesehen, dass eine homogene Kondensation unmöglich ist. In gleichem Maße ist die Nukleation von Eispartikeln direkt aus der Wasserdampfphase heraus in realen Wolken ausgeschlossen.

Auch Beobachtungen belegen, dass sich Eispartikel in Wolken im Temperaturbereich zwischen 0 °C und -40 °C bilden. Die Nukleation von Eispartikeln, die in aller Ausführlichkeit von Houze, Jr., 1994 [36] besprochen wird, erfordert daher einen heterogenen Prozess analog zur heterogenen Kondensation, wobei diesmal Kristallisationskerne (INs - Ice Nucleis) die Anfangsgröße gewährleisten. Allerdings sind für die **heterogene Nukleation von Eispartikeln** nur wenige Aerosolteilchen als IN geeignet, denn

- sie müssen eine bestimmte Anfangsgröße besitzen, um den Anteil der aufzubringenden Oberflächenenergie so klein wie möglich zu halten (analog CCN),
- sie müssen gewissen chemisch-kristallographischen Bedingungen genügen (Ähnlichkeit der Struktur von Eiskristall und IN erforderlich),
- sie dürfen *nicht* löslich sein oder zumindest nur wenige lösliche Beimengungen enthalten, denn gelöste Substanzen verursachen eine Gefrierpunktserniedrigung.

Somit ist klar, dass ausschließlich feste Substanzen diese Anforderungen erfüllen und als IN in Frage kommen. Zudem sollte erwähnt werden, dass die Fähigkeit eines Aerosolteilchens als IN wirken zu können, sehr temperaturabhängig ist. Silberiodid (AgI) ist beispielsweise hervorragend geeignet als IN und wird sogar zur künstlichen Einleitung von Niederschlägen eingesetzt (Impfung mit AgI). Eis selbst bietet aber die idealste Nukleationsfläche, denn sobald unterkühltes Wasser mit dieser in Berührung kommt, gefriert es sofort. Wolkentröpfchen gefrieren demzufolge, falls INs aus der Umgebungsluft mit diesen nur in Berührung kommen („Contact Nucleation“). Ein IN im Innern eines unterkühlten Wolkentröpfchens kann heterogenes Gefrieren verursachen. Ist der CCN, auf dem sich der Wolkentropfen bildet, ein winziges Eispartikel, so stellt dieses selbst den IN dar („Condensation Nucleation“). Selbstverständlich kann die Nukleation auch durch irgend einen anderen IN hervorgerufen werden, der sich innerhalb des Wolkentröpfchens befindet („Immersion Freezing“). Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass sich Eispartikel direkt aus der Wasserdampfphase durch Resublimation des Wasserdampfs auf dem IN bilden („Deposition Nucleation“).

Tropfenwachstum und Niederschlag

Das Anwachsen von Wolkentropfen/-eispartikeln zur Größe von Regentropfen/Eiskristallen, d. h. die Bildung von Niederschlag, kann in 2 Mechanismen unterteilt werden:

1. **Kollision und Koaleszenz** in der flüssigen Phase, d. h. die Koagulation kleinerer Tröpfchen zu größeren (warme Wolken)
2. Die Niederschlagsbildung über die Eisphase, auch als **Bergeron-Findeisen-Prozess** bekannt (kalte Wolken)

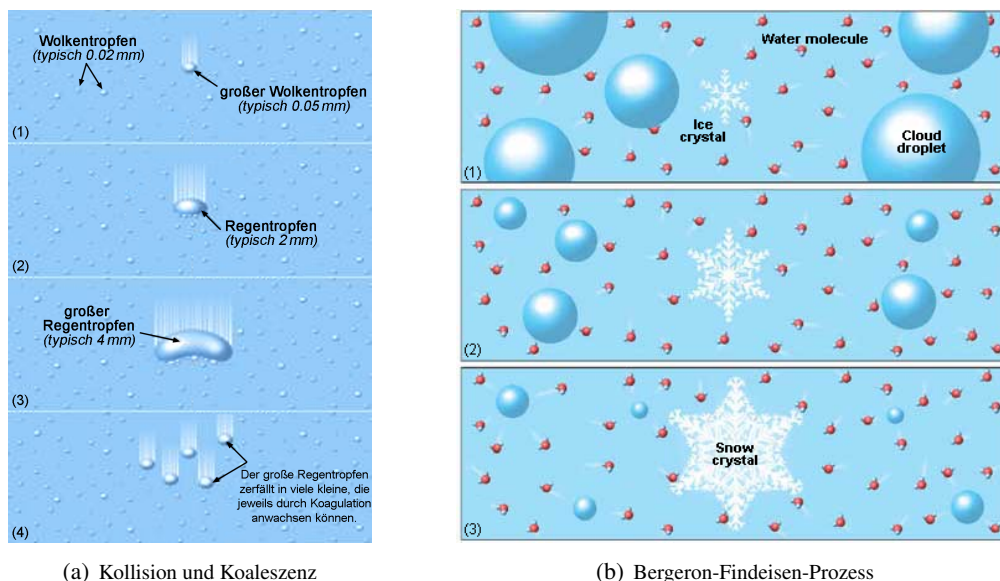


Abbildung 2.7: Veranschaulichung der Prozesse bei der Niederschlagsbildung in warmen (a) und kalten (b) Wolken. Grafik (a) basiert auf dem Bild: http://www.atmos.umd.edu/~meto200/3_04_03_lecture_files/slide0035_image087.jpg, das aber erheblich verändert wurde. Vorlage für (b) war das Bild auf der Internetseite www.kidsgeo.com/images/bergeron-process.jpg, wobei nur die Lesbarkeit der Beschriftung verbessert wurde.

Zunächst sollte aber erwähnt werden, dass bereits gebildete Wolkentröpfchen durch *Kondensation* bzw. *Verdunstung* fortwährend anwachsen bzw. schrumpfen können. Das Anwachsen geschieht dabei durch das Diffundieren von Wasserdampf in Richtung der Tropfenoberfläche. Umgekehrt verkleinern sich die Wolkentropfen, wenn der Wasserdampf von ihrer Oberfläche in die Umgebung diffundiert. Quantitativ kann dies prinzipiell mit dem ersten Fick'schen Gesetz beschrieben werden, d. h. durch die Annahme, dass der Fluss von Wasserdampfmolekülen durch die Luft proportional zum Gradient der Konzentration dieser Wasserdampfmoleküle ist. Die zeitliche Entwicklung der Konzentration wird durch das zweite Fick'sche Gesetz beschrieben, das letztlich eine Diffusionsgleichung darstellt. In Analogie dazu können sich Wolkeneiskristalle durch *Deposition* bzw. *Sublimation* vergrößern bzw. verkleinern. Auch hier ist das Anwachsen mit dem Andiffundieren von umgebendem Wasserdampf verbunden, der an der Eisoberfläche resublimiert. Die Sublimation des Eises auf der Oberfläche der Eiskristalle führt dagegen zum Größenverlust, wobei der entstehende Wasserdampf in die Umgebung diffundiert.

Die Bildung von Regen durch Kollision und Koaleszenz kann man sich vereinfacht folgendermaßen vorstellen: Das Spektrum der Wolkentröpfchen beinhaltet Tropfen unterschiedlichster Größe und Masse und somit unterschiedlicher Fallgeschwindigkeit. Die größeren (schwereren) und schnelleren Tröpfchen können die kleineren auf ihrem Weg Richtung Erdboden einfangen und auf Kosten dieser selbst anwachsen (Koagulation). Hierbei bestimmt das Zusammenspiel aus beschleunigender Gravitationskraft und verzögerndem Luftwiderstand den Wert der Fallgeschwindigkeit v_{fall} . Erreichen Wolkentropfen Radien von $r \geq 0.1$ mm, dann ist die resultierende Fallgeschwindigkeit nicht mehr vernachlässigbar, so dass man diese nun als Regentropfen bezeichnet. Zunächst hängt die Fallgeschwindigkeit linear vom Tropfenradius ab, bis Radien von $r \geq 0.5$ mm erreicht werden. Danach schwächt sich der lineare Zusammenhang deutlich ab und nähert sich stattdessen einer konstanten Maximalgeschwindigkeit der fallenden Tröpfchen, die mit Radien von $r \approx 3$ mm einhergeht. Dies erklärt sich dadurch, dass mit wachsendem Radius und wachsender Fallgeschwindigkeit die Deformation der Kugelgestalt des Tröpfchens (horizontal orientierte Scheibe) zunimmt und der Luftwiderstand irgendwann so groß wird, dass sich v_{fall} nicht mehr erhöhen kann. Außerdem ist es möglich, dass ein großer Regentropfen in kleinere zerfällt, die dann ihrerseits durch Koagulation anwachsen können. Die besprochenen Pro-

zesse werden in *Abb. 2.7(a)* veranschaulicht. Bei Radien zwischen 0.1 mm und 0.25 mm spricht man übrigens von Nieselregen dagegen für $r > 0.25$ mm von Regen. Diese Art der Niederschlagsbildung ist i. A. nur für tropische Wolken und Gewitterwolken (Cumulonimbus) bedeutend. In den Tropen wird dies dadurch begünstigt, dass ein Großteil der Wolken unterhalb der Gefriergrenze liegt und der enorme Fallweg aufgrund der großen Vertikalerstreckung ein Anwachsen der Tröpfchen gewährleistet. Andererseits herrschen in Gewitterwolken beträchtliche konvektive Aufwinde, die die Tröpfchen immer wieder in die Höhe heben, die Koaleszenz begünstigen und somit zu sehr großtropfigen und ergiebigen Regenfällen führen. Es sei noch darauf hingewiesen, dass die Rate mit der das Gesamtwolkenwasser durch Kollision und Koaleszenz abnimmt gelegentlich mit dem Begriff „Autokonversion“ bezeichnet wird.

Die Niederschlagsbildung in gemäßigten und hohen Breiten läuft dagegen teilweise oder sogar vollständig über die Eisphase ab, wobei effizientere Sammelprozesse als die Koaleszenz wirksam werden müssen. Bei Temperaturen bis -12 °C bilden sich nur wenige kleinste Eispartikel durch heterogene Nukleation, und es überwiegt demzufolge der Anteil an unterkühlten Wassertröpfchen in der Wolke. Die ersten größeren Wolkentröpfchen gefrieren durch Mitwirkung von IN etwa im Temperaturbereich von -12 °C bis -15 °C. Nach der Entstehung dieser ersten Eiskristalle beinhaltet die Wolke ein Gemisch aus jenen Eiskristallen, unterkühlten flüssigen Tröpfchen und Wasserdampf. Genau das ist eines der wichtigsten Ergebnisse der Untersuchungen von T. Bergeron und W. Findeisen, nämlich dass Wolkeneiskristalle und unterkühlte Wolkentröpfchen über einen breiten Temperaturbereich (-12 °C bis -40 °C) koexistieren können und Mischwolken bilden. Der Gleichgewichts-Sättigungsdampfdruck ist über Eis wesentlich niedriger als über flüssigem Wasser derselben Temperatur und zwar als Folge der größeren Bindungsenergie im Eiskristall (Wasserstoffbrückenbindungen). Aus diesem Grund kann die Wolkenluft über einem Eiskristall bereits sehr stark übersättigt sein, obwohl über einem Wolkentröpfchen gerade einmal Sättigung erreicht ist. Folglich ist es möglich, dass die Eiskristalle durch Deposition schnell an Größe zunehmen können, währenddessen die umgebenden unterkühlten Wolkentröpfchen durch Verdunstungsprozesse an Größe verlieren (Bergeron-Findeisen-Prozess). Dieser Prozess ist in *Abb. 2.7(b)* illustriert. Die durch Deposition entstehenden Wolkeneiskristalle erreichen allmählich Ausmaße von 100 μ m bis 150 μ m und beginnen zu fallen. Auf ihrem Weg zur Erdoberfläche können die Eiskristalle zusätzlich durch das „Aufsammeln“ anderer Eispartikel oder Flüssigwassertröpfchen bis zu einer Größe von mehreren Millimetern anwachsen. Dadurch erhöht sich auch die Fallgeschwindigkeit, die allerdings aufgrund der Luftreibung in Analogie zu Regentropfen einen bestimmten Maximalwert nicht überschreiten kann.

Den ersten Prozess, bei dem Eiskristalle durch das Einfangen anderer Eispartikel anwachsen, nennt man *Aggregation*, wodurch i. A. große Schneeflocken geformt werden. Der zweite Prozess, bei dem Eiskristalle aufgrund des Einfangs flüssiger Tröpfchen anwachsen, wobei sich die unterkühlten Wolkentröpfchen an der Eiskristalloberfläche anlagern und sofort anfrieren, bezeichnet man als *Akkretion* (oder „*Riming*“). Dabei entsteht i. A. graupelartiger Schnee oder Hagel. Die durch Deposition, Aggregation und/oder Akkretion gebildeten Wolkeneiskristalle sind von vielfältiger Struktur (abhängig von Temperatur und Übersättigung). Eine Zusammenfassung der meteorologischen Klassifikation von Schneekristallen findet man z. B. in Tabelle 1.6 bei Kokhanovsky, 2006 [41]. Natürlich besteht auch noch die Möglichkeit, dass die fallenden Eiskristalle in derart warme Luftschichten gelangen, dass sie vollkommen schmelzen und den Erdboden als Regentropfen erreichen oder sogar auf ihrem Weg verdunsten.

Wolkenentstehung in der Troposphäre

Zwar gibt es, wie einigen wahrscheinlich gar nicht bekannt ist, auch Wolken oberhalb der Troposphäre, wie beispielsweise die Polaren Stratosphärenwolken (PSCs - Polar Stratospheric Clouds), aber wir wollen uns hier auf die Wolken unterhalb der Tropopause beschränken, weil sich dort zum einen mehr als 99 % allen Wasserdampfs befinden, und zum anderen, weil sich dort die Wetterprozesse abspielen. Aus den vorangegangenen Ausführungen ist deutlich geworden, dass bei der Wolkenbildung

hauptsächlich Abkühlungsprozesse eine Rolle spielen. Die 3 wichtigsten Mechanismen, die Abkühlungsprozesse beinhalten, sollen im Folgenden zusammengefasst werden:

1. Luft wird in irgendeiner Weise zum Aufstieg gezwungen, dehnt sich durch den abnehmenden Druck aus und kühlt zunächst trocken-adiabatisch (ca. 1 K/100 m), mit Erreichen des Sättigungsniveaus (Taupunkt) und einsetzender (heterogener) Kondensation allerdings feucht-adiabatisch (ca. 0.5 K/100 m) ab. Dies ist der häufigste Prozess für Wolkenentstehung und kann noch unterschieden werden in:
 - a) **Thermische Konvektion** Durch das Aufheizen des Erdbodens infolge der SW-Strahlung (diabatische Heizung), erwärmt sich die darüber befindliche Luft aufgrund der Emission LW-Strahlung, dehnt sich aus, wird leichter (geringere Dichte) als die Umgebungsluft, steigt auf und kühlt sich ab, bis irgendwann das Sättigungsniveau erreicht ist und Kondensation einsetzen kann.
 - b) **Orographische Hebung** Luftmassen werden durch die Orographie (z. B. ein Gebirge) zum Aufstieg gezwungen. Zunächst ist die Abkühlung der Luft trocken-adiabatisch, bis das Kondensationsniveau erreicht wird. Bei einer feuchten Luftmasse wird bei weiterem Aufstieg latente Wärme durch die Kondensation frei, so dass im folgenden Verlauf feucht-adiabatische Abkühlung stattfindet. Nach Erreichen des Gipfels endet die Kondensation abrupt, so dass die Luft trocken-adiabatisch hinunter ins Tal strömt und sich als warmer Wind (z. B. Föhn in den Alpen) bemerkbar macht.
 - c) **Luftmassengrenze** An Fronten treten i. A. ageostrophische, d. h. vom geostrophischen Wind abweichende Zusatzwinde auf, die eine Sekundärzirkulation quer zu den Frontflächen verursachen. Antreibende Prozesse für eine solche Querkirkulation sind Inhomogenitäten im großskaligen Temperatur- und Windfeld, Reibung und die differentielle Aufheizung (Kalt- oder Warmluftadvektion) vor und hinter der Front, wobei auch freiwerdende Kondensationswärme bzw. Abkühlung durch Verdunstung berücksichtigt werden müssen. Im Fall einer Warmfront kommt es zum Aufsteigen von Luftmassen in der Warmluft, die sich langsam abkühlen, wodurch mit Erreichen des Taupunktes Kondensation einsetzen kann. Die Ausbildung einer schwachen Strömung quer zur Front gewährleistet, dass wärmere Luft in die Kaltluft befördert wird, wo letztlich ein Absinken dieser stattfindet. Die Querkirkulation führt letztlich zu den Niederschlägen in der Warmluft kurz vor der Warmfront (Aufsteigen) und zum Aufklaren hinter der Warmfront (Absinken).
 - d) **Bodennahe Konvergenz** Rauigkeitsunterschiede infolge unterschiedlicher Bodenbeschaffenheiten können zur Konvergenz der Strömung in Bodennähe führen. Über einer glatten Wasseroberfläche ist die Strömung z. B. schneller als über dem rauhen Wald. Dementsprechend konvergiert („verzögert“) oder divergiert („beschleunigt“) die Strömung bei einem Rauigkeitswechsel z. B. beim Übergang auf Sandboden. Folglich muss Luft kompensierend aufsteigen (Wolkenbildung) oder absinken (Wolkenauflösung). Etwas mathematischer formuliert: Eine Konvergenz des horizontalen Windvektors in Bodennähe, d. h. $\nabla \cdot \vec{v}_h < 0$, führt zur Zunahme des Vertikalwindes w mit der Höhe z . Dies ist gleichbedeutend mit dem Aufsteigen von Luftmassen.
2. Luft strömt über eine kältere Oberfläche hinweg. Dies ist beispielsweise beobachtbar, wenn milde, feuchte Meeresluft (maritime Luftmasse) über kaltes Festland (vorwiegend im Winter bei evtl. geschlossener Schneedecke) oder Meereis geführt wird. Hierbei wird der Luftmasse Wärme entzogen, so dass Wasserdampf auskondensieren oder sogar resublimieren kann. In diesem Zusammenhang bildet sich meist eine zusammenhängende Wolkendecke (Schichtwolken) oder Nebel.

3. Ruhende Luft verweilt über einer sich abkühlenden Oberfläche. Dieser Effekt zieht hauptsächlich bodennahen Nebel nach sich. Wenn nämlich in klaren Nächten die Erdoberfläche wegen der ausbleibenden Erwärmung durch SW-Strahlung stark auskühlen kann, werden die direkt darüber liegenden Luftschichten durch die im Laufe der Nacht immer weiter abnehmende langwellige Ausstrahlung des Bodens derart abgekühlt, dass aufgrund einsetzender Kondensation Nebel entsteht.

2.3.4 Allgemeine Wolkenklassifikation

Die WMO hat eine international vereinbarte, phänomenologische Wolkenklassifikation, d. h. ein Ordnungssystem bzgl. Wolkenhöhe und Wolkengestalt, für die Troposphäre festgelegt. Diese ist im „International Cloud Atlas“ (Band 1&2) aufzufinden und darin ausführlich beschrieben. An dieser Stelle können nur in Kürze die grundsätzlichen Aussagen dargestellt werden.

Wolkenfamilien

Das erste Unterscheidungsmerkmal ist die Höhe der Wolkenuntergrenze (nicht über NN¹⁴), auf dessen Grundlage 4 *Wolkenfamilien* definiert werden: *Tiefe*, *mittelhohe* und *hohe* sowie *hochreichende* (*stockwerkübergreifende*) Wolken. Tab. 2.2 zeigt die grobe Einteilung dieser Wolkenfamilien in 3 Stockwerke (Höhenbereiche), die sich gegenseitig geringfügig überlappen. Den Sonderfall der hochreichenden Wolken zählt man oftmals zu den tiefen Wolken, denn das Kriterium ist nicht die vertikale Erstreckung sondern die Wolkenuntergrenze. Hierbei ist zu beachten, dass die Wolkenuntergrenze mit der geographischen Breite variieren kann, und dass diese Definition im Hochgebirge verständlicherweise mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden ist.

Stockwerk	Polargebiete	mittlere Breiten	Tropen
hohe Wolken	3 – 8 km	5 – 13 km	6 – 18 km
mittelhohe Wolken	2 – 4 km	2 – 7 km	2 – 8 km
tiefe Wolken	0 – 2 km	0 – 2 km	0 – 2 km

Tabelle 2.2: Zuordnung der Wolkenfamilien zu den verschiedenen Stockwerken der Troposphäre. *Diese Tabelle entspricht jener in Kraus, 2004 [42] auf Seite 191.*

Wolkengattungen

Die 4 Wolkenfamilien umfassen 10 *Wolkengattungen* (lat. *genera*), welche sich gegenseitig ausschließen und jeweils durch ein charakteristisches Aussehen gekennzeichnet sind. Die Namensgebung der jeweiligen Gattung spiegelt eine spezifische Zuordnung zu den einzelnen Stockwerken wider. Gattungen, die mit „Cirr-“ beginnen, gehören zu den hohen Wolken und bezeichnen Eiswolken. Diejenigen, die mit „Alto-“ anfangen, gehören den mittelhohen Wolken an und bezeichnen Misch- oder Wasserwolken. Und die mit „Strat-“ beginnenden Gattungen, zählen schließlich zu den tiefen Wolken und bezeichnen meist reine Wasserwolken. Die Gattungen, die den hochreichenden Wolken angehören, beginnen entweder mit „Nimbo-“ oder „Cumul-“, wobei diejenigen, welche den Wortteil „nimb“ enthalten, Niederschläge mit sich bringen. Prinzipiell geben die Gattungen an, in welcher Höhe sich eine bestimmte Wolke befindet und ob sie stabil oder labil geschichtet ist. Eine stabile Schichtung der Atmosphäre ist im Fall hoher Luftfeuchtigkeit an meist konturlosen (Schicht-)Wolken erkennbar. Bei geringer Luftfeuchtigkeit sind die Wolken zerrissen oder gar nicht vorhanden. Labile Schichtungen führen zu Aufwinden und somit zur Bildung von Quellwolken wie dem Cumulus oder Cumulonimbus. Die einzelnen Wolkengattungen mit ihrer Abkürzung (in Klammern), der Zuordnung in die Wolkenstockwerke, lateinischer Bedeutung der Wortteile und kurzer Beschreibung bzgl. des Aussehens

¹⁴Normal Null

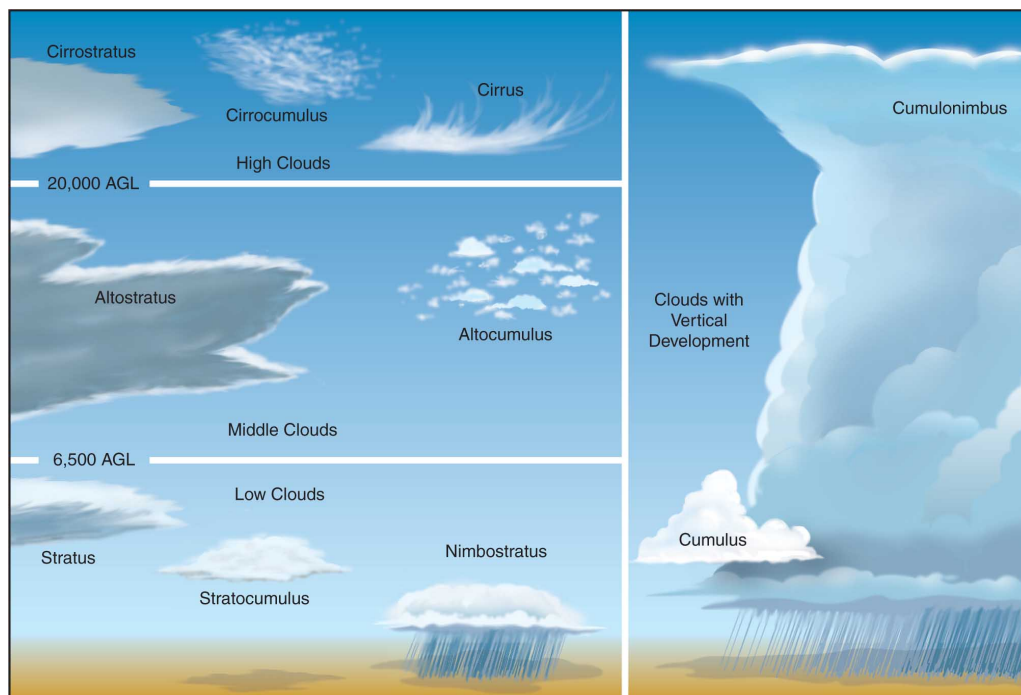


Abbildung 2.8: Einordnung der Wolkengattungen in die 3 Stockwerke der Troposphäre, hier speziell für die mittleren Breiten dargestellt. Einheit der Höhe ist 1 ft AGL, d. h. 1 Fuß über dem Erdboden ($1 \text{ ft} \approx 0.3048 \text{ m}$). Quelle: http://www.privilegeaero.com/files/cloud_types.jpg

und möglichen Niederschlagsarten sind in *Anhang B (Tab. B.1)* aufgeführt. *Abb. 2.8* bietet darüber hinaus einen Überblick sowohl über die Wolkenfamilien und -gattungen als auch dessen Einordnung in die entsprechenden Höhenschichten der Troposphäre mit der spezifischen Wolkenform. 20.000 AGL als Höhenangabe bedeuten eigentlich 20.000 ft AGL¹⁵, d. h. 20.000 Fuß über dem Erdboden. Unter Verwendung der Umrechnung $1 \text{ ft} \approx 30.48 \text{ cm}$ entspricht dies etwa 6096 m. Es sollte aber angemerkt werden, dass der Nimbostratus (Ns) in *Abb. 2.8* falsch dargestellt ist. Dieser befindet sich normalerweise im mittleren Stockwerk, ragt aber oftmals weit in das untere und obere hinein (vgl. *Tab. B.1*), und hat daher eine größere Vertikalerstreckung, als die Grafik suggeriert.

Weitere Klassifizierung

Innerhalb der Gattungen unterscheidet man die Wolken nach *Wolkenarten* (lat. *species*). Diese Klassifikation bezieht sich auf die Gestalt, die Ausmaße und den inneren Aufbau der Wolken. Hierbei schließen sich die verschiedenen Arten gegenseitig aus, so dass eine Wolkengattung nur die Merkmale einer Wolkenart haben kann. Des weiteren klassifiziert man weiter nach *Wolkenunterarten* (lat. *varietates*) entsprechend der Anordnung der makroskopischen Elemente und der Lichtdurchlässigkeit. Im Gegensatz zu den Arten kann eine Wolke die Eigenschaften von mehreren Unterarten aufweisen. Oftmals ist es zudem notwendig, sogenannte *Sonderformen und Begleitwolken*, d. h. zusätzliche Erscheinungsformen, anzugeben. Entsprechende Tabellen zur Definition der Wolkenarten (*Tab. B.2*), Wolkenunterarten (*Tab. B.3*) sowie Sonderformen und Begleitwolken (*Tab. B.4*) können im *Anhang B* nachgeschlagen werden.

Darüber hinaus weist die Wolkenklassifikation der WMO *Mutterwolken* aus. Grund dafür ist folgender: Normalerweise bilden sich Wolken aus dem wolkenlosen Zustand in einem bestimmten Stockwerk und besitzen eine spezielle Form, so dass man diese problemlos einer bestimmten Wolkengattung zuordnen kann. Andererseits besteht auch die Möglichkeit, dass eine Wolke bestimmter Gattung

¹⁵engl.: feet above ground layer

aus einer Wolke anderer Gattung hervorgeht, wobei die ursprüngliche Wolke mit „Mutterwolke“ bezeichnet wird. Beispielsweise kann eine Cumuluswolke zu einem Cumulonimbus anwachsen, den man dann Cumulonimbus *cumulogenitus* nennt.

Aus dieser allgemeinen Wolkenklassifikation (Ordnungssystem) lassen sich eine Reihe von Prozessen ablesen, die zur betreffenden Wolkenbildung führen. Auf der einen Seite kommt es bei großräumigen Vorgängen (z. B. Hebung von Luftschichten) vorzugsweise zu Schichtbewölkung (St, As, Ns, Cs). Auf der anderen Seite erzeugen kleinskalige Schwankungen des Vertikalwindes meist Haufenwolken (Cu, Cb, Ac, Cc). Dies impliziert, dass durch ein Cu-Wolkenfeld atmosphärische Turbulenz sichtbar wird (Kraus, 2004 [42]).

2.3.5 Arktische Wolken

Am arktischen Himmel können im Grunde viele derjenigen Wolken beobachten werden, die auch in mittleren Breiten vorkommen. Man findet beispielsweise St, Sc, Ac und/oder Ci. Während des ASHJ ist konvektive Bewölkung über Eurasien und Alaska trotz der hohen geographischen Breiten keine Seltenheit. Im AWHJ sind v. a. über dem Europäischen Nordpolarmeer konvektive Wolken anzutreffen. Dies erklärt sich dadurch, dass Kaltluftausläufer aus der inneren Arktis das eisfreie Meereswasser, das hier aufgrund des Golfstroms relativ warm ist, abkühlen und somit zur Destabilisation der Luftsäule, verbunden mit dem Aufstieg feuchter Luft, führen. Direkt über dem Arktischen Ozean sind konvektive Wolken allerdings selten zu beobachten, da dieser v. a. im AWHJ großflächig mit Meereis bedeckt ist, die advehierten Luftmassen aber relativ warm sind. Das dadurch häufige Auftreten von Temperaturinversionen (siehe *Abschnitt 2.4.2*), verbunden mit einer stabilen Schichtung der Atmosphäre, hemmt die Turbulenz, d. h. die vertikale Durchmischung (vgl. *Abschnitt 2.3.4*). Außerdem fehlt die solare Einstrahlung, so dass konvektive Prozesse eine eher untergeordnete Rolle spielen. Beide Effekte verhindern daher die Ausbildung von Quellwolken.

Der überwiegende Teil der Arktis ist durch stratiforme (schichtförmige) Wolken gekennzeichnet, von denen die Mehrheit den Mischwolken angehören. Oftmals weisen diese Mischwolken eine flache Schicht aus flüssigem Wasser an ihrer Wolkenobergrenze auf, aus der sich Eispartikel durch INs formen, zu Wolkeneiskristallen anwachsen und schließlich aus der Wolkenuntergrenze als Niederschlag ausfallen können. Andererseits werden auch dickere, mehrschichtige Mischwolken beobachtet (Shupe et al., 2006 [70]). Die größte Besonderheit der arktischen Bewölkung liegt im Auftreten sogenannter **Grenzschichtwolken**. Der Jahresgang dieser arktischen Stratusbewölkung wird v. a. von der temperaturabhängigen Entstehung der Eiskristalle bestimmt. Es gibt 4 „ungewöhnliche“ Typen von Grenzschichtwolken über dem Arktischen Ozean, die durch Curry et al., 1996 [17] identifiziert wurden:

1. tiefliegende Eiskristallwolken („diamond dust“) in der stabilen winterlichen Grenzschicht
2. winterliche Eiskristall-Schwaden („ice crystal plumes“), die von offenen Eisrinnen („open leads“) ausgehen
3. Grenzschicht-Mischwolken in der Übergangsjahreszeit
4. ausgedehnte Mehrschicht-Grenzschichtwolken während des arktischen Sommers (arktischer Sommer-Stratus)

Während des arktischen Winters ist die Konzentration von Kristallisationskernen (INs) im Vergleich zu mittleren Breiten relativ gering (Bigg, 1996 [5]), so dass sich große Mengen unterkühlten Wassers in den Wolken befinden können. Bei Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes ist der Sättigungsdampfdruck über Eis geringer als über flüssigem Wasser (vgl. *Abschnitt 2.3.3*), wodurch winzige Eispartikel auf Kosten von flüssigem Kondensat unter Mitwirkung der wenigen INs entstehen. Die

normalerweise mit „diamond dust“ bezeichneten Eiskristallwolken bilden sich vorwiegend in Bodennähe und zwar infolge einer dort vorherrschenden Temperaturinversion. Zusätzlich muss sich die etwas höher gelegene, wärmere mit der kälteren, bodennahen Luft vermischen (z. B. durch plötzlich einsetzende Turbulenz). Dies ist letztlich mit einem Feuchtetransport in Richtung Boden und einer Erhöhung der dortigen relativen Feuchte verbunden. Sobald Sättigung erreicht ist, können sich Eiskristalle bilden und dies meist unter einem ansonsten völlig oder zumindest teilweise wolkenlosen Himmel, weshalb man gelegentlich auch von „wolkenlosem Niederschlag“ („clear-sky precipitation“) spricht. Diese Eiskristallwolken können einige Tage ununterbrochen fortbestehen und sind vergleichbar mit Nebel, weichen aber in zwei Eigenschaften grundlegend von diesem ab: Erstens bezieht sich Nebel auf eine Wolke, die sich zwar ebenfalls in Bodennähe befindet, aber aus flüssigem Wasser (Wolkentröpfchen) besteht. Zweitens ist Nebel dicht genug, um die Lichtdurchlässigkeit deutlich zu reduzieren, wogegen „diamond dust“ die Sichtweite nur geringfügig beeinflusst.

Die winterlichen Eiskristall-Schwaden, die über offenen Eisrinnen beobachtbar sind, werden durch die enorme Temperaturdifferenz zwischen dem Meerwasser und der darüber liegenden arktischen Luft verursacht. Im AWHJ liegt diese Differenz zwischen 30 K und 50 K, wodurch lokal riesige sensible Wärmeflüsse hervorgerufen werden, denn zum Gefrieren des Meerwassers wird schließlich Energie benötigt. Die entsprechende Energiemenge wird der bodennahen Luft entzogen, die sich noch weiter abkühlt und über die heterogene Nukleation von Eispartikeln zur Wolkenbildung führt. Die gebildeten Eiskristall-Schwaden beeinflussen sogar die lokale Strahlungsbilanz (Schnell et al., 1989 [64]), wobei die Größenordnung des Effekts nicht vernachlässigbar ist.

Die Zunahme der Wolkenbedeckung im Frühjahr geschieht, noch bevor die großräumige Eisschmelze einsetzt (Barry et al., 1987 [3]). Dies impliziert, dass die Verdunstung des geschmolzenen Meereises keinen entscheidenden Einfluss darauf hat. Vielmehr wird der Anstieg der Wolkenbedeckung mit der sich ändernden Atmosphärischen Zirkulation in Verbindung gebracht (Schweiger, 2004 [65]). Der im Frühjahr abfallende Bodenluftdruck geht einher mit einer Zunahme der Zyklonenaktivität, die den Eintrag feuchter Luft aus mittleren Breiten gewährleistet. Außerdem könnte der anthropogene Aerosoleintrag (Arktischer Dunst), der im Frühjahr sein Maximum erreicht, mitverantwortlich für die Bildung der Misch-Grenzschichtwolken sein. Gemeint ist damit, dass der Transport größerer Mengen von CCNs und INs in die Arktis den Prozess der Wolkenbildung fördert.

Die Bildung von Sommer-Stratus, der sich aus bis zu fünf dünnen aber gut definierten Schichten zusammensetzt, erklären Herman und Goody, 1976 [34] damit, dass relativ warme und feuchte, kontinentale Luft innerhalb einer zunächst ungesättigten Luftmasse über das arktische Meereis strömt, darüber abkühlt und letztlich Wasserdampf auskondensiert. Sobald die Wolken eine ausreichende optische Dicke erreicht haben, überwiegt das „Strahlungs-Cooling“ an der Wolkenoberseite, so dass turbulente kinetische Energie (TKE) (siehe *Abschnitt 3.3.4*) produziert wird, wodurch vertikale Durchmischung die Kondensation infolge der adiabatischen Abkühlung zusätzlich begünstigt. Eine bzgl. mittlerer Breiten vergleichsweise geringe Konzentration¹⁶ von Kondensationskernen (CCNs) über der sommerlichen Arktis scheint die Wolken allerdings „grauer“ ($\epsilon_\lambda < 1$) zu machen, so dass sie eine gewisse „Transparenz“ für langwellige Strahlung haben und demzufolge abkühlend auf die Erdoberfläche wirken.

Unabhängig von den Wolkengattungen ist die Gesamtwolkenbedeckung sowohl in der Polarnacht und am Polartag als auch in der Übergangsjahreszeit ziemlich beträchtlich (Serreze et al., 1997 [68]). Während der Winterhälfte des Jahres bewegt sich die Gesamtwolkenbedeckung zwischen 40 % und 70 %. Die höchsten Bewölkungen können über der atlantischen Seite des Arktischen Ozeans beobachtet werden, wo eine häufige Zyklonenaktivität entlang des nordatlantischen Haupt-Zyklonen-Tracks mit einem reichlichen Eintrag feuchter Luftmassen assoziiert werden kann. Über Landgebieten, Meereis und besonders dem zentralen Arktischen Ozean ist die Gesamtwolkenbedeckung typischerweise begrenzt, weil hier weniger Wasserdampf vorhanden ist, die PBL meist stabil d. h. Konvektion eher

¹⁶Wenige CCNs in der Atmosphäre führen zu großen Wolkentropfen, somit zu erhöhter Absorption solarer und terrestrischer Strahlung, und schließlich zu mehr (Re-)emission LW-Strahlung Richtung Weltraum.

unbedeutend ist und antizyklonale Bedingungen üblich sind. In der Sommerhälfte des Jahres nimmt die Gesamtwolkenbedeckung generell zu und beträgt 70–90 %. Besonders auffällig ist ein steiler Anstieg der Gesamtwolkenbedeckung zwischen April und Mai, der durch eine ausgedehnte, tiefliegende Stratusbewölkung (Grenzschicht-Mischwolken) über dem Arktischen Ozean charakterisiert ist. Die sommerliche Bewölkung neigt auch dazu, räumlich homogener zu sein.

2.3.6 Einfluss von Wolken auf die kurz- und langwellige Strahlung

Wolken haben einen enormen Einfluss auf die Strahlungsbilanz, der sich v. a. in den Tropen und Polargebieten aufgrund der dortigen Extrema der solaren Einstrahlung bemerkbar macht. Um den Einfluss von hohen und tiefen Wolken auf die kurz- und langwellige Strahlungsbilanz qualitativ erklären zu können, widmen wir uns im Folgenden der *Abb. 2.9*. Es gibt im Wesentlichen 3 Faktoren, die den Gesamteffekt der jeweiligen Wolkenfamilie auf die Strahlungsbilanz bestimmen:

1. Die *direkte Reflexion von solarer Strahlung* an Wolkenteilchen (Tröpfchen oder Eiskristalle) und Aerosolen entweder an der Wolkenobergrenze oder innerhalb der Wolke (auch Mehrfachreflexion möglich).
2. Die *optische Dicke* τ (dimensionslos, $\tau \geq 0$), die den optischen Weg zwischen den Punkten s_1 und s_2 beschreibt und formal über die Beziehung

$$\tau(s_1, s_2) = \int_{s_1}^{s_2} \beta_e(s) \rho(s) ds \quad (2.19)$$

definiert ist. In *Gl. 2.19* ist ρ die Dichte der betrachteten Schicht und β_e der Extinktionskoeffizient, der sich additiv aus Absorptionskoeffizient β_a und Streukoeffizient β_s zusammensetzt, d. h. den absorbierten und gestreuten Anteil des Sonnenlichts widerspiegelt. Durch Exponieren der negativen optischen Dicke erhält man die Transmission $\tilde{T}(s_1, s_2) = \exp\{-\tau(s_1, s_2)\}$, die Auskunft darüber gibt, welcher Anteil der einfallenden SW-Strahlung durch die Wolke hindurchgeht. Auch \tilde{T} ist dimensionslos und nimmt Werte zwischen 0 (100%-lichtundurchlässig) und 1 (100%-lichtdurchlässig) an, wobei der Wert Null eher theoretisch ist.

3. Die *Höhe der Wolkenober- bzw. -untergrenze*, die wegen der dort vorherrschenden Temperatur über das Stefan-Boltzmann-Gesetz (*Gl. 2.2*) festlegt, wie stark die in Richtung Weltall ausgesandte, langwellige Strahlung (OLR - Outgoing Longwave Radiation) bzw. die zur Erdoberfläche gerichtete, ebenfalls langwellige, atmosphärische Gegenstrahlung (GS) ist.

Handelt es sich um *hohe Wolken* (Subskript „hc“), so hat man es mit reinen Eis- oder Mischwolken (Vorhandensein von unterkühltem Wasser) zu tun. Da in der oberen Troposphäre eine geringe Luftfeuchtigkeit herrscht und Aerosolteilchen als INs rar sind, bilden sich tendenziell wenige verhältnismäßig große Eispartikel von typischerweise 50–1000 μm Durchmesser, so dass die Konzentration von Eispartikeln (IWC) mit typischen Werten von 0.01–0.1 g m^{-3} sehr gering ist¹⁷. Zwar reflektieren deren Eisoberflächen die solare Strahlung recht effizient aufgrund ihrer hohen Albedo, aber dennoch bewirkt der Mangel an reflektierenden Teilchen, dass das die Erdoberfläche erreichende Sonnenlicht im Vergleich zum wolkenlosen Himmel nicht wesentlich abnimmt. Hierbei sollte man auch bedenken, dass wenige große Wolkenpartikel eine geringere Gesamtoberfläche für die Reflexion bieten als viele kleine. Die hohe Albedo der Eispartikel bewirkt außerdem, dass nur ein Bruchteil der solaren Strahlung absorbiert wird, d. h. die Absorption eine untergeordnete Rolle spielt. Ein Teil des gestreuten Lichts kann durch Mehrfachreflexion als diffuse Sonnenstrahlung die Erdoberfläche erreichen, so dass der Streuanteil letztlich ebenfalls nur zu einer minimalen Abschwächung führt. Weiterhin haben hohe Wolken meist eine geringe Vertikalerstreckung (z. B. Ci-Wolken), so dass insgesamt mit geringen Werten der optischen Dicke und somit einer hohen Transmission zu rechnen ist. Aber auch bei

¹⁷Die Zahlenwerte stammen aus Houze, Jr., 1994 [36].

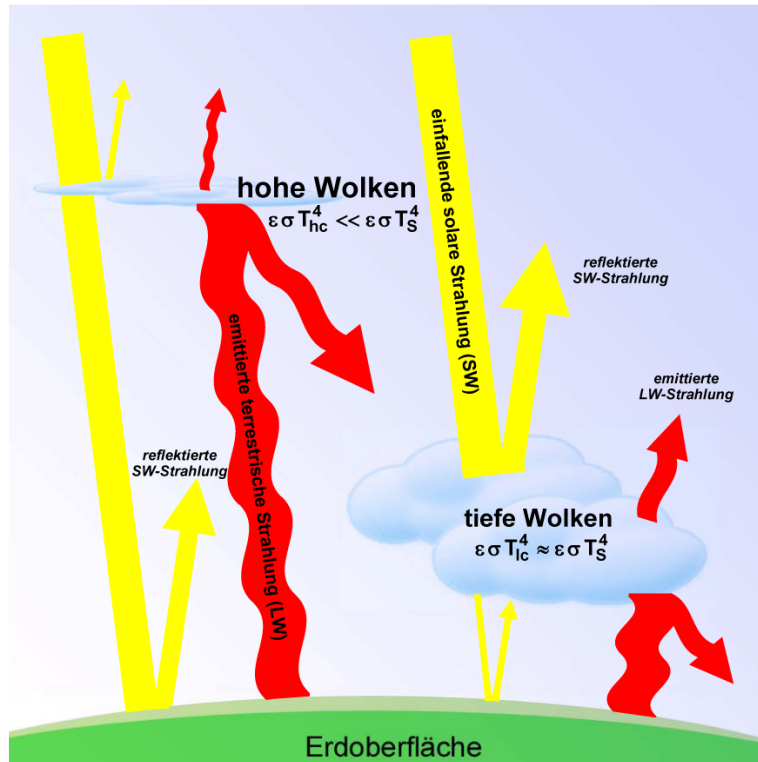


Abbildung 2.9: Einfluss von hohen (Subskript „hc“ für „high clouds“) und tiefen (Subskript „lc“ für „low clouds“) Wolken auf die kurzwellige (SW) und langwellige (LW) Strahlung.

dickeren hohen Wolken ändert sich nichts daran, denn Eiswolken weisen generell eine hohe Transparenz für SW-Strahlung auf (Karlsson, 1995 [39]). Weil die Wolkenobergrenze (Subskript „top“) sehr hoch liegt, die Temperatur verglichen mit derer der Erdoberfläche T_S dementsprechend niedrig ist, gilt $\varepsilon \sigma T_{hc,top}^4 \ll \varepsilon \sigma T_S^4$, so dass die OLR gegenüber dem wolkenfreien Fall stark abnimmt. Bezogen auf die von der Erdoberfläche emittierte LW-Strahlung bleibt eine gewisse Differenzenergie übrig, die essentiell zur Erwärmung der Atmosphäre und zur geringeren Auskühlung der Erdoberfläche beiträgt. Zum einen ist der Weg zur Wolkenbasis sehr lang, so dass es zu zahlreichen langwelligeren Absorptions- und Emissionsprozessen an Aerosolen oder atmosphärischen Gasen kommen kann. Zum anderen findet natürlich auch eine Emission LW-Strahlung direkt an der Wolkenbasis (Subskript „base“) statt, die den Betrag $\varepsilon \sigma T_{hc,base}^4$ hat und zum Erdboden gerichtet ist. Beide Effekte sollen in *Abb. 2.9* durch den abwärts gerichteten, roten Pfeil (linke Bildhälfte) angedeutet werden, der nicht mit einer Reflexion verwechselt werden darf, sondern die Zunahme der atmosphärischen GS veranschaulichen soll. Da der Einfluss hoher Wolken auf die solare Strahlung durchaus vernachlässigbar ist, die OLR bzw. GS im Vergleich zum wolkenlosen Himmel aber drastisch ab- bzw. zunimmt, spricht man auch vom *Treibhauseffekt hoher Wolken*.

Betrachtet man **tiefe Wolken** (Subskript „lc“), dann kehren sich die Aussagen zu hohen Wolken quasi um. Bei tiefen Wolken handelt es sich normalerweise um reine Wasserwolken. In der unteren Troposphäre befindet sich der größte Teil des Wasserdampfs, und auch eine erhöhte Zahl von CCNs in Form von Aerosolteilchen ist verfügbar. Dies bedeutet, dass die Konzentration an Wolkenpartikeln zunimmt und sich außerdem ein breiteres Größenspektrum ausbildet. Typische Durchmesser von Wolkentropfen liegen im Bereich von 1 – 100 μm . Das Vorhandensein vieler kleiner Wolkentropfen und einiger großer resultiert in einer vergrößerten Gesamtoberfläche, die eine erhöhte Reflexion solarer Strahlung verursacht. Die kugelige Gestalt der Wolkentropfen in Verbindung mit kleinen Radien begünstigt das schräge Auftreffen der Sonnenstrahlen und lässt die Oberflächen wie Spiegel wirken, so dass letztlich ein großer Anteil der einfallenden SW-Strahlung reflektiert wird. Zusätzlich gewährleistet

die mäßige bis große Vertikalerstreckung eine große optische Dicke infolge zahlreicher Absorptions- und Streuprozesse z. B. an den CCNs, verbunden mit einer geringen Transmission. Die Wolkenobergrenze tiefer Wolken befindet sich zumeist in geringer Höhe (außer bei hochreichenden Wolken), so dass sich die damit assoziierte Temperatur nur geringfügig von der der Erdoberfläche unterscheidet und daher die Beziehung $\varepsilon\sigma T_{\text{lc,top}}^4 \approx \varepsilon\sigma T_{\text{S}}^4$ gilt. Im Vergleich zum wolkenlosen Fall wird die OLR zwar reduziert (außer bei Temperaturinversionen), aber sie ist um einiges höher als bei hohen Wolken. Zwar liegt die Wolkenbasis tiefer Wolken sehr nahe am Erdboden, so dass die GS wegen $\varepsilon\sigma T_{\text{lc,base}}^4$ und $T_{\text{lc,base}} \approx T_{\text{S}}$ hoch sein müsste, aber man muss auch die Abhängigkeit der Erdoberflächentemperatur von der die Erdoberfläche erreichenden, solaren Strahlung bedenken. Weil die Transmission der solaren Strahlung durch tiefe Wolken oftmals stark vermindert ist, kann sich der Erdboden weniger stark aufheizen als im wolkenlosen Fall, so dass T_{S} und damit auch die emittierte LW-Strahlung bedeutend abnimmt. Die atmosphärische GS nimmt zwar im Vergleich zum wolkenlosen Himmel zu, aber sie ist insgesamt unbedeutender als bei hohen Wolken. Aufgrund des wesentlich größeren Einflusses tiefer Wolken auf die solare Strahlung und die insgesamt abkühlende Wirkung spricht man auch vom *Albedoeffekt tiefer Wolken*.

Die formulierten Aussagen über hohe und tiefe Wolken gelten streng genommen nur dann, wenn überhaupt solare Strahlung vorhanden ist. Wir alle kennen schließlich den erwärmenden Effekt von Wolken während der nächtlichen Dunkelheit. Das liegt daran, dass sich der beschriebene Einfluss auf die kurzwellige Strahlung völlig relativiert und nur noch das „LW-Strahlungs-Forcing“ übrig bleibt. Wie bereits angedeutet wurde, erhöhen sowohl hohe als auch tiefe Wolken die atmosphärische GS mehr oder minder in Bezug auf den wolkenlosen Himmel und haben aufgrund dessen generell eine erwärmende Wirkung bei fehlender SW-Strahlung. Außerdem ist die Besonderheit arktischer Grenzschichtwolken zu beachten. Diese befinden sich zwar in der PBL und gehören somit zu den tiefen Wolken, aber aufgrund ihrer internen Gestalt (Eispartikel statt Tropfen) und geringen optischen Dicke weicht ihr Einfluss von der obigen Argumentation bzgl. tiefer Wolken ab.

Bezogen auf die Tropen bzw. die Arktis lässt sich tendenziell folgender Gesamteffekt festhalten: In den Tropen kommt es infolge der hohen solaren Einstrahlung zu einer ausgeprägten hochreichenden Konvektion¹⁸. Dies manifestiert sich in konvektiven Wolken mit hoher Vertikalerstreckung (Cu oder Cb). Unter dieser dichten Wolkendecke ist wegen des Wolken-Albedoeffekts mit einer deutlichen Abkühlung zu rechnen. Die Arktis (i. A. die Polargebiete) hingegen ist hauptsächlich durch Schichtwolken (Ci, As) oder die in *Abschnitt 2.3.5* beschriebenen Grenzschichtwolken gekennzeichnet. Es handelt sich dabei v. a. wegen der tiefen Temperaturen entweder um Eis- oder Mischwolken, die relativ dünn sind und eine geringe optische Dicke aufweisen, so dass sie infolge des Wolken-Treibhauseffekts tendenziell eine erwärmende Wirkung auf die darunter liegende Atmosphäre haben. Bei den in der Arktis häufig auftretenden, bodengebundenen Temperaturinversionen emittieren arktische Stratuswolken oftmals sogar mit Temperaturen, die größer sind als die der darunter befindlichen Erdoberfläche (Shupe und Intrieri, 2004 [69]). Bringen beispielsweise Zyklonen wärmere Luftmassen und Wolken aus niederen Breiten mit sich, dann ist es sogar möglich, dass in der Polarnacht eine positive Strahlungsbilanz am Boden vorliegt.

Der genaue Einfluss der Wolken auf das Klima ist bis zum heutigen Tag nicht vollständig geklärt. Das liegt u. a. daran, dass die Rückkopplungen („Feedbacks“), die mit Wolken verbunden sind, eine hohe Komplexität aufweisen. Die Vielzahl an mikrophysikalischen Prozessen sowie dynamische und thermodynamische Faktoren tragen dazu bei, dass es unklar ist, ob eine Temperaturerhöhung zu einer Zu- oder Abnahme der Wolkenbedeckung führt. Genauso ist es nicht geklärt, ob eine Zunahme der Bewölkung erwärmend oder abkühlend wirkt (McGuffie und Henderson-Sellers, 2005 [47]). Ob der Treibhauseffekt oder der Albedoeffekt in einem speziellen Fall überwiegt, kann eben nicht pauschalisiert werden. Allerdings wurden bereits eine Reihe von Untersuchungen durchgeführt, um Licht ins Dunkle zu bringen. Die Auswertung des ERBE-Experiments lieferte im globalen Jahresmittel das

¹⁸engl.: deep convection

Ergebnis, dass das kurzwellige „Strahlungs-Forcing“ (CRF¹⁹) -44.5 W/m^2 beträgt, das langwellige „Strahlungs-Forcing“ dagegen nur 31.3 W/m^2 . Global gesehen wirken Wolken also abkühlend auf das Klima (Ramanathan et al., 1989 [56]). Weiterhin konnten Cess et al., 1992 [9] ebenfalls auf der Basis der ERBE-Daten zeigen, dass die jahreszeitliche Variation der Wolken relativ zum jahresgemittelten Klima eine strahlungsbedingte Erwärmung des Erdoberfläche-Atmosphäre-Systems auf der Sommerhemisphäre zusammen mit einer Abkühlung auf der Winterhemisphäre verursacht. Bei relativ aktuellen Untersuchungen von Shupe und Intrieri, 2004 [69] stellte sich auf der Grundlage von SHEBA-Daten für die Arktis heraus, dass das CRF lediglich eine kurze Wolken-induzierte Abkühlungsphase der Erdoberfläche in der Mitte des Sommers verursacht, weil dann der Albedoeffekt offenbar überwiegt. Abgesehen davon zeigte sich, dass der größte Teil des Jahres durch eine Wolken-induzierte Erwärmung der Erdoberfläche gekennzeichnet ist, d. h. der Treibhauseffekt überwiegt und arktische Wolken damit in der Regel erwärmend wirken, wie oben bereits vermutet wurde.

2.3.7 Wolkenparametrisierung in Modellen

Konvektive und stratiforme Wolken

Wie bereits bei der allgemeinen Wolkenklassifikation (Abb. 2.3.4) angedeutet wurde, kann man Wolken wegen ihrer unterschiedlichen Entstehungsprozesse in konvektive und stratiforme Wolken unterteilen. Aufgrund dessen werden sie in Klimamodellen häufig mit unterschiedlichen Wolkenschemen behandelt.

Konvektive Wolken (Cumuluswolken) zeichnen sich durch hohe interne vertikale Windgeschwindigkeiten ($\sim 1 - 10 \text{ m/s}$) und eine große vertikale Erstreckung aus. Sie entstehen bei einer instabilen Schichtung der Atmosphäre, die zu starker (hochreichender) Konvektion mit großen vertikalen Transporten von Wärme und Feuchte und turbulenten Bewegungen führen kann. Prominentestes Beispiel ist die Cumulonimbuswolke (Cb). Wegen der relativ kurzen Lebensdauer spielt der Strahlungseinfluss konvektiver Wolken auf Lange Sicht eine eher untergeordnete Rolle, so dass dieser in Modellen üblicherweise nicht berücksichtigt wird. Im Gegensatz dazu müssen die dominierenden dynamischen Prozesse (Entrainment und Detrainment), d. h. der Massenaustausch konvektiver Wolken mit der Umgebung, durch die Modellgleichungen möglichst realistisch wiedergegeben werden. Normalerweise nutzen Klimamodelle sogenannte Massenflussschemen zur Beschreibung konvektiver Wolken. Nähere Informationen finden sich in *Abschnitt 3.3.2*.

Stratiforme Wolken sind grundsätzlich von schichtförmiger Natur (Schichtwolken) und kommen in allen 3 Stockwerken der Troposphäre vor. Diese Wolken treten bei großskaligen Aufgleitvorgängen von Luftmassen in einer stabilen Schichtung der Atmosphäre auf und sind mit geringen internen Vertikalwindgeschwindigkeiten ($\sim 0.1 - 0.5 \text{ m/s}$) verbunden. Sie sind gekennzeichnet durch ein horizontal sehr ausgedehntes Erscheinungsbild und eine eintönige Farbgebung ohne größere Konturen und Helligkeitsunterschiede. Letzteres bedeutet, dass die Oberflächenalbedo stratiformer Wolken horizontal sehr homogen ist. Stratiforme Wolken haben einen entscheidenden Einfluss auf die kurz- und langwellige Strahlung, der im Modell berücksichtigt werden muss. Die „Mutter“ der Schichtwolken ist der Stratus (St). Konvektive Wolkenprozesse spielen aber auch für die stratiforme Bewölkung eine Rolle. Um dies zu modellieren, ist ein realistisches Zusammenspiel zwischen konvektivem und stratiformem Wolkenschema notwendig. Eine Möglichkeit besteht darin, das konvektive Detrainment an der Wolkenobergrenze, welches im Massenflussschema berechnet wird, direkt als konvektiven Quellterm für die stratiforme Wolkenbedeckung zu benutzen. Die Parametrisierung der stratiformen Bewölkung bestimmt im Grunde die großskalige Kondensation (und Verdunstung). Wie diese in Klimamodellen grundsätzlich realisiert wird, soll im nächsten Unterabschnitt beschrieben werden.

¹⁹engl.: Cloud Radiative Forcing (CRF)

Parametrisierung stratiformer Wolken

Im Gegensatz zu hochauflösenden Wolkenmodellen (CRMs - Cloud Resolving Models), die eine horizontale Gitterauflösung von weniger als 1 km haben und daher wolkenpezifische Bewegungen auflösen können, sind in globalen und regionalen Klimamodellen Parametrisierungen notwendig. Dies liegt daran, dass die Gitter-Maschenweiten dieser Modelltypen in der Größenordnung von 100 km (GCM) bzw. 10 km (RCM) liegen und Wolken somit zu den subgrid-skaligen Prozessen zählen. Im Grunde geht es bei der Parametrisierung von stratiformen (schichtförmigen) Wolken darum, die horizontale Wolkenbedeckung C innerhalb der Gitterzellen der atmosphärischen Säule(n) zu bestimmen. Das primäre Ziel dafür konzipierter Wolkenschemen besteht daher zum einen in der Vorhersage der horizontalen Wolkenbedeckung und deren vertikaler Verteilung, und zum anderen in der realistischen Berücksichtigung mikrophysikalischer Wolkenprozesse.

Als Erstes müssen einige Begrifflichkeiten geklärt werden, die in den folgenden Ausführungen benötigt werden. Das Mischungsverhältnis²⁰ MR wurde bereits in *Abschnitt 2.3.1* definiert und bezieht sich auf den in der Luft befindlichen Wasserdampf. Prinzipiell kann man aber ein MV

$$r_{ph} = \frac{m_{ph}}{m_d} \quad (2.20)$$

für jede der drei Wasserphasen $ph = v, l, i$ definieren, d. h. für Wasserdampf (Subskript „v“), flüssiges (Subskript „l“) und festes (Subskript „i“) Wasser. Das jeweilige MV ist demzufolge der Quotient aus der Masse der Wasserspezies m_{ph} und der Masse trockener Luft m_d . Von nun an werden r_v mit Wasserdampf-MV, r_l mit Wolkenwasser-MV und r_i mit Wolkeneis-MV bezeichnet. Das MV des Wolkenskondensats r_c ergibt sich als Summe der MVs von Wolkenwasser und Wolkeneis. Die MVs der drei Wasserspezies lassen sich additiv zum Gesamtwasser-MV

$$\begin{aligned} r_t &= r_v + r_l + r_i \\ &= r_v + r_c \end{aligned} \quad (2.21)$$

zusammenfassen. Weiterhin kann ein Sättigungs-MV $r_s = r_s(T, p)$ eingeführt werden, das in der Regel eine Funktion der Temperatur T und des Drucks p ist. Es ist definiert als Verhältnis aus der Masse von mit Wasserdampf gesättigter Luft m_{vs} zur Masse trockener Luft. Zu guter Letzt sei noch angemerkt, dass die in *Abschnitt 2.3.1* eingeführte relative Luftfeuchtigkeit auch mittels $RH = r_v/r_s \times 100\%$ ausgedrückt werden kann.

Will man den relativen Anteil des Himmels, der von Wolken bedeckt ist, simulieren, sollte man sich zunächst vor Augen führen, dass partielle Wolkenbedeckung innerhalb einer Gitterzelle nur dann auftreten kann, wenn es eine horizontale, subgrid-skalige T - (manifestiert sich in r_s -Schwankungen) und/oder r_t -Variabilität gibt. Zur Erklärung werden zwei durchaus übliche Annahmen benutzt:

Annahme 1: Jede noch so kleine Übersättigung $r_t > r_s$ (Kriterium für Wolkenbildung) führt direkt zur Wolkenbildung.

Annahme 2: Die Kondensation ist ein unendlich schneller Prozess. Das bedeutet, dass sich der übersättigte Wasserdampf instantan in Wolkenskondensat umwandelt, so dass sich mittels $r_v = r_s$ letztlich $r_c = r_t - r_s$ ergibt.

Diese Annahmen sind recht fragwürdig für Eis- und Mischwolken, denn der Sättigungsdampfdruck über Eisoberflächen ist geringer als über flüssigen Wasseroberflächen (vgl. *Abschnitt 2.3.3*). Andererseits herrscht über einer konvexen Oberfläche, wie es bei flüssigen Tröpfchen der Fall ist, infolge des Krümmungseffekts ein höherer Sättigungsdampfdruck als über einer ebenen Oberfläche, die bei der Bildung von Eiskristallen durchaus vorkommen kann. Beide Effekte können daher mit einer Änderung des Sättigungs-MV r_s in Bezug auf Wasserwolken assoziiert werden.

²⁰wird im Folgenden wieder mit MV abgekürzt

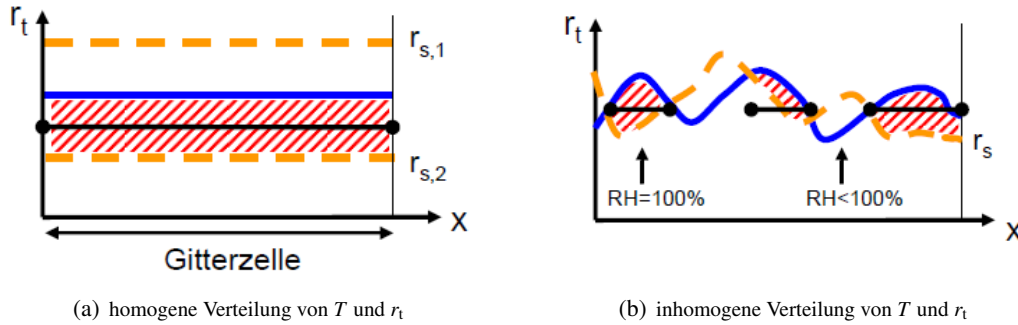


Abbildung 2.10: Auswirkungen einer *homogenen* (a) und *inhomogenen* (b) Verteilung der Temperatur T , die r_s bestimmt (orange Kurve) und des Gesamtwasser-MV r_t (blaue Kurve) auf die partielle Wolkenbedeckung C (••) innerhalb einer Gitterzelle. Die Teilabbildungen sind analog zu denen in Tompkins, 2005 [78].

Jedenfalls kann unter diesen Annahmen für den Fall einer *homogenen Verteilung* von Temperatur und Gesamtwolkenwasser-MV (vgl. Abb. 2.10(a)) geschlussfolgert werden, dass die gesamte Gitterzelle entweder untersättigt ($r_t < r_{s,1}$) und wolkenlos ($C = 0$) oder übersättigt ($r_t > r_{s,2}$) und vollkommen bewölkt ($C = 1$) ist. Eine solche Herangehensweise wird als „All-or-Nothing“-Schema bezeichnet, denn C ist entweder 0 oder 1, je nachdem, ob das Gitterzellen-Mittel der relativen Luftfeuchtigkeit \overline{RH} den Sättigungswert ($\overline{RH} = 100\%$) unter- oder überschreitet.

Fluktuationen der Temperatur und/oder des Gesamtwasser-MV führen jeweils zu einer *inhomogenen Verteilung* und ermöglichen die lokale Überschreitung des Sättigungswertes ($RH = 100\%$ bzw. $r_t = r_s$), ohne dass dies für die gesamte Gitterzelle gelten muss (siehe Abb. 2.10(b)). Wendet man Annahme 2 an, d. h. dass die gesamte „Überschussfeuchte“ instantan zu Wolkenwasser kondensiert (umgekehrt, dass Wolkentropfen augenblicklich verdunsten), dann ist einsichtig, dass $\overline{RH} < 100\%$ sein muss, falls $C < 1$ ist, denn in den bewölkten Abschnitten der Gitterzelle ist $RH = 100\%$, wogegen in wolkenlosen Abschnitten $RH < 100\%$ gilt. Umgekehrt ist die Gitterzelle nur dann 100%ig bewölkt ($C = 1$), wenn die gesamte Gitterzelle gesättigt ist ($\overline{RH} = 100\%$).

Weil subgrid-skalige T -Schwankungen i. A. klein gegenüber subgrid-skaligen r_t -Schwankungen sind, kann eine weitere Annahme formuliert werden, die die Angelegenheit erheblich vereinfacht und anschaulicher macht.

Annahme 3: Subgrid-skalige Temperaturschwankungen sind vernachlässigbar, und es kann ein konstanter Wert des Sättigungs-MV innerhalb der Gitterzelle angenommen werden, der dessen Mittelwert \bar{r}_s entspricht.

Die Auswirkungen dieser dritten Annahme können in Abb. 2.11 nachvollzogen werden. Der entscheidende Vorteil liegt darin, dass Bereiche der Übersättigung (schraffierte Flächen), die mit lokaler Wolkenbedeckung verbunden sind, leichter ermittelt werden können und sich die eigentliche Interpretation durch die vernachlässigte T -Variabilität nicht ändert. Alle Bereiche der Gitterzelle C_i , die mit Wolken bedeckt sind (••), ergeben durch Summation

$$C = \sum_{i=1}^n C_i \quad (2.22)$$

einen Gesamtwert der partiellen Wolkenbedeckung. Nun sollte klar geworden sein, wieso man hier von partieller, horizontaler Wolkenbedeckung spricht, schließlich gilt $0 \leq C \leq 1$. Jedes Wolkenchema, das partielle Wolkenbedeckung ($C > 0$ trotz $\overline{RH} < 100\%$) simulieren kann, muss die angesprochenen Temperatur- und/oder Feuchtefluktuationen entweder *implizit* oder *explizit* berücksichtigen.

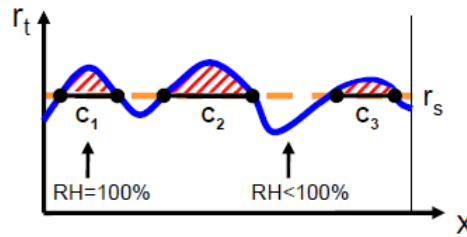


Abbildung 2.11: Auswirkung einer *inhomogenen* r_t -Verteilung (blaue Kurve) auf die Wolkenbedeckung C (••) unter Vernachlässigung subgrid-skaliger T -Fluktuationen und der Annahme eines konstanten Sättigungs-MV $r_s = \bar{r}_s$ (orange Kurve). Diese Grafik wurde unter Verwendung des in Abb. 2.10(b) gezeigten Bildes erstellt.

RH-Schemen

Die erste Gruppe bilden die sogenannten RH-Schemen. Diese nutzen die sich in Abb. 2.10 und Abb. 2.11 offenbarte, positive Korrelation zwischen relativer Luftfeuchtigkeit RH und Wolkenbedeckung C aus. Dazu wird eine diagnostische Beziehung zwischen \overline{RH} und C , d. h. ein funktioneller Zusammenhang $C = f(\overline{RH}, \dots)$, aufgestellt. Subgrid-skalige r_t -Variabilität und somit partielle Wolkenbedeckung werden *implizit* durch eine kritische relative Luftfeuchtigkeit RH_{krit} gewährleistet. RH_{krit} bestimmt zum einen das Einsetzen der Wolkenbildung, und zum anderen die Stärke der Feuchtevarianz. Falls nämlich der Wert von RH_{krit} klein ist, muss die subgrid-skalige r_t -Variabilität groß sein, weil sich Wolken dann unter relativ trockenen Bedingungen bilden können (Tompkins, 2005 [78]). Typischerweise werden für RH_{krit} Werte zwischen 60–80 % verwendet. Ein prominentes Beispiel für ein RH-Schema ist die stratiforme Wolkenparametrisierung von Sundquist et al., 1989 [74]

$$C = 1 - \sqrt{\frac{1 - \overline{RH}}{1 - RH_{\text{krit}}}}, \quad (2.23)$$

die in einer etwas modifizierten Version (s. u.) in der Vorgängerversion des HIRHAM5 (HIRHAM4) genutzt wird. Selbstverständlich ist diese Art der Parametrisierung in GCMs oder RCMs besser geeignet als das „All-or-Nothing“-Schema, aber es gibt dennoch eine Reihe von Nachteilen: Der Erste besteht darin, dass hier eine diagnostische Beziehung benutzt wird, anstatt eine prognostische Gleichung aufzustellen und RH zudem selbst eine diagnostische Größe darstellt. Dadurch ist die Berücksichtigung mikrophysikalischer Wolkenprozesse, die zur direkten Zu- oder Abnahme (zeitliche Entwicklung) der Wolkenbedeckung C führen, unmöglich. Ein weiterer Nachteil ergibt sich daraus, dass es keine Verbindung zu dynamischen Prozessen wie der Konvektion, Entrainment oder Detrainment gibt, die großen Einfluss auf die Wolkenbedeckung haben. Weiterhin ist von Nachteil, dass Turbulenz völlig außen vor gelassen wird, obwohl turbulente Durchmischung zur Reduzierung von Wolken oder sogar zur Wolkenauflösung führen kann (Tompkins, 2002 [77]). Diese Nachteile lassen darauf schließen, dass RH-Schemen nicht besonders realistisch sind, obwohl bereits Verbesserungen vorgenommen wurden. Beispielsweise ist die Wolkenparametrisierung nach Sundquist im ECHAM4 (somit auch im HIRHAM4) durch Roeckner et al., 1996 [59] für den Fall starker Temperaturinversionen erweitert worden, so dass eine Verbesserung der Stratocumulus-Bewölkung erreicht werden konnte (Tompkins, 2005 [78]).

Statistische Schemen

Die zweite Gruppe von Wolkschemen sind die sogenannten Statistischen Schemen. Diese bestimmen *explizit* die Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktion (PDF - Probability Density Function) für r_t , d. h. die Verteilung der r_t -Variabilität innerhalb jeder Gitterzelle der atmosphärischen Säule(n). Die subgrid-skalige T -Variabilität wird wiederum vernachlässigt, obwohl diese im Prinzip auch berücksichtigt werden könnte. Wie das im Detail aussieht, wird zwar im Anhang A bei Tompkins, 2005 [78] beschrieben, aber es wird ebenfalls darauf hingewiesen, dass die Berücksichtigung das Problem

nur unnötig verkomplizieren würde. Ist die Form der PDF erst einmal bekannt, so ist C einfach die Fläche unter dem Bereich der Verteilung, wo Übersättigung herrscht ($r_t > r_s$). Für die partielle Wolkenbedeckung C bzw. den Mittelwert des Wolkenkondensats \bar{r}_c gilt daher

$$C = \int_{r_s}^{\infty} \text{PDF}(r_t) dr_t \quad (2.24)$$

$$\bar{r}_c = \int_{r_s}^{\infty} (r_t - r_s) \text{PDF}(r_t) dr_t \quad , \quad (2.25)$$

wobei für Gl. 2.25 Annahme 2 ausgenutzt wird. Die Hauptaufgabe bei der Entwicklung eines realistisch arbeitenden, statistischen Wolkenschemas besteht darin, eine geeignete PDF zu finden, die entweder Messdaten der r_t -Schwankungen oder Daten eines CRM approximieren kann. Des weiteren müssen die Momente der PDF bestimmt werden, denn diese haben, wie wir in *Abschnitt 3.3.3* sehen werden, einen entscheidenden Einfluss auf die zeitliche Entwicklung der PDF. Ermöglicht man nämlich die zeitliche Evolution von Varianz (und/oder höheren Momenten), so kann eine Verbindung zwischen Wolken und anderen subgrid-skaligen physikalischen Prozessen (Turbulenz, Konvektion und Mikrophysik) hergestellt werden, so dass beispielsweise die Quellen und Senken für Wolkenbildung und Feuchtevarianz mit einbezogen werden können. Sobald die PDF des Gesamtwasser-MV $\text{PDF}(r_t)$ ermittelt worden ist, können aus dieser das mittlere Wasserdampf-MV \bar{r}_v und das mittlere MV des Wolkenkondensats \bar{r}_c berechnet und diese Informationen in anderen Parametrisierungen (z. B. Strahlung) verwendet werden, um die Konsistenz des gesamten Modells zu erhöhen (Tompkins, 2002 [77]). Außerdem ist die Konsistenz von partieller Wolkenbedeckung C und mittlerem Wolkenkondensat \bar{r}_c gewährleistet, da beide mit derselben PDF berechnet werden (Tompkins, 2005 [78]). Dies sind entscheidende Vorteile gegenüber RH-Schemen, allerdings können auch statistische Schemen nur den absoluten Wert für C berechnen. Wo genau sich eine Wolke in der Gitterzelle befindet bleibt weiterhin ungewiss.

2.4 Planetare Grenzschicht

2.4.1 Aufbau der planetaren Grenzschicht

Unter der atmosphärischen oder planetaren Grenzschicht (PBL - Planetary Boundary Layer) versteht man die 1–2 km dicke Luftschicht, die sich direkt über der Erdoberfläche (Land, Wasser, Eis) befindet. In dieser Schicht sind die Luftströmungen im Grunde ständig durch Turbulenz gekennzeichnet. Die einfallende SW-Strahlung führt zu einer Netto-Erwärmung der Erdoberfläche, welche die aufgenommene Energie in Form von LW-Strahlung emittiert. Die damit verbundene Erwärmung der unteren Luftschichten geschieht über molekulare und insbesondere turbulente Wärmeleitung, die mit aufwärts gerichteten, fühlbaren (sensiblen) Wärmeflüssen verbunden ist. Dadurch entstehen Druckgegensätze, die Luftbewegungen auslösen, welche ihrerseits an der Erdoberfläche verdunstetes Wasser in die Atmosphäre befördern, d. h. aufwärts gerichtete Feuchteflüsse (latente Wärmeflüsse) bewirken. Andererseits werden die Luftbewegungen durch Reibung, infolge der Haftung an der Erdoberfläche und resultierender Windscherung, abgebremst und geben Impuls an die Erdoberfläche ab. Dies führt letztlich zu einem abwärts gerichteten Impulsfluss. Die PBL vermittelt daher den (turbulenten) Austausch zwischen Erdoberfläche und freier Atmosphäre.

Sie kann bzgl. der Höhe z in drei Einzelschichten unterteilt werden: Direkt über der Erdoberfläche liegt die *viskose Unterschicht* ($0 < z \leq 1$ cm), die oftmals nur wenige Millimeter dick ist und keine Turbulenz aufweist, so dass Wärme- und Feuchtetransporte von der Erdoberfläche in die Atmosphäre durch molekulare Vorgänge erfolgen. Die darüber befindliche Luftschicht bezeichnet man als *Prandtl-Schicht* ($1 \text{ cm} < z \leq 100$ m), deren vertikale Erstreckung von der thermischen Schichtung abhängt. In dieser Schicht sind turbulente Flüsse nahezu höhenkonstant. Der Einfluss der Coriolis-Kraft ist in diesen Höhen vernachlässigbar, so dass keine höhenabhängige Winddrehung stattfindet. Stattdessen

nimmt der Wind betragsmäßig mit der Höhe zu und weist ein typisches logarithmisches Windprofil auf. Innerhalb der nach oben an die freie Atmosphäre angrenzende *Ekman-Schicht* ($100 \text{ m} < z < 2 \text{ km}$), die den Hauptanteil der PBL ausmacht, nehmen die turbulenten Flüsse mit der Höhe ab und verschwinden an deren Obergrenze. Daher herrschen in der freien Atmosphäre annähernd laminare Luftströmungen, die durch den geostrophischen Wind approximiert werden können. Die Coriolis-Kraft verursacht in der Ekman-Schicht eine Windscherung mit der Höhe („Ekman-Spirale“), wobei sich der Windvektor mit zunehmender Höhe in Richtung des geostrophischen Windes ausrichtet.

2.4.2 Schichtungsstabilität und vertikales Temperaturprofil

Stabile, neutrale und labile Schichtung

Ausgangspunkt für die Untersuchung der statischen Stabilität ist die potentielle Temperatur

$$\theta_p(z) = T(z) \left(\frac{p_{\text{ref}}}{p(z)} \right)^{R/c_p} . \quad (2.26)$$

Diese definiert diejenige Temperatur T , die ein Luftpaket hätte, wenn man es aus der Höhe z trocken-adiabatisch auf einen Referenzdruck von $p_{\text{ref}} = 1000 \text{ hPa}$ bringen würde. In Gl. 2.26 bedeuten R die ideale Gaskonstante und c_p die spezifische Wärmekapazität (für trockene Luft). Differenziert man diese Gleichung nach der Vertikalkoordinate z und macht von der statischen Grundgleichung $\partial p / \partial z = -\rho g$ Gebrauch, so erhält man folgendes Resultat

$$\frac{\partial \theta_p}{\partial z} = \frac{\theta_p}{T} \left\{ \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right\} . \quad (2.27)$$

Bei Kenntnis des aktuellen Temperaturgradienten γ (Subskript „akt“), der die Änderung der Temperatur mit der Höhe charakterisiert, kann man diesen auf den trocken-adiabatischen Temperaturgradienten Γ (Subskript „tad“) beziehen, der sich für den Fall $\theta_p = \text{konstant}$ ergibt. Eine derart geschichtete Atmosphäre, bei der die potentielle Temperatur nicht mit der Höhe variiert, nennt man *adiabatische Schichtung*. Substituiert man $\partial \theta_p / \partial z = 0$ in Gl. 2.27, so können γ und Γ folgendermaßen definiert werden

$$\gamma = - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{akt}} \quad (2.28)$$

$$\Gamma = - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{tad}} = \frac{g}{c_p} . \quad (2.29)$$

Setzt man die entsprechenden Werte für c_p und die Erdbeschleunigung g in Gl. 2.29 ein, so erhält man eine Temperaturabnahme von $\Gamma \approx 1 \text{ K}/100 \text{ m}$.

Die Grundidee besteht nun darin, die Auswirkung einer vertikalen Verschiebung eines Luftpaketes aus seiner Ruhelage für ein gegebenes vertikales Temperaturprofil zu untersuchen, wobei die dabei auftretende Temperaturänderung dem trocken-adiabatischen Temperaturgradienten entspricht. Sollte der vorgegebene Temperaturverlauf der ruhend gedachten Umgebung (statische Atmosphäre) so beschaffen sein, dass das Luftpaket aufgrund positiver oder negativer Auftriebskräfte in seine Ausgangsposition zurückkehrt, so nennt man die Temperaturschichtung *stabil*. Genügt stattdessen eine kleine Auslenkung aus der Ruhelage, um das Luftpaket unwiderruflich von seinem Ursprungsort zu entfernen, so liegt eine *labile (instabile)* Schichtung vor. Außer diesen beiden Varianten besteht die Möglichkeit einer thermisch *neutralen* Schichtung, bei der keine Auftriebskräfte wirken und sich das verschobene Luftpaket somit in jeder Position in einem indifferenten Gleichgewichtszustand befindet, d. h. die jeweilige Umgebungstemperatur annimmt.

Die entsprechenden Kriterien zur Unterscheidbarkeit von stabilen, neutralen und labilen Schichtungen sind in Tab. 2.3 zusammenfassend aufgelistet.

stabile Schichtung	$\gamma < \Gamma$	$\frac{\partial \theta_p}{\partial z} > 0$	$\frac{\partial \theta_p}{\partial p} < 0$
neutrale Schichtung	$\gamma = \Gamma$	$\frac{\partial \theta_p}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial \theta_p}{\partial p} = 0$
labile Schichtung	$\gamma > \Gamma$	$\frac{\partial \theta_p}{\partial z} < 0$	$\frac{\partial \theta_p}{\partial p} > 0$

Tabelle 2.3: Unterscheidungs-Kriterien für stabile, neutrale und labile Schichtungen in Bezug auf den trocken-adiabatischen Temperaturgradient Γ bzw. die potentielle Temperatur θ_p im z - und p -System.

Vertikales Temperaturprofil

Ein besonders wichtiger Aspekt für die arktische Atmosphäre ist die vertikale Temperaturstruktur. Damit ist das Auftreten von sogenannten „low-level“²¹ Temperaturinversionen gemeint, die bei stabilen Schichtungen vorliegen. Das sind Situationen, in denen die Temperatur anders als im Normalfall mit zunehmender Höhe ansteigt.

Alle im Folgenden in Bezug auf das vertikale Temperaturprofil genannten Zahlenwerte sind Serreze und Barry, 2005 [67] entnommen worden. Die typische Situation im AWHJ ist entweder das Vorhandensein einer Bodeninversion (typisch für Landgebiete), d. h. eine an an der Erdoberfläche beginnende Temperaturinversion, oder einer Inversion über einer flachen (30–80 m) Mischungsschicht (typisch für den eisbedeckten Ozean), die man als abgehobene Inversion bezeichnet. Die Temperaturdifferenz zwischen unterer Inversionsgrenze²² und oberer Inversionsgrenze²³ liegt im Mittel zwischen 10 K und 12 K. Bodeninversionen entstehen v. a. aufgrund der fehlenden solaren Einstrahlung, die die Auskühlung der Erdoberfläche durch LW-Abstrahlung begünstigt, wobei der isolierende Effekt von Meereis und Schnee berücksichtigt werden muss. Auf der anderen Seite kann die Temperatur der darüber liegenden Luftschichten infolge der Advektion warmer Luftmassen mit der Höhe zunehmen. Insgesamt sind im AWHJ überwiegend stabile Schichtungen zu beobachten. Im ASHJ nimmt die Häufigkeit von Inversionen über Landgebieten tendenziell ab, wird aber in über 50 % der Sondierungen für Juni und Juli gefunden. Über dem Zentralarktischen Ozean ist das Auftreten von Temperaturinversionen auch im „Hochsommer“ möglich. Dies hat mit der Meereisbedeckung und damit verbundenen Oberflächentemperaturen um den Gefrierpunkt zu tun. Dennoch sind Sommerinversionen schwächer ausgeprägt als ihre Winterpendants, haben eine geringere vertikale Ausdehnung und werden vermehrt von der Oberfläche abgehoben beobachtet. Im Grunde ist im ASHJ höchstens eine leicht stabile oftmals aber eine neutrale bis leicht labile Schichtung in Bodennähe vorherrschend. Über dem Arktischen Ozean befindet sich die untere Inversionsgrenze i. A. zwischen 200–400 m über der Erdoberfläche, und die obere Inversionsgrenze wird in Höhen zwischen 750 m und 1000 m beobachtet. Ein gemessenes Temperaturprofil, basierend auf den Messdaten der NP-35-Drift-Expedition, wird in Abb. 4.9 gezeigt.

Abschließend sollte noch angemerkt werden, dass eine Temperaturinversion (stabile Schichtung) den Austausch zwischen darunter liegenden Luftschichten und freier Atmosphäre behindert oder sogar unterbinden kann. Sich daraus ergebende Folgen werden in Roedel, 1992 [62] besprochen. Die minimale oder fehlende konvektive Durchmischung hat oft eine massive Anreicherung der von der Erdoberfläche kommenden Spurenstoffe zur Folge, wodurch die Luftqualität beeinträchtigt werden kann. Hierbei ist auch die Anreicherung mit Wasserdampf zu erwarten, die zu einer verstärkten thermischen Abstrahlung (Absorption und Emission LW-Strahlung) und somit zu einer weiteren Abkühlung führt, wobei dieser Rückkopplungseffekt die Inversion verstärkt und stabilisiert. Außerdem begünstigt die Anreicherung von Wasserdampf bei gleichzeitiger Abkühlung die Bildung von Nebelfeldern, so dass mehr SW-Strahlung reflektiert und der Stabilisierungseffekt weiter verstärkt wird. Im Gegensatz dazu führt thermische Labilität (labile Schichtung) zu einer mehr oder minder starken konvektiven Durchmischung der Luftsäule und somit zur Intensivierung des Vertikalaustauschs.

²¹in geringer Höhe (bezogen auf die untere Troposphäre) befindlich

²²engl.: inversion base

²³engl.: inversion top

3 Entwicklung des HIRHAM5-SCM

3.1 Die dreidimensionale Modellversion HIRHAM5

Das HIRHAM5 ist ein dreidimensionales (3D), regionales Klimamodell (RCM) der Atmosphäre, welches die Dynamik des regionalen Wettervorhersagemodells HIRLAM mit den physikalischen Parametrisierungen des allgemeinen, atmosphärischen Zirkulationsmodells (GCM) ECHAM5 kombiniert. Die Namensgebung erfolgte in Anlehnung an die Akronyme der beiden Modellkomponenten, und weil das ECHAM in der aktuellsten, fünften Generation zum Einsatz kommt, trägt das Modell den Namen HIRHAM5. Die Kopplung beider Komponenten, deren Modellstruktur nahezu unberührt bleiben kann, erfolgt über ein Interface, das sowohl die Initialisierung des ECHAM5 als auch die Parameter- und Variablenübergabe zwischen HIRLAM und ECHAM5 erleichtert und ein hervorragendes Tool für Updates darstellt, sollte sich die Version einer der beiden Modellkomponenten ändern. Zur Entwicklung der eindimensionalen Modellversion HIRHAM5-SCM (siehe *Abschnitt 3.2*) werden das HIRLAM bzw. das ECHAM5 in den Versionen 7.0 bzw. 5.4.00 verwendet.

3.1.1 Die Modellkomponenten HIRLAM und ECHAM5

Das regionale Wettervorhersagemodell HIRLAM

HIRLAM steht für „High Resolution Limited Area Model“ und ist ein hochauflösendes, numerisches Wettervorhersagemodell zur Simulation synoptischer Wetterphänomene (5-15 km horizontale Auflösung) in einem begrenzten Gebiet der Erde. Die Entwicklung erfolgte durch das sogenannte HIRLAM-Programm (<http://hirlam.org>), einer europäisch-wissenschaftlichen Kooperation verschiedener meteorologischer Institute, u. a. des DMI, SMHI und KNMI. Die meisten Nationen, in denen die jeweiligen Institute ansässig sind, nutzen eben dieses Modell zur operativen numerischen Wettervorhersage. Die ursprüngliche HIRLAM Modellbeschreibung findet man bei Machenhauer, 1988 [46], die sequentielle Weiterentwicklung des Modells kann in den Arbeiten von Gustafsson, 1993 [31], Källén, 1996 [40] und Undén et al., 2002 [80] nachvollzogen werden.

Der Zustand und die zeitliche Entwicklung (Dynamik) der Atmosphäre wird durch die atmosphärischen Grundgleichungen (siehe z. B. Etling, 2002 [26]) beschrieben, welche die Navier-Stokes-Gleichungen, d. h. die Bewegungsgleichungen (Impulserhaltung), den ersten Hauptsatz der Thermodynamik (Energieerhaltung), die Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung), die Zustandsgleichung und Bilanzgleichungen für Wasserdampf und Flüssigwasser umfassen. Zur Vereinfachung dieses Gleichungssystems macht man einige entscheidende Näherungen, wie beispielsweise die Betrachtung der Luft als ideales Gas oder die hydrostatische Approximation¹, und gelangt dadurch zu den sogenannten „primitiven Gleichungen“, die sich numerisch berechnen lassen. Viele Klimamodelle, darunter auch das HIRLAM, gehören durch die Anwendung der hydrostatischen Approximation zu den hydrostatischen Modellen, in denen die hydrostatische Gleichung an die Stelle der vertikalen Bewegungsgleichung tritt.

Das speziell für das HIRHAM5 modifizierte primitive Gleichungssystem des HIRLAM umfasst 7 prognostische Gleichungen für die prognostischen Variablen: Horizontale Windkomponenten u und

¹In der vertikalen Bewegungsgleichung wird die individuelle Vertikalbeschleunigung $dw/dt=0$, sowie die vertikale Komponente der Coriolis-Beschleunigung und der Reibungsterm aufgrund einer Skalenanalyse vernachlässigt, so dass in der Vertikalen ein Gleichgewicht zwischen Druckgradient- und Schwerkraft herrscht.

v , Temperatur T , spezifische Luftfeuchtigkeit q , Bodenluftdruck p_s , Wolkenwassergehalt q_1 und Wolkeneisgehalt q_i , die auf einem sphärisch rotierten Modellgitter gelöst werden. Des Weiteren werden zwei diagnostische Gleichungen benötigt, nämlich zum einen die ideale Zustandsgleichung, um die Dichte ρ aus allen Gleichungen zu eliminieren, und zum anderen die hydrostatische Gleichung, die derart formuliert wird, dass sich ein diagnostischer Zusammenhang für das Geopotential Φ ergibt. Die Kontinuitätsgleichung wird einerseits benutzt, um eine prognostische Gleichung für den Bodenluftdruck p_s aufstellen zu können, andererseits lässt sich aus ihr eine diagnostische Beziehung für die Vertikalgeschwindigkeit ω (p -System) ableiten. Zusätzlich wird eine diagnostische Gleichung für die Vertikalgeschwindigkeit $\dot{\eta}$ (σ - p -System) formuliert. Das vollständige primitive Gleichungssystem ist in Sass et al., 2002 [63] zusammengefasst und besteht aus den Gleichungen 1–5 und 8–10. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass Gleichung (4) die prognostischen Gleichungen für das Wolkenkondensat q_c und die turbulente kinetische Energie (TKE) zusammenfasst, weil in diesem Zusammenhang das reine HIRLAM-Gleichungssystem gezeigt wird. Im HIRHAM5 werden diese beiden Gleichungen durch analoge Beziehungen für Wolkenwassergehalt q_1 und Wolkeneisgehalt q_i ersetzt. Zwar existiert im HIRHAM5 ebenfalls eine prognostische Gleichung für die TKE (Gl. 3.84), aber diese gehört nicht mehr zum primitiven Gleichungssystem.

Vom numerischen Standpunkt aus gesehen ist das HIRLAM ein Gitterpunktmodell, dessen dynamischer Kern auf einer semi-impliziten Semi-Lagrange Zeitdiskretisierung² (siehe Teil II in Behrens, 1996 [4]) der mehrschichtigen, primitiven Gleichungen basiert. Optional kann zur zeitlichen Diskretisierung auch ein Eulerschema verwendet werden, welches allerdings an das Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) -Kriterium gebunden ist. Zur horizontalen Diskretisierung der primitiven Gleichungen (partielle Differentialgleichungen) wird ein Arakawa-C Gitter³ (Abbildung A in van Engelen et al., 1997 [25]) verwendet. In der Vertikalen macht sich das Modell die Hybridkoordinate η zur Diskretisierung zunutze, die ausführlich in *Abschnitt 3.2.2* besprochen wird.

Weiterhin wird im HIRLAM ein implizites, horizontales Diffusionsschema vierter Ordnung angewendet, das das störende Aufsummieren von Energie auf den kleinsten Skalen verhindern soll (vgl. Sass et al., 2002 [63]). Abschließend wird darauf hingewiesen, dass ein „Limited Area Model“ sowohl Randbedingungen am oberen und unteren Rand der Atmosphäre als auch räumliche Randbedingungen an den Grenzen des Integrationsgebiets benötigt und daher in ein GCM „eingebettet“ wird. Räumliche Randbedingungen bewirken ein „dynamisches Forcing“ und müssen mit Bedacht gewählt werden, so dass beispielsweise ECMWF-Reanalysedaten aufgrund ihrer unbestrittenen Güte in Betracht kommen. Technisch wird dies mittels einer „boundary relaxation“ in der Randzone (10 Gitterpunkte) umgesetzt. Gemeint ist damit, dass der eingelesene Variablenwert zwar nur am Rand des Integrationsgebiets direkt verwendet wird, aber durch eine spezielle Wichtung mit berechneten Modellwerten auch einen Einfluss auf die innere Randzone hat. Demzufolge werden die prognostischen Modellvariablen u , v , T , q und p_s in Richtung Gebietsrand immer mehr an den eingelesenen Randwert angepasst. Zum Nachlesen ausführlicher Beschreibungen und Erklärungen zur Dynamik und Numerik des HIRLAM wird auf die „HIRLAM Scientific Documentation“ von Undén et al., 2002 [80] und Sass et al., 2002 [63] verwiesen.

Das allgemeine Zirkulationsmodell ECHAM5

Das ECHAM ist ein allgemeines Zirkulationsmodell der Atmosphäre, welches Anfang der 90er Jahre in Hamburg entwickelt wurde und zwar durch eine Zusammenarbeit des MPI für Meteorologie und des DKRZ, daher auch die Abkürzung „HAM“ im Modellnamen. Es basiert auf dem spektralen ECMWF-Wettervorhersagemodell in der Version des Jahres 1989 (Simmons et al., 1989 [71]), welches den dynamischen Teil des ECHAM darstellt, womit auch das Kürzel „EC“ im Modellnamen

²Finite Differenzen Methode (FDM)

³Mittels eines Arakawa-C Gitters werden z. B. u und v versetzt berechnet. Das ermöglicht zum einen die akkurate Darstellung einiger Differentialoperatoren (z. B. Divergenz) und des Druckgradienten, und zum anderen erklärt sich daraus die Bezeichnung „staggered grid“.

geklärt wäre. Die am MPI für Meteorologie in Hamburg entwickelten physikalischen Parametrisierungen zur Berechnung der vom Modell nicht auflösbaren Prozesse, gewährleisteten die Verwendung des ECHAM zur Klimamodellierung. Mit ECHAM5 wird die fünfte ECHAM-Generation bezeichnet, die ein über die Jahre nicht nur gewachsenes sondern auch verbessertes Parametrisierungspaket für subgrid-skalige Prozesse (Roeckner et al., 2003 [61]) beinhaltet. Eine wesentliche technische Verbesserung beim Übergang von ECHAM4 auf ECHAM5 stellt die Umstellung des Quellcodes auf FORTRAN 90/95 Standard dar.

Das ECHAM5 basiert auf den in Kugelkoordinaten formulierten, primitiven Gleichungen, die numerisch durch räumliche und zeitliche Diskretisierung gelöst werden. Die prognostischen Variablen umfassen die vertikale Komponente der relativen Vorticity⁴ ξ , die horizontale Divergenz⁵ \mathcal{D} , die Temperatur T , die spezifische Luftfeuchtigkeit q , den linearisierten Bodenluftdruck $\ln p_s$, sowie das MV des Wolkenkondensats r_c , d. h. der Summe aus den MVs von Wolkenwasser r_l (flüssiges Wasser) und Wolkeneis r_i (festes Wasser). Weil das ECHAM5 aus dem ECMWF-Wettervorhersagemodell hervorgegangen ist, zählt es ebenfalls zur Gruppe der Spektralmodelle, d. h. dass zur horizontalen Diskretisierung sphärische harmonische Funktionen (KFF⁶) verwendet werden. Im Grunde überführt man den zugrunde liegenden Ortsraum durch Fourier-Transformation in den sogenannten Spektralraum. In diesem nehmen die Ortsableitungen in den partiellen Differentialgleichungen eine einfachere Form an und sind daher effizienter zu behandeln. Die prognostischen Variablen mit Ausnahme der positiv definiten Größen werden daher mittels (endlicher) Reihenentwicklung in KFF spektral dargestellt und im Spektralraum berechnet. Dabei ergibt sich die horizontale Auflösung aus dem Wert der Dreiecksabschneidung, der die maximale Anzahl verwendeter horizontaler Wellenzahlen festlegt, weshalb man von „triangular truncation“ spricht. Man wählt dieses Vorgehen, weil sich durch die Transformation weniger Unbekannte ergeben und sich das Problem im Wesentlichen auf die Berechnung der Spektralkoeffizienten beschränkt. Dies ist mit einer Ersparnis an Rechenzeit verbunden.

Da im HIRHAM5 ausschließlich die physikalischen Parametrisierungen des ECHAM5 verwendet werden, kann auf jegliche Ausführungen zur Modelldynamik verzichtet werden. Einige wesentliche Punkte auch betreffend der Numerik müssen aber angesprochen werden, da diese die Kopplung an das HIRLAM erst möglich machen: (T) Die in die ECHAM5-Parametrisierungen eingehenden prognostischen Variablen entsprechen in etwa denen, die das HIRLAM als prognostische Variablen beinhaltet. Im ECHAM5 werden u und v aus Vorticity und Divergenz abgeleitet, wogegen sie im HIRLAM direkt über prognostische Gleichungen verfügbar sind. Bedenken muss man dabei nur, dass die horizontalen Windkomponenten jeweils auf verschiedenen Gittern definiert werden. Allerdings ist dies für die reine numerische Berechnung zweitrangig. T und q sind quasi äquivalent in ECHAM5 und HIRLAM. Der Gesamtwolkenwassergehalt $q_c = q_l + q_i$ (HIRLAM) beschreibt den sogenannten gravimetrischen Gesamtwassergehalt. Dieser bezieht die Masse des Wolkenwassers bzw. des Wolkeneises auf die Trockenmasse des „Materials“ (hier trockene Luft), in dem sich Wolkenwasser bzw. Wolkeneis befinden. Deshalb sind q_l und q_i analog zur Gl. 2.20 definiert, so dass sich q_c (HIRLAM) und r_c (ECHAM5) einander gleichen, jeweils die Einheit g/kg haben und folglich synonym füreinander verwendet werden können. Die unterschiedliche Bezeichnung soll zum einen die entsprechende Bezeichnung in den jeweiligen Dokumentationen von HIRLAM und ECHAM5 beibehalten, und zum anderen hat dies folgende Bewandnis: HIRLAM und ECHAM5 wurden für das HIRHAM5 derart umprogrammiert, dass sich Wolkenwasser- und Wolkeneisgehalt im HIRLAM lediglich durch Advektion ändern, die physikalischen Tendenzen dieser Variablen aber innerhalb der ECHAM5-Physik berechnet werden. Hier wird die Bedeutung des Interfaces deutlich, das den berechneten Wert auf den zugehörigen Variablenamen umspeichert und an die jeweilige Modellkomponente übergibt. Der Bodenluftdruck p_s des HIRLAM lässt sich leicht durch Logarithmieren in die notwendige ECHAM5-Variable $\ln p_s$ überfüh-

⁴auch Wirbelstärke genannt, hier die Rotation des horizontalen Windvektors $\vec{v}_h = (u, v)$ skalar multipliziert mit dem vertikalen Einheitsvektor \vec{k} , d. h. letztlich $\xi = \vec{k} \cdot (\nabla \times \vec{v}_h)$

⁵auch Quellstärke genannt, hier die Divergenz des horizontalen Windvektors $\vec{v}_h = (u, v)$, d. h. letztlich $\mathcal{D} = \nabla \cdot \vec{v}_h$

⁶Kugelflächenfunktionen

ren. (II) Das ECHAM5 nutzt zur vertikalen Diskretisierung ebenfalls die Hybridkoordinate η (siehe *Abschnitt 3.2.2*), wodurch die Kopplung natürlich erheblich erleichtert wird, da keine Interpolation auf andere Höhenkoordinaten erforderlich ist. (III) Die Berechnung der vertikalen Physik (Parametrisierungen) des ECHAM5 erfolgt im Gitterpunktraum (Gaußsches Gitter) und zwar in separaten, vertikalen Säulen. Dies bedeutet, dass es in der horizontalen Richtung keinerlei Verbindung zwischen atmosphärischen Säulen benachbarter Gitterpunkte gibt (Christensen et al., 2007 [14]). (IV) Aus Zweitens und Drittens folgt, dass die horizontale Diskretisierung des ECHAM5 für das HIRHAM5 völlig irrelevant ist, denn die Berechnung der physikalischen Tendenzen erfolgt ausschließlich in den einzelnen, vertikalen Säulen der Atmosphäre, die im HIRHAM5 auf das Arakawa-C Gitter verteilt sind.

Da zum einen das gesamte ECHAM5-Parametrisierungspaket, welches im HIRHAM5 implementiert ist, auch in die eindimensionale Modellversion HIRHAM5-SCM (siehe *Abschnitt 3.2*) übernommen wird, werden ausgewählte Parametrisierungen im separaten *Abschnitt 3.3* behandelt. Zum anderen geht es in dieser Diplomarbeit primär um das Verständnis der Parametrisierung der konvektiven und v. a. stratiformen Wolkenbedeckung. Daher werden diese beiden Wolkenschemen in *Abschnitt 3.3.2* bzw. *Abschnitt 3.3.3* ausführlich behandelt, um deren unterschiedliche Bedeutung herauszuarbeiten. Trotzdem werden auch einige Anmerkungen zur Strahlungs- und Grenzschichtparametrisierung gemacht. Ausführliche Beschreibungen zu diesen und allen übrigen Parametrisierungen können in der ECHAM5-Modellbeschreibung (Roeckner et al., 2003 [61]) nachgelesen werden.

3.1.2 Das HIRLAM-ECHAM5 Interface

Christensen et al., 1996 [12] dokumentieren das HIRHAM4, welches den Ausgangspunkt für die Weiterentwicklung zur fünften Generation darstellt. Das HIRHAM5 (HIRLAM 7.0 und ECHAM 5.4.00) entstand durch eine Zusammenarbeit des DKC, einer Forschungsgruppe des DMI (PhD J. H. Christensen, PhD O. B. Christensen und PhD M. Drews) und des Alfred-Wegener-Instituts (AWI) für Polar- und Meeresforschung, Forschungsstelle Potsdam (Prof. Dr. K. Dethloff, Dipl. Ing. K. Ketelsen, Dr. A. Rinke und Dipl. Inf. I. Hebestadt) und wird bei Christensen et al., 2007 [14] kurz beschrieben.

Das am AWI standardmäßig eingesetzte HIRHAM5 verwendet ein „pan-arktisches“ Integrationsgebiet (Dethloff et al., 1996 [20]), welches das gesamte Gebiet nördlich von 60°N umfasst und bzgl. geographischer Länge λ und Breite ϕ gedreht erscheint. Der geographische Nordpol ($\lambda = 0^\circ$, $\phi = 90^\circ\text{N}$) stellt nunmehr den Koordinatenursprung des Modellgitters ($x = 0^\circ$, $y = 0^\circ$) dar. Das Integrationsgebiet⁷ wird in 110 (x-Richtung) mal 100 (y-Richtung) Gitterpunkte unterteilt, wobei das räumlich diskretisierte „Lat-Lon“-Gitter eine horizontale Auflösung von 0.5° (~ 50 km) aufweist. Die Atmosphäre wird standardmäßig durch 19 nicht-äquidistante Modelllevel mittels der vertikalen Hybridkoordinate η diskretisiert (vgl. Dorn et al., 2007 [22]).

Um einerseits das HIRLAM zur Berechnung der dynamischen Tendenzen für die prognostischen Variablen $\psi_1 = u$, $\psi_2 = v$, $\psi_3 = T$, $\psi_4 = q$, $\psi_5 = p_s$, $\psi_6 = q_1$ und $\psi_7 = q_1$ nutzen, andererseits die ECHAM5-Parametrisierungen für die physikalischen Tendenzen (Schließung des primitiven Gleichungssystems) anwenden zu können, ist die Verwendung eines Interfaces die adäquateste Lösung. Dieses Interface regelt nicht nur die Initialisierung des ECHAM5, sondern gewährleistet auch die ordnungsgemäße Parameter- und Variablenübergabe zwischen dem HIRLAM und dem ECHAM5. Das klingt allerdings einfacher, als es in Wirklichkeit ist, denn ein und dieselbe meteorologische Größe kann völlig verschiedene Variablennamen haben, die sich darüber hinaus durch Zwischenspeichern ändern können. Zur Veranschaulichung des HIRHAM5-Aufbaus und des generellen Programmablaufs soll die *Abb. 3.1* dienen. Im Prinzip kann das primitive Gleichungssystem des HIRLAM nach dem Einlesen

⁷Die Eckpunkte dieses rechteckigen Gebiets lauten wie folgt, wobei die Modellkoordinaten in Klammern stehen: $\lambda_1 = 44.719^\circ\text{W}$, $\phi_1 = 53.505^\circ\text{N}$ ($x_1 = -27.500^\circ$, $y_1 = -25.000^\circ$); $\lambda_2 = 44.233^\circ\text{O}$, $\phi_2 = 53.855^\circ\text{N}$ ($x_2 = 27.000^\circ$, $y_2 = -25.000^\circ$); $\lambda_3 = 135.109^\circ\text{O}$, $\phi_3 = 54.172^\circ\text{N}$ ($x_3 = 27.000^\circ$, $y_3 = 24.500^\circ$) und $\lambda_4 = 134.624^\circ\text{W}$, $\phi_4 = 53.818^\circ\text{N}$ ($x_4 = -27.500^\circ$, $y_4 = 24.500^\circ$)

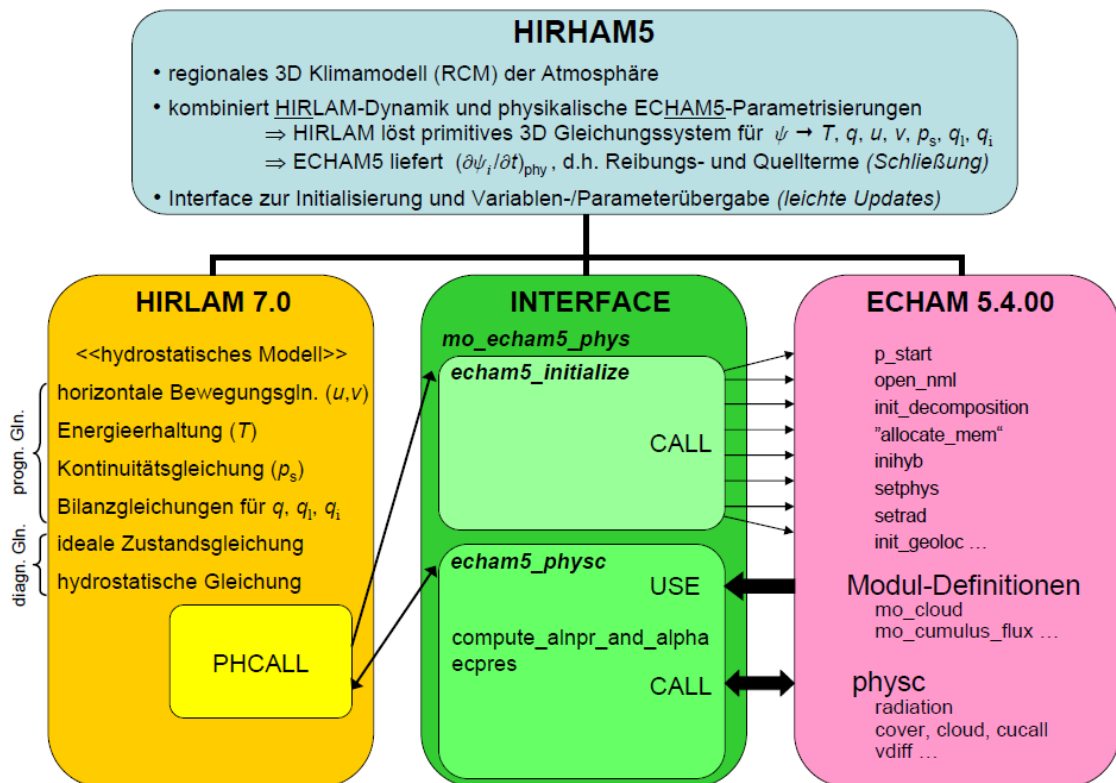


Abbildung 3.1: Schema des HIRHAM5, in dem sich die Schlüsselrolle des Interface offenbart. Diese Grafik ist analog zu Abbildung 3 bei Christensen et al., 2007 [14].

der Antriebsdaten, die sich aus Klimatologie-Datensatz, Rand-Datensatz und SST-Datensatz zusammensetzen, und anschließender Zuweisung der Anfangs- und Randbedingungen auf die entsprechenden Modellvariablen erstmalig gelöst werden, um die dynamischen Tendenzen zu ermitteln. Der im HIRLAM vorhandene Aufruf zur Berechnung der physikalischen Tendenzen mittels der HIRLAM-Parametrisierungen „PHCALL“ wird durch eine Pre-Prozessor-Anweisung „#ifdef echam5_phys“ umgangen, so dass die Verwendung der ECHAM5-Parametrisierungen ermöglicht wird. Anstatt der ursprünglichen HIRLAM-Routinen werden dadurch die Interface-Subroutinen „echam5_initialize“ bzw. „echam5_physc“ aufgerufen. Diese befinden sich im Interface-Modul „mo_echam5_phys“ (./interface/src/mo_echam5_phys.f90).

Die Erstgenannte *echam5_initialize* konfiguriert im Wesentlichen die ECHAM5-Umgebung und wird einmalig zum Modellstart aufgerufen. Dabei werden folgende Punkte abgearbeitet, die anschließend näher erläutert werden:

- Kopieren allgemeiner Informationen über das Modell-Setup in die ECHAM5-Module
- Aufruf der Setup- und Initialisierungs-Routinen, die die ECHAM5-Physik benötigt
- Aufruf der ECHAM5-Routinen zur Speicherallokierung und -initialisierung

Die Initialisierung des ECHAM5 läuft in etwa wie folgt ab, wobei nicht alle sondern einige wichtige ECHAM5-Routinen angesprochen werden (vgl. Abb. 3.1): Als Erstes erfolgt die Initialisierung der Parallelumgebung (*p_start*), d. h. die Anzahl der Prozessoren und zugehörige Prozessnummern werden übergeben. Dann liest das Modell verschiedene Namelists ein (*open_nml*), die Informationen über bestimmte Steuerparameter enthalten, die anschließend auf die entsprechenden ECHAM5-Variablen kopiert werden. In diesem Zusammenhang wird vom Interface die Namelist „namelist.echam“ eingelesen, die Kontrollparameter zu den Namelists „RUNCTL“, „PHYSCTL“ und „RADCTL“ enthält.

Erstgenannte beinhaltet lediglich die Information, ob das Ausgabeformat der Modelldaten GRIB⁸ oder NetCDF⁹ sein soll. Die Zweite enthält Informationen darüber, welche ECHAM5-Parametrisierungen benutzt werden sollen, und die Dritte bestimmt die Parameter für die Strahlungsberechnung. Des Weiteren ist eine Gebietszerlegung¹⁰ nötig (*init_decomposition*), d. h. es wird geregelt, in welcher Weise die Rechenoperationen und das Datenmanagement (Prozesse) auf die benutzten Prozessoren aufgeteilt werden. Außerdem muss ein Wert für die Dreiecksabschneidung übergeben werden, der im vorliegenden HIRHAM5 auf T159 gesetzt ist. Dies ist gleichbedeutend mit einer horizontalen Auflösung von ca. 0.75° und entspricht in etwa der horizontalen Auflösung des HIRLAM. Obwohl die horizontale Diskretisierung des ECHAM5, wie in *Abschnitt 3.1.1* besprochen, unbedeutend für das HIRHAM5 ist, muss ein Wert definiert werden, da dieser in einigen ECHAM5-Parametrisierungs-Routinen erforderlich ist. Beispielsweise ändern sich einige ECHAM5-Parameter, sobald die Dreiecksabschneidung variiert wird. Nun folgt die Speicherallokierung der genutzten Datenfelder, die allerdings in mehreren Routinen stattfindet, so dass „*allocate_mem*“ eher eine zusammenfassende Bezeichnung darstellt. Im Anschluss erfolgt die Initialisierung von Parametern, die zur Berechnung der vertikalen η -Koordinate benötigt werden (*inihyb*). Danach müssen physikalische Konstanten initialisiert werden (*setphys*). Mit Hilfe dieser Parameterwerte erfolgt die Berechnung anderer physikalischer Parameter, die sich in entsprechenden Modulen befinden und von den ursprünglichen abhängen. Zudem werden die Steuerparameter der Namelist „PHYSCLT“ angewendet, denn prinzipiell kann jede physikalische Parametrisierung einzeln dazu- oder abgeschaltet werden. Hieran schließt sich die Modifikation der Variablen des Strahlungsmoduls (*mo_radiation*), die Anwendung der Steuerparameter der Namelist „RADCLT“, sowie die Definition der Strahlungs-Parameter an (*setrad*). Zu guter Letzt wird Speicher allokiert, der mit den Größen der sogenannten „Geolocation“ verbunden ist, d. h. geographische Länge, Breite usw. (*init_geoloc*).

Die Interface-Subroutine *echam5_physc* wird in jedem Zeitschritt des Modelllaufs aufgerufen und ermöglicht die Zeitintegration. Zunächst werden die benötigten Parameter- und Variablenwerte aus der HIRLAM-Umgebung „gesammelt“. Diese Werte werden dann auf die entsprechenden ECHAM5-Variablen kopiert (Umspeichern). Anschließend werden einige Modul-Definitionen genutzt, um die beiden internen Subroutinen *compute_alnpr_and_alpha* und *ecpres* ausführen zu können. Erstere ist v. a. deshalb notwendig, um reine Drucklevel, reine Sigma-Level und Hybrid-Level zu berechnen. Die Zweite transformiert den HIRLAM-Bodenluftdruck p_s in die ECHAM5-Variable $\ln p_s$. Im Anschluss erfolgt der Aufruf der ECHAM5-Routine *physc* (*./echam-5.4.00/src/physc.f90*), die die eigentliche Berechnung der physikalischen Tendenzen steuert. Es gibt nämlich eine Reihe von Routinen, die jeweils eine bestimmte Parametrisierung beinhalten oder entsprechende Aufrufe steuern und sich im Verzeichnis *./echam-5.4.00/src/* befinden. Die Parametrisierung der kurz- und langwelligen Strahlung ist in der Routine *radiation* enthalten. Des Weiteren stehen die Routinen *cover* und *cloud* für die Parametrisierung der stratiformen Wolkenbedeckung inklusive Wolkenmikrophysik. Und die Routine *cucall* stellt die Parametrisierung der Cumuluskonvektion dar. Außer *vdiff*, welche die Parametrisierung der vertikalen Diffusion (Turbulenz in der PBL) enthält, existieren noch weitere Routinen entsprechend der Anzahl parametrisierter Prozesse im ECHAM5. Die besondere Rolle der Routine *physc* liegt in ihrer Kontrolle der Aufrufsequenz, d. h. in welcher Reihenfolge die einzelnen Parametrisierungs-Routinen aufgerufen und ausgeführt werden. Wichtig ist hierbei, dass während der Berechnung der physikalischen Tendenzen abermals Modul-Definitionen verwendet werden. Dies wird in *Abb. 3.1* nicht ganz deutlich. Alle ECHAM5-Module stehen im Verzeichnis *./echam-5.4.00/modules/*, wobei *mo_cloud* beispielsweise sowohl Parameter der Wolkenmikrophysik als auch für das stratiforme Wolkenschema enthält. Dieses Modul wird daher vorrangig in *cover* und *cloud* eingebunden. Das Modul *mo_cumulus_flux* beinhaltet wichtige Parameter für die Cumuluskonvektion und wird deshalb pri-

⁸GRIB (engl.: GRidded Binary) bezeichnet ein komprimiertes binäres Datenformat.

⁹NetCDF (engl.: Network Common Data Form) bezeichnet ein binäres Dateiformat, das durch einen Header selbstbeschreibend und maschinenunabhängig ist.

¹⁰engl.: domain decomposition

mär in der Routine *cucall* benötigt. Obwohl es verständlicherweise eine Vielzahl von Modulen gibt, soll es an dieser Stelle ausreichen, lediglich die beiden Wichtigsten bzgl. der Wolkenparametrisierung erwähnt zu haben. Nach der kompletten Ausführung von *physc* werden im Interface eine Reihe von Variablen mittels der physikalischen Tendenzen aktualisiert. Abschließend müssen alle Variablen zurück in die HIRLAM-Umgebung kopiert werden (Umspeichern auf HIRLAM-Variablen), um die dynamischen Tendenzen im nächsten Zeitschritt berechnen zu können. Der standardmäßige Zeitschritt in der 3D-Modellversion beträgt $\Delta t = 4$ min. Diese Prozedur wiederholt sich für alle folgenden Zeitschritte, so dass letztlich eine riesige Zeitschleife bis zum Modellabbruch (Abbruchkriterium) durchlaufen wird.

3.2 Die eindimensionale Modellversion HIRHAM5-SCM

3.2.1 Übergang von der drei- zur eindimensionalen Modellversion

Als Ausgangspunkt für das während dieser Diplomarbeit entwickelte SCM diente das im *Abschnitt 3.1* skizzierte, regionale Klimamodell HIRHAM5. Zur Realisierung dieser eindimensionalen (1D) Modellversion, die mit „HIRHAM5-SCM“ bezeichnet wird, musste zum einen ein eigenständiges Hauptprogramm **SCM** geschrieben werden, das den generellen Programmablauf regelt und im Grunde die HIRLAM-Komponente des HIRHAM5 ersetzt. Zum anderen war es notwendig, das Einlesen der Antriebsdaten („Input“) bzw. die Ausgabe der prognostischen und diagnostischen Modellvariablen („Output“) neu zu gestalten und v. a. das Einlesen von dynamischen Tendenzen zu gewährleisten. Wegen Letzterem ist es im Laufe der Entwicklung unerlässlich gewesen, die vertikale Auflösung innerhalb der vom HIRHAM5-SCM simulierten, atmosphärischen Säule zu erhöhen, indem die standardmäßig 19 vertikalen Schichten der 3D-Modellversion auf 60 vertikale Schichten aufgestockt wurden. Diese und andere technische Details zum HIRHAM5-SCM werden in den folgenden Ausführungen detaillierter besprochen. Zunächst soll aber der Übergang HIRHAM5 \rightarrow HIRHAM5-SCM dargestellt werden, um einen gewissen Überblick zu ermöglichen. Zu diesem Zweck möge man nochmals die *Abb. 3.1* betrachten und diese mit *Abb. 3.2* vergleichen.

Auf den ersten Blick sollte auffallen, dass sich die Interface- und ECHAM5-Komponente überhaupt nicht geändert haben, was auch beabsichtigt war, denn es wurde angestrebt, dessen Quellcode nicht zu modifizieren. Auch im HIRHAM5-SCM werden die physikalischen Tendenzen der prognostischen Variablen ψ_i ($i = 1, \dots, 7$) mit Hilfe der ECHAM5-Parametrisierungen ermittelt, welche den Schließungstermen des reduzierten primitiven Gleichungssystems entsprechen. Die nötige Dynamik, die im HIRHAM5 durch die HIRLAM-Komponente simuliert werden kann, fehlt natürlich in der 1D-Modellversion und kann nur durch die Vorgabe dynamischer Tendenzen berücksichtigt werden. Der Fettdruck der Variablen T , q , u und v soll kennzeichnen, dass dynamische Tendenzen nur für diese zur Verfügung stehen. Wie wir in *Abschnitt 4.1.2* sehen werden, hat das HIRHAM5-SCM bei Nichtberücksichtigung der dynamischen Tendenzen Ähnlichkeit mit einem Strahlungs-Konvektions-Modell (RCM* - Radiative-Convective Model), wobei das Akronym nicht mit demjenigen eines regionalen Klimamodells verwechselt werden darf. Prinzipiell wurden Strahlungs-Konvektions-Modelle eher entwickelt, so dass die Abkürzung „RCM“ normalerweise für diese Modellart „reserviert“ ist. Zur Veranschaulichung und Erklärung des groben Programmablaufs des HIRHAM5-SCM sei der Blick nochmals auf *Abb. 3.2* gerichtet.

Als Erstes müssen nach dem Start des Hauptprogramms **SCM** benötigte Module eingebunden werden, um deren Variablendeklarationen und Routinen nutzen zu können. Darunter befinden sich zum einen Module, die speziell für das HIRHAM5-SCM konzipiert wurden und z. B. spezifische Parameterwerte beinhalten oder den Input und Output regeln. Zum anderen werden Interface-Module ausgenutzt, um Datum und Zeit zu bestimmen oder Speicher zu allokkieren. Hieran schließt sich die explizite Deklaration von Parametern und Variablen an, die entweder nur im SCM-Hauptprogramm („lokale“ Variablen) genutzt oder aber über das Interface an die ECHAM5-Physik übergeben wer-

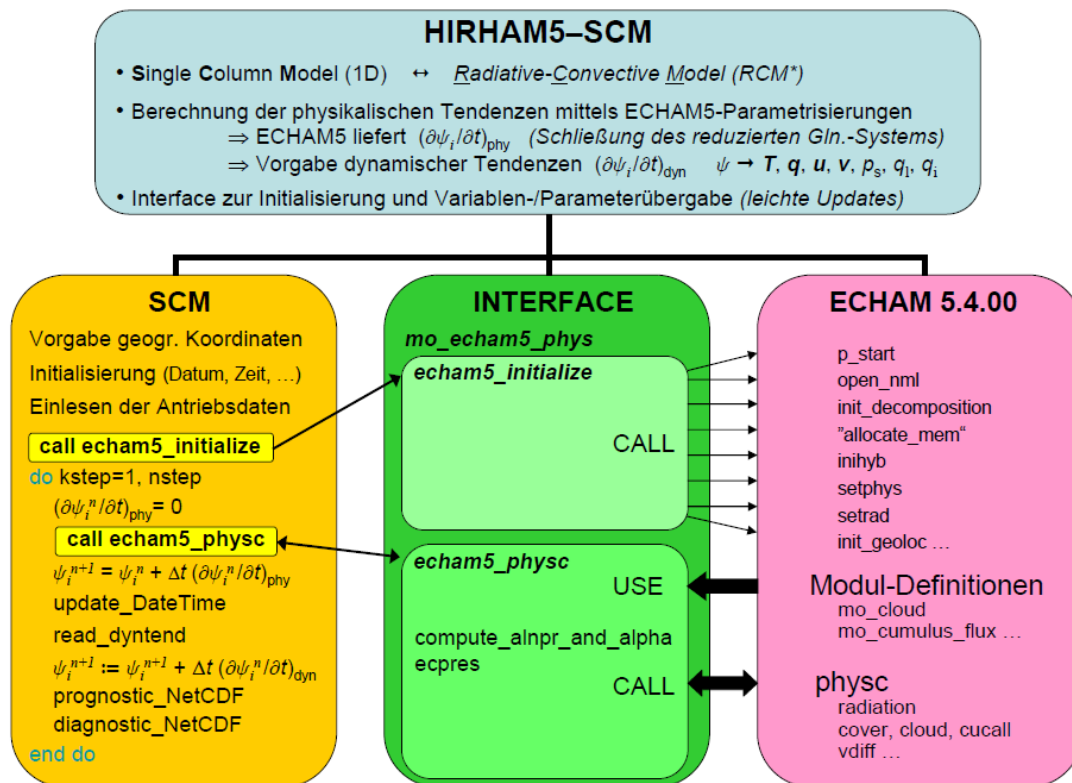


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des HIRHAM5-SCM, in der die Veränderungen gegenüber dem dreidimensionalen Modell deutlich werden.

den („übergebene“ Variablen via Parameterliste). Dabei werden bestimmte Parameter derart definiert, dass Modellläufe mit dem HIRHAM5-SCM als „Single Processor Run“ auf der SUN¹¹ möglich sind und die Parallelisierung darüber hinaus überflüssig wird. Danach ist das Einlesen einiger Namelists erforderlich. Die Namelist „namrun“ enthält allgemeine Parameter für den Modelllauf wie beispielsweise den Zeitschritt, die Gesamtzahl der Zeitintegrationsschritte oder den Ausgabeschritt für die Modelldaten. Eine weitere Namelist, die mit „nameta“ bezeichnet wird, enthält Konstanten für die Berechnung der Druckschichten (vertikale Diskretisierung). Nun können die geographische Länge und Breite vorgegeben werden, die die Position der SCM-Säule festlegen.

Im Folgenden wird die eigentliche Initialisierung des Modells abgearbeitet. Dazu liest das Programm zunächst eine Namelist „hirham5_nml“ ein, die Informationen bzgl. des Modellstarts beinhaltet, mit denen im Anschluss das Datum (Jahr, Monat und Tag) und die Zeit (Stunde, Minute und Sekunde) des HIRHAM5-SCM initialisiert werden kann. Im nächsten Schritt muss Speicher für diejenigen physikalischen Datenfelder allokiert werden, die an das Interface übergeben werden oder darin auftreten und dort nicht explizit deklariert sind (z.B. durch Einbinden eines Moduls). Nachdem Speicherplatz für die verwendeten Variablen reserviert worden ist, müssen diese mit einem Initialisierungswert (meist Null) belegt werden. Ebenfalls zur Initialisierung zählt das Einlesen der Antriebsdaten, die sich analog zur 3D-Modellversion aus Klimatologie-Datensatz sowie einer Rand- und SST-Datei zusammensetzen. Im Grunde muss das Hauptprogramm **SCM** genau dieselben Initialisierungsschritte abarbeiten, die das HIRLAM beim dreidimensionalen Pendant ausführt. Hierzu gehört nicht zuletzt der Aufruf der Interface-Subroutine *echam5_initialize*, wodurch das ECHAM5 beim Start des HIRHAM5-SCM genauso initialisiert wird, wie es für das HIRHAM5 beschrieben wurde (vgl. Abschnitt 3.1.2). Allerdings ist die Information der Namelist „RUNCTL“ letztlich unwichtig, da der Output im HIRHAM5-SCM

¹¹Sun Microsystems, Inc. bietet das Betriebssystem Solaris, mit dem am AWI-Potsdam gearbeitet wird, wobei man sich an Computer-Terminals auf verschiedene Rechner und Festplatten einloggen kann.

grundlegend neu programmiert worden ist. Der Hauptunterschied zur 3D-Modellversion besteht darin, dass gewisse Parameter derart definiert werden, dass keine Parallelisierung oder Gebietszerlegung erfolgt. Letztlich wird nur eine einzelne atmosphärische Säule initialisiert, die sich an den vorgegebenen Koordinaten befindet und in der im Anschluss die vertikalen physikalischen Prozesse mittels der ECHAM5-Parametrisierungen berechnet werden.

An die Initialisierung des ECHAM5 kann sich nun die Zeitintegration mit der eigentlichen Berechnung der physikalischen Tendenzen und die mögliche Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen anschließen. Hierfür wird eine Zeitschleife bis zu einer Abbruchbedingung durchlaufen, in der folgende Hauptschritte abgearbeitet werden: Zuerst müssen die physikalischen Tendenzen $(\partial\psi_i/\partial t)_{\text{phy}}$ vor jedem Aufruf der Interface-Subroutine `echam5_physc` gleich Null gesetzt werden. Dies liegt daran, dass sich die berechneten Tendenzen ansonsten aufakkumulieren und zu extrem unphysikalischen Ergebnissen führen würden. Beim eigentlichen Aufruf von `echam5_physc` läuft alles analog zur 3D-Modellversion ab (vgl. Abschnitt 3.1.2), so dass sich zwar auch diagnostische Variablen durch die Parametrisierungen ändern, aber im Endeffekt eine physikalische Tendenz für jede prognostische Variable über das Interface an das **SCM** zurückgegeben wird. Diese physikalischen Tendenzen, die sich auf einen Zeitschritt $\Delta t = 10$ min beziehen (vgl. Tab. 3.1), werden dann zu den ursprünglichen Variablenwerten addiert und liefern so den jeweiligen Variablenwert zur Zeit $t + \Delta t$, wobei die dynamischen Tendenzen zunächst außen vor gelassen werden. Im Anschluss erfolgt die Aktualisierung von Modelldatum und -zeit. Das ist dahingehend notwendig, weil z. B. das Einlesen der dynamischen Tendenzen in einem anderen Zeitintervall stattfinden kann als die Ausgabe der Modelldaten. Sobald Datum und Zeit des HIRHAM5-SCM aktualisiert worden sind, können bei Bedarf die dynamischen Tendenzen für T , q , u und v eingelesen und zusätzlich zu dessen bisherigen Variablenwert aufaddiert werden. Die verbleibende Aufgabe besteht nun darin, die Modelldaten in geeignete Dateien abzuspeichern. Für das HIRHAM5-SCM wurde ein Modul geschrieben, welches die berechneten Werte der prognostischen und diagnostischen Modellvariablen in separate NetCDF-Dateien speichert. Im Prinzip können alle Output-Variablen des HIRHAM5 auch mit dem HIRHAM5-SCM ausgegeben werden. Sind die Modelldaten erst einmal gesichert, springt das Programm an den Anfang der Zeitintegrations-Schleife und wiederholt alle Schritte, bis das Abbruchkriterium erreicht wird. In diesem Fall ist das Hauptprogramm **SCM** automatisch beendet und der Modelllauf abgeschlossen.

3.2.2 Modellbeschreibung des HIRHAM5-SCM

Da das HIRHAM5-SCM mit Messdaten der 35. Nordpol-Drift-Expedition (siehe Abschnitt 4.2.1) validiert werden soll, wird der 01. August 2007 um 00:00 Uhr als Startzeitpunkt der Modellsimulation gewählt. Die SCM-Säule wird an der Startposition der Eisschollen-Trajektorie (81.400°N, 102.813°O) positioniert, die am 18. September 2007 aufgezeichnet wurde. Wie die Abb. 3.3 grafisch veranschaulicht, befindet sich die zu simulierende atmosphärische Säule demzufolge etwas nördlich von Sewernaja Semlja. Außerdem wird mit dieser Grafik versucht, die Bedeutung der physikalischen und dynamischen Tendenzen für das HIRHAM5-SCM bildlich aufzuzeigen. Damit soll einerseits verdeutlicht werden, dass sich die physikalischen Tendenzen auf die vertikalen, physikalischen Prozesse innerhalb der Säule beziehen, welche im HIRHAM5-SCM explizit berechnet werden können. Andererseits soll angedeutet werden, dass die dynamischen Tendenzen hauptsächlich die Temperatur- und Feuchteadvektion beschreiben. Dieser horizontale Eintrag bzw. Verlust von Wärme und Feuchte, d. h. dessen Transport in die Säule hinein bzw. aus ihr heraus, muss im HIRHAM5-SCM vorgegeben werden.

Reduziertes primitives Gleichungssystem

Wie in Abschnitt 3.1.1 erwähnt wurde, setzt sich das primitive Gleichungssystem der 3D-Modellversion aus den Gleichungen 1–5 und 8–10 in Sass et al., 2002 [63] zusammen, wobei aus dieser Arbeit auch die Bedeutung der einzelnen Variablen entnommen werden kann. Für eine gegebene

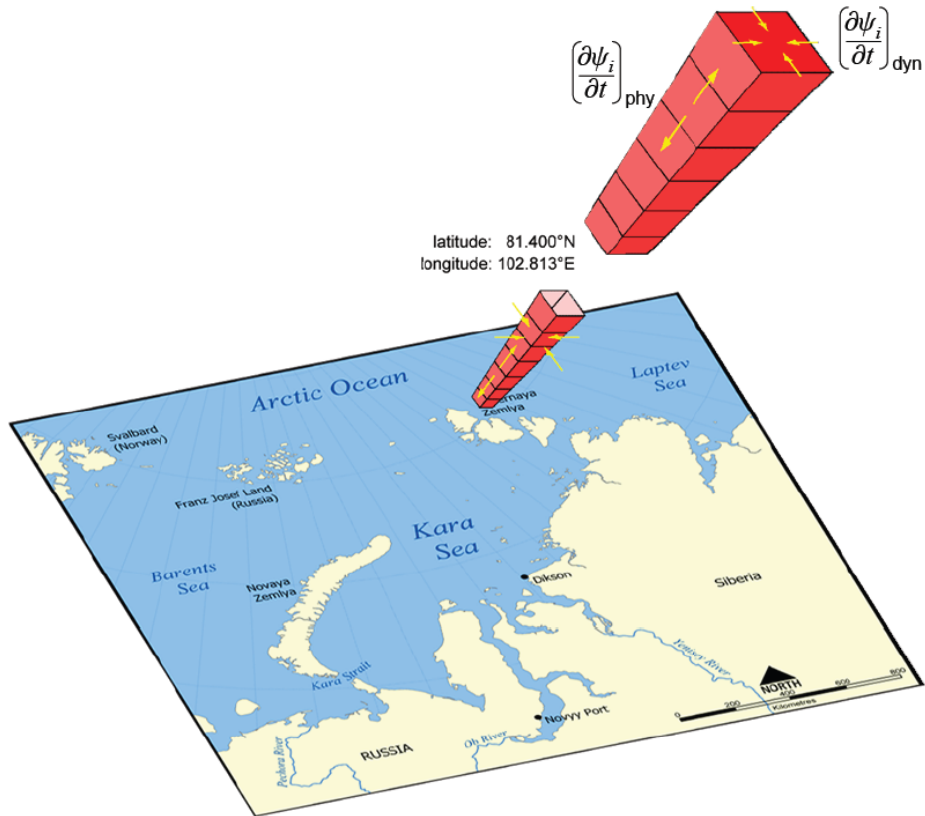


Abbildung 3.3: Geographische Lage der atmosphärischen Säule des HIRHAM5-SCM, die mit der Startposition der NP-35-Trajektorie übereinstimmt. Weiterhin wird die Bedeutung der physikalischen (Subskript „phy“) und dynamischen (Subskript „dyn“) Tendenzen veranschaulicht. Die verwendete arktische Karte findet man unter http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/31/Kara_Sea_map.png.

prognostische Variable ψ_i lässt sich die mit der dazugehörigen prognostischen Gleichung verbundene Gesamttenz in eine dynamische (adiabatische) und eine physikalische (diabatische) Tendenz aufspalten

$$\left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{tot}} = \left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{dyn}} + \left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{phy}}, \quad (3.1)$$

wie es bei Christensen und van Meijgaard, 1992 [13] beschrieben wird. Wie bereits angesprochen wurde, wird die dynamische Tendenz

$$\left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{dyn}} = -u\frac{\partial\psi_i}{\partial x} - v\frac{\partial\psi_i}{\partial y} - w\frac{\partial\psi_i}{\partial z} \quad (3.2)$$

normalerweise von der HIRLAM-Komponente berechnet, muss allerdings wegen der fehlenden Eigendynamik im HIRHAM5-SCM vorgegeben werden. Das genaue Vorgehen zur Bereitstellung und Berechnung dieser Tendenzen wird in *Abschnitt 3.2.3* behandelt. Allerdings muss nochmals darauf aufmerksam gemacht werden, dass dynamische Tendenzen nur für T , q , u und v verfügbar sind. Die physikalische Tendenz wird durch das ECHAM5-Parametrisierungspaket generiert und beinhaltet die Beiträge aller relevanten physikalischen Prozesse

$$\left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{phy}} = \sum_n \left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{phys. Prozess } n} \quad (3.3)$$

Auf dieser Grundlage kann ein *reduziertes primitives Gleichungssystem* für das HIRHAM5-SCM formuliert werden. Die Bezeichnung „reduziert“ bezieht sich darauf, dass der Bodenluftdruck p_s wäh-

rend der Simulation konstant bleibt. Bei der Besprechung der vertikalen Diskretisierung werden wir sehen, dass die Druckschichten des Modells direkt mit dem Bodenluftdruck verknüpft sind. Dies hat zur Folge, dass auch der Druck der vertikalen Modelllevel zeitlich unverändert bleibt. Die *reduzierten primitiven Gleichungen* lauten wie folgt:

prognostische Gleichungen:

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} = \left(\frac{\partial u_j}{\partial t} \right)_{\text{dyn}} + P_{u_j} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{dyn}} + P_T \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{\text{dyn}} + P_q \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial q_j}{\partial t} = P_{q_j} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = 0 \quad (3.8)$$

diagnostische Gleichungen:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = -\frac{R_d T_v}{p} \frac{\partial p}{\partial \eta} \quad (3.9)$$

$$\omega = 0 \quad (3.10)$$

$$\dot{\eta} = 0 \quad (3.11)$$

Die prognostischen Gleichungen für die horizontalen Windkomponenten werden in Gl. 3.4 vereinigt, so dass $u_j = u, v$ bedeutet. Analog zu Sass et al., 2002 [63] werden auch die Bilanzgleichungen für Wolkenwassergehalt und Wolkeneisgehalt in Gl. 3.7 zusammengefasst, d. h. $q_j = q_l, q_i$. Die in Gl. 3.9 vorkommende Größe R_d ist die ideale Gaskonstante für trockene Luft, die den Wert $287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ hat, und $T_v = (1 + 0.608 q) T$ definiert die virtuelle Temperatur. P_u und P_v stellen den jeweiligen Reibungsterm in den horizontalen Bewegungsgleichungen dar. P_T , P_q , P_{q_l} und P_{q_i} beschreiben die Quellen- und Senkenterme für Temperatur, spezifische Luftfeuchtigkeit, Wolkenwasser und Wolkeneis. Es ist offensichtlich, dass genau diese mit „P“ bezeichneten Terme die subgrid-skaligen physikalischen Prozesse beschreiben, die mittels der ECHAM5-Parametrisierungen ermittelt werden können. Informationen zum Aussehen und zur Funktionsweise dieser Parametrisierungen, mit deren Hilfe die physikalischen Tendenzen im HIRHAM5-SCM berechnet werden, sind im *Abschnitt 3.3* aufgeführt.

Vertikale Diskretisierung

Für die vertikale Diskretisierung verwendet das HIRHAM5-SCM, genauso wie das dreidimensionale HIRHAM5, ein sogenanntes σ - p -System (Eckermann, 2009 [24] oder Roeckner et al., 2003 [61]). Dazu wird die Atmosphäre in $Nlev$ nicht-äquidistante Schichten unterteilt, wobei das HIRHAM5 standardmäßig die Werte $Nlev \in \{19, 25, 31\}$ bietet. Zur feineren Auflösung der PBL verfügt die 25-Schichten-Version beispielsweise über 6 zusätzliche vertikale Modelllevel unterhalb von 922 hPa. Das HIRHAM5-SCM bietet neben der 19-Schichten-Version sogar die Möglichkeit, 60 vertikale Schichten zu verwenden. Dies führt zu einer noch höheren Auflösung der gesamten atmosphärischen Säule. Nicht nur die vertikale Auflösung nimmt mit dem Übergang auf $Nlev = 60$ zu, sondern auch die Höhe der modellierbaren Säule. Im Fall $Nlev = 19$ können atmosphärische Prozesse zwischen dem Erdboden und 10 hPa (entspricht etwa 25.9 km), dagegen bei $Nlev = 60$ zwischen Erdboden und 0.1 hPa (entspricht etwa 36.6 km) simuliert werden¹².

¹²Genaue Höhenangaben findet man im *Anhang C*.

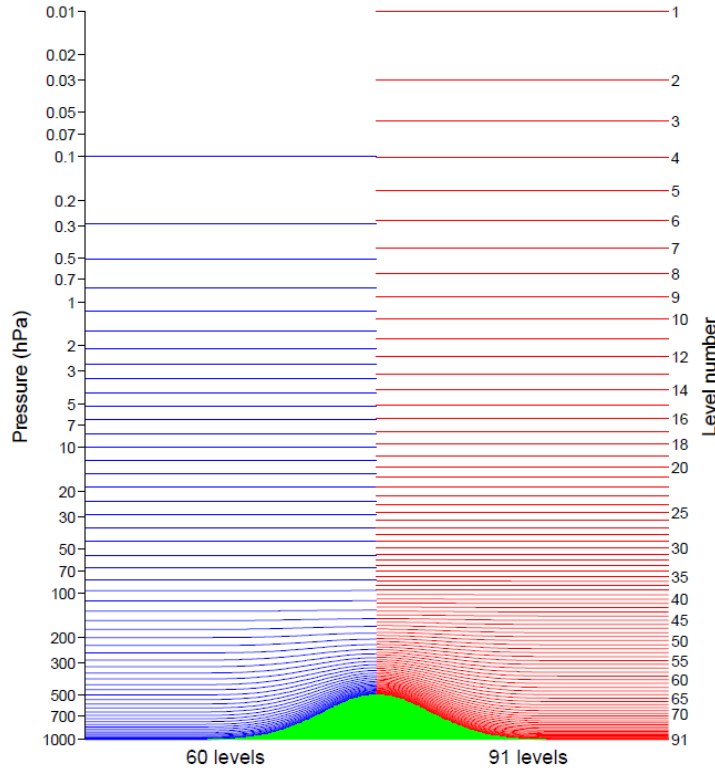


Abbildung 3.4: Volle Modelllevel p_k des HIRHAM5-SCM mit $Nlev = 60$ Schichten (blau) bzw. für hypothetische $Nlev = 91$ Schichten (rot), ohne (Ebene) und mit (Berg) Orographie sowie bzgl. eines Referenzluftdrucks von $p_0 = 1013.25$ hPa. *Quelle: www.ecmwf.int/products/changes/high_resolution_2005/#model_levels_L91*

Die Modellschichten hängen direkt mit dem Bodenluftdruck p_s zusammen, wobei sich der Druck an der jeweiligen unteren Schichtgrenze („halbe Modelllevel“) mittels

$$p_{k+1/2} = A_{k+1/2} + B_{k+1/2} p_s \quad (3.12)$$

berechnen lässt und $k = 0, 1, \dots, Nlev$ ist. $A_{k+1/2}$ (in Pa) und $B_{k+1/2}$ (dimensionslos) sind Konstanten, die so definiert werden, dass eine vertikale Koordinate η eingeführt werden kann, welche in Bodennähe dem Relief d. h. der Orographie folgt (analog zur σ -Koordinate), in großen Höhen allerdings in eine reine Druckkoordinate (konstante Druckwerte) übergeht und somit die Isobarenflächen als Kugelflächen darstellt. Da die gewählte Vertikalkoordinate sowohl vom Luftdruck p als auch vom Bodenluftdruck p_s abhängt, spricht man auch von einer vertikalen Hybridkoordinate $\eta = \eta(p, p_s)$, die eine monotone Funktion des Luftdrucks ist, d. h. dass für einen gegebenen Bodenluftdruck eine bijektive Abbildung zwischen η und p besteht. Die Werte der Vertikalkoordinate η für halbe Modelllevel bzgl. eines konstanten Referenzdrucks, der typischerweise dem Normaldruck $p_0 = 1013.25$ hPa entspricht, sind definiert via

$$\tilde{\eta}_{k+1/2} = \frac{A_{k+1/2}}{p_0} + B_{k+1/2} \quad . \quad (3.13)$$

$\tilde{\eta}_{k+1/2}$ ist das zugehörige vertikale Profil von $\eta_{k+1/2}$ -Werten für den Fall, dass $p_s = p_0$ gilt. Der Zusammenhang zwischen Vertikalkoordinate η an den unteren Schichtgrenzen und dem Bodenluftdruck p_s ist dann gegeben durch

$$\eta_{k+1/2} = \frac{A_{k+1/2}(\tilde{\eta}_{k+1/2})}{p_s} + B_{k+1/2}(\tilde{\eta}_{k+1/2}) \quad . \quad (3.14)$$

Dafür müssen die Werte der Konstanten $A_{k+1/2}$ und $B_{k+1/2}$ bzgl. der $\tilde{\eta}_{k+1/2}$ neu berechnet werden. Weiterhin gelten die Bedingungen $0 \leq A_{k+1/2}(\tilde{\eta}_{k+1/2}) \leq p$, $0 \leq B_{k+1/2}(\tilde{\eta}_{k+1/2}) \leq 1$ und $dB_{k+1/2}/d\tilde{\eta}_{k+1/2} \geq 0$.

Die Einführung einer solchen Koordinate ist rechentechnisch v. a. zur Parametrisierung der kurz- und langwelligen Strahlung erforderlich. Den Grenzfall einer reinen Sigma-Koordinate $\sigma = p/p_s$ erhält man, falls $A_{k+1/2} = 0$ in Gl. 3.12 erfüllt ist, wobei bei gleichzeitigem $B_{k+1/2} = 1$ die untere Randbedingung $\eta(p_s, p_s) = 1$ folgt. Umgekehrt ist der Grenzfall einer reinen Druckkoordinate gegeben, falls $B_{k+1/2} = 0$ ist und sich folglich für ein zusätzliches $A_{k+1/2} = 0$ die obere Randbedingung $\eta(0, p_s) = 0$ ergibt. Den Druck in der Mitte einer jeweiligen Schicht („volle Modelllevel“)

$$p_k = \frac{1}{2} (p_{k+1/2} + p_{k-1/2}) \quad (3.15)$$

erhält man schließlich durch die sukzessive Anwendung von Gl. 3.15 auf die ermittelten halben Modelllevel. Die Werte der Vertikalkoordinate auf vollen Modellleveln (Schichtmitte) bestimmt man mittels linearer Interpolation entsprechend

$$\eta_k = \eta_{k+1/2} + \frac{(p - p_{k+1/2})(\eta_{k+1/2} - \eta_{k-1/2})}{p_{k+1/2} - p_{k-1/2}}, \quad (3.16)$$

wobei $p_{k-1/2} \leq p \leq p_{k+1/2}$ gelten muss. In Abb. 3.4 ist die vertikale Anordnung der vollen Modelllevel für die Fälle $Nlev = 60$ und $Nlev = 91$ ohne (Ebene) und mit (Berg) Orographie veranschaulicht, aus der man erkennt, dass die PBL am Genausten aufgelöst wird. Eine entsprechende Berechnung der halben und vollen Druckschichten für $Nlev = 19$ und $Nlev = 60$ bezogen auf den Normaldruck $p_0 = 1013.25$ hPa wird tabellarisch in Anhang C zusammengefasst.

Zeitliche Diskretisierung

Im HIRHAM5-SCM wird ein explizites Euler-Vorwärts-Zeitschrittverfahren zur Berechnung der prognostischen Variablen zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ angewendet. Die explizite Euler-Vorwärts-Methode für eine beliebige, zeitabhängige Funktion $\psi(t)$ ergibt sich direkt aus dem Vorwärts-Differenzenquotient (Subskript „vor“)

$$\frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = \frac{\psi(t + \Delta t) - \psi(t)}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2] = \left(\frac{\partial \psi(t)}{\partial t} \right)_{\text{vor}} + O[(\Delta t)^2], \quad (3.17)$$

den man aus einer Taylorreihenentwicklung für $\psi(t + \Delta t)$ gewinnt. Diese Diskretisierung führt zu einem Fehler der Größenordnung $O[(\Delta t)^2]$. Deshalb zählt sie entsprechend ihrer Genauigkeit zu den Finite-Differenzen-Methoden 1. Ordnung (Strikwerda, 2004 [73]). Weil es im HIRHAM5-SCM aber keine eigene Modelldynamik gibt, es somit zu keinerlei atmosphärischen Wellenphänomenen kommt und nur ein Gitterpunkt betrachtet wird, ist diese Zeitdiskretisierung nicht an das Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) -Kriterium¹³ (Courant et al., 1928 [16]) gebunden. Insofern könnte der Zeitschritt Δt im Grunde beliebig klein gewählt werden. Für die Klimamodellierung sind aber möglichst große Zeitschritte wünschenswert, ohne dass die Modellergebnisse an Qualität verlieren. Um daher sicher zu gehen, dass das HIRHAM5-SCM stabil läuft und der Zeitschritt nicht zu groß ist, wurde willkürlich $\Delta t = 10$ min festgelegt. Wie sich im Kapitel 4 bestätigen wird, ist es trotzdem sinnvoll, die Auswirkungen eines veränderten Zeitschritts zu untersuchen, da dies die berechneten physikalischen Tendenzen beeinflusst. An dieser Stelle sei noch angemerkt, dass sich ein Modelllauf über 1 Jahr und 1 Monat erstreckt (01. August 2007 – 31. August 2008), um den Jahresgang simulieren zu können. In Bezug auf die Stabilität funktionierte dies erwartungsgemäß ohne Probleme.

Ist der Wert einer prognostischen Variable ψ_i^n zum Zeitpunkt $n\Delta t$ bekannt, so lässt sich der entsprechende Wert nach einem Zeitschritt $(n + 1)\Delta t$ letztendlich mittels

$$\psi_i^{n+1} = \psi_i^n + \Delta t \left(\frac{\partial \psi_i^n}{\partial t} \right)_{\text{phy}} \quad (3.18)$$

¹³Das CFL-Kriterium besagt vereinfacht ausgedrückt, dass umso größere Zeitschritte verwendet werden müssen, desto feiner die Maschenweite (höhere horizontale Gitterauflösung) des Modellgitters gewählt wird.

berechnen, wobei $n = 0, 1, 2, \dots$ ist. Wegen der im HIRHAM5-SCM nicht berechenbaren Dynamik ändert sich der Wert einer prognostischen Variable bei Nichtberücksichtigung der dynamischen Tendenzen zunächst lediglich durch die physikalische (diabatische) Tendenz bezogen auf den Zeitschritt Δt . Werden allerdings zusätzlich die dynamischen Tendenzen (siehe *Abschnitt 3.2.3*) berücksichtigt, so kann man *Gl. 3.18* folgendermaßen umformulieren

$$\psi_i^{n+1} = \psi_i^n + \Delta t \left(\frac{\partial \psi_i^n}{\partial t} \right)_{\text{tot}}, \quad (3.19)$$

wobei sich die Gesamttendenz entsprechend *Gl. 3.1* aus der dynamischen (adiabatischen) und der physikalischen (diabatischen) Tendenz zusammensetzt.

An dieser Stelle bietet es sich an, die im HIRHAM5-SCM standardmäßig verwendeten Zeitschritte zusammenzutragen, selbst wenn auf diese erst zu einem späteren Zeitpunkt genauer eingegangen wird. Der eigentliche Modellzeitschritt Δt bezieht sich in erster Linie auf die Berechnung der physikalischen Tendenzen. Die Berechnung des Strahlungstransfers ist allerdings sehr umfangreich, so dass dieser mit dem Zeitschritt Δt_{rad} (weniger häufig) ausgeführt wird. Des weiteren bedeutet Δt_{dyn} den Zeitschritt, der das Einlesen der dynamischen Tendenzen steuert. Diese eingelesenen Werte werden allerdings linear interpoliert, so dass jeweils ein Bruchteil mit dem Zeitschritt Δt aufaddiert wird (siehe *Abschnitt 3.2.3*). Und Δt_{out} legt schließlich den Zeitschritt für den Modell-Output fest (Ausgabe der prognostischen und diagnostischen Variablen). Die verschiedenen Zeitschritte sind in *Tab. 3.1* aufgelistet.

Name des Zeitschritts	Δt	Δt_{rad}	Δt_{dyn}	Δt_{out}
Zeit in min	10	120	180	360

Tabelle 3.1: Übersicht über die standardmäßig im HIRHAM5-SCM genutzten Zeitschritte. Hierbei bezeichnet Δt den eigentlichen Modellzeitschritt (Berechnung der physikalischen Tendenzen), Δt_{rad} den Zeitschritt für die Strahlungsberechnung, Δt_{dyn} den Zeitschritt, mit dem die dynamischen Tendenzen eingelesen werden, und Δt_{out} bezieht sich auf den Modell-Output.

Anfangs- und Randbedingungen

Bis hierhin sollte deutlich geworden sein, dass das HIRHAM5-SCM ein reines Atmosphärenmodell ist, das subgrid-skalige, physikalische Prozesse von der Erdoberfläche bis in eine Höhe von etwa 36.6 km ($N_{\text{lev}} = 60$) berechnen kann. Andererseits bedeutet dies, dass die Erdoberfläche mehr oder weniger nur als Randbedingung in die Simulation eingeht. Zur Initialisierung des Modells müssen zum einen die prognostischen Variablen mit Anfangswerten (z. B. ECMWF-Reanalysedaten) belegt werden, die gleichzeitig den oberen und unteren Randantrieb gewährleisten, zum anderen müssen am unteren Rand SST, Meereisbedeckung und -dicke, sowie Landeigenschaften (Oberflächentemperatur, Topografie) als Anfangsbedingungen vorgegeben werden. Dies wird durch die Antriebsdaten realisiert, die sich im HIRHAM5-SCM aus dem gewöhnlichen HIRHAM5 Klimatologie-Datensatz, der aus 12 Dateien (Januar–Dezember) besteht, sowie jeweils einer Rand- und SST-Datei für den Modellstart (01. August 2007, 00:00 Uhr) zusammensetzen. Rand- und SST-Datei basieren dabei, genauso wie die dynamischen Tendenzen, auf Reanalysedaten von ERA-Interim (siehe *Abschnitt 3.2.3*). Der Klimatologie-Datensatz beinhaltet beispielsweise Informationen über die Land-See-Maske, die Orographie und spezifische Bodenparameter (Wärmeleitfähigkeiten, Wärmekapazitäten, Bodenalbedo usw.), d. h. vorrangig Daten bzgl. Landpunkten, die unwesentlich für die Simulation der Atmosphäre über einer Eisscholle sind. Dennoch wird dieser Datensatz weiterhin verwendet, so dass das HIRHAM5-SCM unter Verwendung geeigneter Antriebsdaten und dynamischer Tendenzen auch über Landpunkten funktionsfähig wäre.

Während der Simulation werden die Eigenschaften der Erdoberfläche, d. h. Oberflächentyp (z. B.

Wasser- bzw. Eisoberfläche oder Waldgebiet), Oberflächenalbedo, Oberflächentemperatur und Bodenfeuchtigkeit entweder statisch beibehalten, aus vordefinierten Parametern berechnet oder zeitlich variabel angepasst. Die Eisdicke beispielsweise bleibt während des gesamten Modelllaufs konstant und zählt damit zu den statisch beibehaltenen Größen. Der Wert der Oberflächenalbedo wird für Temperaturen größer als -10 °C diagnostisch in Abhängigkeit vom momentanen Temperaturwert berechnet, also zeitlich variabel (Temperaturschwankungen) angepasst. Für tiefere Temperaturen ermittelt das Modell die Oberflächenalbedo allerdings über ein gewichtetes Mittel aus den vom Oberflächentyp abhängigen, konstanten Albedowerten und dem Anteil der dazugehörigen Oberflächentypen an der Erdoberfläche, d. h. letztlich mittels vordefinierter Parameter. Eine weitere Möglichkeit der zeitlichen Anpassung wäre die Neuinitialisierung der Oberflächenvariablen z. B. mit entsprechenden ECMWF-Reanalysedaten zu bestimmten Zeitschritten (Verwendung aktualisierter Rand- und SST-Dateien). Das HIRHAM5-SCM verfügt wie die 3D-Modellversion über ein 5-schichtiges Bodenmodell zwischen 0–10 m Tiefe. Befände sich die SCM-Säule über einem Landpunkt, so würden mit diesem Bodenmodell, durch Lösung der Wärmeleitungsgleichung, unter Ausnutzung der Bodenparameter (bleiben fixiert) aus dem Klimatologie-Datensatz, Wärmeflüsse im Boden berechnet werden, wobei der Wärmefluss am untersten Rand verschwindet. Eine möglicherweise auf dem Erdboden befindliche Schneeschicht würde ebenfalls berücksichtigt werden. Auch beim Eis bedeckten Ozean wird die Wärmeleitung durch das Eis bestimmt. Diesbezüglich wird eine separate Energiebilanzgleichung für die Oberflächentemperatur über Meereis gelöst. Der Meereisanteil (Meereisbedeckung) entspricht normalerweise dem Einlesewert der SST-Datei (Antriebsdaten), der sich während der Simulation nicht verändert. Zur korrekten Simulation der Bedingungen über der Eisscholle war diesbezüglich allerdings eine Einschränkung nötig (siehe *Abschnitt 3.2.4*).

3.2.3 Berechnung der dynamischen Tendenzen

Es gibt nur eine einzige Möglichkeit, die atmosphärische Dynamik, d. h. dynamische Prozesse in der Atmosphäre, die durch Advektion oder Druckgradient- und Corioliskraft hervorgerufen werden, in einem Säulenmodell wie dem HIRHAM5-SCM zu berücksichtigen und zwar durch die Verwendung von dynamischen Tendenzen. Diese können entweder aus Beobachtungsdaten (z. B. Radiosonden) oder aus Modelldaten eines GCMs abgeleitet werden. Bei Abegg, 1999 [1] wird gezeigt, dass dynamische Tendenzen für Temperatur- und Feuchteadvektion in einem SCM unerlässlich sind. Das HIRHAM5-SCM verwendet darüber hinaus dynamische Tendenzen für die horizontalen Windkomponenten u und v , die es ermöglichen sollen, die Bedingungen in der PBL realistischer zu beschreiben. Dynamische Tendenzen bewirken ein sogenanntes „dynamisches Forcing“, das dem SCM überhaupt erst realitätsnahe Modellergebnisse ermöglicht. Diese Tatsache wird sich in *Abschnitt 4.2.1* bestätigen.

Im HIRHAM5-SCM werden dynamische Tendenzen basierend auf ERA-Interim, womit der aktuellste ECMWF-Reanalyse-Datensatz bezeichnet wird, der sich direkt an ERA-40 anschließt, verwendet. Dieser Datensatz umfasst ein riesiges Archiv an Reanalysedaten für den Zeitraum 1989–heute, wobei die Daten mit einer horizontalen Auflösung von 1.5° erzeugt werden. Nähere Informationen zu ERA-Interim sind unter <http://www.ecmwf.int/research/era/do/get/era-interim> erhältlich. Wie bereits in *Abschnitt 3.2.1* angedeutet wurde, sollen die dynamischen Tendenzen der prognostischen Variablen $\psi \rightarrow T, q, u, v$ die HIRLAM-Dynamik der 3D-Modellversion ersetzen.

ERA-Interim stellt diese Tendenzen aber nicht direkt zur Verfügung. Stattdessen können lediglich 3-stündliche Gesamt Tendenzen dieser Variablen und deren physikalische Tendenz aus einem „Forecast-Lauf“, die 3-stündlich ausgegeben wird, heruntergeladen werden. Der Forecast-Lauf beginnt entweder um 00:00 Uhr oder um 12:00 Uhr. Sowohl Gesamt Tendenzen als auch physikalische Tendenzen von ERA-Interim sind für ein Gebiet $19.5^\circ\text{O} - 120^\circ\text{O}$ bzw. $79.5^\circ\text{N} - 90^\circ\text{N}$ beschafft worden, welches die gesamte NP-35-Trajektorie beinhaltet. Das Gebiet entspricht bei einer 1.5° -Auflösung 68 Längen und 8 Breiten also 544 Punkten des ECMWF-Modellgitters. Um die genannten Tendenzen im HIRHAM5-SCM sinnvoll zu nutzen, muss derjenige Punkt des Gebiets gewählt werden, der die mi-

nimalste Entfernung zur Position der SCM-Säule aufweist.

Die dynamischen Tendenzen werden im HIRHAM5-SCM alle 3 Stunden eingelesen (Δt_{dyn}). Das Problem bei den Tendenzen von ERA-Interim besteht darin, dass sie nur für $Nlev = 60$ verfügbar sind. Dies impliziert letztlich, dass die 19-Modelllevel-Version nicht mit dynamischen Tendenzen betrieben werden kann. Zudem handelt es sich bei den von ERA-Interim bereitgestellten physikalischen Tendenzen um akkumulierte Daten, wobei zu allem Überfluss eine 12-stündliche Neuinitialisierung des Forecast-Laufs stattfindet. Diese Umstände verkomplizieren die Sache, da zur Berechnung der dynamischen Tendenzen normalerweise eine simple Differenz aus jeweiliger Gesamttendenz und physikalischer Tendenz genügen würde. Hier ist dies allerdings nicht möglich, weil sich die betreffenden Tendenzen nicht auf dasselbe Zeitintervall beziehen.

Um dennoch dynamische Tendenzen aus den ERA-Interim-Daten zu generieren, ist zunächst die Differenz zweier aufeinander folgender Tendenz-Dateien entsprechend Gl. 3.20 zu bilden. D. h. dass die physikalischen Tendenzen beispielsweise des 06:00 Uhr-Ausgabezeitpunkts von denjenigen des 09:00 Uhr-Ausgabezeitpunkts abgezogen werden müssen, so dass die Tendenzen im Anschluss bzgl. eines 3-Stunden-Intervalls vorliegen. Bei jeder Neuinitialisierung gilt $step = 00:00$ Uhr (12:00 Uhr). Dieses Vorgehen ist sinnvoll, da die Gesamttendenzen $(\partial\psi_i/\partial t)_{\text{tot,ERA3h}}$ bereits von vorn herein 3-stündlich verfügbar sind.

$$\left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{phy,ERA3h}} = \left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{step+3h}} - \left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{step}} \quad (3.20)$$

Die sich somit auf dasselbe Zeitintervall beziehenden physikalischen Tendenzen $(\partial\psi_i/\partial t)_{\text{phy,ERA3h}}$ können nun von den Gesamttendenzen subtrahiert werden (Gl. 3.21), womit brauchbare dynamische Tendenzen berechnet wären aber nicht in dieser Form genutzt werden.

$$\left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{dyn}} = \left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{tot,ERA3h}} - \left(\frac{\partial\psi_i}{\partial t}\right)_{\text{phy,ERA3h}} \quad (3.21)$$

Es hat sich nämlich herausgestellt, dass bei den physikalischen Tendenzen von ERA-Interim größere „Sprünge“ in den Datenfeldern auftreten, die mit der 12-stündlichen Neuinitialisierung verbunden sind. Dadurch kann es z. B. in den Temperaturtendenzen durchaus zu Temperaturdifferenzen von 10–20 K kommen. Aus diesem Grund wird eine lineare Interpolation durchgeführt. Dazu wird der eingelesene Wert der dynamischen Tendenz durch die Anzahl von Zeitschritten geteilt, die bei einem gegebenen Δt drei Stunden entspricht und der sich ergebende Wert in jedem Zeitschritt zur berechneten physikalischen Tendenz von T , q , u und v aufaddiert.

3.2.4 Modellannahmen und Vereinfachungen

Ein Hauptanliegen bei der Entwicklung des HIRHAM5-SCM war es, die atmosphärische Säule über einer Eisscholle so realistisch wie möglich simulieren zu können. Jedes Klimamodell muss mit Beobachtungsdaten verglichen werden, um die Güte der berechneten Modelldaten abschätzen zu können. In diesem Fall geht es v. a. darum, Messdaten der NP-35-Drift-Expedition (siehe Abschnitt 4.2.2) reproduzieren zu können. Da die entsprechenden Datensätze auf einer im Arktischen Ozean treibenden Eisscholle ermittelt wurden, ist es notwendig, dem Modell bereits zu Beginn der Simulation mitzuteilen, dass sich deren SCM-Säule über einer solchen befindet. Die Meereisbedeckung, d. h. der Anteil der Ozeanoberfläche, der von Meereis bedeckt ist, wird normalerweise mit einem aus der SST-Datei eingelesenen Anfangswert initialisiert. Die Realisierung der Eisscholle im HIRHAM5-SCM besteht einfach darin, die Meereisbedeckung nach dem Einlesen der Antriebsdaten auf den Wert 1 zu setzen. Dieser Wert bleibt während der gesamten Simulation konstant, so dass sich die SCM-Säule zu jeder Zeit über einer Eisscholle befindet.

Wegen der fehlenden Kopplung an ein Ozeanmodell bleiben sowohl die Meereisbedeckung als auch die bereits im Abschnitt 3.2.2 angesprochene Meereisdicke (2 m) während des gesamten Modelllaufs

konstant. Würde man die Variation der Meereisbedeckung simulieren wollen, müsste man entweder das in regelmäßigen Zeitabständen stattfindende Einlesen aktualisierter SST-Dateien (analog zur Initialisierungsdatei) gewährleisten oder man benutzt stattdessen ein Ozeanmodell, das die SST selbst berechnet und daraus Meereisbedeckung und -dicke bestimmen kann.

Aus den reduzierten primitiven Gleichungen des HIRHAM5-SCM geht unmittelbar hervor, dass ein Säulenmodell die vertikale Windgeschwindigkeit nicht diagnostizieren kann (vgl. z. B. Gl. 3.10). Das liegt einfach daran, dass es sich hier um eine dynamisch zu behandelnde Größe handelt. Üblicherweise berechnet man die Vertikalgeschwindigkeit ω (p -System) mittels einer vertikalen Integration der Kontinuitätsgleichung von der Erdoberfläche bis in eine Referenzhöhe z . Hierzu sind allerdings die Gradienten der horizontalen Windkomponenten $\partial u/\partial x$ und $\partial v/\partial y$ notwendig, die sich mit einem 1D-Modell verständlicherweise nicht berechnen lassen und identisch Null sind. Dennoch wurden Testläufe mit einer höhenunabhängigen, konstanten Vertikalgeschwindigkeit¹⁴ von $\omega = -100$ Pa/s durchgeführt, die einem ziemlich beträchtlichen Aufwind entspricht, wenn man bedenkt, dass typische vertikale Windgeschwindigkeiten eine Größenordnung von $w \sim 10^{-2}$ m/s bzw. $\omega \sim 10^{-3}$ hPa/s (Kraus, 2004 [42]) haben. Jedenfalls stellte sich heraus, dass die vertikale Windgeschwindigkeit unter arktischen Bedingungen zu vergleichsweise geringen Änderungen in den physikalischen Tendenzen führt. Aus diesem Grund wird die Vertikalgeschwindigkeit im HIRHAM5-SCM komplett vernachlässigt, d. h. dass während der gesamten Simulation $\omega = 0$ gilt.

3.3 Physikalische Parametrisierungen

Atmosphärische Prozesse, die unterhalb des räumlichen Auflösungsvermögens des Modells liegen (subgrid-skalige Prozesse) oder deren genaue Abläufe noch unzureichend verstanden sind, müssen in den primitiven Gleichungen parametrisiert werden. Damit ist gemeint, dass eine prognostische Berechnung dieser Prozesse nicht möglich ist. Stattdessen können diese lediglich diagnostisch über eine empirische oder physikalische Beziehung zu im Modell berechneten, mittleren Variablen quantifiziert werden. Beispielsweise müssen Reibungs- und Quellterme, die im (reduzierten) primitiven Gleichungssystem auftreten, parametrisiert werden, womit letztlich die sogenannte Schließung gewährleistet wird. Tab. 3.2 gibt einen Überblick sowohl über die prognostischen Variablen als auch über diejenigen Prozesse, die innerhalb des HIRHAM5-SCM und seines 3D-Pendants parametrisiert werden. Wie diese Tabelle zeigt, existiert eine Parametrisierung für den Impulstransport durch Schwerewellen, die allerdings nicht verwendet wird.

prognostische Variablen	<ul style="list-style-type: none"> • horizontale Windkomponenten u und v • Temperatur T • spezifische Luftfeuchtigkeit q • Bodenluftdruck p_s • Wolkenwassergehalt q_l • Wolkeneisgehalt q_i
parametrisierte (subgrid-skalige) Prozesse	<ul style="list-style-type: none"> • kurz- und langwelliger Strahlungstransfer • Cumuluskonvektion • stratiforme Wolkenbedeckung inkl. Wolkenmikrophysik • vertikale Diffusion, d. h. vertikaler turbulenter Austausch in der PBL • Meeresoberflächen-Meereis-Prozesse • Landoberflächenprozesse • Impulstransport durch Schwerewellen

Tabelle 3.2: Zusammenfassung der prognostischen Variablen und subgrid-skaligen, parametrisierten Prozesse im HIRHAM5-SCM, wobei dies gleichermaßen für das HIRHAM5 gilt.

¹⁴Die vertikalen Windgeschwindigkeiten im z - und p -System sind entsprechend der statischen Grundgleichung über die Beziehung $\omega \approx -\rho g w$ verknüpft, wobei ρ die Luftdichte und g die Erdbeschleunigung bezeichnen.

Die in den *reduzierten primitiven Gln. 3.4 – 3.11* auftretenden Reibungs- und Quellterme werden in folgender Art und Weise von den in *Tab. 3.2* aufgelisteten ECHAM5-Parametrisierungen beeinflusst, wobei $u_j = u, v$ und $q_j = q, q_1, q_i$ bedeuten:

$$P_{u_j} = \left(\frac{\partial u_j}{\partial t} \right)_{\text{vdiff}} \quad (3.22)$$

$$P_T = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{vdiff}} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{rad}} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{cuc}} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{stc}} \quad (3.23)$$

$$P_{q_j} = \left(\frac{\partial q_j}{\partial t} \right)_{\text{vdiff}} + \left(\frac{\partial q_j}{\partial t} \right)_{\text{cuc}} + \left(\frac{\partial q_j}{\partial t} \right)_{\text{stc}} \quad (3.24)$$

Im Endeffekt setzt sich der jeweilige Schließungsterm additiv aus den lokalen zeitlichen Änderungen der entsprechenden Modellvariable infolge der im Modell parametrisierten, physikalischen Prozesse zusammen. Die verwendeten Subskripte stehen für die vertikale Diffusion „vdiff“, für den Strahlungstransfer „rad“, für die Cumuluskonvektion „cuc“ und für die stratiforme Wolkenbedeckung „stc“, die die großskalige Kondensation beschreibt. Im Folgenden werden die einzelnen Parametrisierungen mehr oder weniger ausführlich beschrieben, wobei der Fokus auf der stratiformen Wolkenbedeckung liegt. Landoberflächenprozesse sowie Meeresoberflächen-Meereis-Prozesse sind bereits kurz im Unterabschnitt „Anfangs- und Randbedingungen“ des *Abschnitts 3.2.2* angesprochen worden. Weiterführende Informationen können z. B. Roeckner et al., 2003 [61] entnommen werden.

3.3.1 Strahlung

Der Netto-Strahlungsfluss $F_{\text{rad}} = F_{\text{SW}} + F_{\text{LW}}$ setzt sich additiv aus einem kurzwelligigen und langwelligigen Strahlungsfluss zusammen, welche getrennt voneinander parametrisiert und berechnet werden. Aufgrund des enormen Rechenaufwandes wird die Strahlungsroutine mit einem festgelegten Zeitschritt von $\Delta t_{\text{rad}} = 2 \text{ h}$ ausgeführt. Um den Strahlungstransfer zum Zeitpunkt t_{rad} berechnen zu können, sind die Profile der Volumen-MVs¹⁵ r_n aller Absorber und das der Temperatur T vom vorherigen Zeitschritt $t_{\text{rad}} - \Delta t$ erforderlich. Für die kurzwelligigen Strahlungsflüsse wird ein effektiver solarer Zenitwinkel θ_Z^{eff} benutzt, der eine Korrektur für große solare Zenitwinkel ($\theta_Z \rightarrow 90^\circ$) bewirkt. Dadurch kann die Krümmung der Erdatmosphäre und dessen Einfluss auf die optische Weglänge des direkten Sonnenstrahls in Bezug auf eine planparallele Atmosphäre berücksichtigt werden, wobei von Höhenabhängigkeiten und Lichtbrechung abgesehen wird. Die Korrektur ist v. a. deshalb notwendig, um nicht negative Strahlungsflüsse in Gebieten zu gewährleisten, die während des Strahlungs-Zeitintervalls von der Tag/Nacht Schattengrenze durchquert werden. Während die resultierenden LW-Flüsse über das gesamte Strahlungs-Zeitintervall Δt_{rad} konstant gehalten werden, kommt es zu einer Korrektur der SW-TOA-Flüsse

$$F_{\text{LW}}(t_{\text{rad}} \leq t < t_{\text{rad}} + \Delta t_{\text{rad}}) = F_{\text{LW}}(t_{\text{rad}}) \quad (3.25)$$

$$F_{\text{SW}}(t_{\text{rad}} \leq t < t_{\text{rad}} + \Delta t_{\text{rad}}) = F_{\text{SW}}(t_{\text{rad}}) \cdot \frac{F_{\text{SW}}^0(t, \theta_Z)}{F_{\text{SW}}^0(\theta_Z^{\text{eff}})} \quad (3.26)$$

Diese Korrektur bezieht sich auf die lokale Änderung der solaren Einstrahlung, die bereits in *Gl. 2.5* definiert wurde. Die strahlungsbedingte Aufheizrate innerhalb einer Gitterzelle

$$Q_{\text{rad}} = \left(\frac{\Delta T}{\Delta t} \right)_{\text{rad}} = -\frac{g}{c_p} \frac{F_{\text{rad}}^{\text{bot}} - F_{\text{rad}}^{\text{top}}}{p^{\text{bot}} - p^{\text{top}}} = -\frac{g}{c_p} \frac{\Delta F_{\text{rad}}}{\Delta p} \quad (3.27)$$

berechnet sich aus den Netto-Strahlungsflüssen an deren oberen (Superskript „top“) und unteren (Superskript „bot“) Rand, wobei diese Definition für das p -System gilt. Hierbei bedeuten g die Erdbeschleunigung und c_p die spezifische Wärmekapazität für feuchte Luft.

¹⁵Der Subskript „n“ steht für die Summenformel des sich in der Luft befindlichen Gases.

Zur korrekten Modellierung des Netto-Strahlungstransfers inkl. des natürlichen Treibhauseffekts ist die Kenntnis der atmosphärischen Zusammensetzung unabdingbar. Während Wasserdampf, Wolkenwasser und Wolkeneis prognostische Modellvariablen darstellen, ist die horizontale Wolkenbedeckung, die den kurz- und langwelligen Strahlungstransfer massiv beeinflusst, eine diagnostische Variable (siehe *Abschnitt 3.3.3*). Diese wolken-spezifischen Variablen sind somit räumlich und zeitlich variierende Größen.

In der Modellatmosphäre befinden sich außer dem H₂O-Dampf die folgenden Spurengase: O₃, CO₂, CH₄, N₂O, CO und O₂. Mit Ausnahme des Ozons werden diese in der Standard-ECHAM5-Version mit einem konstanten Volumen-MV definiert und daher als homogen durchmischte Gase (*UMG*¹⁶) zusammengefasst. Einige Defaultwerte der Volumen-MVs lauten folgendermaßen: $r_{\text{CO}_2} = 348$ ppmv, $r_{\text{CH}_4} = 1.65$ ppmv und $r_{\text{N}_2\text{O}} = 306$ ppbv. Außerdem werden die FCKW-Typen 11 und 12 berücksichtigt, die auch homogen verteilt sind und für die $r_{\text{FCKW-11}} = 0.280$ ppbv bzw. $r_{\text{FCKW-12}} = 0.484$ ppbv gewählt wird. Das O₃ wird durch eine Klimatologie (Datensatz) vorgeschrieben, die vollkommen auf Beobachtungsdaten für den Zeitraum 1980–1991 beruht. Für jeden Monat des Jahres beinhaltet die Klimatologie zonal gemittelte Ozonwerte bezogen auf 19 Druckschichten zwischen 1000 hPa und 0.3 hPa. Im Endeffekt kann eine Klimatologie für das Volumen-MV $r_{\text{O}_3}^{\text{klim}}(t_{\text{rad}})$ abgeleitet werden, welche auf die wirkliche Anzahl der im Modell verwendeten vertikalen Schichten interpoliert wird. Insofern ändert sich das O₃ in Raum und Zeit.

Aerosolverteilungen werden ebenfalls anhand einer Klimatologie vorgeschrieben, die auf Tanre et al., 1984 [75] beruht. Diese Klimatologie unterscheidet zwischen zeitunabhängigen räumlichen Verteilungen der optischen Dicke bezogen auf Meeres- (Subskript „s“), Land- (Subskript „l“), Stadt- (Subskript „u“) bzw. Wüstengebiete (Subskript „d“) und gut durchmischte troposphärische und stratosphärische Hintergrundaerosole. Die *räumlich variierenden Aerosole* werden durch eine maximale optische Dicke $\tau_{s,l,u,d}^{\text{max}}$, normalisierte horizontale Verteilungen des Volumen-MV $r_{s,l,u,d}$, die auf der Grundlage von Spektralverteilungen mit einer Auflösung von T10 bestimmt werden, normalisierte vertikale Integrale $R_{s,l,u,d}(p)$ und einen Faktor $x_{ts}(p, T)$ zur Unterscheidung von Tropo- und Stratosphäre beschrieben. Die optische Dicke in einer Schicht kann mittels *Gl. 3.28* berechnet werden, wobei alle dafür benötigten Größen und Parameter mit aufgeführt sind.

$$\tau_{s,l,u,d} = (1 - x_{ts}) \tau_{s,l,u,d}^{\text{max}} [R_{s,l,u,d}(p^{\text{bot}}) - R_{s,l,u,d}(p^{\text{top}})] \quad (3.28)$$

$$R_{s,l,u,d}(p) = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{h_{s,l,u,d}}; \quad h_{s,l,u} = \frac{H}{1000 \text{ m}}; \quad h_d = \frac{H}{3000 \text{ m}}; \quad H = 8434 \text{ m}$$

$$\tau_{s,l,u,d}^{\text{max}} = 0.05, 0.2, 0.1, 1.9; \quad x_{ts}(p, T) = \begin{cases} 1 & \text{Strato- und Mesosphäre} \\ \left(\frac{T_{\text{tr}}}{T}\right)^{30} & \text{Troposphäre} \end{cases}$$

Dabei bezeichnen H die mittlere Höhe der Troposphäre und T_{tr} die lokale Temperatur an der Tropopause, die definiert wird als das Modelllevel, in dem das Temperaturgefälle sein Vorzeichen wechselt (Temperaturinversion an der Tropopause), wobei sich dieses Level unterhalb von 10 hPa befinden muss. Der mit 30 relativ hohe Wert des Exponenten führt zu einer raschen Abnahme $x_{ts} \rightarrow 0$ für steigende troposphärische Temperaturen.

In der Tropo- und Stratosphäre befindliche *Hintergrundaerosole* werden durch ihre optische Dicke pro Luftmasse und den Troposphären-Stratosphären-Unterscheidungsfaktor x_{ts} charakterisiert. Die optische Dicke der Hintergrundaerosole für Troposphäre (Subskript „trbg“) und Stratosphäre (Subskript „stbg“) lässt sich mit der *Gl. 3.29a* bzw. *Gl. 3.29b* ermitteln, wobei die darin auftauchenden

¹⁶engl.: uniform mixed gases

Parameter wiederum mit aufgelistet sind.

$$\tau_{\text{trbg}} = (1 - x_{\text{ts}}) \frac{\tau_{\text{trbg}}^{\text{max}}}{p_{\text{tropo}}} \Delta p; \quad \tau_{\text{trbg}}^{\text{max}} = 0.03; \quad p_{\text{tropo}} = 1013.25 \text{ hPa} - 193.30 \text{ hPa} \quad (3.29a)$$

$$\tau_{\text{stbg}} = x_{\text{ts}} \frac{\tau_{\text{stbg}}^{\text{max}}}{p_{\text{strato}}} \Delta p; \quad \tau_{\text{stbg}}^{\text{max}} = 0.045; \quad p_{\text{strato}} = 193.30 \text{ hPa} \quad (3.29b)$$

Diese Aerosol-Klimatologie dient ausschließlich der Strahlungsberechnung und wird nicht in die Wolkenmikrophysik einbezogen. Daher kann der direkte Aerosol-Effekt simuliert werden, während der indirekte Aerosol-Effekt unberücksichtigt bleibt.

Solare Strahlung

Die Parametrisierung der SW-Strahlung hat sich im Vergleich zum ECHAM4 nur geringfügig verändert, so dass die wichtigste Neuerung in einer Erhöhung der Anzahl verwendeter Spektralbanden besteht. Das im ECHAM5 enthaltene Schema zur Berechnung des SW-Strahlungstransfers ist von Fouquart und Bonnel, 1980 [28] entwickelt und im Prinzip aus dem IFS¹⁷ Modell des ECMWF im Zyklus 23 Version 1 (CY23R1¹⁸) übernommen worden.

Es nutzt einerseits die Eddington-Approximation zur Integration über Zenitwinkel θ_z und Azimutwinkel¹⁹ ϕ_A , um die Strahlungsflüsse durch den unteren und oberen Rand der Gitterzellen zu erhalten und andererseits die Delta-Eddington-Approximation zur Berechnung des Reflexionsvermögens einer Modellschicht. Das SW-Strahlungsschema berücksichtigt Rayleigh-Streuung und gasartige (molekulare) Absorption sowohl für die räumlich und zeitlich veränderlichen Gase H₂O und O₃ als auch für die *UMG*. Des weiteren wird die Streuung und Absorption durch Aerosole und Wolkenpartikel berechnet. Wechselwirkungen zwischen Streu- und Absorptionsprozessen werden zwar für H₂O und die *UMG* berücksichtigt aber nicht für Ozon, denn dessen dominierender Absorptionseffekt ist bekanntlich in der Stratosphäre zu finden, wo Streuung infolge der geringen Luftdichte und Aerosolkonzentration vernachlässigt werden kann.

Verglichen mit der ECHAM4-Parametrisierung hat sich die Anzahl verwendeter Spektralbanden von 2 auf 4 verdoppelt. Wie *Tab. 3.3* zeigt, deckt Bande 1 den sichtbaren (VIS) und ultravioletten (UV) Wellenlängenbereich des Lichtspektrums ab. Im Gegensatz dazu teilen Bande 2, Bande 3 und Bande 4 den nahen infraroten (nahes IR) Wellenlängenbereich in drei Abschnitte auf. Aufgrund der höheren Auflösung des nahen IR-Bereichs durch nunmehr drei statt einer Bande kann den Wellenlängenabhängigkeiten der optischen Eigenschaften von Wolkenpartikeln und Aerosolen besser Rechnung getragen werden. Die solare Einstrahlung an der TOA, hier speziell in Form der im ECHAM5 mit

Bande	λ [μm]	Bezeichnung	$S_{0,b}$ [%]	gasartige Absorption
b = 1	0.25 – 0.69	VIS + UV	45.9760	H ₂ O, O ₃
b = 2	0.69 – 1.19	nahes IR	32.6158	H ₂ O, <i>UMG</i>
b = 3	1.19 – 2.38	nahes IR	18.0608	H ₂ O, <i>UMG</i>
b = 4	2.38 – 4.00	nahes IR	3.3474	H ₂ O, <i>UMG</i> , O ₃

Tabelle 3.3: Zuordnung der solaren Spektralbanden bzgl. Spektralintervall mit zugehöriger Bezeichnung, prozentualem Anteil an der Solarkonstante und entsprechenden molekularen Absorbern, wobei *UMG* = CO₂ + N₂O + CO + CH₄ + O₂ die homogen vermischten Gase bezeichnet. *Diese Tabelle entspricht Tabelle 11.1 in Roeckner et al., 2003 [61].*

¹⁷Integrated Forecast System

¹⁸engl.: cycle 23 release 1

¹⁹Damit ist der Horizontalwinkel gemeint, der sich auf ein azimutales Koordinatensystem bezieht. Der Horizont wird dabei von Süd 0° beginnend über West, Nord und Ost in 360° eingeteilt. Das Zenit liegt direkt über dem Betrachter, und die Azimut- oder auch Drehachse steht stets senkrecht zur Erdoberfläche (vgl. auch *Abb. 2.3(b)*).

$S_0 = 1365 \text{ W/m}^2$ definierten Solarkonstante, wird entsprechend Spalte 4 in *Tab. 3.3* auf die vier Banden aufgeteilt. Wechselwirkungen zwischen Streuprozessen und gasartiger Absorption finden nur in den nahen IR-Banden Berücksichtigung und werden stattdessen in der VIS+UV-Bande komplett vernachlässigt.

Die Eigenschaften von Wolken in Bezug auf die Einfachstreuung kurzwelliger Strahlung werden auf der Basis von Mie-Berechnungen bestimmt, wobei idealisierte Größenverteilungen sowohl für Wolkentröpfchen als auch für kugelförmige Wolkeneiskristalle verwendet werden (Rockel et al., 1991 [58]). Für jedes der 4 Spektralintervalle (vgl. *Tab. 3.3*) werden Reihenentwicklungen („polynomial fits“) angewendet, die es erlauben, die jeweiligen Eigenschaften der Einfachstreuung als Funktionen der effektiven Radien für Wolkentropfen R_{el} bzw. Wolkeneiskristalle R_{ei} auszudrücken, welche jeweils in Termen des Wolkenwasser-MV bzw. Wolkeneis-MV parametrisiert werden.

Im Folgenden wollen wir die optischen Wolkeneigenschaften noch etwas genauer betrachten, wobei die erste Schwierigkeit darin besteht, die effektiven Radien R_{el} bzw. R_{ei} zu bestimmen. Für flüssige Wolkentröpfchen wird eine empirische Beziehung (Johnson, 1993 [38]) benutzt

$$R_{el} = \left(\frac{3 \rho r_1}{4\pi \kappa N_1 \rho_w} \right)^{1/3} . \quad (3.30)$$

Darin stehen ρ für die Dichte der Luftschicht, r_1 für das Wolkenwasser-MV, N_1 für die Anzahldichte flüssiger Wolkentröpfchen und $\rho_w = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ für die Dichte von Wasser. Innerhalb der PBL ist $N_1 = 220 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$ ($80 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$) über Land- (bzw. Meeresgebieten) und nimmt darüber in beiden Fällen exponentiell bis zu einem Wert von 50 m^{-3} ab. Weiterhin ist $\kappa = 0.67$ (0.80) ein Parameter, der in Abhängigkeit von kontinentalen (maritimen) Wolken definiert wird. Typischerweise beträgt die Größenordnung dieses effektiven Radius $R_{el} \sim 10 \text{ }\mu\text{m}$. Die effektive Größe von Eiskristallen wird entsprechend Moss et al., 1996 [50] folgendermaßen parametrisiert

$$R_{ei} = a_5 (10^3 \rho r_1)^{b_5} . \quad (3.31)$$

Die Werte der Parameter, die denen in Roeckner et al., 2003 [61] entsprechen, lauten $a_5 = 83.8$ bzw. $b_5 = 0.216$ und r_1 ist das Wolkeneis-MV. Typische Werte für den effektiven Eiskristall-Radius liegen im Bereich von $R_{ei} \sim 100 \text{ }\mu\text{m}$.

Optische Dicke, Einfachstreu-Albedo²⁰ und Asymmetriefaktor²¹ werden für alle 4 Spektralbereiche ermittelt. Dazu berechnet das Schema zunächst die entsprechenden Beiträge des Wasser- und Eisanteils getrennt und kombiniert diese anschließend, um die resultierenden, kurzwelligen, optischen Wolkeneigenschaften zu erhalten. Die optische Dicke wird entsprechend *Gl. 3.32* bestimmt, wobei sich die Subskripte „l,i“ auf die flüssige und feste Wasserphase beziehen. Die Konstanten a_0 und a_1 hängen sowohl vom Spektralbereich als auch von der Wasserspezies (flüssiges Wasser oder Eis) ab, und XWP bezeichnet das in einer bestimmten Modellschicht befindliche vertikal integrierte Wolkenwasser (LWP - Liquid Water Path) bzw. Wolkeneis (IWP - Ice Water Path), welches jeweils die Einheit g m^{-2} hat.

$$\tilde{\tau}_{l,i} = a_0 R_{el,i}^{a_1} \text{XWP} \quad (3.32)$$

$$\tilde{\omega}_{l,i} = \sum_{n=0}^2 b_n (\log R_{el,i})^n \quad (3.33)$$

$$\tilde{\gamma}_{l,i} = \sum_{n=0}^4 c_n (\log R_{el,i})^n \quad (3.34)$$

²⁰Die Einfachstreu-Albedo ist definiert als Verhältnis aus Streuquerschnitt und Extinktionsquerschnitt (Streuung plus Absorption), d. h. $\tilde{\omega} = \sigma_s / (\sigma_s + \sigma_a)$. Sie beschreibt den Anteil der Streuung an der Extinktion. Daher ist $\tilde{\omega} = 1$ gleichbedeutend mit energieerhaltender Rayleigh-Streuung.

²¹Der Asymmetriefaktor ist das erste Moment der Streuphasenfunktion.

Für die Einfachstreu-Albedo und den Asymmetriefaktor werden die Parametrisierungen in Gl. 3.33 bzw. Gl. 3.34 verwendet. Wiederum sind die b_n und c_n abhängig von Wasserspezies und Spektralbereich und können zusammen mit den a_n in den Tabellen 11.2–11.5 bei Roeckner et al., 2003 [61] nachgeschlagen werden.

Die in Abschnitt 3.3.3 beschriebene Wolkenbedeckung C kann als 3D-Wolkenbedeckung aufgefasst werden, denn die Elemente dieses eindimensionalen Feldes beschreiben nichts anderes als die partielle Wolkenbedeckung der jeweiligen Modellschichten $j = 1, 2, \dots, Nlev$. D. h. C_j spiegelt den Wolkenanteil in der j -ten Modellschicht wider. Für die Strahlungsberechnung ist aber eher die Gesamtwolkenbedeckung C^{tot} innerhalb einer atmosphärischen Säule von Interesse, die vereinfacht ausgedrückt Auskunft darüber gibt, welcher Anteil des Himmels vom Erdboden aus betrachtet von Wolken bedeckt ist. Diese auch als 2D-Wolkenbedeckung bezeichnete Größe wird im Modell iterativ mittels einer „Maximum-Random Overlap Assumption“²² berechnet. Sei C_j^{tot} die überlappende Bewölkung an der Unterseite der Modellschicht j , dann kann die Gesamtwolkenbedeckung in der direkt darunter liegenden Schicht mit der Beziehung

$$C_{j+1}^{tot} = \begin{cases} 1 - (1 - C_{j+1}) \cdot \frac{1 - C_{j+1}}{1 - C_j^{tot}} & C_{j+1} > C_j^{tot} \\ 1 - (1 - C_{j+1}) & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.35)$$

ermittelt werden. Unter Verwendung dieser Iterationsvorschrift ist die Berechnung des SW-Strahlungstransfers bis zu einer bestimmten Modellschicht j möglich, wobei der Einfluss darüber liegender Wolken einkalkuliert wird. Die eigentliche Gesamtwolkenbedeckung ergibt sich aber aus

$$C^{tot} = 1 - \prod_{j=1}^{Nlev} \frac{1 - \text{MAX}(C_j, C_{j+1})}{1 - \text{MIN}(C_j^{tot}, C_{krit})} \quad , \quad (3.36)$$

wobei der Parameter $C_{krit} = 1 - 1 \cdot 10^{-12}$ die Division durch Null verhindert und der zufällige Wolkenüberlapp durch das Produkt generiert wird.

Die Berechnung des Transmissions- bzw. Reflexionsvermögens quer durch eine vertikale Säule wird in zwei separate Teilberechnungen, nämlich zum einen für den wolkenlosen, und zum anderen für den bewölkten Abschnitt einer Gitterzelle, aufgespalten. Für den abwärts gerichteten Strahlungsfluss wird der tatsächliche optische Weg in jeder Gitterzelle mittels des solaren Zenitwinkels, bezogen auf die dem direkten Sonnenstrahl ausgesetzten Fläche, berechnet. Bezieht man sich auf die Fläche, die mit dem diffusen Strahlungsfluss verbunden ist, ist zusätzlich der Diffusivitätsfaktor $f_{diff} = 1.66$ zu beachten. Letztgenannte Fläche ist von der Rayleigh- und Aerosolstreuung und nur im bewölkten Teil der Säule zusätzlich von der Streuung durch Wolkenpartikel in den darüber liegenden Schichten abhängig. Zur Berechnung dieser, mit dem diffusen Fluss assoziierten Fläche, wird die eben besprochene „Maximum-Random Overlap Assumption“ angewendet. Bei aufwärts gerichteten Strahlungsflüssen muss der optische Weg lediglich durch den Diffusivitätsfaktor f_{diff} erhöht werden. Für den bewölkten Anteil einer Modellschicht j benutzt das SW-Strahlungsschema eine effektive Wolkenbedeckung

$$\tilde{C}_j^{tot} = \frac{C_j^{tot}}{C^{tot}} \quad , \quad (3.37)$$

die sich auf die Gesamtwolkenbedeckung der Säule (Gl. 3.36) bezieht. Die kombinierten Transfereigenschaften des wolkenlosen und -bedeckten Anteils der jeweiligen Modellschicht erhält man letztlich durch Wichtung der entsprechenden Transmission \tilde{T} und Reflexion \tilde{R} bezogen auf die effektive

²²Diese Annahme besagt, dass sich die Bewölkung zweier oder mehrerer direkt untereinander liegender Modellschichten maximal überlappt. Dies bedeutet, dass sich die totale Wolkenbedeckung einfach aus dem Maximalwert der horizontalen Wolkenbedeckung in Bezug auf die betrachtete Schichtsequenz ergibt. Liegen allerdings eine oder mehrere wolkenfreie Modellschichten dazwischen, dann kommt die Überlappung rein zufällig zustande. Die maximale Überlappung bezieht sich dementsprechend auf Wolken mit einer mehr oder minder großen Vertikalerstreckung, und der zufällige Überlapp soll das Zusammenspiel verschiedener Wolkenschichten in unterschiedlichen Höhen erfassen.

Wolkenbedeckung:

$$\tilde{T}_j^{\text{bot}} = \tilde{C}_j^{\text{tot}} T_j^{\text{cd}} + (1 - \tilde{C}_j^{\text{tot}}) T_j^{\text{cs}} \quad (3.38a)$$

$$\tilde{R}_j^{\text{top}} = \tilde{C}_j^{\text{tot}} R_j^{\text{cd}} + (1 - \tilde{C}_j^{\text{tot}}) R_j^{\text{cs}} \quad (3.38b)$$

Die Indizes „cd“ und „cs“ beziehen sich auf bewölkte bzw. wolkenlose Bedingungen. Im Prinzip erhält man die abwärts bzw. aufwärts gerichteten solaren Strahlungsflüsse aus diesen Transmissionen bzw. Reflexionen, die sich auf den unteren bzw. oberen Rand der einzelnen Modellschichten beziehen. In diesem Zusammenhang wird für den Streuanteil (bei Rayleigh-Streuung ausschließlich) die bereits erwähnte Delta-Eddington-Approximation angewendet. Sind Absorptionsprozesse beteiligt, nutzt das Schema zusätzlich die sogenannte „Photon Path Distribution Method“, mit der sowohl der Absorptionsanteil allein, als auch die Interaktion zwischen Streuung und Absorption, berechnet werden kann (Bäumel, 2002 [8]). Abwärts $F_{\text{SW}}^{\downarrow}(j)$ und aufwärts $F_{\text{SW}}^{\uparrow}(j)$ gerichtete Flüsse an den Schichtgrenzen sind gegeben durch

$$F_{\text{SW}}^{\downarrow}(j) = F_{\text{SW}}^0(\theta_{Z,0}) \prod_{k=1}^j \tilde{T}_k^{\text{bot}} \quad (3.39a)$$

$$F_{\text{SW}}^{\uparrow}(j) = F_{\text{SW}}^{\downarrow}(j) \tilde{R}_{j-1}^{\text{top}}, \quad (3.39b)$$

wobei $F_{\text{SW}}^0(\theta_{Z,0})$ der solaren Einstrahlung an der TOA bezogen auf einen bestimmten Zenitwinkel $\theta_{Z,0}$ entspricht. Der resultierende solare Strahlungsfluss ergibt sich nun natürlich durch Addition der ab- und aufwärts gerichteten Strahlungsflüsse $F_{\text{SW}}(j) = F_{\text{SW}}^{\downarrow}(j) + F_{\text{SW}}^{\uparrow}(j)$. Da die eigentliche Berechnung der Transmittivitäten und Reflektivitäten sowie der sich daraus ergebenden SW-Strahlungsflüsse sehr umfangreich ist, muss auf weitere Ausführungen verzichtet werden und es bleibt nur der Verweis auf Roeckner et al., 1996 [59] und Roeckner et al., 2003 [61]. Eine aufschlussreiche Zusammenfassung des SW-Strahlungstransfers kann in Bäumel, 2002 [8] nachgelesen werden.

Terrestrische Strahlung

Der langwellige (LW-) Strahlungstransfer im ECHAM5 wird, verglichen mit dessen Vorgänger, vollkommen anders parametrisiert. Wie für die SW-Strahlung geschehen, wurde der neu implementierte LW-Strahlungscode ebenfalls vom IFS Modell des ECMWF (CY23R1) übernommen. Dieser bezieht sich auf das sogenannte „Rapid Radiative Transfer Model“ (RRTM), welches von Mlawer et al., 1997 [49] entwickelt wurde und zur Berechnung von LW-Strahlungsflüssen unter wolkenlosen Bedingungen sowie Kühlraten geeignet ist. Im Gegensatz zu der im ECHAM4 verwendeten „Emissivitäts-Methode“ basiert das RRTM auf der „korrelierten β_a – Methode“, einer Zwei-Fluss-Approximation, d. h. dass die LW-Strahlung nur in 2 ausgezeichneten Richtungen propagieren kann. Die Streuung von terrestrischer Strahlung wird dabei komplett vernachlässigt. Dieses Strahlungsschema hat mit 16 statt 6 LW-Banden eine weitaus feinere spektrale Auflösung als das ECHAM4-Pendant. Weiterhin ist es rechentechnisch effizienter für höhere vertikale Modellauflösungen, weil die Rechenzeit nur noch linear statt quadratisch von der Anzahl vertikaler Modellschichten abhängt.

Das RRTM-Schema berechnet LW-Strahlungsflüsse für Wellenzahlen $\bar{\nu} = 10 \text{ cm}^{-1} \dots 3000 \text{ cm}^{-1}$. Dieser Spektralbereich wird wie angedeutet in 16 Spektralbanden unterteilt, für die die entsprechenden Berechnungen durchgeführt werden. Tabelle 11.6 in Roeckner et al., 2003 [61] enthält die genaue Aufteilung des Spektralbereichs auf die 16 LW-Banden. Im RRTM-Schema wird die Linienabsorption von H_2O , O_3 , CO_2 , CH_4 , N_2O , sowie FCKW-11, FCKW-12, FCKW-22 und Aerosolen berücksichtigt, wobei zwischen tropo- und stratosphärischer Absorption unterschieden wird. Dies ist ebenfalls aus der eben erwähnten Tabelle ersichtlich. Weitere Prozesse, die das RRTM-Schema berücksichtigt, sind allem voran die Emission langwelliger Strahlung, die Kontinuums-Absorption und die Absorption durch Wolkenteilchen und Aerosole.

Weil das RRTM-Schema einen konstanten Wert $\varepsilon_{\text{LW}} = 0.996$ für die langwellige Oberflächenemissivität annimmt, der für alle Oberflächen und Spektralintervalle gleich ist, kann man die emittierte terrestrische Ausstrahlung an der Erdoberfläche direkt aus dem Stefan-Boltzmann-Gesetz (Gl. 2.2) ermitteln, sofern man die Oberflächentemperatur T_S kennt. Jedoch auch an den darüber liegenden oberen Schichtgrenzen berechnet sich die Ausstrahlung bei bekannter Temperatur analog, nur dass man nun die Absorption und Emission berücksichtigen muss. Prinzipiell kann daher eine von unten in die jeweilige Modellschicht eintretende langwellige Ausstrahlung F_{LW}^0 berechnet werden, welche für die erste Modellschicht dem Wert des Stefan-Boltzmann-Gesetzes entspricht, da noch keine Absorption stattgefunden hat.

Im Spektralraum, in dem der Absorptionskoeffizient $\beta_a(\bar{\nu})$ unregelmäßig mit der Wellenzahl variiert, kann die mittlere langwellige Ausstrahlung mittels

$$\bar{F}_{\text{LW}}^\uparrow = \frac{1}{\bar{\nu}_2 - \bar{\nu}_1} \int_{\bar{\nu}_1}^{\bar{\nu}_2} \left\{ F_{\text{LW}}^0(\bar{\nu}) + \int_{t_{\bar{\nu}}}^1 \left[\Pi(\bar{\nu}, T(t_{\bar{\nu}})) - F_{\text{LW}}^0(\bar{\nu}) \right] dt_{\bar{\nu}}' \right\} d\bar{\nu} \quad (3.40)$$

definiert werden. Dabei ist $F_{\text{LW}}^0(\bar{\nu})$ die in die Modellschicht eintretende LW-Strahlung und $\Pi(\bar{\nu}, T(t_{\bar{\nu}}))$ die Planck-Funktion (vgl. Gl. 2.1) bezogen auf die Temperatur an einem auf dem optischen Weg liegenden Punkt. Die Transmittivität $t_{\bar{\nu}}$ wird als Koordinate entlang des optischen Weges genutzt. Durch eine Laplace-Transformation gelangt man in den „g-Raum“, wodurch die $\beta_a(\bar{\nu})$ ihrer Größe nach sortiert werden ($g = 0$ für kleinstes β_a ; $g = 1$ für größtes β_a) und eine Abbildung $\bar{\nu} \rightarrow g$ generiert wird. Deshalb definiert $g(\beta_a)$ die Wahrscheinlichkeits-Verteilungs-Funktion, d. h. den Anteil des Spektrums mit Absorptionskoeffizienten kleiner als β_a selbst. Im „g-Raum“ kann die mittlere LW-Ausstrahlung entsprechend

$$\bar{F}_{\text{LW}}^\uparrow = \int_0^1 \left\{ \Pi^{\text{eff}}(g, T_g) + \left[F_{\text{LW}}^0(g) - \Pi^{\text{eff}}(g, T_g) \right] \cdot \exp\left(-\beta_a(g, p, T) \frac{\rho \Delta z}{\cos \theta_Z}\right) \right\} dg \quad (3.41)$$

formuliert werden. Darin bedeutet $\Pi^{\text{eff}}(g, T_g)$ eine effektive Planck-Funktion, die mit der Transmittivität der Modellschicht variiert, um die Kontinuität des Flusses durch die Schichtgrenzen beizubehalten. Der Absorptionskoeffizient $\beta_a(g, p, T)$ ist abhängig von den Umgebungsbedingungen (Druck und Temperatur) und $\rho \Delta z$ ist die Absorbermenge. Um das Integral über g zu diskretisieren, unterteilt man die Wellenzahl-Intervalle der 16 LW-Banden in eine bestimmte Anzahl von Teilintervallen („g-Punkte“), die von Bande zu Bande variiert. Aus jedem dieser insgesamt 140 Teilintervalle wird ein charakteristischer Wert $\beta_{a,j}$ gewählt, so dass das Integral (Gl. 3.41) durch eine gewichtete Summe

$$\bar{F}_{\text{LW}}^\uparrow = \sum_j \hat{w}_j \cdot \left\{ \Pi_j^{\text{eff}} + \left[F_{\text{LW},j}^0 - \Pi_j^{\text{eff}} \right] \cdot \exp\left(-\beta_{a,j} \frac{\rho \Delta z}{\cos \theta_Z}\right) \right\} \quad (3.42)$$

ersetzt werden kann. Mittels $\sum_j \hat{w}_j = 1$ erfolgt die Normierung dieser Summe. Die Berechnung der Absorptionskoeffizienten $\beta_{a,j}$ wird durch das „line-by-line radiative transfer model“ LBLRTM (z. B. Clough et al., 1989 [15]) ermöglicht, das die Effekte des Wasserdampf-Kontinuums durch das integrierte CKD2.2-Modell enthält. Aus Effizienzgründen wird die Summation über die verschiedenen Zenitwinkel θ_Z durch die „Diffusivity Approximation“²³ vereinfacht, und zudem werden Absorbermengen bezogen auf die Normalenrichtung \hat{w}_j einfach mit dem Diffusivitätsfaktor $f_{\text{diff}} = 1.66$ multipliziert, um effektive Absorbermengen zu erhalten.

Der Einfluss von Wolken auf die LW-Strahlung kann allein durch eine parametrisierte optische Dicke erfasst werden, weil Streuprozesse von vorn herein vernachlässigt werden. Den Massenabsorptionskoeffizient²⁴ für Wolkentröpfchen K_1 [m^2/g] parametrisiert das LW-Strahlungsschema als eine vom

²³Darunter versteht man die Definition eines charakteristischen Zenitwinkels θ_Z^c , so dass der aus beliebigen Richtungen an der TOA ankommende Strahlungsfluss effektiv einem Wert bezogen auf die charakteristische Richtung entspricht.

²⁴Der Massenabsorptionskoeffizient ist in diesem Fall (nur Absorption) definiert als Verhältnis zwischen dem Absorptionskoeffizient und der Dichte des absorbierenden Mediums.

entsprechenden effektiven Radius R_{ei} (Gl. 3.30) abhängige Funktion

$$K_1 = 1.66 [d_0 + d_1 \exp(-d_2 R_{ei})] \quad . \quad (3.43)$$

Die Koeffizienten d_n ergeben sich aus einem Polynomfit an Mie-Berechnungen bzgl. des langwelligen Absorptionskoeffizienten für flüssige Tropfen und sind in Tabelle 11.7 in Roeckner et al., 2003 [61] aufgelistet. Zur Beschreibung des Massenabsorptionskoeffizienten für Wolkeneispartikel K_i [m^2/g] wird die Parametrisierung von Ebert und Curry, 1992 [23] genutzt:

$$K_i = 1.66 \left(a + \frac{b}{R_{ei}} \right) \quad . \quad (3.44)$$

Der zugehörige effektive Radius R_{ei} wurde bereits in Gl. 3.31 definiert. Die Parameter a und b sind wellenzahlabhängig und aus Tabelle 11.8 in Roeckner et al., 2003 [61] zu entnehmen. Analog zu Gl. 3.32 kann die optische Dicke bezogen auf die LW-Strahlung via

$$\hat{\tau}_{1,i} = K_{1,i} \text{XWP} \quad (3.45)$$

bestimmt werden. Auch hier steht XWP für das vertikal integrierte Wolkenwasser (LWP) bzw. Wolkeneis (IWP). Wie bei den solaren Strahlungsflüssen werden wolkenfreie und bewölkte Bereiche einer Modellschicht getrennt voneinander berechnet und letztlich zu einem Netto-Strahlungsfluss zusammengefasst. In diesem Zusammenhang wird analog zur solaren Strahlungstransferberechnung die „Maximum-Random Overlap Assumption“ angewendet.

Optische Eigenschaften von Aerosolen finden im langwelligen Spektralbereich dahingehend Berücksichtigung, als dass das LW-Strahlungsschema die Emissivitäten von Aerosolen unter Verwendung der Tanre-Klimatologie bestimmt, welche die optische Dicke bei $0.55 \mu\text{m}$ definiert. Diese optische Dicke wird auf die Spektralintervalle des ECHAM4-LW-Schemas reskaliert und anschließend auf die 16 Bänder des RRTM-Schemas projiziert (siehe Roeckner et al., 2003 [61]).

3.3.2 Cumuluskonvektion

Für die Parametrisierung subgrid-skaliger Konvektionsprozesse macht man sich im ECHAM5, genauso wie in der Vorgängerversion ECHAM4, ein von Tiedtke (Tiedtke, 1989 [76]) entwickeltes **Massenflussschema** zunutze, welches zwischen *flacher*, *mittelhoher* und *hochreichender Konvektion* unterscheidet. Allerdings werden bei Letztgenannter einige Modifikationen entsprechend Nordeng, 1994 [51] vorgenommen.

Während flache und hochreichende Konvektion ihren Ursprung in der PBL haben, kann mittelhohe Konvektion durchaus erst in größeren Höhen initiiert werden. Im Modell wird zuerst das Auftreten von flacher und hochreichender Konvektion überprüft und erst dann das mögliche Vorhandensein von mittelhoher Konvektion in Betracht gezogen. Dafür startet man in der PBL, in der ein trocken-adiabatisches Aufsteigen der Luftpakete angenommen wird. Die Wolkenbasis (-untergrenze) wird durch diejenige Modellschicht festgelegt, in der in einem aufsteigenden Luftpaket Kondensation auftritt (Kondensationsniveau). Innerhalb der Wolke ist der Aufstieg des Luftpaketes natürlich feucht-adiabatisch. Sobald das aufsteigende Luftpaket negativen Auftrieb erfährt, ist die Wolkenobergrenze erreicht. Die Unterscheidung der drei Konvektionstypen wird dadurch gewährleistet, dass flache Konvektion mit Wolkendicken kleiner gleich 200 hPa, hochreichende Konvektion mit Wolkendicken größer als 200 hPa und mittelhohe („freie“) Konvektion mit einer relativen Luftfeuchtigkeit von $RH > 90\%$ und Aufwärtsbewegungen an der Wolkenbasis definiert werden.

In Abb. 3.5 sind die wichtigsten Begriffe und Prozesse, die im Folgenden besprochen werden, für eine hochreichende Konvektionszelle veranschaulicht. Anstatt jede der in einer Gitterzelle vorhandenen Konvektionszellen einzeln zu parametrisieren, betrachtet man diese als ein Ensemble von Cumuluswolken. Bildlich gesprochen fasst man also die Gesamtheit aller Konvektionszellen zu einer einzigen

„großen Wolke“ zusammen. Dazu werden die Auf- und Abwinde²⁵ der einzelnen Konvektionszellen in je einem resultierenden Auf- bzw. Abwindbereich vereint betrachtet. Das Wolken-Ensemble wird in einem eindimensionalen Bulk-Modell behandelt, welches im Grunde auf den stationären Zustandsgleichungen für Masse, Wärme, Feuchte, Wolkenwasser und Impuls (Gl. 3.46 bis Gl. 3.51) basiert und sowohl turbulentes als auch organisiertes Entrainment (Einmischen von Umgebungsluft) und Detrainment (Ausmischen von Wolkenluft) berücksichtigt. Insofern setzen sich Entrainment $E = E^{\text{tur}} + E^{\text{org}}$ und Detrainment $D = D^{\text{tur}} + D^{\text{org}}$ aus einem turbulenten und einem organisierten Anteil zusammen. Für individuelle Mitglieder des Wolken-Ensembles definiert man $E_j = \epsilon_j M_j$ und $D_j = \delta_j M_j$, wobei ϵ_j und δ_j die Entrainment- bzw. Detrainmentrate und M_j den Massenfluss bezeichnen. Dementsprechend lassen sich die Werte des Wolken-Ensembles via $E = \sum_j E_j$ und $D = \sum_j D_j$ berechnen.

$$\frac{\partial M_u}{\partial z} = E_u - D_u \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(M_u s_u) = E_u \bar{s} - D_u s_u + L \bar{\rho} c_u \quad (3.47)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(M_u q_u) = E_u \bar{q} - D_u q_u - \bar{\rho} c_u \quad (3.48)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(M_u r_{1u}) = -D_u r_{1u} + \bar{\rho} c_u - \bar{\rho} P_u \quad (3.49)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(M_u u_u) = E_u \bar{u} - D_u u_u \quad (3.50)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(M_u v_u) = E_u \bar{v} - D_u v_u \quad (3.51)$$

Der Subskript „u“ in den *Gln.* 3.46 – 3.51 bezieht sich auf die Aufwind-Variablen, währenddessen der Balken großskalige Variablen bezeichnet. Des weiteren bedeuten $s = c_p T + gz$ die trocken-statische Energie²⁶, q die spezifische Luftfeuchte, ρ die Luftdichte, r_1 das Wolkenwasser-MV, c_u die Netto-Kondensation, P_u den konvektiven Niederschlag und u bzw. v die horizontalen Windkomponenten in x- bzw. y-Richtung.

Für die Abwind-Variablen existiert ein ähnliches Gleichungssystem. Abwinde werden generell durch das Vermischen von Wolkenluft mit Umgebungsluft am Wolkenrand erzeugt. Die dabei in die gesättigte Wolkenluft einströmende trockene Luft der Umgebung führt zu einer Untersättigung und letztlich zur Verdunstung des in den Aufwinden gebildeten konvektiven Niederschlags bzw. von Wolkentropfen oder zum Sublimieren von Wolkeneiskristallen. Der Luft am Wolkenrand wird aufgrund dessen thermische Energie entzogen (steckt als latente Wärme im Wasserdampf), wodurch deren Abkühlung auf die Feuchttemperatur²⁷ resultiert, so dass die abgekühlte Luft letztlich eine Abwärtsbewegung initiiert. Mit anderen Worten bedeutet das, dass bei Abwinden, wie in *Abb.* 3.5 angedeutet, ausschließlich turbulentes Entrainment und Detrainment berücksichtigt werden müssen. Im Modell werden die Abwinde lediglich durch die Verdunstung der in den Aufwinden gebildeten Niederschläge generiert. Zu deren Beschreibung genügen daher entsprechende Ausdrücke für die Massen-, Wärme- und Feuchtegleichung (*Gln.* 3.46 – 3.48), wobei der Subskript „u“ durch „d“ ersetzt wird und die Netto-Verdunstung e_d an die Stelle des Kondensationsterms c_u rückt.

Die verwendeten Massenflüsse müssen implizit die nicht aufgelösten Größen wie beispielsweise die Vertikalwindgeschwindigkeit w_j der jeweiligen Auf- und Abwinde beinhalten, so dass man den Mas-

²⁵engl.: Up- and Downdrafts

²⁶Diese setzt sich additiv aus den Produkten zwischen spezifischer Wärmekapazität trockener Luft c_p und der Temperatur T bzw. Erdbeschleunigung g und Vertikalkoordinate (Höhe) z zusammen, wobei letzteres den Anteil der potentiellen Energie beschreibt.

²⁷Das ist die Temperatur, die mit einem feuchten Thermometer (Aspirations-Psychrometer) gemessen wird. Sie ist stets niedriger als die Lufttemperatur (außer für $RH = 100\%$, wo beide gleich sind) und meist höher als der Taupunkt. Bei Kenntnis von Luft- und Feuchttemperatur lässt sich deshalb die relative Luftfeuchtigkeit bestimmen.

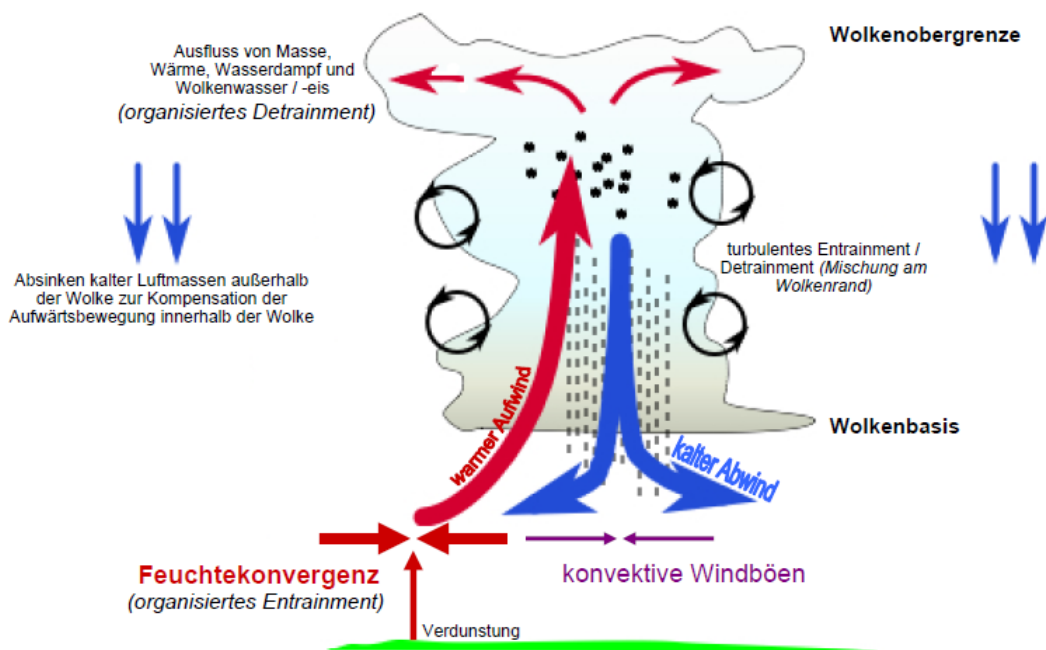


Abbildung 3.5: Veranschaulichung der wichtigsten Begriffe und Prozesse der Cumuluskonvektion bezogen auf eine hochreichende Konvektionszelle (Cb). Als Quelle wurde das Bild: <http://www.cm-map.org/images/learn/clouds/convection.jpg> benutzt, wobei einige Modifikationen vorgenommen wurden.

senfluss des Wolken-Ensembles bzgl. der Aufwinde mittels

$$M = \sum_j M_j = \sum_j \bar{\rho} \hat{a}_j w_j \quad (3.52)$$

definiert (Subskript weggelassen). Dabei ist $\hat{a}_j = a_j/A$ der Flächenanteil eines bestimmten Ensemblemitglieds an der Gesamtfläche A der Gitterzelle. Der entsprechende Massenfluss bei Abwinden ist über eine Proportionalitätskonstante $\zeta = -0.2$ direkt mit dem der Aufwinde verknüpft, wobei die Beziehung $M_d = \zeta M_u$ gilt.

Für die turbulenten Entrainment- und Detrainmentraten wird angenommen, dass deren Werte invers proportional zum Wolkenradius sind und vom jeweiligen Konvektionstyp abhängen. Der Einfachheit halber haben die Raten für turbulentes Entrainment und Detrainment denselben Wert $\epsilon^{tur} = \delta^{tur}$, der aber in Abhängigkeit vom Konvektionstyp und der Richtung der Vertikalbewegung variiert. Bei Aufwinden und flacher Konvektion wird der Wert $3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, dagegen bei mittelhoher und hochreichender Konvektion $1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ benutzt. Für den Fall von Abwinden nutzt das Schema den Wert $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ und zwar unabhängig vom Konvektionstyp. Zur Berechnung der organisierten Entrainmentrate des Wolken-Ensembles verwendet das Schema

$$\epsilon^{org} = \frac{b}{2(w_0^2 + \int_0^z b dz')} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \quad (3.53)$$

Darin bezieht sich die obere Integrationsgrenze im Nenner des ersten Terms der rechten Seite auf eine bestimmte Höhe z über der Wolkenbasis ($z=0$). Weiterhin ist $b = g(T_v - \bar{T}_v)/\bar{T}_v - gr_1$ der Auftrieb des Ensembles, wobei T_v für die virtuelle Temperatur steht, die im Zusammenhang mit dem reduzierten primitiven Gleichungssystem des HIRHAM5-SCM definiert wurde (Abschnitt 3.2.2), und $w_0 = 1 \text{ m s}^{-1}$ ist die Vertikalwindgeschwindigkeit an der Wolkenbasis, die auf einen konstanten Wert gesetzt wird. Um die organisierte Detrainmentrate des Wolken-Ensembles zu erhalten, wird zunächst angenommen, dass ein individuelles Ensemble-Mitglied seinen gesamten Massenfluss genau in der

Höhe verliert, wo der Auftrieb verschwindet ($b = 0$). Daher kann das organisierte Detrainment des Wolken-Ensembles auf die Abnahmerate des Wolkenanteils mit der Höhe bezogen werden. Die organisierte Detrainmentrate des Wolken-Ensembles wird schließlich über den Zusammenhang

$$\delta^{\text{org}} = -\frac{1}{\hat{a}} \frac{\partial \hat{a}}{\partial z} \quad (3.54)$$

parametrisiert. Allerdings muss noch eine Beziehung gefunden werden, welche die höhenabhängige Variation der konvektiven Wolkenbedeckung beschreibt. Man bedenke nochmals, dass das Detrainment der einzelnen Konvektionszellen des Ensembles in unterschiedlichen Höhenleveln stattfinden kann. Jedenfalls verwendet das Schema eine analytische Funktion für den aktiven Wolkenanteil

$$\hat{a}(z) = \hat{a}_0 \cos \left[\frac{\pi}{2} \frac{z - z_d}{z_t - z_d} \right], \quad (3.55)$$

die die beiden Randbedingungen $\hat{a}(z_d) = \hat{a}_0$ und $\hat{a}(z_t) = 0$ erfüllt. Das niedrigste Level mit einsetzendem organisiertem Detrainment z_d legt somit den Anfangswert \hat{a}_0 des aktiven Wolkenanteils fest, welcher aber am höchst möglichen oberen Wolkenlevel z_t (unvermischter Aufstieg) auf den Wert Null abgefallen ist. Außer dem Erfüllen der Randbedingungen und der Stetigkeit bei $z = z_d$ gibt es allerdings keinen physikalisch sinnvollen Grund zur Wahl dieser bestimmten Funktion.

Nordengs Annahme bzgl. hochreichender Konvektion besteht nun darin, dass organisiertes Entrainment als Zufluss von Umgebungsluft in die Wolke stattfindet, wenn die Wolkenpartikel (Wolkenluft) nach oben hin beschleunigt werden, d. h. bei gegebenem positiven Auftrieb. Dagegen tritt organisiertes Detrainment immer dort auf, wo die Wolkenluft abgebremst wird, so dass ein negativer Auftrieb vorliegt. Somit werden organisiertes Entrainment und Detrainment direkt mit der Wolkenaktivität selbst verknüpft. Das im obersten Teil des konvektiven Aufwärtsstroms durch Detrainment an die Umgebung abgegebene Wolkenwasser kann sogar als Quellterm in den Gleichungen für das Wolkenwasser und Wolkeneis stratiformer Wolken (Gleichungen 10.2 und 10.3 in Roeckner et al., 2003 [61]) benutzt werden.

Wie bei allen Massenflussschemen sind auch bei dem Vorliegenden Schließungsannahmen notwendig, um den Massenfluss an der Wolkenuntergrenze bestimmen zu können. Im Fall der flachen Konvektion dient dazu die Feuchtekonvergenz in der PBL, die sich ausschließlich aus der Feuchtezufuhr durch Verdunstung am Erdboden oder über Wasser ergibt. Der aufwärts gerichtete, turbulente Feuchtefluss an der Wolkenbasis entspricht dabei demjenigen an der Erdoberfläche, so dass der Feuchtegehalt in der PBL als stationär angenommen wird. Bei mittelhoher Konvektion sind zunächst die oben genannten Kriterien: $RH > 90\%$ und notwendige Aufwärtsbewegungen in Verbindung mit einer instabilen Schichtung zu erfüllen. Der Massenfluss an der Wolkenbasis wird anschließend auf die großskalige Vertikalwindgeschwindigkeit bezogen (vgl. Tiedtke, 1989 [76] für flache und mittelhohe Konvektion). Für die hochreichende Konvektion verwendet Nordeng eine Anpassungs-Schließung („adjustment-type closure“), bei der der Massenfluss an der Wolkenbasis auf die konvektive Instabilität bezogen wird. Analog zur flachen Konvektion ist die Feuchtezufuhr aus der Erdoberfläche beteiligt, aber der entscheidende Effekt für die Feuchtekonvergenz kommt hier durch den horizontalen Massentransport zustande. Die konvektive Aktivität wird durch die Änderung der *konvektiv verfügbaren potentiellen Energie*

$$CAPE = \int_{z_{\text{base}}}^{z_{\text{top}}} b \, dz = \int_{z_{\text{base}}}^{z_{\text{top}}} \left(\frac{T_v - \bar{T}_v}{\bar{T}_v} - r_1 \right) g \, dz \quad (3.56)$$

infolge der konvektiven Erwärmung/Luftbefeuchtung ausgedrückt. Hochreichende Konvektion tritt generell nur dann auf, wenn $CAPE > 0$ ist. Der Massenfluss an der Wolkenbasis

$$M_B = \frac{CAPE}{\tau_c} \left\{ \int_{z_{\text{base}}}^{z_{\text{top}}} \left[\frac{(1 + v\bar{q})}{c_p \bar{T}_v} \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} + v \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right] \Psi(z) \frac{g}{\bar{\rho}} \, dz \right\}^{-1} \quad (3.57)$$

ergibt sich letztlich aus der Annahme, dass die $CAPE$ infolge von Konvektion abnimmt und auf einer charakteristischen Zeitskala τ_c gegen Null strebt. In Gl. 3.57 beinhaltet der Parameter $\nu = R_v/R_d - 1$ den Quotienten aus den idealen Gaskonstanten für Wasserdampf und trockene Luft (Subskript „v“ bzw. „d“). Der normalisierte Massenfluss $\Psi(z) = M/M_B$ ist erst bei Kenntnis des totalen Massenflusses M berechenbar. Daher bestimmt das Modell zunächst einen Schätzwert $M_B = M_B^*$ durch Anwendung des Tiedke-Feuchtekonvergenz-Schemas für hochreichende Konvektion, so dass $\Psi(z) = M^*/M_B^*$. Dann wird $CAPE^*$ mittels Gl. 3.57 berechnet. In Verbindung mit dem „wahren“, nach Gl. 3.56 ermittelten, $CAPE$ -Wert kann ein Korrekturfaktor $CAPE = f_{\text{kor}} CAPE^*$ bestimmt werden, mit dem sich der endgültige M_B -Wert errechnen lässt. Die typische Zeitskala ist abhängig von der verwendeten horizontalen Auflösung des ECHAM5 (siehe Roeckner et al., 2003 [61]). Dies ist ein gutes Beispiel dafür, weshalb im HIRHAM5 bzw. HIRHAM5-SCM ein Wert für die Dreiecksabschneidung vorgegeben werden muss (vgl. Abschnitt 3.1.2), obwohl diese keine Spektralmodelle sind. Für den gewählten Wert von T159 ergibt sich eine typische Zeitskala von $\tau_c = 47.55$ min. Der Einfluss der konvektiven Erwärmung/Luftbefeuchtung auf die großskaligen Variablen (\bar{s}, \bar{q}, \dots) kann durch die Berechnung der entsprechenden Tendenzen, die sich aufgrund der wolkeninduzierten Abwärtsbewegung der Luftmassen außerhalb der Wolke ergeben, berücksichtigt werden.

3.3.3 Stratiforme Wolkenbedeckung

Das vorliegende stratiforme Wolkenschema setzt sich zusammen aus den gegebenen prognostischen Gleichungen für Wasserdampf, Wolkenwasser und Wolkeneis, die im HIRHAM5-SCM allein durch die diabatischen Terme bestimmt werden, des weiteren aus der bereits implementierten ECHAM5-Wolkenmikrophysik (Lohmann und Roeckner, 1996 [44]) und darüber hinaus aus einem prognostisch-statistischen Schema zur Berechnung der horizontalen Wolkenbedeckung C (Tompkins, 2002 [77]), dessen genaue Funktionsweise direkt nach einer kurzen Beschreibung der Wolkenmikrophysik besprochen wird.

Die ECHAM5-Parametrisierung zur Wolkenmikrophysik beinhaltet eine Reihe von mikrophysikalischen Prozessen, welche die zeitliche Entwicklung des mittleren Wasserdampf-MV \bar{r}_v , Wolkenwasser-MV \bar{r}_l und Wolkeneis-MV \bar{r}_i (Gln. 10.1 – 10.3 in Roeckner et al., 2003 [61]) unmittelbar steuern und somit einen entscheidenden Einfluss auf die Wolkenbildung und -auflösung haben. Hierbei werden hauptsächlich Phasenumwandlungen zwischen den Wasserkomponenten (gasförmig, flüssig, fest), d. h. Kondensation/Verdunstung, Deposition/Sublimation und Gefrieren/Schmelzen sowie Niederschlagsprozesse, d. h. Autokonversion²⁸, Aggregation und Akkretion (Riming) betrachtet. Genauer gesagt berücksichtigen die bestimmenden Gleichungen für \bar{r}_v , \bar{r}_l und \bar{r}_i folgende Prozesse:

- Transport durch Advektion und subgrid-skalige Prozesse (Diffusion und Konvektion)
- Konvektives Detrainment als Quellterm
- Sedimentation von Wolkeneis
- Kondensation/Deposition (Resublimation)
- Verdunstung von Wolkentropfen/Sublimation von Wolkeneiskristallen
- Verdunstung von Regen/Sublimation von Schnee und fallendem Eis (z. B. Hagel)
- Schmelzen von Schnee und fallendem Eis
- Gefrieren von Wolkentropfen
- Autokonversion von Regentropfen (Regenbildung)
- Aggregation von Eiskristallen (Schneefall)
- Akkretion von Wolkenwasser durch Eis/Schnee und Akkretion von Wolkeneis durch Schnee

²⁸Damit wird die Rate bezeichnet, mit der das Gesamtwolkenwasser durch Kollision und Koaleszenz abnimmt.

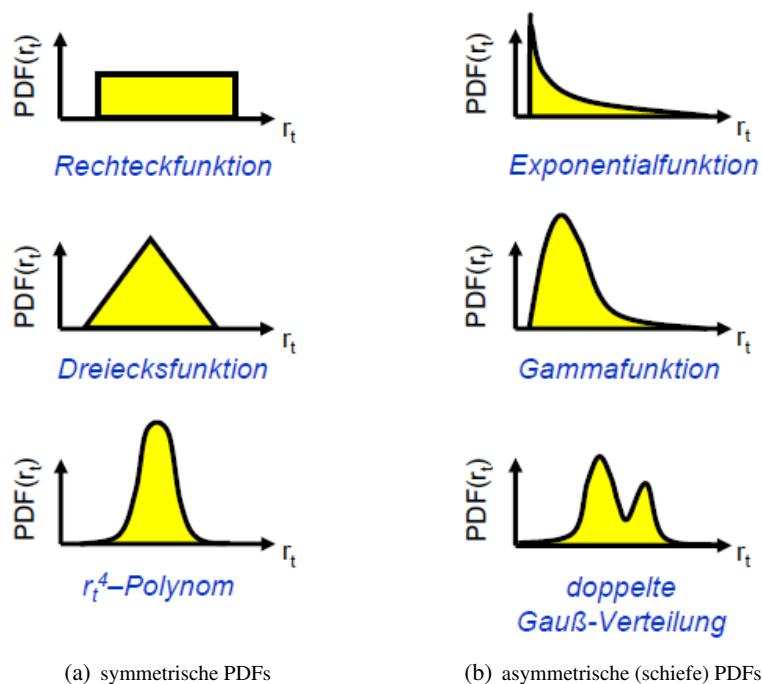


Abbildung 3.6: Verschiedene symmetrische (a) und asymmetrische (b) Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen (PDFs). Die Grafiken sind Tompkins, 2005 [78] entnommen und neu beschriftet worden.

Wie diese Prozesse im einzelnen parametrisiert sind, kann hier nicht im Detail besprochen werden. Entsprechende Informationen kann man in Roeckner et al., 2003 [61] nachlesen.

Widmen wir uns nun dem prognostisch-statistischen Schema, mit dem die horizontale Wolkenbedeckung C ermittelt werden kann. Wie bereits in *Abschnitt 2.3.7* angesprochen wurde, besteht die erste Aufgabe bei der Entwicklung von statistischen Schemen darin, eine geeignete PDF aufzufinden. In der Vergangenheit sind dafür eine Reihe verschiedener Funktionen/Verteilungen gewählt worden, die entweder symmetrische oder asymmetrische (schiefe) Kurvenverläufe aufweisen. Eine entsprechende Auswahl dieser PDFs zeigt *Abb. 3.6*, um zumindest einen Eindruck zu vermitteln, welche Arten von PDFs bereits ausprobiert wurden. Ausführliche Informationen zu diesen und anderen PDFs kann man aus Tompkins, 2005 [78] erhalten.

A. M. Tompkins²⁹, damals noch Mitarbeiter des ECMWF, verwendete das „Met Office Large Eddy Simulation (LES³⁰) Model“ (siehe Tompkins, 2002 [77]) zur Modellierung von Wolken. Genauer gesagt benutzte er dieses LES-Modell als dreidimensionales CRM (Cloud Resolving Model), mit dem Modellläufe sowohl mit einer sehr hohen horizontalen Auflösung von 350 m als auch für Gitter-Maschenweiten in der Größenordnung von GCMs durchführbar waren. Somit konnten Wolken zum einen direkt aufgelöst werden, und zum anderen offenbarten sich die Auswirkungen beim Übergang auf GCM-Maschenweiten. Auf diesem Weg hat er zunächst einige Kriterien aufstellen können, die die PDF erfüllen muss und konnte daraus abschätzen, welche Funktionsvorschrift die Variabilität des Gesamtwasser-MV r_t am besten beschreiben kann. Angemerkt sei dabei noch, dass sich die Simulationen auf ein tropisches Szenario stützen, da angenommen wurde, dass Bedingungen, in denen Tiefenkon-

²⁹Momentan ist Tompkins am *Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (ICTP)* in Italien tätig.

³⁰Ein LES ist ein nichthydrostatisches Modell und beruht auf der Ähnlichkeitstheorie (Kolmogorov, 1941), die besagt, dass große, energiereiche Wirbel einer Strömung abhängig sind von deren Geometrie, während kleinere, energiearme Wirbel selbstständig sind und einen universellen Charakter haben. Daher berechnet ein LES-Modell die großskaligen, atmosphärischen Bewegungen explizit, und der Effekt der kleineren (subgrid-skaligen) Wirbel wird durch ein SGS- („Sub-Grid-Scale“) Modell simuliert. Hierzu wird typischerweise ein Smagorinsky-Modell genutzt, das die subskaligen, turbulenten Wirbel durch eine zusätzliche Eddy-Viskosität (Parametrisierung) in den Grundgleichungen berücksichtigt (Fröhlich, 2006 [29]).

vektion³¹ mit enormen lokalen Störungen des Wasserdampf-Feldes assoziiert werden können, am schwersten darzustellen sind. Die eben erwähnten Anforderungen an eine mögliche PDF lauten wie folgt:

- ① Die PDF soll die bestmögliche Approximation an die erhaltenen CRM-Daten („best fit“) liefern (siehe Tompkins, 2002 [77]).
- ② Die PDF soll eine untere = a und obere = b Grenze besitzen, denn eine Verteilung ohne untere Grenze bedeutet negative Werte des Gesamtwasser-MV, und eine fehlende obere Grenze würde dazu führen, dass innerhalb einer Gitterzelle niemals wolkenlose Bedingungen herrschen, weil das maximale MV des Wolkenkondensats bei Unendlich läge.
- ③ Die PDF soll Verteilungen mit positiver („rechtsschief“) und negativer („linksschief“) Schiefe ermöglichen, denn in der PBL ergaben sich aus den CRM-Daten tendenziell Verteilungen mit negativer, ansonsten Verteilungen mit positiver Schiefe.
- ④ Die PDF soll gegen eine symmetrische Verteilung streben können, denn in Abwesenheit anderer Prozesse reduziert großskalige, dynamische Durchmischung sowohl die Varianz als auch die Asymmetrie (Schiefe) der Verteilung.

Es ist offensichtlich, dass jede bisher gewählte PDF entweder an mindestens einem dieser Kriterien scheitert oder die Verteilung zu viele Freiheitsgrade (wählbare Parameter) zulässt. Tompkins stellte bei seinen Untersuchungen fest, dass die Betaverteilung bestens geeignet ist, die Kriterien ① – ④ zu erfüllen. Die **Betaverteilung** ist folgendermaßen definiert:

$$G_{a,b,p,q}(r_t) = \frac{1}{B(p,q)} \frac{(r_t - a)^{p-1} (b - r_t)^{q-1}}{(b - a)^{p+q-1}} \quad (a \leq r_t \leq b) \quad (3.58)$$

In Gl. 3.58 bezeichnen a und b wie gefordert die untere und obere Verteilungsgrenze. Die Formparameter³² p und q werden von Tompkins auf Werte $p > 1$ und $q > 1$ beschränkt, so dass ausschließlich unimodale³³ Kurvenverläufe möglich sind. Genauer gesagt bestimmen die Formparameter, ob die Betaverteilung eine positive ($p < q$) oder negative ($p > q$) Schiefe aufweist. Gilt $p = q$, dann ist die Betaverteilung symmetrisch. $B(p, q)$ ist die sogenannte Betafunktion, die entsprechend

$$B(p, q) = \frac{\Gamma(p) \Gamma(q)}{\Gamma(p + q)} \quad (3.59)$$

definiert werden kann, d. h. durch die Gammafunktion Γ darstellbar ist. Um eine bessere Vorstellung für den genauen Kurvenverlauf bei sich ändernden Kurvenparametern (Verteilungsgrenzen und Formparameter) zu vermitteln, ist die Betaverteilung in Abb. 3.7 für einige beliebig gewählte Kombinationen der Kurvenparameter dargestellt. Die Einheit des Gesamtwasser-MV r_t spielt in dieser Grafik eine untergeordnete Rolle, da es sich um theoretische Kurven handelt. Obwohl die Betaverteilung eindeutig durch die 4 Kurvenparameter a, b, p und q bestimmt ist, kann sie durch eine geeignete diagnostische Schließung, z. B. durch die Beziehung $p + q = \text{const.}$, auf eine 3-Parameter-Verteilung reduziert werden (Tompkins, 2008 [79]). Tompkins wählte stattdessen die weniger elegante Variante, einen der beiden Formparameter zu fixieren, d. h. $p \equiv 2$ zu setzen. Für den anderen Formparameter formuliert er die Bedingung $q \geq p$, womit die Betaverteilung automatisch nur noch symmetrische Kurvenverläufe oder solche mit positiver Schiefe annehmen kann. Diese Einschränkung wird dadurch gerechtfertigt, dass eine Berücksichtigung der Wölbung³⁴ (zentrales Moment 4-ter Ordnung)

³¹ gleichbedeutend mit hochreichender Konvektion (engl.: deep convection)

³²Die Formparameter p und q sind nicht mit dem Druck und der spezifischen Luftfeuchtigkeit zu verwechseln.

³³Eine Funktion/Verteilung ist unimodal, wenn sie lediglich ein Maximum (einen Peak) aufweist.

³⁴engl.: kurtosis

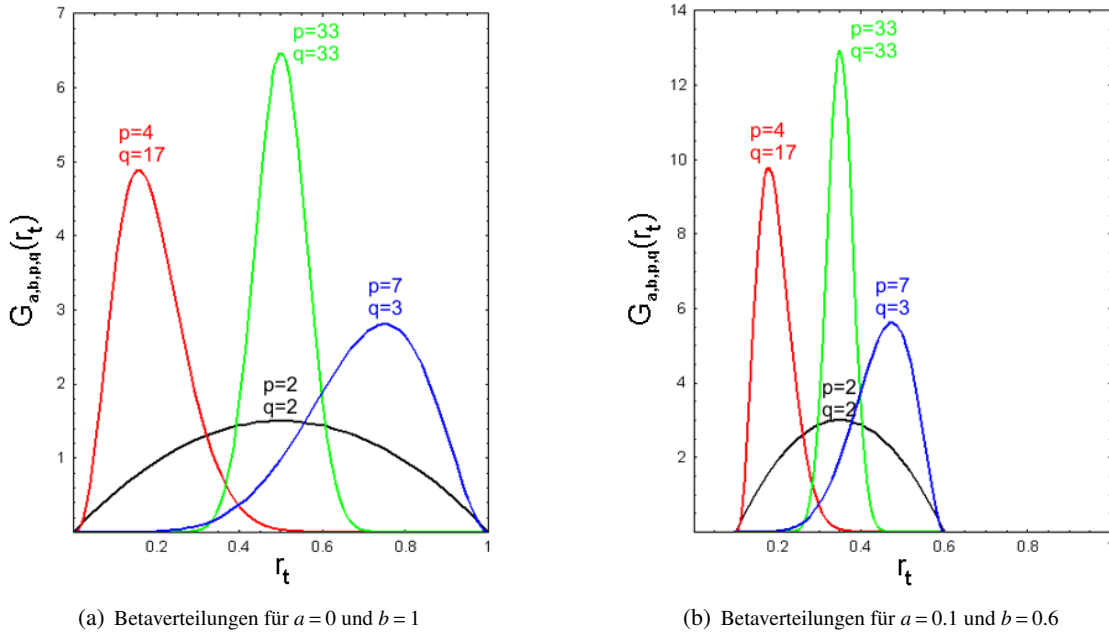


Abbildung 3.7: Betaverteilungen $G_{a,b,p,q}(r_t)$ für verschiedene Kombinationen der Formparameter p und q bei festgehaltener unterer = a und oberer = b Verteilungsgrenze.

vermieden wird, d. h. Mittelwert, Varianz und Schiefe zur eindeutigen Bestimmung der Betaverteilung ausreichen.

Der Einfachheit halber wird die Betaverteilung von nun an mit $G(r_t)$ bezeichnet. Der Mittelwert \hat{M}_1 und das zentrale Moment n -ter Ordnung M_n lässt sich laut Statistischer Methoden (Precht et al., 2005 [52]) ganz allgemein mittels Gl. 3.60a und Gl. 3.60b berechnen, wobei $n = 1, 2, \dots$ eine natürliche Zahl ist. Die Integration muss lediglich über die Verteilungsgrenzen erfolgen, da $G(r_t)$ ansonsten identisch Null ist.

$$\hat{M}_1 = \int_a^b r_t G(r_t) dr_t \quad (3.60a)$$

$$M_n = \int_a^b (r_t - \hat{M}_1)^n G(r_t) dr_t \quad (3.60b)$$

Im statistischen Sinn stellen r_t die Zufallsvariable und $G(r_t)$ die Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktion (PDF) dar. Durch Anwendung der Gl. 3.60a und Verwendung von Gl. 3.58 erhält man das Moment 1-ter Ordnung $\hat{M}_1 = \bar{r}_t$, das dem Mittelwert (Erwartungswert) der Betaverteilung entspricht

$$\bar{r}_t = \frac{1}{B(p,q)} \int_a^b \frac{r_t (r_t - a)^{p-1} (b - r_t)^{q-1}}{(b - a)^{p+q-1}} dr_t \quad (3.61)$$

Das zentrale Moment 2-ter Ordnung ist die Varianz³⁵ $M_2 = \text{Var}(r_t)$, die so etwas wie die Streuung um den Mittelwert beschreibt. Oftmals wird bei Wahrscheinlichkeits-Verteilungen eher die Standardabweichung σ angegeben, so dass speziell für die Betaverteilung

$$\sigma = \sqrt{\text{Var}(r_t)} = \frac{b - a}{p + q} \sqrt{\frac{pq}{p + q + 1}} \quad (3.62)$$

gilt. Demzufolge hängt die Varianz über $\text{Var}(r_t) \sim (b - a)^2$ direkt mit der Verteilungsbreite $b - a$ zusammen. Die Schiefe³⁶ der Betaverteilung, die dem zentralen Moment 3-ter Ordnung bezogen auf σ^3

³⁵engl.: variance

³⁶engl.: skewness

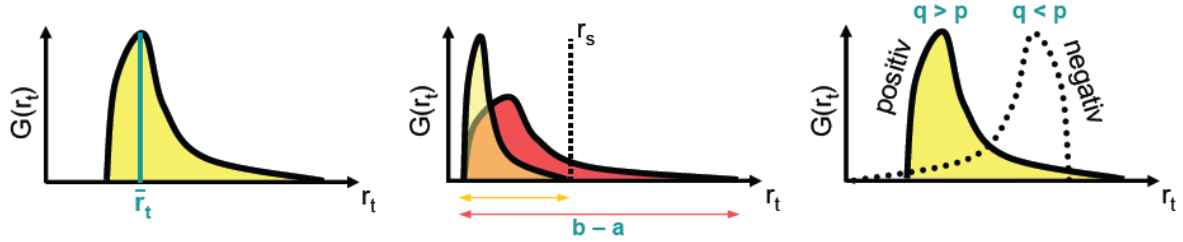


Abbildung 3.8: Veranschaulichung von Mittelwert $\hat{M}_1 = \bar{r}_t$ (links), Varianz $M_2 = \sigma^2$ bzw. Verteilungsbreite $b - a$ (Mitte) und Schiefe $M_3 / \sigma^3 = \zeta$ (rechts) der Betaverteilung. Diese Grafiken wurden analog zu denen in Tompkins, 2005 [78] erstellt.

entspricht $M_3 / \sigma^3 = \zeta$, dient zur Beschreibung der Asymmetrie, d. h. wie groß die Abweichung von der symmetrischen Verteilung ist. Sie ist gegeben durch die Formel

$$\zeta = \frac{2(q-p)}{p+q+2} \sqrt{\frac{p+q+1}{pq}} \quad , \quad (3.63)$$

aus der deutlich wird, dass die Schiefe direkt proportional zur Differenz beider Formparameter ist, d. h. $\zeta \sim (q-p)$. Abb. 3.8 veranschaulicht Mittelwert, Varianz und Schiefe und offenbart deren jeweilige Bedeutung für die Betaverteilung. Es ist durchaus sinnvoll, eine Koordinatentransformation $y = (r_t - a)/(b - a)$ auf Gl. 3.61 anzuwenden, wodurch man zur Gleichung

$$\begin{aligned} \bar{r}_t &= \frac{1}{B(p,q)} \int_0^1 \frac{r_t (r_t - a)^{p-1} (b - r_t)^{q-1}}{(b-a)^{p+q-1}} (b-a) dy \\ &= \frac{1}{B(p,q)} \int_0^1 r_t \left(\frac{r_t - a}{b-a}\right)^{p-1} \left(\frac{b - r_t}{b-a}\right)^{q-1} dy \\ &= \frac{1}{B(p,q)} \int_0^1 [y(b-a) + a] y^{p-1} \left(\frac{b-a-r_t+a}{b-a}\right)^{q-1} dy \\ &= \frac{1}{B(p,q)} \int_0^1 [y(b-a) + a] y^{p-1} (1-y)^{q-1} dy \end{aligned} \quad (3.64)$$

gelangt. Durch Verwendung der Definition für die Betafunktion (Gl. 3.59) und Ausnutzung der Eigenschaft der Gammafunktion $\Gamma(p+1) = p\Gamma(p)$, erhält man aus Gl. 3.64 eine sehr einfache Vorschrift zur Berechnung des Mittelwerts für das Gesamtwasser-MV

$$\begin{aligned} \bar{r}_t &= \frac{1}{B(p,q)} \int_0^1 [(b-a)y^p + ay^{p-1}] (1-y)^{q-1} dy \\ &= \frac{b-a}{B(p,q)} \underbrace{\int_0^1 (1-y)^{q-1} y^p dy}_{B(p+1,q)} + \frac{a}{B(p,q)} \underbrace{\int_0^1 (1-y)^{q-1} y^{p-1} dy}_{B(p,q)} \\ &= \frac{b-a}{B(p,q)} \frac{p}{p+q} B(p,q) + a \\ &= (b-a) \frac{p}{p+q} + a \quad . \end{aligned} \quad (3.65)$$

Analog dazu können entsprechende Ausdrücke für den Mittelwert des Wasserdampf-MV \bar{r}_v bzw. für das MV des Wolkenkondensats \bar{r}_c berechnet werden

$$\bar{r}_v = (b-a) \frac{p}{p+q} I_x(p+1, q) + (a-r_s) I_x(p, q) + r_s \quad (3.66)$$

$$\bar{r}_c = (b-a) \frac{p}{p+q} [1 - I_x(p+1, q)] + (a-r_s) [1 - I_x(p, q)] \quad , \quad (3.67)$$

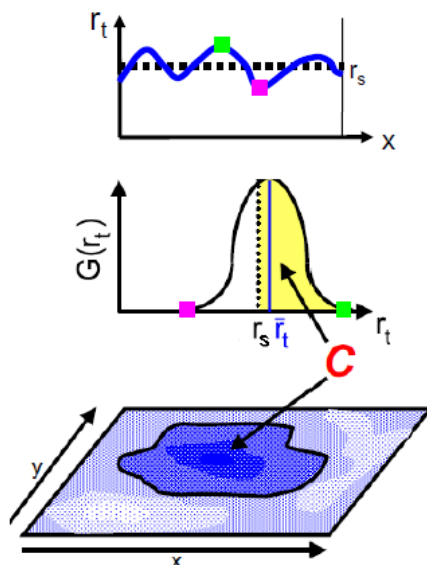


Abbildung 3.9: Diese Grafik soll veranschaulichen, wie man prinzipiell aus der r_t -Variabilität innerhalb der Gitterzelle zur PDF gelangt und aus dieser dann die horizontale Wolkenbedeckung C bestimmen kann. Für diese Grafik wurde Abb. 2 aus Tompkins, 2005 [78] benutzt.

wobei $x = (r_s - a)/(b - a)$ ist. Gl. 3.67 entspricht im Grunde Gl. 2.25, wobei $G(r_t)$ für $\text{PDF}(r_t)$ substituiert wird und die Integration hier von r_s bis b erfolgt. Die Summe aus \bar{r}_v und \bar{r}_c ergibt natürlich \bar{r}_t . Um die Bedeutung von I_x aufzuklären, sollte zunächst erwähnt werden, dass man die bisher verwendete Betafunktion $B(p, q)$ als „vollständige“ Betafunktion bezeichnet, da die Integration stets von 0 bis 1 erfolgt. Außerdem existiert eine „unvollständige“ Betafunktion $B_x(p, q)$, bei der von 0 bis $x \in [0, 1]$ integriert wird. $I_x(p, q)$ ist nichts anderes als das Verhältnis aus unvollständiger zu vollständiger Betafunktion

$$I_x(p, q) = \frac{1}{B(p, q)} \int_0^x r_t^{p-1} (1 - r_t)^{q-1} dr_t \quad . \quad (3.68)$$

Falls $x = 0$ ist, dann folgt $r_s = a$ und die gesamte Betaverteilung liegt „rechts“ vom Sättigungs-MV (Gitterzelle 100 %ig bedeckt). Ist umgekehrt $x = 1$, dann folgt $r_s = b$, so dass die gesamte Betaverteilung „links“ vom Sättigungs-MV liegt (Gitterzelle wolkenlos). Die beiden Spezialfälle $I_0(p, q) = 0$ und $I_1(p, q) = 1$ lassen somit den Schluss zu, dass der Quotient $I_x(p, q)$ denjenigen Anteil der Gitterzelle widerspiegelt, der *nicht* von Wolken bedeckt ist. Aus diesem Grund lässt sich die partielle Wolkenbedeckung C im „Tompkins-Wolkenschema“ diagnostisch mittels

$$\begin{aligned} C &= \int_{r_s}^b G(r_t) dr_t \\ &= 1 - I_x(p, q) \end{aligned} \quad (3.69)$$

berechnen. Abb. 3.9 soll noch einmal das grundsätzliche Vorgehen illustrieren. Hätte man zu jeder Zeit entsprechende Messungen des Gesamtwasser-MV r_t innerhalb der Gitterzelle, so würden sich die Verteilungsgrenzen ($a = \blacksquare$ und $b = \blacksquare$) direkt aus dem Minimal- bzw. Maximalwert der r_t -Schwankungen ergeben. Für alle anderen r_t -Werte müsste eine Statistik angefertigt werden, d. h. vereinfacht ausgedrückt, wie oft ein bestimmter Wert des Gesamtwasser-MV r_t in der Gitterzelle vorkommt. Das Maximum der Betaverteilung, das bei \bar{r}_t liegt, ist also derjenige r_t -Wert, der am häufigsten auftritt. Aus der erhaltenen Betaverteilung $G(r_t)$ ergibt sich die horizontale Wolkenbedeckung C direkt aus der Fläche unter der Betaverteilung, die im Übersättigungsbereich ($r_t > r_s$) liegt. Obwohl Abb. 3.9 einen gegensätzlichen Anschein erweckt, bleibt die genaue Position der Wolken in der Gitterzelle unbekannt. Das entscheidende Problem ist allerdings, dass zur exakten Definition der Betaverteilung weiterhin 4 Parameter (a, b, p, q) zwingend notwendig sind. Die Verteilungsgrenzen sind bei Modellsimulationen

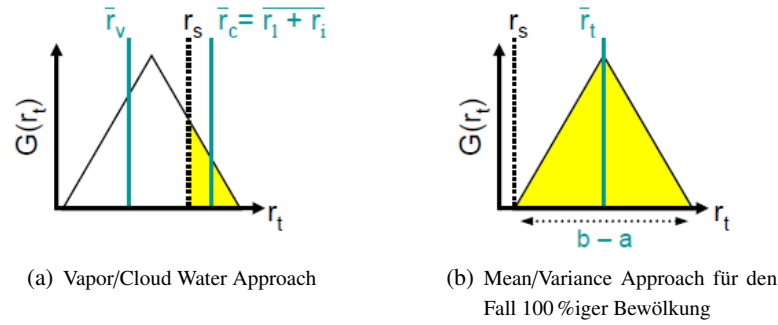


Abbildung 3.10: Veranschaulichung der beiden Methoden zur Bestimmung der Betaverteilung $G(r_t)$, die in Abhängigkeit vom gewählten (verfügbaren) Variablensatz im Tompkins-Wolkenschema Anwendung finden.

aber nicht so ohne weiteres verfügbar. Aufgrund dessen wählt Tompkins die Formparameter p und q sowie die Mittelwerte für das Gesamtwasser-MV \bar{r}_t und für das MV des Wolkenkondensats \bar{r}_c zur eindeutigen Bestimmung von $G(r_t)$. Die höheren Momente (Varianz und Schiefe) sollen die zeitliche Entwicklung der Betaverteilung steuern. Um die Betaverteilung numerisch zu berechnen, werden 2 verschiedene Methoden verwendet, die im Folgenden beschrieben werden.

Da im HIRHAM5 (also auch im HIRHAM5-SCM) separate prognostische Gleichungen für mittleres Wolkenwasser und Wolkeneis existieren, ist das Gleichungssystem überbestimmt, denn das „Tompkins-Wolkenschema“ verfügt ebenfalls über eine prognostische Gleichung für das MV des Wolkenkondensats \bar{r}_c (Gl. 3.67). Als Kompromiss nutzt das Wolkenschema für partielle Wolkenbedeckung ($0 < C < 1$) die sogenannte „Vapor/Cloud Water Approach“ (vgl. Abb. 3.10(a)), d. h. es verwendet die in Abhängigkeit von der ECHAM5-Mikrophysik (Lohmann und Roeckner, 1996 [44]) berechneten Werte für \bar{r}_v und \bar{r}_c , so dass der Einfluss mikrophysikalischer Prozesse während eines Zeitschritts Δt unmittelbar mitberücksichtigt wird. Der Mittelwert des Gesamtwasser-MV \bar{r}_t ergibt sich dann sofort aus deren Summe. Des weiteren bleibt die Wolkenwasserbilanz $r_c = r_v + r_i \geq 0$ stets erhalten. Die Vermeidung negativer Werte für Wolkenwasser und/oder Wolkeneis wird nämlich direkt im Zusammenhang mit den Berechnungen zur Mikrophysik gewährleistet und zwar durch die Addition eines Korrekturterms r_c^{korrr} . Dessen Wert entspricht einer äquivalenten Menge an vorhandenem Wasserdampf, der instantan kondensiert bzw. resublimiert. Ein weiterer Vorteil dieser Methode liegt darin, dass eine Parametrisierung der komplizierten Quellen- und Senkenterme für die höheren Verteilungsmomente überflüssig ist. Um diejenige Betaverteilung $G(r_t)$ zu ermitteln, die das korrekte \bar{r}_c ergibt, substituiert man zunächst die nach $b-a$ umgestellte Gl. 3.65 in die Beziehung $x = (r_s - a)/(b - a)$, wodurch sich $\hat{r}_s = p[r_s - a]/[(\bar{r}_t - a)(p + q)]$ ergibt, wenn $x \rightarrow \hat{r}_s$ gesetzt wird. Außerdem substituiert man Gl. 3.65 in Gl. 3.66 und erhält schließlich den folgenden Zusammenhang:

$$(\bar{r}_t - a) I_{\hat{r}_s}(p + 1, q) + (a - r_s) I_{\hat{r}_s}(p, q) + r_s - \bar{r}_v = 0 \quad (3.70)$$

Gl. 3.70 ermöglicht die Anwendung der Ridder's Methode³⁷ und somit der iterativen Berechnung der unteren Verteilungsgrenze a . Die Iteration wird durch die beiden Bedingungen $0 < a < \text{MIN}(\bar{r}_t, r_s)$ und $b > r_s$ eingeschränkt. Sobald a bekannt ist, wird Gl. 3.65 angewandt, um die obere Verteilungsgrenze b zu berechnen. Somit kann die Verteilungsbreite $b-a$ im Fall der partiellen Wolkenbedeckung diagnostisch ermittelt werden.

Ein Problem ergibt sich aber, wenn die Gitterzelle wolkenlos ($r_c = 0$) oder völlig bewölkt ist ($r_v = r_s$). In diesen beiden Grenzfällen ist das System nicht geschlossen, weil zwar p , q und \bar{r}_t bekannt sind aber die Information entweder über \bar{r}_c (falls wolkenlos) oder \bar{r}_v (falls völlig bewölkt) fehlt. Unter diesen Umständen verwendet das Wolkenschema die „Mean/Variance Approach“ (vgl. Abb. 3.10(b)), d. h. es nutzt zum einen den Mittelwert \bar{r}_t , und zum anderen die Verteilungsbreite $b-a$, um $G(r_t)$ zu

³⁷Iterative Methode zur Bestimmung der Nullstellen einer stetigen reellen Funktion (Press et al., 2007 [53]).

bestimmen. Unglücklicherweise ist dadurch die Einführung einer zusätzlichen prognostischen Gleichung eben für die Verteilungsbreite unvermeidbar. Bei der prognostischen Berechnung von $b - a$ kann es durchaus vorkommen, dass sich negative r_v -Werte ($a < 0$) ergeben, so dass eine Korrektur der Wolkenwasserbilanz erforderlich ist. Dies wird realisiert, indem eine entsprechende Menge an Wolkenkondensat verdunstet, so dass die untere Verteilungsgrenze den physikalisch sinnvollen Wert $a = 0$ annimmt. Ebenso kann die prognostisch berechnete Verteilungsbreite partielle Wolkenbedeckung implizieren, obwohl wolkenlose oder völlig bewölkte Bedingungen vorliegen, so dass eine entsprechende Anpassung der Verteilungsgrenzen, d. h. $b = r_s$ bzw. $a = r_s$, durchgeführt wird.

Weil der prognostisch berechnete Wert der Verteilungsbreite lediglich für wolkenlose oder völlig bewölkte Bedingungen verwendet und ansonsten diagnostisch ermittelt wird, bezeichnet man die noch einzuführende Varianzgleichung als „quasi-prognostisch“. Die ebenfalls im Folgenden einzuführende prognostische Gleichung für die Schiefe, welche ausschließlich die zeitliche Entwicklung des Formparameters q steuert, da $p = \text{const.}$ gewählt wurde, wird immer verwendet, egal ob partielle Wolkenbedeckung oder einer der beiden Grenzfälle vorliegt. Aus diesem Grund sind die Formparameter zu jeder Zeit bekannt. Die verbleibende Aufgabe besteht nun darin, das System für die zwei Grenzfälle durch Parametrisierung zu schließen. Trotz der Komplexität eröffnet dies die Möglichkeit, den Einfluss subgrid-skaliger physikalischer Prozesse (Turbulenz, Konvektion und Mikrophysik) auf die zeitliche Entwicklung von „Varianz“ ($b - a$) und „Schiefe“ ($q - p$) zu berücksichtigen und somit die zeitliche Evolution von $G(r_t)$ modellieren zu können. Es gibt zwei entscheidende Punkte, die begründen, weshalb die Kenntnis der Beta-Verteilung $G(r_t)$ zu jeder Zeit erforderlich ist: Erstens ist diese Information hilfreich für die fehlerfreie Berechnung von mikrophysikalischen Prozessen im Fall der 100%igen Bewölkung und ebenso bei der Ermittlung von Strahlungsflüssen. Zweitens ist der genaue Zeitpunkt bestimmbar, wenn ein wolkenloser oder völlig bewölkter Himmel in einen teilweise bewölkten Zustand übergeht.

Da die **Schiefegleichung** (Gl. 3.71) stets benötigt wird, soll diese als erstes besprochen werden. Die Parametrisierung der einzelnen Terme ist sicherlich etwas „ad hoc“, so dass für genauere Erklärungen auf Tompkins, 2002 [77] verwiesen wird. Der Einfluss kleinskaliger physikalischer Prozesse auf die Schiefe setzt sich additiv aus drei Anteilen zusammen. Dabei stehen die Subskripte an den partiellen Ableitungen für Turbulenz, Konvektion bzw. Mikrophysik.

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{\text{Turb}} + \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{\text{Konv}} + \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{\text{Mikr}} \quad (3.71a)$$

$$\left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{\text{Turb}} = (q_0 - q) \left[\frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_h} \right] \quad (3.71b)$$

$$\left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{\text{Konv}} = \frac{K}{\bar{\rho} r_s} \frac{\partial}{\partial z} (M^{\text{cu}} \bar{r}_c^{\text{cu}}) \quad (3.71c)$$

$$\left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_{\text{Mikr}} = \frac{1}{\Delta t} \Delta q_{\text{Mikr}} \quad (3.71d)$$

Der *Turbulenzterm der Schiefe* (Gl. 3.71b) liefert keinen Beitrag zur Produktion von Schiefe, vernachlässigt deren advektiven Transport (Term klein gegenüber Quell- und Senkentermen) und beinhaltet daher nur die molekulare Dissipation (Vernichtung von Schiefe), die als ein Newton'scher Relaxationsprozess definiert wird. Hierbei treten zwei verschiedene Relaxationszeiten auf. Die räumliche Turbulenz (3D Turbulenz), welche v. a. in der PBL und in der Nähe eines Tiefenkonvektionskerns anzutreffen ist, beinhaltet eine ausgeprägte vertikale Komponente und wird durch die typische Zeitskala τ_v (~ 1 Sekunde) ausgedrückt. Im Modell wird diese über die Gleichung

$$\tau_v = \frac{S_{\text{Nm}}^{-3} l}{\sqrt{\bar{\epsilon}}} \quad (3.72)$$

parametrisiert, in der l die Mischungsweglänge, $\bar{\epsilon}$ die mittlere TKE und S_{Nm} eine Konstante bezeichnen (vgl. Abschnitt 3.3.4). Dabei definiert der Zähler die turbulente Dissipationslängenskala und der Nenner die turbulente Geschwindigkeitsskala. Dagegen steht die typische Zeitskala τ_h (~ 10 Tage) stellvertretend für die Dissipation infolge von großskaligen, horizontalen Wirbeln (2D Turbulenz), wie sie in der freien Atmosphäre vorkommen. Diese Zeitskala wird entsprechend

$$\tau_h^{-1} = C_s^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2} \quad (3.73)$$

in Termen der horizontalen Windscherung ausgedrückt. Dabei sind u und v die horizontalen Windkomponenten und $C_s = 0.23$ ein Parameter. Letztlich bewirken turbulente Mischungsprozesse infolge subskaliger Wirbel eine Reduzierung der Schiefe und ein Streben gegen die symmetrische Betaverteilung. Im HIRHAM5-SCM sind räumliche Ableitungen aufgrund der fehlenden eigenen Dynamik identisch Null, so dass $\tau_h = 0$ ist. Der tunbare Parameter q_0 definiert die Form der symmetrischen Betaverteilung, wobei dessen Wert im vorliegenden Wolkenschema demjenigen des fixierten Formparameters entspricht, d. h. dass per Default $q_0 = p \equiv 2$ gesetzt wird.

Der *Konvektionsterm der Schiefe* (Gl. 3.71c) steht für die Produktion von Schiefe durch den Eintrag von Wolkenkondensat infolge von Cumuluskonvektion. K ist ebenfalls ein tunbarer Parameter, der beschreibt, wie schnell konvektives Detrainment die Schiefe erhöht, wobei dieser per Default auf den Wert 10 gesetzt ist. $\bar{\rho}$ steht für die mittlere Dichte der Luft und $(M^{cu} \bar{r}_c^{cu})$ ist der Massenfluss des Wolkenkondensats aufgrund konvektiver Aufwärtsbewegungen³⁸, wobei \bar{r}_c^{cu} das mittlere Wolkenkondensat in den Aufwinden bezeichnet und $\bar{r}_c^{cu} \gg \bar{r}_c$ gilt. An dieser Stelle sei noch einmal daran erinnert, dass ausschließlich konvektive Aufwärtsbewegungen mitberücksichtigt werden, da $p = \text{const.}$ gewählt wurde.

Der verbleibende *Mikrophysikterm der Schiefe* (Gl. 3.71d) muss die Änderung von Wolkenwasser und Wolkeneis während eines Zeitschritts infolge mikrophysikalischer Prozesse berücksichtigen und soll etwas ausführlicher erläutert werden. Sollten subgrid-skalige Prozesse der Wolkenmikrophysik zur Auflösung aller Wolken während eines Zeitschritts Δt führen, dann würde die Änderung der oberen Verteilungsgrenze $\Delta b = r_s - b$ lauten. Aus dieser Annahme kann man einen linearisierten Zusammenhang

$$\Delta b_{\text{Mikr}} = -\frac{(\Delta \bar{r}_c)_{\text{Mikr}}}{\bar{r}_c} (r_s - b) \quad (3.74)$$

ableiten, indem man die Änderung der oberen Verteilungsgrenze aufgrund der Mikrophysik Δb_{Mikr} in Beziehung setzt zur Änderung des Wolkenkondensats $(\Delta \bar{r}_c)_{\text{Mikr}}$. Da die Änderung der unteren Verteilungsgrenze durch mikrophysikalische Prozesse aufgrund der Wahl $p = \text{const.}$ viel geringer ausfällt als diejenige der oberen Verteilungsgrenze $|\Delta a| \ll |\Delta b|$, verwendet man vereinfachend $|\Delta a| = 0$. Um nun zum mathematischen Ausdruck des Mikrophysikterms zu gelangen, benutzt man zunächst Gl. 3.65 zusammen mit der eben erwähnten Näherung und erhält

$$\begin{aligned} \bar{r}_t &= [\bar{r}_v + (\Delta \bar{r}_v)_{\text{Mikr}}] + [\bar{r}_c + (\Delta \bar{r}_c)_{\text{Mikr}}] \\ &= [(b + \Delta b_{\text{Mikr}}) - (a + \Delta a_{\text{Mikr}})] \frac{p}{p+q} + (a + \Delta a_{\text{Mikr}}) \end{aligned}$$

als Ergebnis. Dieses kann umgestellt und anschließend die Änderung des Formparameters q durch die Wolkenmikrophysik berücksichtigt werden, indem man $q \rightarrow q + \Delta q_{\text{Mikr}}$ setzt und $p = \text{const.}$ ausnutzt:

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow \quad (\bar{r}_t - a) \frac{p+q}{p} &= b + \Delta b_{\text{Mikr}} - a \\ \Rightarrow \quad \frac{p + (q + \Delta q_{\text{Mikr}})}{p} &= \frac{b + \Delta b_{\text{Mikr}} - a}{(\bar{r}_t - a)} \end{aligned}$$

³⁸Der Subskript „cu“ steht nämlich für „convective updrafts“.

Letztendlich kann dieses Resultat nach Δq_{Mikr} aufgelöst werden und liefert den gesuchten Term:

$$\Delta q_{\text{Mikr}} = \left[\frac{(b + \Delta b_{\text{Mikr}} - a) p}{\bar{r}_t - a} - (p + q) \right] \quad (3.75)$$

Es kann also festgehalten werden, dass entweder Produktion oder Vernichtung von Schiefe resultiert, je nachdem welcher mikrophysikalische Prozess (Kondensation/Verdunstung, Deposition/Sublimation, Niederschlagsbildung usw.) überwiegt.

Die **Varianzgleichung** (Gl. 3.76), welche den Einfluss kleinskaliger physikalischer Prozesse auf die Verteilungsbreite beschreibt, setzt sich nur aus einem Turbulenz- und einem Konvektionsterm zusammen. Der Einfluss der Mikrophysik muss nicht mehr zusätzlich berücksichtigt werden, weil sich das Gesamtwasser-MV \bar{r}_t bereits auf die in Abhängigkeit von mikrophysikalischen Prozessen berechneten mittleren Werte von Wolkenwasser und Wolkeneis bezieht. Insofern variieren mikrophysikalische Prozesse indirekt die Verteilungsbreite.

$$\frac{\partial(b-a)}{\partial t} = \left(\frac{\partial(b-a)}{\partial t} \right)_{\text{Turb}} + \left(\frac{\partial(b-a)}{\partial t} \right)_{\text{Konv}} \quad (3.76a)$$

$$\left(\frac{\partial(b-a)}{\partial t} \right)_{\text{Turb}} = \underbrace{\frac{\mu}{(b-a)} K_h \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \bar{r}_t^2}{\partial z^2}}_{\text{(I)}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(K_h \frac{\partial(b-a)}{\partial z} \right)}_{\text{(II)}} - \underbrace{(b-a) \left[\frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_h} \right]}_{\text{(III)}} \quad (3.76b)$$

$$\left(\frac{\partial(b-a)}{\partial t} \right)_{\text{Konv}} = \frac{1}{\Delta t} \Delta(b-a)_{\text{Konv}} \quad (3.76c)$$

Der *Turbulenzterm der Varianz* (Gl. 3.76b) besteht aus drei unterschiedlichen Termen. Bevor deren Bedeutung im Einzelnen besprochen wird, muss zunächst angemerkt werden, dass die gewählte Parametrisierung sowohl subskalige Fluktuationen in den horizontalen Windkomponenten als auch die Advektion von Feuchtevarianz durch den mittleren vertikalen Wind $\bar{w} \partial r_t^2 / \partial z$ vernachlässigt. Term (I) steht für die Produktion von Varianz, verbunden mit turbulenten Bewegungen infolge eines vertikalen \bar{r}_t -Gradienten. Das μ darin ist eine Abkürzung für $\mu = (p+q)^2 (p+q+1) (p+q)^{-1}$. In diesem Term steckt der turbulente Fluss des Gesamtwasser-MV $\overline{w' r_t'} = -K_h \partial \bar{r}_t / \partial z$, den man wie gewohnt mittels eines Gradientenansatzes parametrisiert (w' ist die Fluktuation der Vertikalgeschwindigkeit), wobei eine TKE-Schließung analog zur ECHAM5-Grenzschichtparametrisierung (siehe *Abschnitt 3.3.4*) verwendet wird. Demzufolge bedeutet K_h die Wirbeldiffusivität bezogen auf den Wärmefluss, die in Gl. 3.82 in Termen der mittleren TKE \bar{E} definiert ist. Term (II) beschreibt den turbulenten Transport von Varianz durch subgrid-skalige Wirbel. In diesem steckt der turbulente Varianzfluss $\overline{w' r_t'^2}$, wobei bedacht werden muss, dass nicht direkt die Varianz, sondern die Verteilungsbreite durch die Schließung verfügbar ist. Nutzt man erneut den Gradientenansatz und setzt $r_t'^2 \rightarrow (b-a)'$, dann folgt der Zusammenhang $\overline{w'(b-a)'} = -K_h \partial(b-a) / \partial z$. Term (III) definiert die molekulare Dissipation analog zum Turbulenzterm der Schiefe (Gl. 3.71b), d. h. er steht für die Vernichtung von Varianz. Auch die Bedeutung der Relaxationszeiten τ_v und τ_h bleibt wie gehabt. Im Endeffekt bewirkt die turbulente Durchmischung infolge subskaliger Wirbel eine abnehmende Verteilungsbreite und somit die Annäherung an die symmetrische Verteilung.

Der *Konvektionsterm der Varianz* (Gl. 3.76c) beschreibt den Effekt, den Cumuluskonvektion durch das konvektive Detrainment auf die Verteilungsbreite hat. Grundsätzlich sollte klar sein, dass eine Zunahme der Schiefe durch konvektive Aufwärtsbewegungen, wie sie sich im Konvektionsterm der Schiefe manifestiert, auch eine zunehmende Verteilungsbreite impliziert. Zur Ermittlung des Terms $\Delta(b-a)_{\text{Konv}}$ bedient man sich erneut der vereinfachten Annahme $|\Delta a| = 0$ und nutzt die nach $\{b-a\}$ umgestellte Gl. 3.65, wobei die Verteilungsbreite nun als eine Funktion des Formparameters q zu verstehen ist. Sei Δq_{Konv} der Zuwachs der Schiefe während eines Zeitschritts Δt , so lässt sich der

Differenzenquotient für die Verteilungsbreite wie folgt ausdrücken

$$\begin{aligned} \frac{\partial\{b-a\}}{\partial t} &= \frac{\{b-a\}(q + \Delta q_{\text{Konv}}) - \{b-a\}(q)}{\Delta t} \\ &= \frac{(\bar{r}_t - a)(p + q + \Delta q_{\text{Konv}}) p^{-1} - (\bar{r}_t - a)(p + q) p^{-1}}{\Delta t} \end{aligned}$$

Der Wert von Δq_{Konv} kann berechnet werden, indem man den Konvektionsterm der Schiefe (Gl. 3.71c) über einen Zeitschritt Δt integriert. Letztendlich kann die Änderung der Verteilungsbreite während eines Zeitschritts Δt aufgrund von Cumuluskonvektion mit einer Produktion von Varianz gleichgesetzt und folgendermaßen aufgeschrieben werden

$$\Delta(b-a)_{\text{Konv}} = (\bar{r}_t - a)(p + q + \Delta q_{\text{Konv}})p^{-1} - (b-a) \quad . \quad (3.77)$$

Abschließend soll die Wirkung der subgrid-skaligen physikalischen Prozesse auf die Beta-Verteilung zusammengefasst werden: Das Detrainment durch konvektive Aufwärtsbewegungen, die v. a. bei Tiefenkonvektion vorherrschen, erhöht sowohl die positive Schiefe $q-p$ als auch die Varianz (Verteilungsbreite) $b-a$. Falls ein vertikaler r_t -Gradient vorliegt, erhöht vertikale Turbulenz die Varianz und transportiert diese. Andererseits hat vertikale Turbulenz einen dissipativen Einfluss auf Varianz und Schiefe, der sich in einer turbulenten, Wirbel bezogenen Zeitskala τ_v widerspiegelt. Horizontale, subgrid-skalige Turbulenz, verursacht durch horizontale Windscherungs-Instabilität bei großskaligen Wirbeln, verringert Varianz und Schiefe, allerdings auf einer wesentlich langsameren Zeitskala $\tau_h \gg \tau_v$. Speziell im HIRHAM5-SCM gilt aber $\tau_h = 0$, so dass die fehlende Eigendynamik dazu führt, dass horizontale Mischungsvorgänge gar nicht berücksichtigt werden können. Mikrophysikalische Prozesse können die Schiefe und damit auch implizit die Verteilungsbreite entweder verringern oder vergrößern. Die Richtung ist vom Ausmaß der einzelnen wolkenerzeugenden und -vernichtenden Prozesse abhängig.

Die in den Parametrisierungen von Schiefe- und Varianzgleichung auftretenden Terme zur Turbulenz können aus dem vertikalen Diffusionsschema (Parametrisierung der PBL) gewonnen werden. Bei den Konvektionstermen bedient sich das Wolkenschema der Cumuluskonvektions-Parametrisierung (Tiedtke/Nordeng) und die benötigten mikrophysikalischen Terme sind über die Parametrisierungen der Mikrophysik (Lohmann u. Roeckner) verfügbar. Somit ist das gesamte Wolkenschema durch die Einführung der prognostischen Schiefe- und quasi-prognostischen Varianzgleichung geschlossen und für jeden erdenklichen Wolkenbedeckungsgrad funktionsfähig.

3.3.4 Bodenflüsse und vertikale Diffusion

Turbulente Flüsse in der Bodenschicht

Um subgrid-skalige Turbulenz behandeln zu können, spaltet man die betreffende Variable χ zunächst in einen zeitlich gemittelten (mit Balken) und einen Schwankungs- bzw. Störungsterm (mit Strich) auf $\chi = \bar{\chi} + \chi'$.

Der untere Rand der niedrigsten Modellschicht befindet sich im HIRHAM5-SCM etwa in einer Höhe von 30 m ($Nlev = 19$) bzw. 10 m ($Nlev = 60$). Dies kann in *Anhang C* nachgeprüft werden. Zwischen Erdoberfläche und niedrigster Modellschicht befindet sich daher eine Bodenschicht, durch die turbulente Flüsse von Impuls, Wärme und Feuchte irgendwie aus dem Boden in die unterste Modellschicht (oder umgekehrt) gelangen müssen. Um diese subskaligen Flüsse erfassen zu können, wird der turbulente Fluss einer entsprechenden Variable χ am Erdboden durch die Transfergleichung

$$\left(\overline{w'\chi'}\right)_s = -C_\chi |\vec{v}_1| (\bar{\chi}_1 - \bar{\chi}_s) \quad (3.78)$$

parametrisiert. Dabei beziehen sich die Subskripte „s“ auf die Erdoberfläche bzw. „1“ auf die Untergrenze des niedrigsten Modelllevels, und w' ist der Schwankungsterm der Vertikalgeschwindigkeit

(im z -System). In dieser ECHAM5-Parametrisierung ist der turbulente Bodenfluss somit direkt proportional zum Betrag des horizontalen Windvektors $|\vec{v}_1| = (u_1^2 + v_1^2)^{1/2}$ und der Differenz des mittleren Variablenwertes bezogen auf den oberen und unteren Rand der Bodenschicht. Den Austauschkoefizient C_χ berechnet das Schema auf der Grundlage der Monin-Obukhov-Ähnlichkeitstheorie. Analog zu Louis, 1979 [45] werden separate Austauschkoefizienten für den Impuls- (Subskript „m“) und Wärmefluss (Subskript „h“) verwendet. Erstgenannter wirkt beispielsweise auf die zeitlich gemittelten horizontalen Windkomponenten und letzterer auf zeitlich gemittelte Variablen wie Temperatur und Feuchte.

$$C_{\chi_{m,h}} = C_N f_{m,h} \left(Ri_B, \frac{z_1}{z_{0m}} + 1, \frac{z_1}{z_{0h}} + 1 \right) \quad (3.79)$$

$$C_N = \frac{\kappa^2}{\ln(z_1/z_{0m} + 1) \ln(z_1/z_{0h} + 1)} \quad (3.80)$$

Die in Gl. 3.79 zusammengefassten Austauschkoefizienten sind definiert als Produkt aus neutralem Austauschkoefizient C_N und Stabilitätsfunktion $f_{m,h}$. Die Formulierung des neutralen Austauschkoefizienten ist in Gl. 3.80 ersichtlich, wobei $\kappa = 0.4$ die von Kármán Konstante, z_1 die Höhe des niedrigsten Modelllevels, z_{0m} und z_{0h} die entsprechenden Rauigkeitslängen für Impuls- und Wärmefluss und Ri_B die feuchte Richardson-Zahl der Bodenschicht bezeichnen. Über Landpunkten sind die Rauigkeitslängen Funktionen der subgrid-skaligen Orographie und Vegetation. Dagegen hängt die aerodynamische Rauigkeit (somit auch z_{0m} und z_{0h}) über offenem Wasser von der Reibungsgeschwindigkeit ab (Charnock, 1955 [11]). Über Meer- oder Seeis wird sowohl für z_{0m} als auch für z_{0h} ein konstanter Wert von 10^{-3} m gewählt. Die Stabilitätsfunktionen f_m und f_h sind in erster Linie von Ri_B und dem Verhältnis z_1/z_{0m} bzw. z_1/z_{0h} abhängig. Sie repräsentieren das Verhältnis von $C_{\chi_{m,h}}$ zum entsprechenden Wert unter neutralen Bedingungen, d. h. sie berücksichtigen die Stabilität der Bodenschicht. In Anlehnung an Louis, 1979 [45] definiert das Schema eigene Stabilitätsfunktionen für den Fall der labilen Bodenschicht ($f_{m,h}(Ri_B < 0)$). Für die neutrale und stabile Bodenschicht werden allerdings dieselben Stabilitätsfunktionen $f_{m,h}(Ri_B \geq 0)$ verwendet (siehe Roeckner et al., 2003 [61]).

Turbulente Flüsse über der Bodenschicht

Oberhalb der Bodenschicht wird Turbulenz durch Anwendung der Wirbeldiffusivitäts-Methode mittels eines Gradientenansatzes

$$\overline{(w'\chi')} = -K_\chi \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z} \quad (3.81)$$

parametrisiert, d. h. dass der turbulente Fluss einer Variable χ in Beziehung gesetzt wird zum vertikalen Gradient der entsprechenden zeitlich gemittelten Größe. Die entsprechende Proportionalitätskonstante K_χ wird als Wirbeldiffusivität bezeichnet, welche stets positiv ist und somit in Gl. 3.81 einen turbulenten Transport entgegengesetzt zum Gradient der mittleren Größe $\bar{\chi}$ impliziert. Analog zur Bodenschicht werden wiederum verschiedene Wirbeldiffusivitäten für den Impuls- (K_{χ_m}) bzw. Wärmefluss (K_{χ_h}) definiert

$$K_{\chi_{m,h}} = \Lambda_{m,h} \sqrt{\bar{\mathcal{E}}} \quad , \quad (3.82)$$

die in Termen der mittleren turbulenten kinetischen Energie $\bar{\mathcal{E}} = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$ ausgedrückt werden (Garratt, 1992 [30]). In Gl. 3.82 bedeutet $\Lambda_{m,h} = l S_{m,h}$ die turbulente Mischungslängenskala, die ein Produkt aus der Mischungsweglänge $l = \kappa z (1 + \kappa z/l_a)^{-1}$ nach Blackadar, 1962 [6] und eines entsprechenden Stabilitätskoefizienten $S_{m,h}$ ist. In der PBL wird die asymptotische Mischungsweglänge auf einen konstanten Wert von $l_a = 30$ m gesetzt, egal ob turbulente Impuls- oder Wärmeflüsse betrachtet werden. Nach dem Erreichen der freien Atmosphäre ($z > 1$ km) nimmt l_a exponentiell ab, bis in der unteren Stratosphäre ein Minimalwert von 1 m angenommen wird. In Analogie zu den Austauschkoefizienten in der Bodenschicht, wird $S_{m,h}$ als Produkt aus Neutralitätskoefizient $S_{Nm,h}$, der hier verschiedene Ausdrücke für Impuls- und Wärmefluss aufweist, und Stabilitätsfunktion $g_{m,h}(Ri)$,

welche eine Funktion der feuchten Richardson-Zahl bezogen auf die jeweilige Modellschicht darstellt, ausgedrückt. Diese Stabilitätsfunktionen werden konsistent zu $f_{m,h}$ formuliert, d. h. es gibt einen separaten Satz $g_{m,h}(Ri < 0)$ für instabile und einen gemeinsamen Satz $g_{m,h}(Ri \geq 0)$ für neutrale und stabile Bedingungen. Insgesamt wird die vertikale Diffusion über der Bodenschicht entsprechend

$$\overline{(w'\chi')} = -l S_{Nm,h} g_{m,h}(Ri) \sqrt{\bar{\mathcal{E}}} \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z} \quad (3.83)$$

parametrisiert, wobei die genauen Terme der Neutralitätskoeffizienten und Stabilitätsfunktionen aus Roeckner et al., 2003 [61] entnommen werden können. Bei dieser Parametrisierung ist allerdings eine zusätzliche prognostische Gleichung für die mittlere TKE $\bar{\mathcal{E}}$ erforderlich, die zu einer Schließung 1.5-ter Ordnung (TKE-Schließung) führt. Brinkop und Roeckner, 1995 [7] beschreiben die Lösung einer vereinfachten Form der TKE-Gleichung (Gl. 3.84), wobei die Advektion von $\bar{\mathcal{E}}$ vernachlässigt wird.

$$\frac{\partial \bar{\mathcal{E}}}{\partial t} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w'\mathcal{E}'} + \frac{1}{\rho} \overline{w'p'} \right)}_{(1)} + \underbrace{\frac{g}{\vartheta_v} \overline{w'\vartheta'_v}}_{(2)} - \underbrace{\left(\overline{w'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{w'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)}_{(3)} - \underbrace{\frac{S_{Nm}^3}{l} \bar{\mathcal{E}}^{3/2}}_{(4)} \quad (3.84)$$

Alle turbulenten Flüsse in Gl. 3.84 werden mittels Gl. 3.81 berechnet, wobei man Proportionalitätskonstanten entsprechend Gl. 3.82, beispielsweise $K_{\bar{\mathcal{E}}} = K_{\chi_m}$ für $\overline{w'\mathcal{E}'}$, wählt. Die Bedeutung der einzelnen Terme in der TKE-Gleichung lautet folgendermaßen: Term (1) beschreibt den turbulenten Transport von TKE, wobei $\overline{w'p'}/\rho$ den Druck-Korrelationsterm mit der Dichte ρ bedeutet. Term (2) steht für die Produktion/Vernichtung von TKE durch turbulente Wärmeflüsse (Auftrieb), wobei g die Erdbeschleunigung bezeichnet und ϑ_v in Termen des Gesamtwasser-MV und der potentiellen Flüssigwassertemperatur definiert wird (Brinkop u. Roeckner, 1995 [7]). Term (3) erfasst die Produktion von TKE infolge einer Scherung der mittleren Strömung (Grundstrom). Term (4) bezieht sich letztlich auf die Dissipation (Vernichtung) von TKE, d. h. die Umwandlung von Turbulenzenergie in thermische Energie aufgrund von molekularer Reibung, wobei $S_{Nm} = 0.556$ ist.

4 Klimasimulationen mit dem HIRHAM5-SCM

Die formale Entwicklung des HIRHAM5-SCM eröffnet zum einen die Möglichkeit, die physikalischen ECHAM5-Parametrisierungen zu untersuchen, somit ein besseres Verständnis der Modellphysik zu ermöglichen, und darüber hinaus Parameterstudien durchzuführen, die zur Verbesserung der Parametrisierungen beitragen können. Zum anderen sollte immer im Hinterkopf behalten werden, dass ein solches Säulenmodell die Advektion ohne dynamische Tendenzen nicht beschreiben kann, weil horizontale dynamische Prozesse vernachlässigt werden. Verständlicherweise sind die ECHAM5-Parametrisierungen nicht für derart unphysikalische Bedingungen entwickelt worden, so dass das HIRHAM5-SCM bei Nichtberücksichtigung der dynamischen Tendenzen dementsprechende, mit Vorsicht zu genießende, Modellergebnisse produziert. Besonders bei entsprechenden Sensitivitätsexperimenten dienen die Modellläufe ohne Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen daher lediglich dazu, eine erste Idee zu entwickeln. Außerdem werden bei einer Berücksichtigung ohnehin stets dieselben dynamischen Tendenzen verwendet, so dass die Auswirkungen vorgenommener Änderungen in der Modellphysik, bezogen auf einen Referenzlauf (Standardeinstellungen), dennoch abgeschätzt werden können.

Im nächsten *Abschnitt 4.1* werden einige Ergebnisse aus Experimenten ohne Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen vorgestellt und besprochen. Dabei geht es zunächst und auch vorrangig darum, aufzuzeigen, dass die Verwendung der physikalischen Tendenzen allein zu unrealistischen Modellergebnissen führt. Ein interessantes Ergebnis bei unberücksichtigten dynamischen Tendenzen stellt die Ähnlichkeit des HIRHAM5-SCM zu einem Strahlungs-Konvektions-Modell (RCM*) dar, die ebenfalls erläutert werden soll. Des Weiteren wird die Auswirkung einer Erhöhung der vertikalen Modellauflösung von $N_{lev} = 19$ auf $N_{lev} = 60$ untersucht. Abschließend wird der Einfluss eines veränderten Modellzeitschritts Δt auf die physikalischen Tendenzen diskutiert.

Der *Abschnitt 4.2* beschäftigt sich mit der Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen. Dabei soll zunächst verdeutlicht werden, welchen entscheidenden Einfluss diese für die realitätsnahe Reproduktion des arktischen Klimas haben. Einer der Schwerpunkte in diesem Abschnitt ist die Validierung des HIRHAM5-SCM gegen Radiosondendaten der NP-35-Drift-Expedition. Dadurch soll die Güte der Modellergebnisse abgeschätzt werden, wobei sich die Eignung des HIRHAM5-SCM zu Sensitivitätsexperimenten herausstellen wird. Weiterhin wollen wir uns mit der 3D- und 2D-Wolkenbedeckung beschäftigen. Hierbei soll zum einen herausgearbeitet und veranschaulicht werden, welche Modellbewölkung das Tompkins-Wolkenschema unter Standardbedingungen erzeugt. Zum anderen wird ein Vergleich mit Beobachtungsdaten erfolgen, der Aufschluss darüber geben wird, dass das HIRHAM5-SCM die beobachtete Bewölkung überschätzt. Das primäre Ziel der sich daran anschließenden Parameterstudien, die einen weiteren Schwerpunkt bilden, ist es, die Frage zu beantworten, ob eine geeignete Parameterwahl die Modellbewölkung unmittelbar beeinflussen kann und imstande ist diese zu reduzieren. Zum Abschluss dieses Abschnitts soll die Auswirkung einer Zeitschrittänderung erneut untersucht werden, um herauszufinden, welchen Effekt die zusätzlich verwendeten dynamischen Tendenzen haben.

Weil davon ausgegangen werden kann, dass die 60-Schichten-Version des HIRHAM5-SCM die genaueren Modellergebnisse liefert und die dynamischen Tendenzen ausschließlich für $N_{lev} = 60$ verfügbar sind, beziehen sich alle bzgl. des HIRHAM5-SCM gezeigten Grafiken, mit Ausnahme des *Abschnitts 4.1.3*, auf diese vertikale Modellauflösung. Trotzdem wird in den entsprechenden Grafiken explizit darauf hingewiesen, ob die 19-Schichten-Version ($N_{lev} = 19$) oder die 60-Schichten-Version verwendet wurde.

4.1 Experimente ohne dynamische Tendenzen

4.1.1 Temperatur und spezifische Feuchte im Referenzlauf

Abb. 4.1 zeigt die vom HIRHAM5-SCM simulierten Höhen-Zeit-Schnitte für Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ und spezifische Luftfeuchtigkeit q in g kg^{-1} , wobei die Simulation eine „Ein-Jahres“-Integration (1 Jahr und 1 Monat) darstellt und sich auf die standardmäßig vordefinierten Parameterwerte bezieht (Referenzlauf).

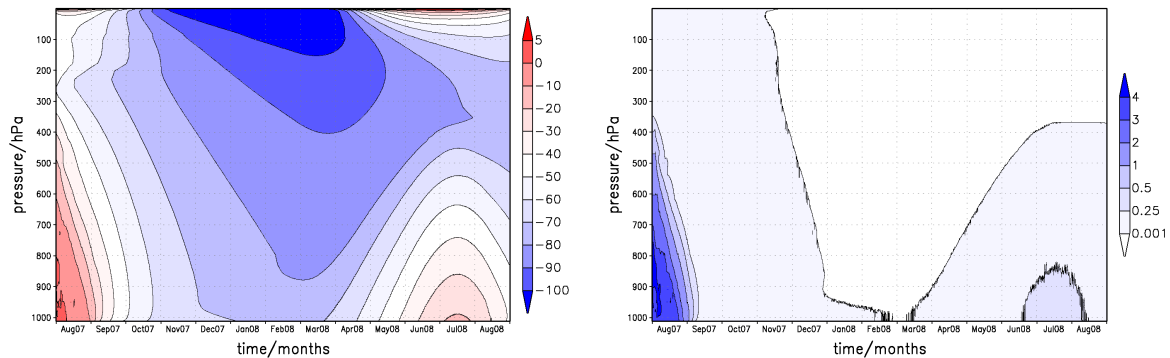


Abbildung 4.1: Höhen-Zeit-Schnitte der Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ (links) und der spezifischen Luftfeuchtigkeit q in g/kg (rechts) für eine Ein-Jahres-Integration (01. Aug 2007 bis 31. Aug 2008) ohne Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen, bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM mit $N_{lev} = 60$.

Aus dem modellierten Temperaturverlauf ist der durch die Strahlung geprägte Jahresgang gut erkennbar. Die ersten Zeitschritte sind aufgrund der Initialisierung mit dem vertikalen Temperaturprofil von ERA-Interim noch recht realistisch. Spätestens mit dem Einsetzen der Polarnacht¹ wird das Temperaturprofil allerdings schnell unrealistisch, obwohl die Wirkung des Ozons (O_3) in der Stratosphäre erkennbar ist. Sobald die Sonne unter dem Horizont verschwunden ist, kann Ozon keine SW-Strahlung mehr absorbieren und im LW-Wellenlängenbereich (re-)emittieren, so dass keine Erwärmung mehr stattfindet. Zwar ist die fehlende solare Einstrahlung erwartungsgemäß mit einem Temperaturrückgang verbunden, aber die nicht vorhandene Temperaturadvektion führt zum fortwährenden Auskühlen der gesamten atmosphärischen Säule. Im Februar 2008 wären unter diesen unphysikalischen Bedingungen bodennahe Temperaturen von -70°C bis -80°C bzw. stratosphärische Temperaturen von weniger als -100°C erreicht worden. Dies widerstrebt natürlich jeglicher Vorstellungskraft. Durch den einsetzenden Polartag² nimmt die Temperatur strahlungsbedingt zwar wieder zu, aber erreicht keineswegs vergleichbare Temperaturen zum Anfangszustand.

Weil horizontale Transporte von Feuchte unberücksichtigt bleiben, ist die spezifische Luftfeuchtigkeit eng an die lokal vorherrschende Temperatur gekoppelt. Nachdem das Modell mit einem realistischen Feuchteprofil initialisiert wurde, führen die tiefen Temperaturen rasch zum Erreichen des Sättigungsdampfdrucks, Wolkenbildung und einsetzenden Niederschlägen. Dies ist mit einer starken Abnahme der Luftfeuchtigkeit in der gesamten vertikalen Säule verbunden, so dass nach etwas mehr als einem Monat der gesamte Wasserdampf aus der Atmosphäre verschwunden ist, denn die danach ablesbaren Feuchtwerte sind im Grunde vernachlässigbar. Erst das lokale Maximum der Oberflächentemperatur zwischen Mitte Juni 2008 und Mitte August 2008 ermöglicht die Verdunstung von Schmelzwasser und gewährleistet somit turbulente Feuchteflüsse in die Atmosphäre hinein. Anfang August 2008 liegt die spezifische Feuchte in Bodennähe mit $q < 0.5 \text{ g kg}^{-1}$ deutlich unter dem entsprechenden Wert bei der Initialisierung $q = 3 - 4 \text{ g kg}^{-1}$, d. h. dass die atmosphärische Säule ohne Feuchteadvektion nach einem simulierten Jahr viel zu trocken ist.

¹Die SCM-Säule steht bei $\phi = 81.4^{\circ}\text{N}$, d. h. die Polarnacht setzt etwa Mitte Oktober ein (vgl. Abb. 2.2).

²Die SCM-Säule steht bei $\phi = 81.4^{\circ}\text{N}$, d. h. der Polartag setzt etwa Ende Februar ein (vgl. Abb. 2.2).

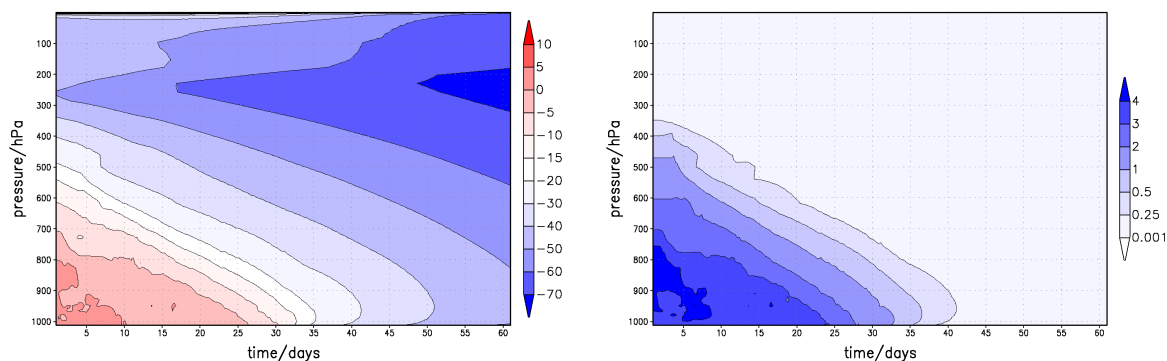


Abbildung 4.2: Höhen-Zeit-Schnitte der Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ (*links*) und der spezifischen Luftfeuchtigkeit q in g/kg (*rechts*) für eine zweimonatige Integration (01. Aug 2007 bis 30. Sep 2007) ohne Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen, bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM mit $N_{lev} = 60$.

Um diese HIRHAM5-SCM-Modellergebnisse mit Grafiken ähnlicher SCM-Simulationen aus Abegg, 1999 [1] vergleichen zu können, werden die Höhen-Zeit-Schnitte für T und q nochmals für die ersten beiden Monate der Simulation (01. August 2007 bis 30. September 2007) in *Abb. 4.2* dargestellt. Das von Abegg verwendete SCM befindet sich zwar über Land (69.3°N , 88.3°O) und wurde mit Radiosondendaten des 01. Januar 1991 um 00:00 Uhr initialisiert, aber die entsprechende Abbildung 3 in Abegg, 1999 [1] zeigt für den dargestellten Januar genau denselben Trend für Temperatur und Feuchte. Bei der 30-Tage-Simulation von Abegg, 1999 [1] kühlt sich die Luft in Bodennähe um etwa 40°C ab, und die spezifische Luftfeuchtigkeit ist bereits nach ungefähr 6 Tagen auf Null gesunken. Im HIRHAM5-SCM nimmt die bodennahe Temperatur in den ersten 30 Tagen nur um etwa 15°C ab, und der Wasserdampf verschwindet erst nach ungefähr 42 Tagen aus der atmosphärischen Säule. Beim Vergleich dieser Werte muss man bedenken, dass beide SCMs zu Zeitpunkten mit extrem unterschiedlichen klimatischen Bedingungen initialisiert und gestartet werden und sie sich darüber hinaus an vollkommen verschiedenen Orten befinden. Während das SCM bei Abegg, 1999 [1] die Simulation inmitten des arktischen Winters über Land beginnt, startet das HIRHAM5-SCM gegen Ende des nordhemisphärischen Sommers über einer Eisscholle im Arktischen Ozean. Es ist offensichtlich, dass die Auskühlung der Säule schneller voranschreitet, wenn die solare Einstrahlung von Beginn an fehlt. Der größere Temperaturgradient impliziert das frühere Erreichen des Sättigungsdampfdrucks, so dass es letztlich früher zu starken Niederschlägen und zur Austrocknung der Luftsäule kommt. Da sich die Ergebnisse beider SCMs ansonsten sehr ähneln und sowohl die Tendenzen als auch die Größenordnungen prinzipiell übereinstimmen, kann davon ausgegangen werden, dass das HIRHAM5-SCM vernünftige, wenngleich unrealistische Resultate liefert.

4.1.2 Das HIRHAM5-SCM als Strahlungs-Konvektions-Modell

Ein RCM* (Radiative-Convective Model) beschreibt eine einzelne, global (zonal und meridional) gemittelte, vertikale Säule der Atmosphäre, d. h. dass lediglich die Höhenkoordinate variiert und es sich somit um ein 1D-Klimamodell handelt. Es basiert auf der thermodynamischen Energiebilanzgleichung und einem konvektiven Anpassungsschema, welches vorrangig die Effekte der vertikalen sensiblen Wärmeflüsse simuliert. Im Grunde bestimmt man mit einem solchen Modell das vertikale Temperaturprofil unter Berücksichtigung der Erwärmungs- und Abkühlungsprozesse durch kurz- und langwellige Strahlung in den verschiedenen Schichten der atmosphärischen Säule. Die Berechnung der Netto-Strahlungsflüsse erfordert ein Strahlungstransfer-Schema und vorgeschriebene vertikale Profile für atmosphärische Spurengase (CO_2 , O_3 , ...) sowie Wasserdampf und Wolken. Außerdem ist zumindest die Vorgabe der Albedo für die Erdoberfläche unabdingbar.

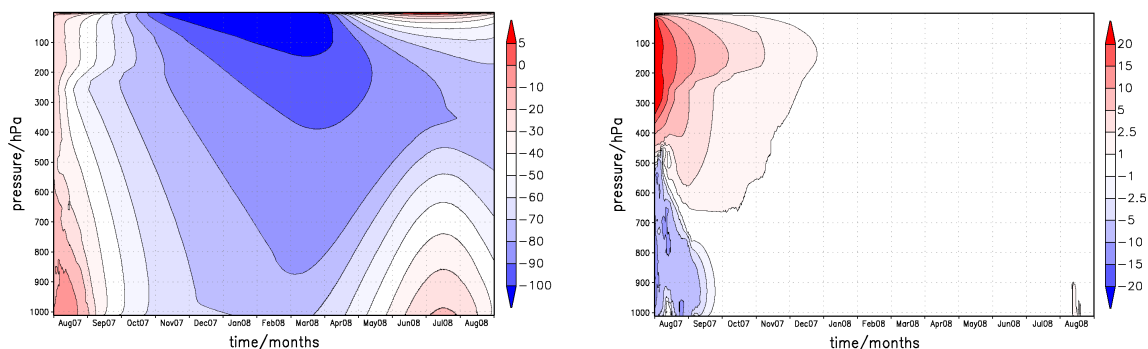
Jedes RCM* arbeitet unter den Einschränkungen, dass zum einen eine Balance zwischen SW- und

LW-Strahlungsflüssen an der TOA vorherrschen muss, und zum anderen dass der Energiegewinn der Erdoberfläche durch die Strahlung den Energieverlust, der mit der Konvektion verbunden ist, ausgleicht. Normalerweise gibt man eine isotherme Atmosphäre als Anfangszustand vor, und das RCM* bestimmt dann auf der Grundlage der SW- und LW-Strahlungsflüsse die Heizraten für die verschiedenen Schichten der Säule. Das Ungleichgewicht zwischen der Netto-Strahlung an deren oberen und unteren Rand ermöglicht dabei die Berechnung der Temperaturänderung in jeder einzelnen Schicht. Am Ende jedes Zeitschritts wird quasi ein verbessertes und realistischeres strahlungsbedingtes Temperaturprofil produziert. Falls der ermittelte Temperaturgradient einen vorbestimmten, kritischen Wert überschreitet, gilt die Atmosphäre als konvektiv instabil. Dann ist ein vertikaler Austausch von Wärme und Feuchte und somit die Durchmischung der Luftmassen angrenzender Modellschichten notwendig. Deren Stärke ist gerade ausreichend, um den vorgeschriebenen Temperaturgradient wiederherzustellen, so dass das Modell mit der Berechnung des nächsten Strahlungszeitschritts fortfahren kann. Diese Prozedur wiederholt sich solange, bis keine konvektive Neuanpassung³ mehr nötig ist und sich die Netto-Flüsse jeder Schicht dem Wert Null angenähert haben. Ist dies der Fall, dann befindet sich die Atmosphäre in einem *strahlungs-konvektiven Gleichgewichtszustand*. Die Definition des kritischen Temperaturgradienten variiert zwischen den RCMs*. Während einige den trocken-adiabatischen andere den feucht-adiabatischen Temperaturgradient nutzen, verwendet ein Großteil den Wert 6.5 K km^{-1} . Dieser Wert wird in einem atmosphärischen Standardtemperaturprofil beobachtet, d. h. in einer Atmosphäre unter Standardbedingungen.

Der Hauptverwendungszweck eines RCM* besteht in der Analyse von Auswirkungen infolge einer veränderten atmosphärischen Zusammensetzung. Darüber hinaus bilden RCMs* die Grundlage atmosphärischer Säulenmodelle (SCMs), die, wie auch aus dieser Arbeit hervorgehen sollte, primär zur Bewertung und Verbesserung der in GCMs und RCMs implementierten physikalischen Parametrisierungen benötigt werden. Ausführliche Informationen zum RCM* befinden sich beispielsweise in McGuffie und Henderson-Sellers, 2005 [47]. Weil das HIRHAM5-SCM auf der einen Seite ein Säulenmodell darstellt, weist es eine gewisse Parallelität zu einem RCM* auf, die aber lediglich bei einer Nichtberücksichtigung der dynamischen Tendenzen besteht. Auf der anderen Seite beinhaltet die vertikale Physik des HIRHAM5-SCM weitaus mehr subgrid-skalige, physikalische Prozesse als Strahlung und Konvektion und ist dementsprechend bei weitem komplexer als ein RCM*. Eine interessante Besonderheit von RCMs* besteht darin, dass diese nach der Vorgabe eines beliebigen Anfangszustandes eine sogenannte Einschwingphase durchlaufen, um nach einer bestimmten Zeit einen Gleichgewichtszustand anzunehmen, der immer, völlig unabhängig von der Gestalt des Initialisierungsprofils der Temperatur, erreicht wird. Ein stabiler Gleichgewichtszustand wird i. A. bei einer realistischen Wahl des modellspezifischen Parametersatzes erreicht. Prinzipiell ist es auch möglich, dass zwei oder mehrere stabile und sogar instabile Gleichgewichtszustände existieren (Rennó, 1997 [57]; Sobel et al., 2007 [72]), die bei einer geeigneten Wahl des Parametersatzes angenommen werden können. Instabile Gleichgewichtszustände bedeuten, dass das System diese bei jeder noch so kleinen Änderung des atmosphärischen Zustands wieder verlässt. Wir wollen uns im Folgenden auf den stabilen Endzustand beschränken, der sich auf den im HIRHAM5-SCM standardmäßig definierten Parametersatz bezieht, und die Länge der Einschwingphase abschätzen.

Ein isothermes Temperaturprofil ist der unrealistischste Anfangszustand, den man wählen kann, wodurch die längste Einschwingphase benötigt wird. Anstatt ein RCM* mit einem derartigen Profil zu initialisieren, könnte auch ein reales (gemessenes) Temperaturprofil genutzt werden, so dass das strahlungs-konvektive Gleichgewicht sofort erreicht wird. Umgekehrt kann das HIRHAM5-SCM mit einem isothermen T -Profil initialisiert werden, wobei sich die Einschwingphase letztlich durch den Bezug zum Referenzlauf (Abb. 4.1) abschätzen lässt. Unglücklicherweise ist ein isothermes T -Profil im Modell nicht realisierbar, da für die numerischen Berechnungen ein vertikaler Temperaturgradient zwischen den einzelnen Modellschichten zwingend erforderlich ist, um ein numerisches Abstürzen zu verhindern.

³engl.: convective readjustment



(a) Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ für die Ein-Jahres-Simulation, wobei das HIRHAM5-SCM mit einem annähernd isothermen T -Profil initialisiert wurde („Isotherm“). (b) Differenzgrafik (Isotherm – Referenz) für die Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ bzgl. der Ein-Jahres-Integration des HIRHAM5-SCM.

Abbildung 4.3: Auswirkung eines isothermen T -Anfangsprofils in Bezug auf den HIRHAM5-SCM-Referenzlauf ($Nlev = 60$) ohne Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen (siehe *Abb. 4.1, links*).

Zur Initialisierung wird daher ein T -Profil gewählt, das eine mit der Modellschicht j infinitesimal zunehmende Temperatur aufweist

$$T(j) = (253.15 + 1 \cdot 10^{-5} \times j) \text{ K} \quad j = 1, \dots, Nlev \quad , \quad (4.1)$$

wobei die Temperatur im obersten Modelllevel -20°C beträgt und dann minimal in Richtung der Erdoberfläche (Eisscholle) ansteigt. Abgesehen davon unterscheidet sich sonst aber nichts vom Referenzlauf.

Um die Auswirkungen dieses annähernd isothermen T -Anfangsprofils (mit „Isotherm“ bezeichnet) zu veranschaulichen und außerdem die Dauer der Einschwingphase abschätzen zu können, ist in *Abb. 4.3* zum einen das Temperaturprofil des Isotherm-Laufs, und zum anderen die zugehörige Differenzgrafik (Isotherm – Referenz) jeweils für eine Ein-Jahres-Simulation des HIRHAM5-SCM dargestellt. Dass tatsächlich derselbe Endzustand, unabhängig von der Wahl des vertikalen T -Profils bei der Initialisierung, erreicht wird, offenbart sich bei einem Vergleich von *Abb. 4.3(a)* mit der linken Teilabbildung von *Abb. 4.1*. Dabei ist eindeutig zu erkennen, dass beide Grafiken nur in den ersten 4–5 simulierten Monaten nennenswert voneinander abweichen und danach quasi identisch sind. Mit anderen Worten könnte man auch sagen, dass das HIRHAM5-SCM den Anfangszustand „vergisst“. Was unter der Einschwingphase zu verstehen ist, wird in der Differenzgrafik *Abb. 4.3(b)* deutlich. Aus dieser geht hervor, dass die Atmosphäre im Referenzlauf oberhalb von etwa 480 hPa bei der Initialisierung kälter, dagegen unterhalb von ungefähr 500 hPa wärmer als im Fall des isothermen T -Profils ist. Dementsprechend ergeben sich durch die Differenz (Isotherm – Referenz) entweder positive oder negative Temperaturwerte. Im Übergangsbereich, d. h. zwischen 480 hPa und 500 hPa ergibt die Differenz Werte um Null und natürlich existiert bei einem annähernd isothermen T -Profil um -20°C in Verbindung mit den arktischen Temperaturen im Referenzlauf auch mindestens ein Druckwert, an dem die Differenz exakt Null ist, d. h. wo sich beide T -Profile schneiden.

Während der Einschwingphase verschwindet das isotherme T -Profil schrittweise infolge der durch die ECHAM5-Parametrisierungen erzeugten vertikalen Austauschprozesse zwischen den Modellleveln, so dass nach und nach ein realistischer Temperaturverlauf entsteht. Im Endeffekt kann aus der Differenzgrafik geschlossen werden, dass die Einschwingphase des HIRHAM5-SCM etwa 4 Monate und 25 Tage beträgt, denn nach dieser Simulationsdauer sind die Abweichungen der Temperaturen vernachlässigbar. Die in der Differenzgrafik im August 2008 ersichtlichen, deutlicher von Null verschiedenen, Temperaturwerte sind wahrscheinlich auf die Nichtlinearität des Modellsystems zurückzuführen. Damit ist gemeint, dass die physikalischen ECHAM5-Parametrisierungen eine Vielzahl von nichtlinearen Prozessen (z. B. die Strahlung über das Stefan-Boltzmann-Gesetz) beinhalten, die

ihreseite zu nichtlinearen Rückkopplungsprozessen mit anderen subgrid-skaligen Prozessen (z. B. Wolken) führen können. Dies erzeugt eine interne Modelldynamik, die sich aber nur durch die Wechselwirkung zwischen den einzelnen subgrid-skaligen Prozessen ausbildet und nichts mit den dynamischen Prozessen, die das HIRHAM5-SCM ohnehin nicht berechnen kann, zu tun hat. Jede noch so kleine, durch die numerischen Berechnungen verursachte, Abweichung in der Temperatur, beispielsweise durch eine unterschiedliche Rundung, kann zu mehr oder minder veränderten Resultaten zwischen zwei Modellläufen mit unterschiedlichem Anfangsprofil der Temperatur führen. Genau derart minimale Temperaturabweichungen konnten auch bei der Differenz (Isotherm – Referenz) beobachtet werden, denn diese ergab sich nur selten identisch zu Null. Bei einer feineren Skaleneinteilung (Farbskala) zwischen $-1\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ werden diese Temperaturschwankungen zwar noch deutlicher sichtbar, aber dies führt zudem zwangsläufig dazu, dass die Grafik sehr unübersichtlich wird. Letztendlich ist eine feinere Einteilung nicht sinnvoll, gerade weil sich am eigentlichen Resultat nichts ändert.

4.1.3 Einfluss der vertikalen Modellauflösung

Bei der Entwicklung des HIRHAM5-SCM wurde anfänglich die standardmäßige 19-Schichten-Version des dreidimensionalen Pendants gewählt und erst später im Zuge der Berücksichtigung dynamischer Tendenzen auf 60 vertikale Schichten umgestellt. Das lag eben daran, dass die dynamischen Tendenzen von ERA-Interim lediglich für $Nlev = 60$ verfügbar sind. Glücklicherweise ermöglicht dieser Umstand, dass an dieser Stelle der Einfluss der vertikalen Modellauflösung besprochen werden kann. Derartige Untersuchungen sind durchaus sinnvoll, weil die Anzahl der Modelllevel möglicherweise Auswirkungen auf die von den ECHAM5-Parametrisierungen bestimmten Modellergebnisse haben könnte.

Das Problem hierbei ist aber, dass die 19-Schichten-Version nicht mit derselben Rand- und SST-Datei initialisiert wird. Stattdessen wird dafür ein bereits vorhandener HIRHAM4-Datensatz verwendet, wobei sich die entsprechende Rand- und SST-Datei auf den 01. August 2001, 00:00 Uhr bezieht. Der genutzte Klimatologie-Datensatz unterscheidet sich allerdings nicht von dem der 60-Schichten-Version. Wie im vorherigen *Abschnitt 4.1.2* gezeigt werden konnte, weist das HIRHAM5-SCM ähnliche Charakteristika wie ein RCM* auf, falls die dynamischen Tendenzen unberücksichtigt bleiben. Salopp ausgedrückt bedeutet das nichts anderes, als dass der Anfangszustand vom HIRHAM5-SCM „vergessen“ wird und das System nach einer Einschwingphase von etwa 5 Monaten stets denselben Endzustand erreicht. Diese Tatsache eröffnet nun die Möglichkeit, das HIRHAM5-SCM für beide vertikalen Auflösungen $Nlev = 19$ (60) zu betreiben und die resultierenden Modellergebnisse ab Januar 2008 miteinander vergleichen zu können, denn die Simulation startet weiterhin am 01. August 2007 um 00:00 Uhr. Hierbei sei noch angemerkt, dass sich die SCM-Säule in beiden Fällen an der Startposition der NP-35 befindet, um dieselben Strahlungsbedingungen zu gewährleisten, und dass sich das Modellsetup außer in der vertikalen Auflösung und der unterschiedlichen Initialisierungsdateien nicht unterscheidet.

Bei den Untersuchungen stellte sich heraus, dass es einen gravierenden Unterschied zwischen Polarnacht und Polartag gibt. Diesbezüglich sei auf *Abb. 4.4* verwiesen, welche die entsprechenden vertikalen Temperaturprofile für den 01. Januar 2008, 00:00 Uhr (stellvertretend für das AWHJ) und den 01. Juli 2008, 00:00 Uhr (stellvertretend für das ASHJ) illustriert. Leider können die jeweils entsprechenden Kurven der 19- bzw. 60-Schichten-Version nicht in derselben Grafik dargestellt werden, weil die Anordnung der vertikalen Druckschichten voneinander abweicht (vgl. *Anhang C*). Beim Vergleich der *Abb. 4.4(a)* mit *Abb. 4.4(c)* fällt zunächst auf, dass die Temperaturkurven bei fehlender solarer Einstrahlung (Polarnacht) nahezu identisch sind. Erst bei näherer Betrachtung stellt man fest, dass sich in der 60-Schichten-Version eine neutrale (vielleicht auch leicht stabile) Schichtung zwischen 850 hPa und 900 hPa ausgebildet hat, während in der 19-Schichten-Version eine instabile Schichtung in diesem Höhenbereich vorliegt. Ansonsten ergibt sich der einzig nennenswerte Unterschied allein durch die Tatsache, dass die Säule der 19-Schichten-Version nur bis 10 hPa reicht, diejenige

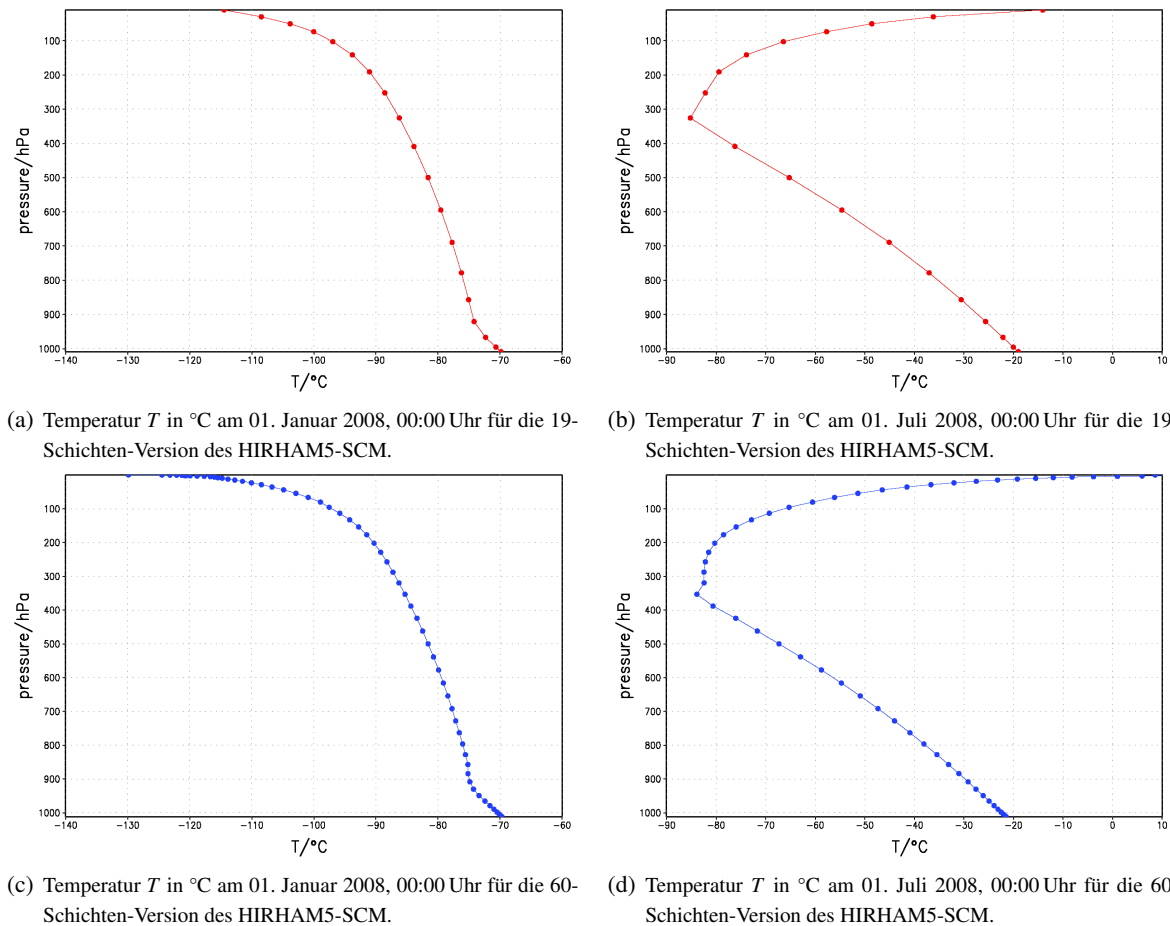


Abbildung 4.4: Einfluss der vertikalen Modellauflösung $N_{lev} = 19$ (60) auf die physikalischen Tendenzen des HIRHAM5-SCM, das ohne Berücksichtigung dynamischer Tendenzen betrieben worden ist.

der 60-Schichten-Version dagegen bis 0.1 hPa. Insofern werden bei der höheren Auflösung zusätzliche stratosphärische Temperaturen simuliert. In der Polarnacht produziert die 19-Schichten-Version ein nahezu gleichwertiges Temperaturprofil. Dies impliziert, dass turbulente Flüsse und der sonstige vertikale Austausch zwischen den Modellschichten auch bei relativ wenigen Schichten richtig wiedergegeben werden können. Das liegt sicherlich daran, dass der vertikale Austausch wegen der nicht vorhandenen SW-Strahlung gering ist. Zudem fehlt auch jegliche Temperatur- und Feuchteadvektion und somit Energie, die durch die SCM-Säule transportiert werden könnte.

Ist allerdings SW-Strahlung vorhanden (Polartag), dann gibt es trotz des generell ähnlichen Kurvenverlaufs merkliche Abweichungen zwischen den beiden Temperaturprofilen, die v. a. unterhalb von etwa 250 hPa zutage treten und in Richtung Erdoberfläche zuzunehmen scheinen (vgl. *Abb. 4.4(b)* und *Abb. 4.4(d)*). In diesem Zusammenhang fällt auf, dass die 19-Schichten-Version direkt über der Eisscholle eine etwa 3°C höhere Temperatur simuliert. Außerdem ist der Betrag des negativen Temperaturgradienten in der 19-Schichten-Version etwas geringer und bedeutet eine weniger stark ausgeprägte labile Schichtung der Atmosphäre. Die direkt über der Eisscholle beginnende, in erster Näherung lineare, Temperaturabnahme reicht in der 19-Schichten-Version bis zu einem Druck von schätzungsweise 325 hPa, wo die Temperatur auf -85°C gesunken ist. In der 60-Schichten-Version erstreckt sich der Bereich der Temperaturabnahme nur bis zu einem Druck von ca. 360 hPa, wo die Temperatur $1 - 2^{\circ}\text{C}$ höher ist als bei der geringeren Modellauflösung. Eine sich bei 325 hPa ($N_{lev} = 19$) bzw. 360 hPa ($N_{lev} = 60$) anschließende Temperaturinversion lässt zum einen den Schluss zu, dass sich die Tropopause in der 60-Schichten-Version etwas tiefer befindet, und zum anderen ist beim Vergleich der Kurven ersichtlich, dass der Temperaturanstieg bei geringerer vertikaler Auflösung zunächst fla-

cher ausfällt. Spätestens für Drücke kleiner als 200 hPa sind beide Kurven bis auf die zusätzlichen stratosphärischen Temperaturen für $N_{lev} = 60$ quasi identisch. Um die unterschiedlichen Temperaturverläufe für Drücke größer als 200 hPa verstehen zu können, muss man als Erstes bedenken, dass der vertikale Austausch von Impuls, Wärme und Feuchte durch den oberen bzw. unteren Rand einer Gitterzelle erfolgt, wobei die Flüsse innerhalb dieser konstant sind. Im Prinzip bedeutet das, dass bei einer höheren vertikalen Modellauflösung vermehrter vertikaler Austausch möglich ist, weil die einzelnen Schichten nicht nur eine geringere Dicke aufweisen, sondern auch mehr Zwischenflächen (mehr Gitterzellen) in der SCM-Säule zur Verfügung stehen. Da sich die Eisscholle wegen der identischen Strahlungsbedingungen unabhängig von der vertikalen Auflösung ähnlich stark erwärmen sollte, kommt die in der 19-Schichten-Version erhöhte Temperatur direkt über der Scholle nur deshalb zustande, weil der vertikale Austausch geringer ist. In der 60-Schichten-Version wird mehr Wärme in die Höhe transportiert, womit auch die erhöhte Tropopausentemperatur in Bezug auf die geringere Modellauflösung einen Sinn macht. Oberhalb der Tropopause nimmt die Bedeutung des vertikalen Austauschs mehr und mehr ab, so dass beide Temperaturprofile letztlich einen identischen Verlauf annehmen.

Bei Nichtberücksichtigung des horizontalen Energieeintrags durch Temperatur- und Feuchteadvektion wird der SCM-Säule nur Energie durch die SW-Strahlung zugeführt. Herrscht Polarnacht, steht außer der von der Erdoberfläche emittierten LW-Strahlungsenergie keine zusätzliche Energie zur Verfügung, die von vertikalen Austauschprozessen durch die Säule transportiert werden könnte. In diesem Fall erzeugt die geringere vertikale Modellauflösung nahezu gleichwertige Modellergebnisse. Sobald die SCM-Säule allerdings nach Einsetzen des Polartags solare Energie erhält, gewährleistet die höhere vertikale Modellauflösung einen stärkeren vertikalen Austausch und produziert dementsprechend geringere Lufttemperaturen über der Eisscholle.

4.1.4 Einfluss des Zeitschritts auf die Modellergebnisse

Genauso wie bei der vertikalen Modellauflösung besteht die Möglichkeit, dass ein veränderter Zeitschritt die physikalischen Tendenzen beeinflussen könnte. Bisher wurde im HIRHAM5-SCM ein Zeitschritt von $\Delta t = 10$ min verwendet, der in Sachen Modellstabilität zu keinerlei Problemen führt. Zur Untersuchung des Effekts eines geänderten Zeitschritts wird einerseits ein kleinerer ($\Delta t = 4$ min) andererseits ein größerer ($\Delta t = 30$ min) Zeitschritt gewählt, wobei die Ausgabe der Modellvariablen weiterhin 6-stündlich erfolgt. Der niedrigere Wert entspricht dem Standard bei der 3D-Modellversion. Bei diesen Tests wird erwartet, dass beim verringerten Zeitschritt idealerweise dieselben Resultate wie für $\Delta t = 10$ min erzeugt werden. Andernfalls wird angenommen, dass die Ergebnisse für $\Delta t = 4$ min die genaueren sind. Der erhöhte Wert $\Delta t = 30$ min sollte zu größeren Abweichungen führen, weil beispielsweise der Vertikalaustausch weniger oft aktualisiert wird und die turbulenten Wärme- und Feuchteflüsse längere Zeit denselben Wert behalten.

Wiederum stellte sich heraus, dass es einen Unterschied macht, ob Polarnacht oder Polartag herrscht. Analog zur vertikalen Modellauflösung werden in *Abb. 4.5* die entsprechenden vertikalen Temperaturprofile für den 01. Januar 2008, 00:00 Uhr (stellvertretend für das AWHJ) und den 01. Juli 2008, 00:00 Uhr (stellvertretend für das ASHJ) bezogen auf die 60-Schichten-Version des HIRHAM5-SCM dargestellt. *Abb. 4.5(a)* zeigt für die Polarnacht eine generell hohe Übereinstimmung der Temperaturprofile der drei Zeitschritte. Lediglich für $\Delta t = 30$ min sind für höhere Drücke als 400 hPa geringfügige Abweichungen von den sich deckenden Kurven der beiden anderen Zeitschritte erkennbar. Diese Abweichungen sind stets mit tieferen Temperaturen verbunden, die allein mit der selteneren Berechnung der vertikalen Flüsse erklärt werden können, da die LW-Strahlung mit einem festen (unveränderten) Zeitschritt von $\Delta t_{rad} = 2$ h ermittelt wird (siehe *Abschnitt 3.3.1*) und sich nicht ändern sollte. Der entsprechend geringere Vertikalaustausch führt letztendlich zu weniger Durchmischung zwischen den Modellschichten.

Aus *Abb. 4.5(b)* wird allerdings deutlich, dass am Polartag merkbare Abweichungen zwischen den einzelnen Zeitschritten auftreten, die aber erst unterhalb von 325 hPa anzutreffen sind und in Rich-

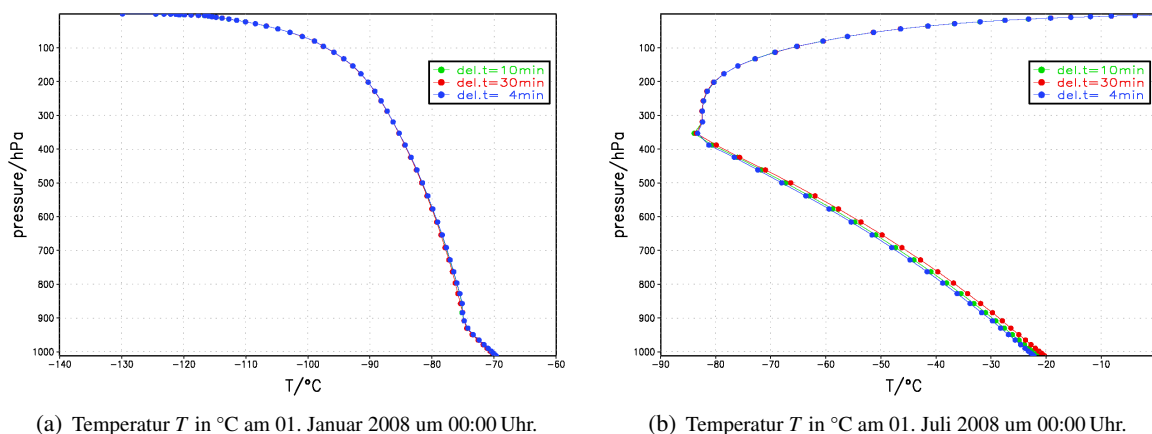


Abbildung 4.5: Einfluss einer Zeitschritt-Änderung auf die physikalischen Tendenzen des HIRHAM5-SCM ($N_{lev} = 60$), das ohne Berücksichtigung dynamischer Tendenzen betrieben worden ist.

zung Erdoberfläche zunehmen. Für $\Delta t = 4$ min beträgt die bodennahe Temperatur ca. -22°C , dagegen für $\Delta t = 30$ min bereits -20°C und diejenige für $\Delta t = 10$ min liegt dazwischen. Aufgrund dessen kann festgehalten werden: Je größer der Wert des Zeitschritts Δt , desto höher ist die Temperatur in Bodennähe. Ein geringerer Zeitschritt bedeutet die häufigere Berechnung vertikaler Flüsse von Wärme und Feuchte. Dies führt zu stärkeren vertikalen Transporten, vermehrter Durchmischung und ist daher mit einer verminderten bodennahen Temperatur verbunden. Mit zunehmender Höhe nimmt die Bedeutung der vertikalen Flüsse ab, so dass sich die Temperaturen bei etwa 360 hPa nur noch unwesentlich und oberhalb von 325 hPa gar nicht mehr unterscheiden.

Wegen der fehlenden solaren Einstrahlung und dem damit verbundenen insgesamt eher geringen Vertikalaustausch spielt die Wahl des Zeitschritts in der Polarnacht scheinbar eine untergeordnete Rolle. Am Polartag hingegen ist ein möglichst kleiner Zeitschritt zu wählen, weil ansonsten der vertikale Austausch von Wärme und Feuchte unterschätzt werden könnte. Da ein kleinerer Zeitschritt allerdings auch mehr Rechenzeit impliziert, darf dieser aus Effizienzgründen wiederum nicht beliebig klein gewählt werden.

4.2 Experimente mit dynamischen Tendenzen

4.2.1 Temperatur und spezifische Feuchte im Referenzlauf

Um den enormen Einfluss der dynamischen Tendenzen auf die Modellergebnisse des HIRHAM5-SCM aufzeigen und die Resultate analog zu *Abschnitt 4.1.1* mit denen aus Abegg, 1999 [1] vergleichen zu können, werden die entsprechenden Höhen-Zeit-Schnitte für T in $^{\circ}\text{C}$ und q in g kg^{-1} in *Abb. 4.6* illustriert, die sich auf eine zweimonatige Simulationen (01. August 2007 bis 30. September 2007) beziehen.

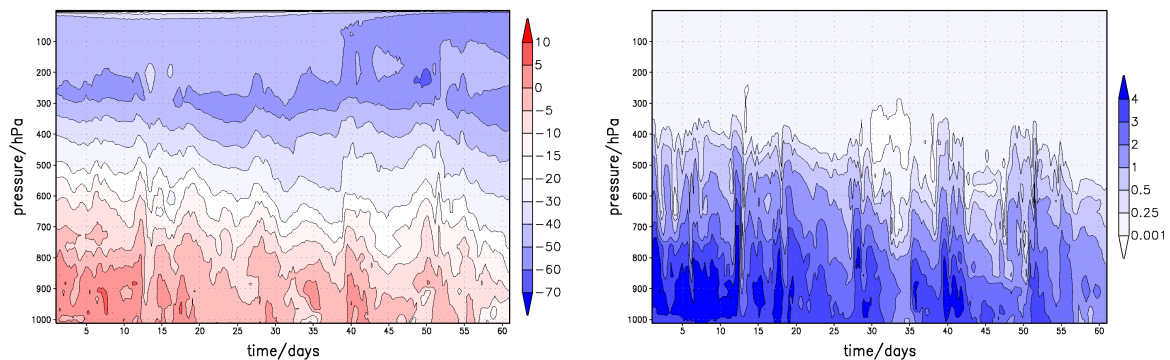


Abbildung 4.6: Höhen-Zeit-Schnitte der Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ (*links*) und der spezifischen Luftfeuchtigkeit q in g/kg (*rechts*) für eine zweimonatige Integration (01. Aug 2007 bis 30. Sep 2007) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen, bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM mit $N_{lev} = 60$.

Vergleicht man diese Grafiken zunächst mit denen in *Abb. 4.2*, dann ist auf den ersten Blick eine wesentlich höhere Variabilität von Temperatur und Luftfeuchte erkennbar, wenn die dynamischen Tendenzen mitberücksichtigt werden. Weiterhin tritt weder eine Auskühlung noch eine Austrocknung der gesamten atmosphärischen Säule auf. Die Temperaturadvektion verursacht in jeder Modellschicht eine mittlere Erhöhung der Temperatur um etwa 30 K. Auch die berücksichtigte Feuchteadvektion hat einen gravierenden Einfluss. Zum einen kann fast der gesamte Wasserdampf unterhalb von 400 hPa abgelesen werden. Dies entspricht durchaus der Realität, da sich bekanntermaßen etwa 99 % allen Wasserdampfs in der unteren Atmosphäre befinden. Zum anderen untermauern die nicht mehr gegen Null strebenden Feuchtwerte die These, dass die arktische Luftfeuchtigkeit nicht primär durch lokale Verdunstungsprozesse, die die ECHAM5-Parametrisierungen beinhalten, sondern durch den horizontalen Transport von Feuchte evtl. aus niederen Breiten (z. B. durch eine Zyklone) bestimmt wird. Bei genauerer Betrachtung von *Abb. 4.6* fallen seltsame Sprünge in beiden Höhen-Zeit-Schnitten auf. Beispielsweise finden am 39. Tag der Simulation abrupte Änderungen von Temperatur und Luftfeuchtigkeit statt. Diese hängen mit den dynamischen Tendenzen zusammen und sind mit der ständigen Neuinitialisierung des Forecast-Laufs bzgl. der physikalischen Tendenzen von ERA-Interim zu erklären (vgl. *Abschnitt 3.2.3*).

Bei dem von Abegg, 1999 [1] genutzten SCM wird die Temperatur- und Feuchteadvektion auf der Grundlage von Radiosondendaten bestimmt. *Abbildung 5* in Abegg, 1999 [1] zeigt die Höhen-Zeit-Schnitte für Temperatur und spezifische Luftfeuchtigkeit, die den Einfluss der, aus den Radiosondendaten berechneten, advektiven Tendenzen veranschaulichen. Diese Grafiken sind denen, die vom HIRHAM5-SCM erzeugt wurden (*Abb. 4.6*) sehr ähnlich. Sowohl die generelle Struktur als auch die Größenordnungen stimmen in beiden Modellen ziemlich gut überein. Der unterschiedliche Standort der beiden SCM-Säulen, der abweichende Startzeitpunkt und die Verwendung verschiedener Initialisierungsdaten sowie dynamischer Tendenzen führen natürlich zwangsläufig zu abweichenden Ergebnissen im Detail. Ein genauer Vergleich der Absolutwerte macht daher wenig Sinn, aber dennoch bleibt festzuhalten, dass beide SCMs ganz analoge und vergleichbare Resultate produzieren. Außer-

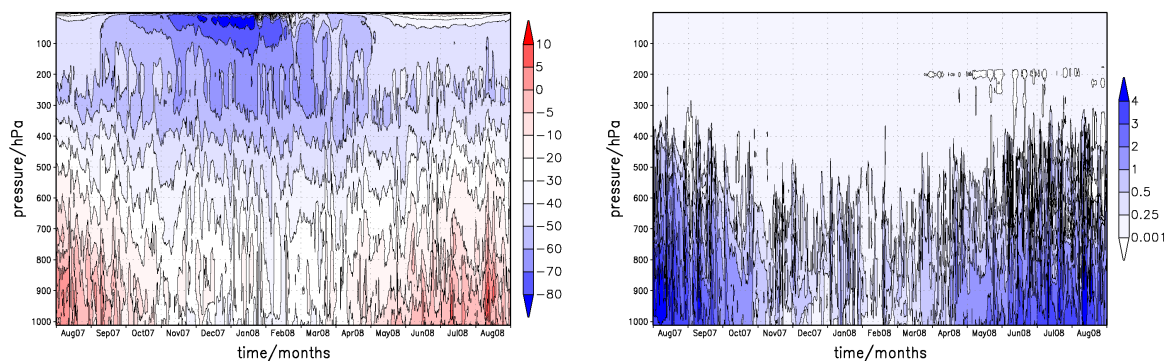


Abbildung 4.7: Höhen-Zeit-Schnitte der Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ (*links*) und der spezifischen Luftfeuchtigkeit q in g/kg (*rechts*) für eine Ein-Jahres-Integration (01. Aug 2007 bis 31. Aug 2008) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen, bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM mit $N_{lev} = 60$.

dem kommen beide Modelle übereinstimmend und völlig unabhängig zu dem Ergebnis, dass eine realitätsnahe Reproduktion des Klimas in einem SCM grundsätzlich nur mit einer Berücksichtigung von dynamischen Tendenzen möglich ist.

Um die Betrachtung abzurunden, ist es sinnvoll, abschließend die Ein-Jahres-Simulation unter Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen zu zeigen, wohl wissend, dass diese Grafiken wegen der großen Variabilität von T und q ziemlich unübersichtlich werden. *Abb. 4.7* zeigt dennoch eindeutig, dass eine Auskühlung und Austrocknung der Säule auch über längere Integrationszeiten ausbleibt. Vielmehr ist ein realistischer Jahresgang erkennbar, der mit erhöhten Temperatur- und Feuchtwerten im Nordhemisphären-Sommer bzw. niedrigen Temperatur- und Feuchtwerten im Nordhemisphären-Winter verbunden ist. Die Temperatur- und Feuchteadvektion führt letztendlich dazu, dass Temperatur und spezifische Luftfeuchtigkeit nach einem Jahr vergleichbare Werte wie bei der Initialisierung erreichen. Durch die Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen kann das HIRHAM5-SCM insgesamt akzeptable und realistische Absolutwerte von T und q simulieren. Wie realitätsnah diese Modellergebnisse wirklich sind, lässt sich allerdings erst bei einem Vergleich mit Messdaten abschätzen.

4.2.2 Validierung mit Radiosondendaten

Im Rahmen der 35. russischen Nordpol-Drift-Expedition (NP-35) wurden im Auftrag des AWI-Potsdam, von September 2007 bis April 2008, auf einer treibenden Eisscholle in der zentralen Arktis, meteorologische Messungen⁴ mit einem Fesselballon (bis 400 m Höhe) sowie mit ballongetragenen Radiosonden (bis 30 km Höhe) durchgeführt. Die Radiosondenaufstiege fanden 12-stündlich jeweils um 00:00 Uhr nachts und 12:00 Uhr mittags (UTC) statt. Koordinaten bzgl. der Position der Eisscholle wurden dagegen täglich aufgezeichnet. Weiterführende Informationen sind z. B. auf der Internetseite <http://www.awi.de/index.php?id=3796&L=1> erhältlich. Eine ausführliche Auswertung der NP-35-Messungen findet sich bei Mielke, 2009 [48].

Da für den Februar 2008 die kontinuierlichsten Messergebnisse vorliegen, wird als Erstes das monatsgemittelte vertikale Temperaturprofil der NP-35-Radiosonden mit dem des vom HIRHAM5-SCM simulierten anhand der *Abb. 4.8* verglichen. Hierbei wollen wir uns zunächst auf den Höhenbereich zwischen der Oberfläche der Eisscholle und 500 hPa (etwa die untersten 5 km der Atmosphäre) beschränken, weil dort die größten Abweichungen zu erwarten sind. Bei der Ermittlung des Monatsmittels der NP-35-Februar-Temperaturen musste beachtet werden, dass die einzelnen Radiosonden von Messung zu Messung mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten aufgestiegen sind. Um einen unkomplizierten Vergleich mit den Modelldaten des HIRHAM5-SCM zu ermöglichen, wurden die

⁴Die meteorologischen Messungen wurden von Jürgen Graeser durchgeführt, der Wissenschaftstechniker am AWI-Potsdam ist.

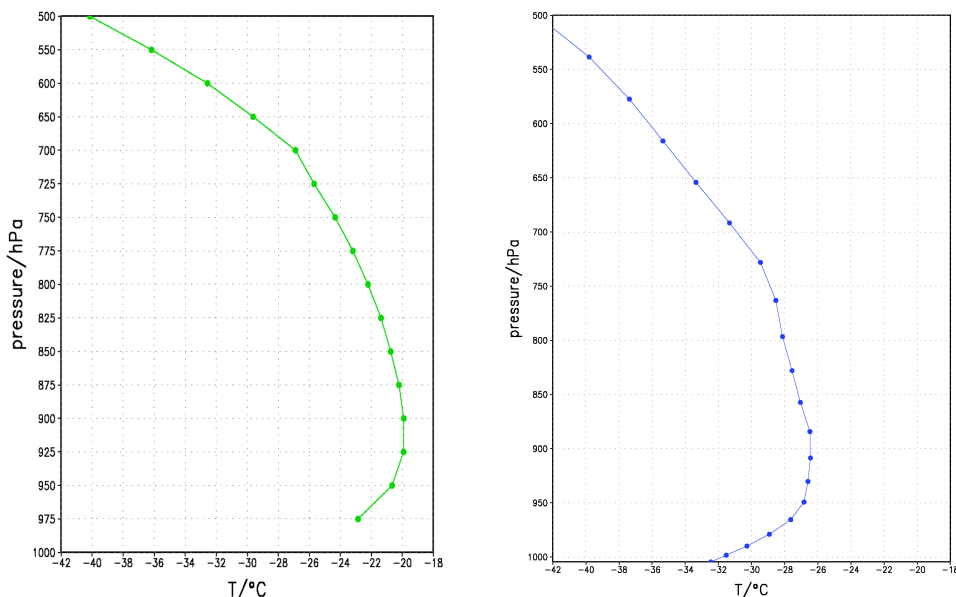


Abbildung 4.8: Monatsmittel der Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ bezogen auf den Februar 2008 für die NP-35-Radiosondendaten (*links*) und für den HIRHAM5-SCM-Referenzlauf ($N_{lev} = 60$) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen (*rechts*).

Messdaten daher auf Druckschichten interpoliert. Aufgrund dessen beziehen sich die NP-35-Februar-Mittel-Temperaturen auf 17 Druckschichten einschließlich 1000 hPa und 500 hPa (vgl. *Abb. 4.8 (links)*). Auf den ersten Blick sehen beide Kurvenverläufe ziemlich ähnlich aus. Sowohl die NP-35-Daten als auch das HIRHAM5-SCM liefern eine bodennahe Temperaturinversion. Des Weiteren ist in beiden Grafiken eine deutliche Änderung des Temperaturgradienten zwischen 675 hPa und 750 hPa ablesbar. Allerdings befindet sich diese plötzliche Änderung des Anstiegs („Knick“) in unterschiedlichen Höhen, d. h. bei 700 hPa (NP-35) bzw. 730 hPa (HIRHAM5-SCM). Es scheint, als sei das komplette Temperaturprofil des HIRHAM5-SCM gegenüber demjenigen der NP-35-Daten in Richtung tieferer Temperaturen verschoben. Beispielsweise beträgt die Temperaturdifferenz bei 975 hPa etwa 6 K.

Monatsmittel haben den Nachteil, dass größere Abweichungen zwischen den jeweils gemessenen und zugehörigen simulierten Daten durch die Mittlung verloren gehen können. Aus diesem Grund ist der Vergleich eines kompletten Radiosondenaufstiegs für einen beliebig gewählten Zeitpunkt mit den entsprechenden Modellergebnissen angebracht. Zu diesem Zweck wird der 15. Februar 2008 um 12:00 Uhr gewählt, da dieser Zeitpunkt etwa der Mitte des Monats entspricht und noch Polarnacht herrscht. Dementsprechend ist auch die Wahl der Uhrzeit nebensächlich, da wegen der fehlenden SW-Einstrahlung kein Tagesgang zu erwarten ist. *Abb. 4.9* zeigt die entsprechenden vertikalen Temperaturprofile. Zwar sind sich beide Temperaturverläufe wiederum ziemlich ähnlich, aber bei näherer Betrachtung fallen doch einige Unterschiede auf: Erstens ergeben die Daten des Radiosondenaufstiegs eine Bodeninversion der Temperatur, wogegen das HIRHAM5-SCM eine abgehobene Temperaturinversion simuliert, die bei ungefähr 980 hPa beginnt. Zweitens ist die simulierte Lufttemperatur direkt über der Eisscholle im Vergleich zur NP-35-Messung um etwa 5 K zu kalt. Drittens scheint das Temperaturprofil des HIRHAM5-SCM wiederum in jeder Höhe zu tieferen Temperaturen verschoben zu sein. Viertens unterscheidet sich der Verlauf der stratosphärischen Temperaturen, speziell oberhalb von 300 hPa, doch sehr deutlich voneinander. Es gibt im Wesentlichen 3 Möglichkeiten, wodurch die besprochenen Unterschiede in den Temperaturprofilen zustande kommen könnten, wobei die Erstgenannte als Hauptursache auf der Hand liegt:

1. Die Positionen der Eisscholle (NP-35) und der SCM-Säule stimmen nicht überein. Während die vertikale Säule des HIRHAM5-SCM weiterhin an der Anfangsposition der NP-35-Trajektorie

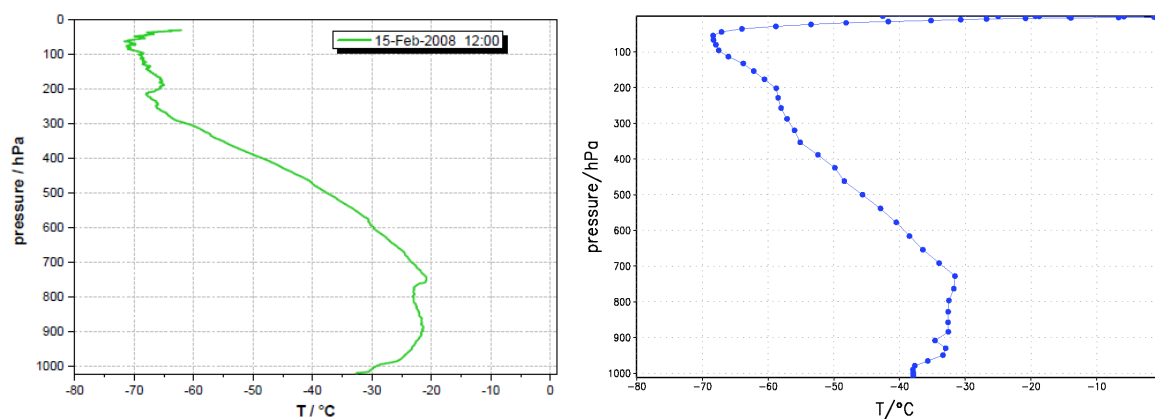


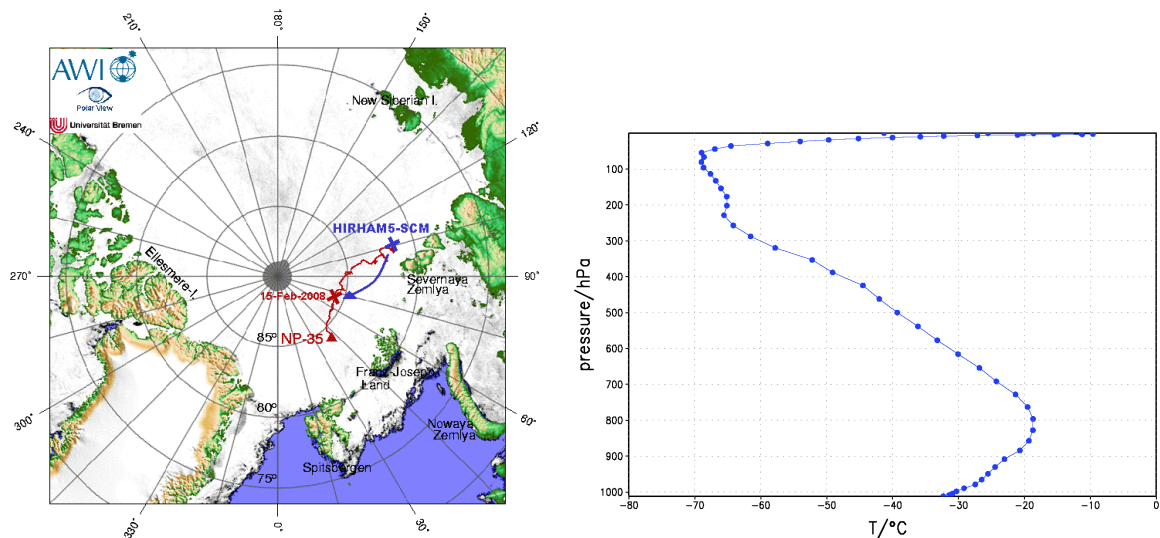
Abbildung 4.9: Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ am 15. Februar 2008 um 12:00 Uhr für den NP-35-Radiosondenaufstieg (*links*) und für den HIRHAM5-SCM-Referenzlauf ($N_{lev} = 60$) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen (*rechts*).

(102.813 $^{\circ}$ O, 81.400 $^{\circ}$ N) steht, ist die NP-35 Richtung Nordwesten gedriftet und befand sich am 15. Februar 2008 bei 71.333 $^{\circ}$ O und 85.641 $^{\circ}$ N (vgl. *Abb. 4.10(a)*).

2. Die dynamischen Tendenzen könnten eine gewisse Abweichung von der Realität aufweisen. Dies manifestiert sich v. a. in den HIRHAM5-SCM-Daten oberhalb von 500 hPa, denn hier wird die Temperatur überwiegend durch die Temperaturadvektion bestimmt. Da Klimamodelle generell Probleme bei der Simulation der Polargebiete haben und wegen der ständigen Neuinitialisierung des Forecast-Laufs für die ERA-Interim-Tendenzen (siehe *Abschnitt 3.2.3*), könnten diese Abweichungen resultieren.
3. Die mit Hilfe der ECHAM5-Parametrisierungen berechneten physikalischen Tendenzen könnten mehr oder minder von der Realität abweichen. Dies wäre vorwiegend unterhalb von 500 hPa ablesbar, weil das Temperaturprofil in diesen Höhen primär vom Einfluss der PBL und den turbulenten vertikalen Flüssen geprägt ist.

Möglichkeit 1 lässt sich glücklicherweise relativ unproblematisch überprüfen, indem die SCM-Säule einfach an die Position der NP-35 bezogen auf den 15. Februar 2008 (vgl. *Abb. 4.10(a)*) verschoben wird. Trotzdem startet das HIRHAM5-SCM die Simulation am 01. August 2007 um 00:00 Uhr, so dass es mit veränderten (dem neuen Ort entsprechenden) Anfangs- und Randbedingungen⁵ initialisiert werden muss. Die dynamischen Tendenzen werden ebenso entsprechend der neuen Position aus den vorhandenen Dateien eingelesen und berücksichtigt. Das Ergebnis dieses Vorgehens ist in *Abb. 4.10* dargestellt und soll im Folgenden in Bezug auf *Abb. 4.9* besprochen werden. Allein durch die Verschiebung der SCM-Säule kann das HIRHAM5-SCM plötzlich die beobachtete bodennahe Temperaturinversion korrekt modellieren. Vergleicht man zudem nochmals die Temperatur in Bodennähe, dann stellt man fest, dass die Abweichung zwischen HIRHAM5-SCM und NP-35-Messung auf weniger als 0.5 K gesunken ist, wobei die Grafiken vermuten lassen, dass das Modell die etwas höhere Temperatur erzeugt. Diese geringe Temperaturdifferenz bedeutet, dass Simulation und Beobachtung sehr gut übereinstimmen. Zum anderen impliziert dieses Ergebnis, dass die ECHAM5-Parametrisierungen vernünftige physikalische Tendenzen produzieren. Die oben genannte dritte Möglichkeit kann damit ausgeschlossen werden. Der erwärmende Effekt durch die Verschiebung der SCM-Säule setzt sich auch in den darüber liegenden Modellschichten fort. In der Stratosphäre, speziell oberhalb von 300 hPa, stimmen gemessenes und simuliertes Temperaturprofil ebenfalls ziemlich gut überein, wobei die ausgeprägte Temperaturvariabilität nur ansatzweise reproduziert werden kann, weil die vertikale

⁵Dazu können dieselben (vorhandenen) Dateien genutzt werden, die in *Abschnitt 3.2.2* beschrieben wurden, nur dass das Einlesen bzgl. der neuen Koordinaten erfolgen muss.



(a) Positionen von Eisscholle (NP-35) und HIRHAM5-SCM am 15. Februar 2008, wobei die Verschiebung der SCM-Säule auf die NP-35-Koordinaten angedeutet wird. (b) Simulierte Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ am 15. Februar 2008 um 12:00 Uhr für den HIRHAM5-SCM-Referenzlauf ($N_{lev}=60$) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen bei verschobener SCM-Säule.

Abbildung 4.10: In (a) sind die Positionen von NP-35 und HIRHAM5-SCM bezogen auf den 15. Februar 2008 veranschaulicht. Diese Grafik basiert auf einem Bild, das sich auf der Internetseite <http://www.awi.de/index.php?id=3796&L=1> befindet. In (b) wird die Auswirkung einer Verschiebung der SCM-Säule an die dem Datum entsprechende NP-35-Position auf das Temperaturprofil illustriert.

Modellauflösung in diesem Bereich noch nicht ausreicht. Im Grunde kann man aber attestieren, dass die verwendeten dynamischen Tendenzen korrekt sind. Es kommt eben nur darauf an, dass sie am richtigen Ort eingelesen werden, d. h. genau an den Koordinaten, wo der Vergleich mit Radiosonden-daten erfolgen soll.

Trotz dieses respektierlichen Resultats stellt sich dennoch die Frage, wieso das HIRHAM5-SCM zwischen 750 hPa und 900 hPa zu hohe Temperaturen simuliert. Die erste plausible Erklärung hierfür ist der Durchzug einer Zyklone, die das über der NP-35 gemessene Temperaturprofil beeinflussen könnte. Solch ein Tiefdruckgebiet, das eine zyklonale⁶ Drehung ausführt, erzeugt am Boden einen gegenüber der Umgebung erhöhten in größerer Höhe allerdings einen niedrigeren lokalen Luftdruck. Infolge des Druckgradienten wird eine Aufwärtsbewegung initiiert, die kältere bodennahe Luftmassen in die Höhe hebt, wobei die Konvergenz über der Erdoberfläche zu einem ständigen Nachströmen kalter Luft führt. Die Aufwärtsbewegungen kühlen höhere Luftschichten solange ab, bis die Höhe erreicht wird, wo Divergenz ein horizontales Auseinanderströmen der Luft bewirkt, so dass das Ausmaß der abgekühlten Luftsäule letztlich begrenzt wird. Dies ist aber ein adiabatischer Prozess, den das HIRHAM5-SCM nicht berechnen kann. Allerdings müsste dieser Effekt in den dynamischen Tendenzen von ERA-Interim enthalten sein. Es wäre also durchaus denkbar, dass das ECMWF-Modell diese Zyklone bei der Reanalyse nicht auflösen konnte, dessen Auswirkungen daher auch nicht in den dynamischen Tendenzen enthalten sind und das HIRHAM5-SCM im betreffenden Bereich gezwungenermaßen zu warme Temperaturen simuliert. Gegen diese These spricht aber eindeutig die viel zu geringe Dicke der Luftschicht (150 hPa), in der die Temperaturabweichung auftritt. Eine Zyklone hat nämlich eine wesentlich größere Vertikalerstreckung. Weiterhin würde eine Zyklone auch das Temperaturprofil bzgl. Drücken größer als 900 hPa beeinflussen. In diesem Bereich sind aber keine gravierenden Temperaturunterschiede zwischen Simulation und Messung ersichtlich.

Die zweite plausible Erklärung basiert auf der Idee, dass die Radiosonde während ihres Aufstiegs

⁶Drehung im Gegenuhrzeigersinn

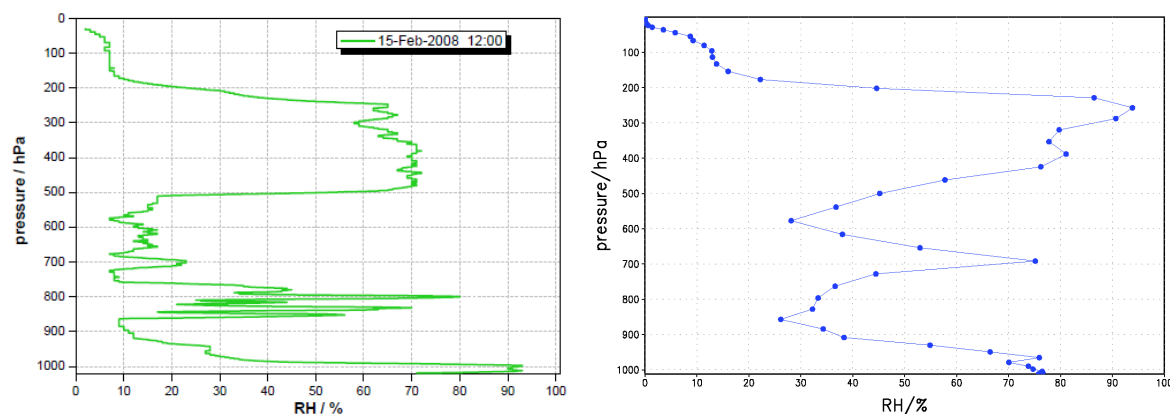


Abbildung 4.11: Vertikalprofile der relativen Luftfeuchtigkeit RH in % am 15. Februar 2008 um 12:00 Uhr für den NP-35-Radiosondenaufstieg (*links*) und den HIRHAM5-SCM-Referenzlauf ($Nlev = 60$) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen bei verschobener SCM-Säule (*rechts*).

eine Wolke durchquerte. Unterkante und Dicke der Luftschicht würden beispielsweise zu einer Stratocumuluswolke (Sc) passen. Zum einen ermöglicht das in Bezug auf eine hochreichende Konvektionszelle eher geringe Entrainment an der Wolkenbasis in Verbindung mit der Freisetzung latenter Wärme bei Kondensations- und/oder Resublimationsprozessen einen nahezu isothermen Temperaturverlauf. Zum anderen führen turbulentes Entrainment und Detrainment am Wolkenrand immer wieder zur Vermischung von Wolken- und Umgebungsluft, so dass gewisse Temperaturfluktuationen sichtbar werden müssten. Beides bestätigt sich in der linken Teilabbildung von *Abb. 4.9*, so dass davon auszugehen ist, dass die Radiosonde tatsächlich eine Wolke zwischen 750 hPa und 900 hPa durchflogen hat. Nun liegt auf der Hand, dass das HIRHAM5-SCM diese arktische Wolke offenbar nicht auflösen konnte. Diese Vermutung wird sich später als richtig erweisen (siehe *Abb. 4.14*). Geht man davon aus, dass die dynamischen Tendenzen eine vergleichbare Temperatur- und Feuchteadvektion beinhalten, wie sie bei der Messung vorlagen, dann erklärt sich die erhöhte Temperatur infolge der nicht reproduzierten Wolke von selbst.

Widmen wir uns noch in Kürze der relativen Luftfeuchtigkeit. Dazu werden analog zur Temperatur simuliertes und gemessenes vertikales RH -Profil am 15. Februar 2008 um 12:00 Uhr miteinander verglichen (*Abb. 4.11*), wobei sich die SCM-Säule bei der entsprechenden Simulation auf der korrekten NP-35-Position befand. Erneut sehen beide Kurvenverläufe auf den ersten Blick erstaunlich ähnlich aus, wobei das Modell tendenziell höhere Feuchtwerte erzeugt. Das HIRHAM5-SCM kann die 3 Bereiche der erhöhten RH -Werte reproduzieren, allerdings reicht die vertikale Modellauflösung nicht aus, um die höhenabhängige RH -Variabilität wiederzugeben. Die feuchten Bereiche zwischen 200 hPa und 500 hPa bzw. 950 hPa und 1012 hPa stimmen ziemlich gut überein, wobei die Absolutwerte im ersten Fall um etwa 10–20 % überschätzt, im zweiten Fall um etwa 15–20 % unterschätzt werden. Der dritte gemessene Bereich erhöhter Luftfeuchte befindet sich zwischen 750 hPa und 875 hPa. Das HIRHAM5-SCM simuliert den entsprechenden Bereich dagegen zwischen 575 hPa und 850 hPa. Einerseits weichen Höhe und Ausmaß dieser simulierten Feuchteschicht dementsprechend etwas von den Messdaten ab, aber zumindest der Maximalwert kann hier mit einer 5 %igen Unterschätzung relativ gut reproduziert werden. Die Abweichungen ergeben sich möglicherweise dadurch, dass die dynamischen Tendenzen von ERA-Interim für die spezifische Luftfeuchtigkeit q im Gegensatz zu den Temperaturtendenzen etwas mehr von der Realität abweichen. Das hat dann natürlich auch Auswirkungen auf die relative Luftfeuchtigkeit RH , die im Model diagnostisch aus dem Quotient der spezifischen Luftfeuchte der jeweiligen Luftschicht und der entsprechenden Sättigungsfeuchte berechnet wird.

Insgesamt ist die Übereinstimmung der gemessenen und simulierten Temperatur- und Feuchteprofile derart gut, dass sich festhalten lässt, dass das HIRHAM5-SCM das arktische Klima hinreichend genau

simulieren kann. Darüber hinaus ist es zu Sensitivitätsstudien geeignet. Immerhin wurden Profile zu einem konkreten Zeitpunkt miteinander verglichen, wodurch sich jede noch so kleine Abweichung offenbart. Und man sollte bedenken, dass die vertikale Auflösung des Modells ohnehin nicht ausreicht, um real gemessene Profile reproduzieren zu können.

4.2.3 3D- und 2D-Wolkenbedeckung im Referenzlauf

Das primäre Ziel dieses Abschnitts besteht darin, den Unterschied zwischen der 3D- und 2D-Wolkenbedeckung mit Hilfe des HIRHAM5-SCM aufzuzeigen und die erhaltenen Modellergebnisse mit Beobachtungsdaten zu vergleichen. Aufgrund der nicht vorhandenen Verfügbarkeit von NP-35-Daten zur Wolkenbedeckung, wurde die entsprechende Simulation an der Startposition der NP-35 durchgeführt (vgl. *Abb. 3.3*). Schließlich macht eine Verschiebung der SCM-Säule nur dann Sinn, wenn entsprechende NP-Beobachtungsdaten vorliegen.

Die mit 3D-Wolkenbedeckung bezeichnete Bewölkung beschreibt die in *Abschnitt 3.3.3* vorgestellte stratiforme (schichtförmige) Modellbewölkung, d. h. die horizontale Wolkenbedeckung C in den einzelnen Modellschichten (Gitterzellen) der SCM-Säule. Aus dieser Bewölkung kann man die an einem bestimmten Gitterpunkt simulierten Wolkenfamilien ablesen. Im Gegensatz dazu wird die Gesamtwolkenbedeckung⁷ C^{tot} durch Überlappung der in der atmosphärischen Säule modellierten schichtförmigen Wolkenbedeckung ermittelt (siehe *Abschnitt 3.3.1*) und oftmals mit 2D-Wolkenbedeckung benannt, weil die höhenabhängige Anordnung der Wolken durch die Berechnung verloren geht. Hierbei interessiert lediglich, zu wie viel Prozent der Himmel mit Wolken bedeckt ist, wenn man ihn von der Erdoberfläche aus betrachtet.

In *Abb. 4.12* sind beide Varianten der Modellbewölkung bzgl. des HIRHAM5-SCM-Referenzlaufs ($N_{\text{lev}} = 60$) sowohl für die Ein-Jahres-Simulation als auch für die ersten zwei simulierten Monate (01. August 2007 bis 30. September 2007) dargestellt. Aus den beiden Grafiken der gesamten Simulationsdauer (*Abb. 4.12(a)* und *Abb. 4.12(c)*) kann man ablesen, dass während des Polartags eine stärkere Bewölkung simuliert wird als in der Polarnacht. Außerdem sind am Polartag tendenziell mehr tiefe und mittelhohe Wolken anzutreffen, währenddessen sich in der Polarnacht kein Übergewicht irgendeiner Wolkenfamilie erkennen lässt. Etwas fragwürdig ist allerdings das insbesondere aus *Abb. 4.12(b)* ablesbare relativ häufige Auftreten von hochreichenden Wolken, die teilweise bis über 300 hPa reichen und über mehrere Tage existieren. Schließlich haben wir in *Abschnitt 2.3.5* gesehen, dass konvektive Bewölkung in der zentralen Arktis eher zur Seltenheit gehört und stattdessen vorrangig Grenzschichtwolken beobachtet werden können.

Die beiden Grafiken *Abb. 4.12(b)* und *Abb. 4.12(d)* dienen natürlich zum einen dazu, in die Ein-Jahres-Simulation hinein zu zoomen, und zum anderen sollen sie einen ganz entscheidenden Aspekt verdeutlichen: Das prognostisch-statistische Wolkenschema zur Modellierung stratiformer Wolken von Tompkins, 2002 [77] ist offenbar in der Lage, eine geschlossene Wolkendecke durch beispielsweise turbulente Mischungsprozesse aufreißen zu lassen (32. und 57. Tag der Simulation) und außerdem an einem vollkommen wolkenlosen Himmel plötzlich Wolken zu generieren (36. und 58. Tag der Simulation). Dieses Verhalten ist mit einem RH-Schema nicht zu bewerkstelligen. Aus diesem Grund kann man durchaus sagen, dass das Tompkins-Wolkenschema realistischer arbeitet.

Zur Validierung der modellierten Wolkenbedeckung kann leider nur die 2D-Wolkenbedeckung dienen, da es keine Datensätze zur 3D-Wolkenbedeckung gibt. Grund dafür ist, dass man zwar Wolkenunter- und Wolkenobergrenze oder Wolkenparameter wie die optische Dicke bestimmen kann, aber es gibt bis heute keine Möglichkeit, die vertikale Anordnung von Wolken flächendeckend zu messen. Der „Special Report-4“ des NSIDC (Serreze et al., 1997 [68]) enthält auf der Grundlage des COADS-Datensatzes Monatsmittel der Gesamtwolkenbedeckung über dem gesamten Arktischen Ozean. Dieser Datensatz stützt sich auf meteorologische, bodenbezogene Messungen auf Schiffen, das russische NP-Programm (bis 1991) und verschiedene andere Quellen (z. B. Feldexperimente) für

⁷engl.: total cloud cover

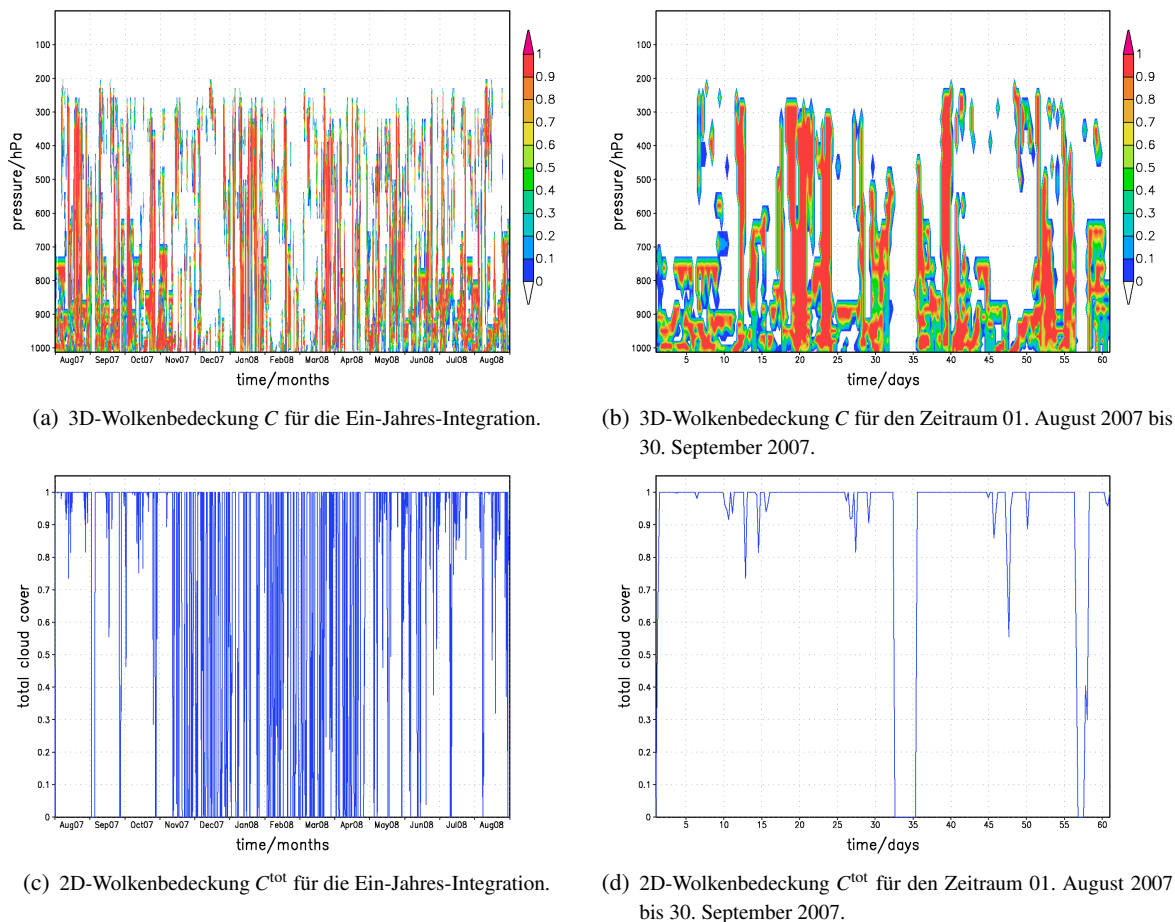


Abbildung 4.12: 3D- und 2D-Wolkenbedeckung für die Ein-Jahres-Integration (01. Aug 2007 bis 31. Aug 2008) und den Zeitraum 01. Aug 2007 bis 30. Sep 2007 bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM ($N_{lev} = 60$) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen.

den Zeitraum 1950–1995. Die Beobachtungen wurden dabei auf eine grobe Untermenge von Punkten des EASE⁸-Gitters zusammengefasst, wobei zur Ermittlung der jeweiligen Werte Messungen in einem 600 km Radius um den entsprechenden Gitterpunkt genutzt worden sind.

Abb. 4.13 zeigt die Monatsmittel der 2D-Wolkenbedeckung in % für das HIRHAM5-SCM und den COADS-Datensatz, wobei ein der Startposition der NP-35-Trajektorie entsprechender Punkt gewählt wurde. Aus dieser Abbildung wird die bereits in der Motivation (Abschnitt 1.1) erwähnte Tatsache deutlich, dass die meisten Klimamodelle die Wolkenbedeckung generell und v. a. in der Polarnacht überschätzen. Das HIRHAM5-SCM zeigt grundsätzlich genau dasselbe Verhalten, welches dementsprechend auch für das HIRHAM5 gelten muss, weil dieselben ECHAM5-Parametrisierungen genutzt werden. Lediglich das Ausmaß der Überschätzung kann sich vom HIRHAM5-SCM unterscheiden, weil die dynamischen Tendenzen in der 3D-Modellversion explizit durch die HIRLAM-Komponente berechnet werden. Mit Ausnahme des Septembers überschätzt das HIRHAM5-SCM offensichtlich ganzjährig die beobachteten COADS-Werte. Die Abweichungen bewegen sich in einem Bereich von 1–15 %, wobei die größten Überschätzungen im Oktober und Juli abgelesen werden können. Insgesamt wird der Jahrgang der Wolkenbedeckung allerdings ziemlich gut reproduziert. Man sollte sich aber vor Augen führen, dass Monatsmittel immer den Nachteil haben, größere Schwankungen mehr oder weniger wegzumitteln. Zudem lässt die recht gute Übereinstimmung an die Beobachtungsdaten keinerlei Rückschlüsse auf die Qualität der simulierten 3D-Wolkenbedeckung zu. Generell führt

⁸Die Abkürzung „EASE“ steht für Equal-Area Scalable Earth Grid, wobei nähere Informationen zu diesem Gitter auf der Internetseite <http://nsidc.org/data/ease/> zur Verfügung stehen.

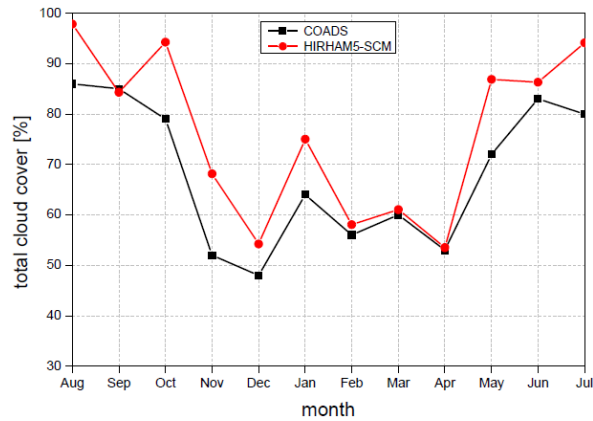


Abbildung 4.13: Vergleich der monatsgemittelten 2D-Wolkenbedeckung C^{tot} in % zwischen dem COADS-Datensatz und dem HIRHAM5-SCM ($N_{\text{lev}} = 60$) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen.

kein Weg daran vorbei, festzustellen, dass durch die für arktische Bedingungen fehlerhafte Wahl von bestimmten Modellparametern eine zu hohe Bewölkung modelliert wird.

Abschließend soll noch die im vorherigen *Abschnitt 4.2.2* aufgeworfene Frage beantwortet werden, ob die in *Abb. 4.10(b)* zwischen 750 hPa und 900 hPa simulierte Erwärmung in Bezug auf *Abb. 4.9 (links)* tatsächlich einer vom HIRHAM5-SCM nicht aufgelösten Wolke zuzuschreiben ist. Hierzu sind natürlich die auf den 15. Februar 2008, 12:00 Uhr bezogenen Modelldaten zu benutzen, für dessen Erstellung sich die SCM-Säule an der diesem Datum entsprechenden NP-35-Position befand. Die

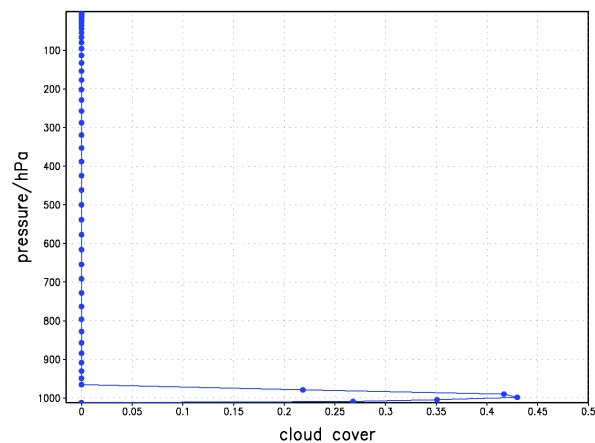


Abbildung 4.14: Vertikalschnitt der 3D-Bewölkung C am 15. Februar 2008 um 12:00 Uhr für das HIRHAM5-SCM ($N_{\text{lev}} = 60$) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen, wobei sich die SCM-Säule an der korrekten NP-35-Position befindet.

entsprechende *Abb. 4.14* zeigt das Vertikalprofil der 3D-Wolkenbedeckung, mit der jeder Zweifel beseitigt werden kann. Aus dieser Abbildung geht eindeutig hervor, dass das HIRHAM5-SCM zwischen 750 hPa und 900 hPa offensichtlich keinerlei Wolken simuliert. Damit ist die Argumentation insgesamt schlüssig, womit die Erwärmung erklärt wäre. Dieses Resultat lässt aber keine Rückschlüsse darüber zu, ob die nicht reproduzierte Wolke von den physikalischen Parametrisierungen oder den dynamischen Tendenzen verschuldet wird.

4.2.4 Sensitivitätsstudien zur Wolkenbedeckung

Nachdem schon in der Motivation (*Abschnitt 1.1*) darauf hingewiesen worden ist, dass Klimamodelle die stratiforme Wolkenbedeckung in der Regel überschätzen, konnte dies im vorherigen *Abschnitt 4.2.3* für das HIRHAM5-SCM sogar bestätigt werden. Auch im HIRHAM5-SCM tritt die Überschätzung besonders deutlich im AWHJ zutage, obwohl dieser Effekt im ASHJ ebenfalls teilweise beträchtlich ist (vgl. *Abb. 4.13*).

Am Polartag kommt es darauf an, in welcher Höhe sich die Wolken befinden, da ihr Einfluss auf die SW-Strahlung bedeutender ist. Höhere Wolken haben bei vorhandener solarer Strahlung insgesamt eine erwärmende Wirkung, weil sie zum einen die SW-Strahlung aufgrund ihrer internen Eigenschaften (in der Regel wenige große Wolkenpartikel) wenig abschwächen, und zum anderen wegen ihrer niedrigen Strahlungstemperatur an der Wolkenoberseite, die die OLR gering hält. Tiefere Wolken wirken am Polartag dagegen eher abkühlend. Einerseits nehmen Aerosolkonzentration und Wasserdampfgehalt i. A. Richtung Erdoberfläche zu und gewährleisten daher viele kleine Wolkenteilchen, an denen die SW-Strahlung zurück ins Weltall reflektiert werden kann. Andererseits liegen die Wolkenobergrenzen verhältnismäßig tief, so dass Strahlungstemperatur und OLR zunehmen. Im Gegensatz dazu führen mehr Wolken (egal ob hohe oder tiefe) während der Polarnacht generell zu einer Erwärmung der unter ihnen liegenden Atmosphäre, da sich ihr Einfluss dann ausschließlich auf die von der Erdoberfläche emittierte LW-Strahlung beschränkt, wobei die Wolken letztlich die atmosphärische Gegenstrahlung (GS) erhöhen (siehe *Abschnitt 2.3.6*).

Bei der Validierung des HIRHAM5-SCM mit Radiosondendaten (vgl. *Abschnitt 4.2.2*) hat sich angedeutet, dass das Modell in der Polarnacht höhere bodennahe Temperaturen in Bezug auf die NP-35-Messungen produziert. Dies ist nun auch nicht mehr verwunderlich, denn eine erhöhte Wolkenbedeckung bei fehlender SW-Strahlung, die für das HIRHAM5-SCM nachgewiesen wurde, führt unmittelbar zu höheren Temperaturen. Im Umkehrschluss bedeutet das aber, dass das HIRHAM5-SCM während der gesamten Polarnacht im Mittel zu warme Oberflächentemperaturen erzeugt, weil stets zu hohe mittlere Wolkenbedeckungen vorliegen. Gleiches müsste auch für die 3D-Modellversion gelten, da diese mit denselben ECHAM5-Parametrisierungen rechnet.

Der einzige Weg zur Lösung dieses Problems besteht darin, im Modell nach geeigneten (tunbaren⁹) Parametern zu suchen, für die bei einer entsprechenden Variation des Parameterwertes eine Reduzierung der Bewölkung zu erwarten ist. In diesem Zusammenhang ist es sinnvoll, sogenannte Sensitivitätsexperimente (Parameterstudien) durchzuführen. Hierzu ändert man den Wert eines einzigen Parameters, alle anderen Standardeinstellungen (Defaultwerte) bleiben unberührt, studiert dann die Auswirkungen dieser Parameteränderung auf die Modelldaten und zwar in Bezug auf einen Referenzlauf, in dem zur Simulation nur die Defaultwerte benutzt wurden.

Es ist nachvollziehbar, dass man derartige Studien in einem 3D-Klimamodell nur bedingt anwenden kann, weil die Komplexität aufgrund der zusätzlichen Dynamik einfach zu hoch ist. Genau aus diesem Grund ist es wünschenswert ein SCM zur Verfügung zu haben, mit dem die physikalischen Parametrisierungen untersucht und bezogen auf Beobachtungsdaten verbessert („getuned“) werden können. Wie in *Abschnitt 4.2.2* gezeigt werden konnte, liegen die Modellergebnisse des HIRHAM5-SCM sehr nahe an den NP-35-Beobachtungsdaten, allerdings muss sich die SCM-Säule an der richtigen Stelle befinden. Auf der Grundlage dieser großen Übereinstimmung kann die Eignung des HIRHAM5-SCM zu Sensitivitätsstudien bezogen auf die Modellbewölkung überhaupt gerechtfertigt werden. Es hat sich herausgestellt, dass Parameterstudien mit dem HIRHAM5-SCM (gilt wahrscheinlich allgemein für SCMs) nur dann Sinn machen, wenn die dynamischen Tendenzen mitberücksichtigt werden. Das liegt daran, dass die ECHAM5-Parametrisierungen für realistische Bedingungen entwickelt wurden. Wie aber gezeigt wurde (*Abschnitt 4.1.1*) sind simulierte Temperatur und spezifische Luftfeuchtigkeit, die nur auf den physikalischen Tendenzen beruhen, einfach unphysikalisch, so dass Parameteränderungen auch zu mehr als unphysikalischen Ergebnissen führen. Die Position der SCM-Säule spielt

⁹engl.: tunable parameters

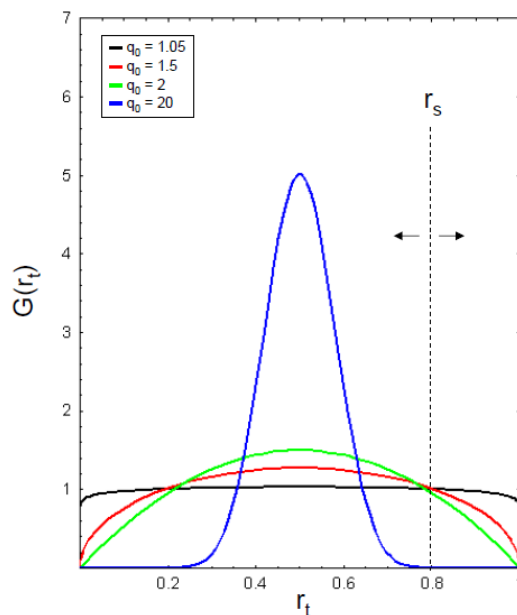


Abbildung 4.15: Auswirkung einer Änderung des tunbaren Parameters q_0 auf die Form der symmetrischen Betaverteilung. Die grüne Kurve bezieht sich auf den Defaultwert $q_0^{\text{def}} = 2$.

bei den Tests allerdings keine Rolle, da nur die Sensitivität untersucht werden soll. Aufgrund dessen werden die entsprechenden Modellläufe an der Anfangsposition der NP-35-Trajektorie durchgeführt. Als Erstes stellt sich die Frage nach dem (den) geeigneten Anpassungsparameter(n). Bei der Behandlung der stratiformen Wolkenbedeckung (*Abschnitt 3.3.3*) hat sich herausgestellt, dass es lediglich zwei tunbare Parameter im Zusammenhang mit dem prognostisch-statistischen Wolkenschema gibt. Zum einen handelt es sich dabei um den Parameter q_0 , der die Form der symmetrischen Betaverteilung $G(r_t)$ definiert. Der Defaultwert dieses Parameters entspricht demjenigen des fixierten Formparameters, denn wegen der gewählten Einschränkung $q \geq p$ gilt $q_0^{\text{def}} \equiv p = 2$. Zum anderen bezeichnet K einen tunbaren Parameter, der formal beschreibt, wie schnell konvektives Detrainment die Schiefe erhöht. Standardmäßig wird ein Defaultwert $K^{\text{def}} = 10$ verwendet. Diese Defaultwerte beziehen sich immer auf den Referenzlauf.

Beginnen wir die Betrachtung mit dem erstgenannten Parameter q_0 . Um eine Erwartung bzgl. des Effekts auf die Wolkenbedeckung äußern zu können, sollten wir uns zunächst überlegen, wie sich eine q_0 -Änderung theoretisch auswirkt. Nehmen wir dazu rein fiktiv an, dass sich die Verteilungsgrenzen nicht ändern und setzen $a = 0$ und $b = 1$. Entscheidend ist das aber nicht, da die Auswirkungen auch bei unfixierten Verteilungsgrenzen gleich bleiben. *Abb. 4.15* lässt erkennen, dass $G(r_t)$ gegen eine U-Form strebt, falls $1 < q_0 < q_0^{\text{def}}$ ($q_0 \rightarrow 1$) erfüllt ist. Gilt stattdessen $q_0 > q_0^{\text{def}}$, dann wird $G(r_t)$ immer steiler und schmaler. Die Wolkenbedeckung C ist weiterhin die Fläche unter dem Übersättigungsbereich ($r_t > r_s$). Für das eingezeichnete Sättigungs-MV r_s ist klar, dass $C > C^{\text{def}}$ ist, falls $q_0 < q_0^{\text{def}}$ gilt. Verringert sich r_s allerdings z. B. auf den fiktiven Wert¹⁰ 0.6, dann kann nicht mehr so eindeutig festgelegt werden, welche Fläche die größte ist. Dies gibt Anlass zu der Vermutung, dass $C > C^{\text{def}}$ oder $C < C^{\text{def}}$ ist und zwar je nach Lage des Sättigungs-MV. Weil sich r_s aber zusätzlich von Modellschicht zu Modellschicht ändern kann, ist davon auszugehen, dass eine Variation von q_0 zwar zu lokalen Änderungen in der 3D-Bewölkung führt, aber keine wirkliche Tendenz erkennbar sein sollte.

Schauen wir uns im Folgenden an, ob sich diese Erwartung in den Modellergebnissen bestätigt oder nicht. Bei den dafür durchgeführten Testläufen, bei denen die Formparameter natürlich nicht fixiert wurden, sind für den Parameter q_0 Werte entsprechend der *Tab. 4.1* gewählt worden.

¹⁰Da es sich hier um einen fiktiven Wert handelt, spielt die Einheit eine untergeordnete Rolle.

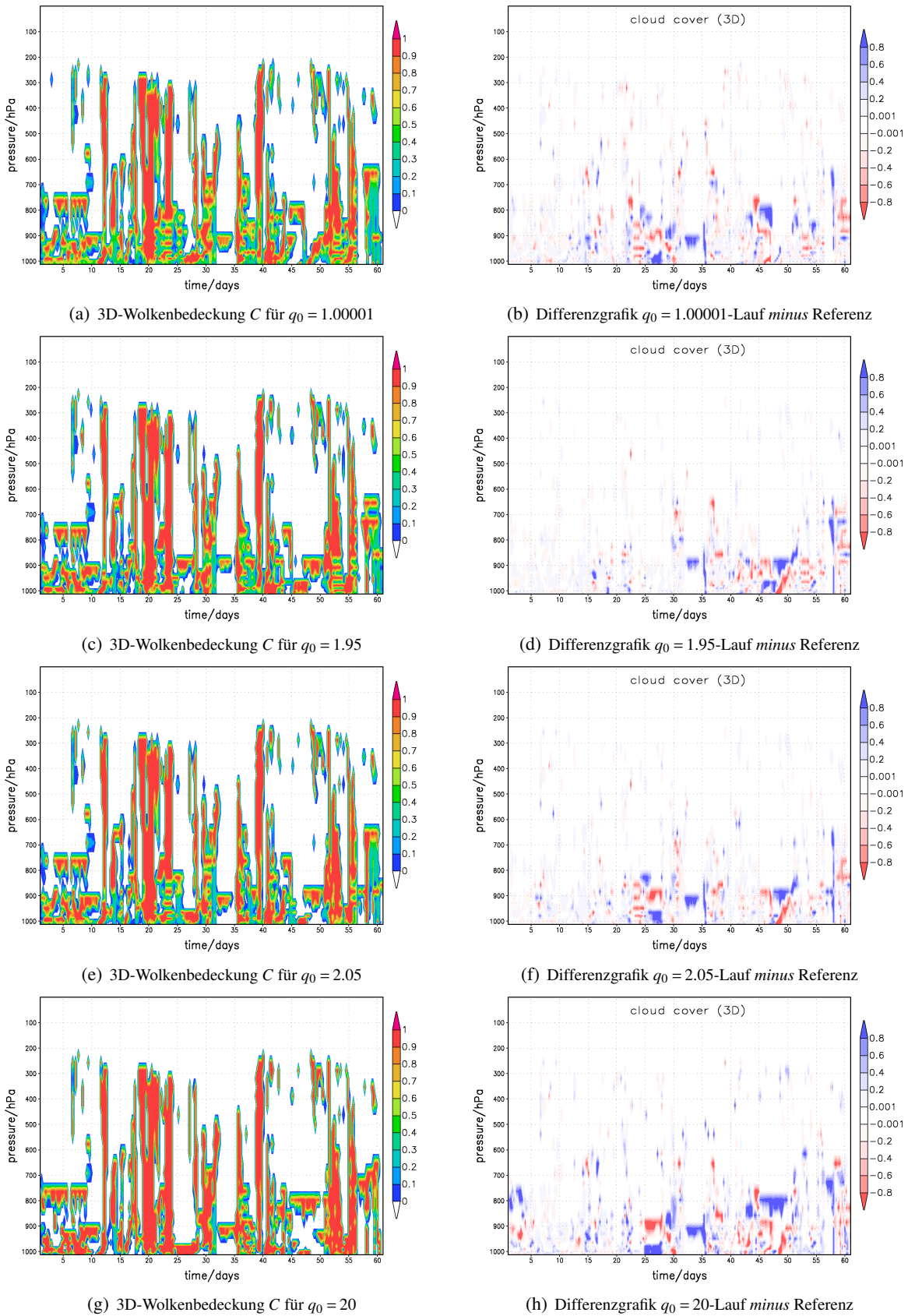


Abbildung 4.16: 3D-Wolkenbedeckung bei geändertem Parameterwert von q_0 , dargestellt im Zeitraum 01. Aug 2007 bis 30. Sep 2007, wobei sich die Differenzgrafiken auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM ($N_{lev} = 60$) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen beziehen.

Testlauf	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
q_0	1.00001	1.05	1.25	1.50	1.75	1.95	2.05	2.75	3.00	4.00	20.00

Tabelle 4.1: Übersicht über die gewählten Parameterwerte bezogen auf die Sensitivitätsexperimente zum tunbaren Parameter q_0 .

Abb. 4.16 illustriert sowohl die ersten beiden Monate (01. August 2007 bis 30. September 2007) von vier exemplarisch ausgewählten Modellläufen mit verändertem q_0 -Wert als auch die entsprechenden Differenzgrafiken (q_0 -Änderung *minus* Referenz) bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM (Abb. 4.12(b)). Der benutzte Simulationszeitraum sollte ausreichen, um abschätzen zu können, ob C bei einer q_0 -Änderung nennenswert zu- oder abnimmt. Besonders aus den Differenzgrafiken kann geschlussfolgert werden, dass eine Änderung des tunbaren Parameters q_0 lediglich lokale Änderungen der 3D-Wolkenbedeckung in Bezug auf den Referenzlauf verursacht. Blaue Bereiche bedeuten eine Zunahme der Wolkenbedeckung. Beim gewählten Maximalwert $q_0 = 20$ ist für Drücke kleiner als etwa 850 hPa tendenziell eine Erhöhung der Bewölkung ablesbar. Man könnte daher sagen, dass mittlere und hohe Wolken für große q_0 -Werte zunehmen. Unter Berücksichtigung der nicht gezeigten Grafiken muss aber festhalten werden, dass die Variabilität der lokalen Zu- oder Abnahme der Bewölkung zwischen den einzelnen q_0 -Werten keine klare Tendenz erkennen lässt und sich die Vermutung damit bestätigt hat. Dieser Parameter ist daher nicht geeignet, um die Wolkenbedeckung C erkennbar zu reduzieren.

Die Testläufe bzgl. des anderen tunbaren Parameters K führten zu einem ähnlich unbefriedigenden Ergebnis. Auch die Variation dieses Parameters konnte ausschließlich lokale Änderungen der Bewölkung bewirken, wobei das Ausmaß der Abweichungen gegenüber dem Referenzlauf erheblich geringer ausfiel als bei den q_0 -Änderungen. Aufgrund dessen kann auf nähere Ausführungen zum genauen Vorgehen und auf die erhaltenen Grafiken verzichtet werden. Allerdings ist eine Erklärung angebracht, weshalb dieses Resultat keine wirkliche Überraschung darstellt. Es ist mehrfach darauf hingewiesen worden, dass konvektive Wolkenbildung unter arktischen Bedingungen eine eher untergeordnete Rolle spielt. Der vom Modell berechnete Massenfluss des Wolkenkondensats $M^{cu} \bar{r}_c^{cu}$ und damit auch das mit konvektiven Wolken assoziierte konvektive Detrainment fällt offensichtlich derart klein aus, dass selbst sehr niedrige Parameterwerte von $K = 0.01$ keine nennenswerte Abnahme der Bewölkung bewirken können. Höhere Werte von K bezogen auf den Defaultwert sind eigentlich unsinnig, weil sich dadurch das konvektive Detrainment verstärken, d. h. der Konvektionsterm der Schiefe (Gl. 3.71c) zunehmen würde. Eine größere Schiefe impliziert aber eine ebenfalls erhöhte Verteilungsbreite von $G(r_t)$, so dass letztlich mehr Wolken generiert werden können. Noch nicht einmal dieser Effekt konnte bei einem sehr großen Parameterwert von $K = 10000$ beobachtet werden. Dies lässt darauf schließen, dass der Massenfluss des Wolkenkondensats in der Tat generell extrem klein sein muss. Insgesamt stellte sich demzufolge heraus, dass die Modellbewölkung von einer beliebigen K -Änderung relativ unberührt bleibt.

Da die Variation der beiden tunbaren Parameter des prognostisch-statistischen Wolkenschemas nicht die erhoffte Wirkung zeigte, mussten andere Parameter in Erwägung gezogen und bzgl. eines reduzierenden Effekts auf die Wolkenbedeckung untersucht werden. Hierbei konzentrierte sich die Suche natürlich auf die Parameter der Wolkenmikrophysik, weil diese einen direkten Einfluss auf die Entstehung und Dissipation der Wolken haben. Glücklicherweise fand sich ein vielversprechender Parameter, der im Folgenden mit CW_{\min} bezeichnet wird. Dieser Parameter definiert den erforderlichen Minimalwert des Wolkenkondensats (flüssiges und festes Wasser), um überhaupt Wolken generieren zu können. Damit ist gemeint, dass sowohl das Gitterzellen-Mittel des Wolkenwasser-MV \bar{r}_1 als auch das des Wolkeneis-MV \bar{r}_i gleichzeitig größer als CW_{\min} sein müssen, denn sonst wird eine verschwindende Bewölkung ($C = 0$) angenommen. Der zugehörige Defaultwert beträgt $CW_{\min}^{\text{def}} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ g/kg}$. Bevor wir zum genauen Vorgehen der Sensitivitätsexperimente und zu den Ergebnissen kommen, soll wiederum eine Erwartung formuliert werden, die anschließend überprüft werden kann.

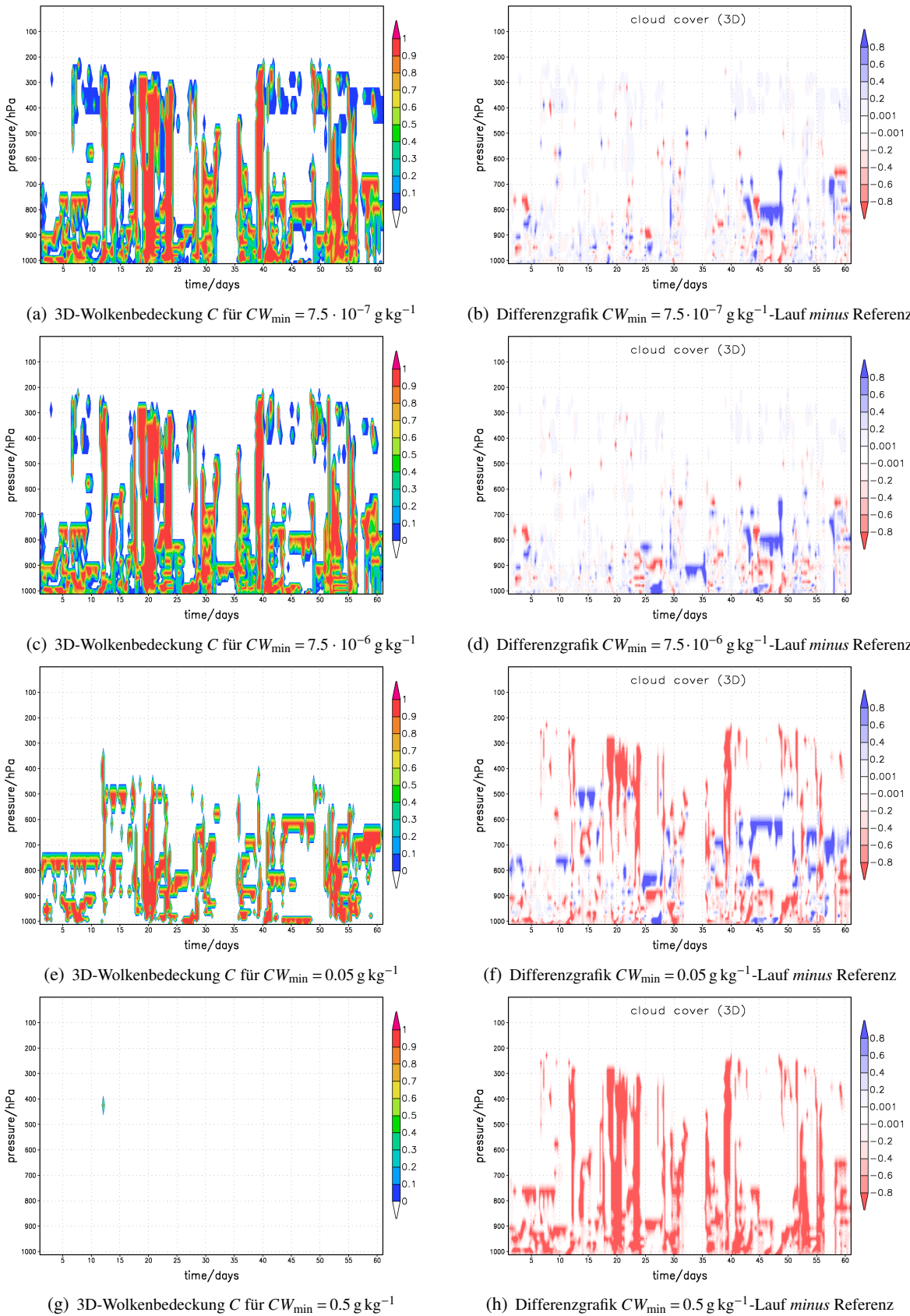


Abbildung 4.17: 3D-Wolkenbedeckung bei geändertem Parameterwert von CW_{\min} , dargestellt im Zeitraum 01. Aug 2007 bis 30. Sep 2007, wobei sich die Differenzgrafiken auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM ($N_{lev} = 60$) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen beziehen.

Testlauf	1	2	3	4	5	6	7	8
$CW_{\min} / 10^{-4} \text{ g kg}^{-1}$	0.0075	0.01	0.025	0.05	0.075	0.1	0.25	0.5
	9	10	11	12	13	14	15	16
	0.75	2.5	5	7.5	10	25	50	75
	17	18	19	20	21	22	23	
	100	250	500	750	1000	2500	5000	

Tabelle 4.2: Übersicht über die gewählten Parameterwerte bezogen auf die Sensitivitätsexperimente zum tunbaren Parameter CW_{\min} .

Für Parameterwerte $CW_{\min} < CW_{\min}^{\text{def}}$ sollte die Wolkenbedeckung C erst bei kleineren Werten von \bar{r}_1 und \bar{r}_2 auf Null gesetzt werden, d. h. die Bewölkung müsste gegenüber dem Referenzlauf zunehmen ($C > C^{\text{def}}$). Umgekehrt wird die Wolkenbedeckung für $CW_{\min} > CW_{\min}^{\text{def}}$ bereits bei größeren Werten von \bar{r}_1 und \bar{r}_2 auf Null gesetzt, d. h. die Bewölkung sollte in Bezug auf den Referenzlauf abnehmen ($C < C^{\text{def}}$).

Um diese Vermutungen verifizieren zu können, mussten wiederum Testläufe mit dem HIRHAM5-SCM durchgeführt werden, bei denen die Parameterwerte für CW_{\min} entsprechend der Tab. 4.2 gewählt wurden. Analog zu den q_0 -Änderungen werden aus Platzgründen lediglich entsprechende Grafiken von vier ausgewählten Testläufen gezeigt, die das letztlich erhaltene Resultat aber zweifelsfrei grafisch veranschaulichen können. Während die linken Teilabbildungen von Abb. 4.17 die ersten beiden Monate (01. August 2007 bis 30. September 2007) der Testläufe 1, 5, 19 und 23 (vgl. Tab. 4.2) zeigen, stellen die rechten Teilabbildungen die entsprechenden Differenzgrafiken (CW_{\min} -Änderung minus Referenz) bzgl. des Referenzlaufs (Abb. 4.12(b)) dar. Aus diesen Grafiken können außer den erneut auftretenden lokalen C -Änderungen zwei wesentliche Abhängigkeiten abgelesen werden:

1. Sehr niedrige CW_{\min} -Werte ($CW_{\min} \ll CW_{\min}^{\text{def}}$) verursachen eine Zunahme der Wolkenbedeckung und zwar insbesondere der hohen Wolken.
2. Sehr hohe CW_{\min} -Werte ($CW_{\min} \gg CW_{\min}^{\text{def}}$) können eine verschwindende Wolkenbedeckung generieren.

Die oben geäußerte Erwartung hat sich damit erfreulicherweise bestätigt. Bezieht man die nicht gezeigten Testläufe mit ein, so kann geschlussfolgert werden, dass erhöhte CW_{\min} -Werte zu einer Abnahme der Bewölkung und sogar zu einer völligen Auflösung aller Wolken führen können. Somit ist ein geeigneter Parameter gefunden, der die stratiforme Wolkenbedeckung merklich beeinflussen und zu deren Abnahme führen kann.

Zum Abschluss wäre es noch interessant zu erfahren, welche genauen Auswirkungen der gewählte Minimal- bzw. Maximalwert von CW_{\min} auf das vertikale Temperaturprofil hat. Hierzu betrachten wir Abb. 4.18, in der die Vertikalprofile der 3D-Wolkenbedeckung und der Temperatur für Minimal-, Default- und Maximalwert von CW_{\min} am Ende der ersten beiden simulierten Monate, d. h. am 30. September 2007 um 18:00 Uhr (letzter Modelloutput im September), dargestellt sind. Aus den Vertikalprofilen der 3D-Wolkenbedeckung kann man nochmals erkennen, dass der Maximalwert keine Wolken mehr zulässt, und dass der geringere CW_{\min} -Wert zu einer Erhöhung der Bewölkung führt. Zu diesem speziellen Zeitpunkt haben aber nicht die hohen sondern die tiefen Wolken zugenommen. Zwar liegt zwischen 900 hPa und 950 hPa keine partielle Wolkenbedeckung in Bezug auf den Referenzlauf mehr vor, aber bei 800 hPa ist eine 100%ige Bewölkung generiert worden, d. h. die SCM-Säule ist nun komplett mit tiefen Wolken bedeckt.

Beim Vergleich der Temperaturprofile zwischen Minimal- und Defaultwert von CW_{\min} fällt auf, dass Unterschiede erst für Drücke größer als 500 hPa sichtbar werden. Scheinbar hat die Erhöhung der Wolken keinen Einfluss auf das Temperaturprofil oberhalb von 5572 m (vgl. Tab. C.2). Da die dynamischen Tendenzen in beiden Fällen dieselben sind und vertikale Transporte oberhalb von 500 hPa eine untergeordnete Rolle spielen, ist dieses Resultat nicht verwunderlich. Um die genauen Abweichungen

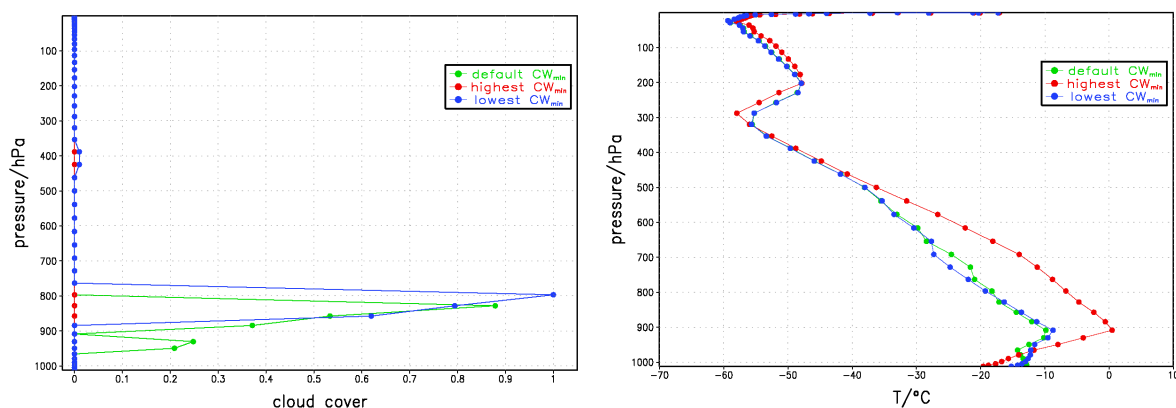


Abbildung 4.18: Vertikale Profile der 3D-Wolkenbedeckung C (*links*) und der Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$ (*rechts*) am 30. Sep 2007 um 18:00 Uhr für Minimal- (blaue Kurve), Default- (grüne Kurve) und Maximalwert (rote Kurve) von CW_{\min} bzgl. entsprechender Sensitivitätsläufe des HIRHAM5-SCM ($N_{lev} = 60$) mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen.

unterhalb von 500 hPa verstehen zu können, sollte man zunächst zwei Dinge bedenken: Erstens befinden wir uns für die geographische Breite der SCM-Säule (81.400°N) am Ende des Septembers in der Übergangsjahreszeit von Polartag zu Polarnacht, wobei die Sonnenscheindauer nur noch etwas mehr als 10 h beträgt (vgl. Abb. 2.2). Dementsprechend ist um 18:00 Uhr keine solare Einstrahlung mehr vorhanden. Zweitens wird das Temperaturprofil nicht nur von der augenblicklichen Verteilung der Wolken beeinflusst, sondern ergibt sich im Laufe der Zeit, so dass lokale Temperaturabweichungen auch durch lokale Variationen der Wolken vorangehender Zeitschritte erzeugt worden sein können. Beispielsweise gibt es zwischen 500 hPa und 775 hPa Abweichungen im Temperaturverlauf, obwohl die aktuelle (30. September 2007, 18:00 Uhr) Wolkenbedeckung in diesem Bereich jeweils Null beträgt. Wie diese lokalen Abweichungen zustande kommen, kann allein aus den gezeigten Grafiken für C und T nicht abgeleitet werden.

Dennoch existiert natürlich ein direkter Zusammenhang zwischen aktueller Bewölkung und bodennahe Temperatur. Für den Minimal- und Defaultwert von CW_{\min} äußert sich dieser wie folgt: Einerseits nehmen die tiefen Wolken für den Minimalwert insgesamt etwas zu aber andererseits befinden sie sich auch in größerer Höhe verglichen mit dem Referenzlauf. *Abb. 4.18 (links)* zeigt, dass sich die Wolkenbasis beim Referenzlauf tiefer befindet, und dass das vertikale Ausmaß der Wolke zudem größer ist als beim minimalen CW_{\min} -Wert. Die Wolke(n) des Referenzlaufs strahlt demzufolge mit einer etwas höheren Temperatur, so dass unter Einbeziehung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes (*Gl. 2.2*) eine erhöhte atmosphärische Gegenstrahlung (GS) resultiert. Bei dieser Argumentation muss man bedenken, dass zum betrachteten Zeitpunkt keine SW-Einstrahlung vorliegt. Im Endeffekt sollte dies dazu führen, dass sich die bodennahe Temperatur für den Minimalwert gegenüber dem Referenzlauf verringert. Genau dieses Verhalten bestätigt sich in *Abb. 4.18 (rechts)*, aus der entsprechende Temperaturen von -13°C (Defaultwert) bzw. -15°C (Minimalwert) ablesbar sind. Eine Zunahme tiefer Wolken bedeutet demzufolge nicht unmittelbar eine Erwärmung in Bodennähe. Vielmehr muss man den Höhenbereich der Wolkenzunahme mit einbeziehen. Bei fehlender SW-Strahlung gilt: Mehr tiefe Wolken in vergleichsweise großer Höhe führen bei gleichzeitiger Abnahme tiefer liegender Wolken zu einer Abkühlung.

Für den Extremfall einer verschwindenden Bewölkung (maximaler CW_{\min} -Wert) sind die Auswirkungen auf das vertikale Temperaturprofil in Bezug auf den Referenzlauf erheblich dramatischer. Das Fehlen jeglicher Wolken impliziert einen nicht mehr vorhandenen Wolken-Treibhauseffekt und führt gepaart mit der fehlenden SW-Strahlung zu einer fortwährenden Auskühlung der Erdoberfläche. Bezogen auf den Referenzlauf beträgt die Abnahme der bodennahen Temperatur zum betrachteten Zeitpunkt stattliche 7 K. Auf der anderen Seite ermöglicht ein Fehlen von Wolken, dass die von

der Erdoberfläche emittierte LW-Strahlung nahezu ungehindert Richtung TOA gelangt und die Atmosphäre aufgrund von Absorptions- und (Re-)Emissionsprozessen an Aerosolen und Spurengasen erwärmt. Dieser Effekt wird in *Abb. 4.18 (rechts)* besonders zwischen 500 hPa und 980 hPa deutlich. Die größte Temperaturdifferenz ist bei 908 hPa (Wert aus *Tab. C.2*) zu finden, wobei das Fehlen der Wolken eine Erwärmung von 11 K verursacht hat. Bei kleineren Drücken als 500 hPa weicht das Temperaturprofil des maximalen CW_{\min} -Wertes in einer interessanten Art und Weise von den sich deckenden anderen beiden Kurven ab. Nimmt die Temperatur mit der Höhe ab (labile Schichtung), z. B. zwischen 325 hPa und 500 hPa, so wirken fehlende Wolken scheinbar erwärmend. Sind dagegen Temperaturinversionen ablesbar (stabile Schichtung), wie beispielsweise zwischen 200 hPa und 290 hPa, dann führen nicht vorhandene Wolken offenbar zu einer Abkühlung.

4.2.5 Einfluss des Zeitschritts auf die Modellergebnisse

Bereits in *Abschnitt 4.1.4* ist der Einfluss eines veränderten Modellzeitschritts Δt untersucht worden. Allerdings blieben dort die dynamischen Tendenzen unberücksichtigt, so dass die Energiezufuhr in die Säule allein durch die solare Einstrahlung bestimmt wurde. In diesem Abschnitt sollen nun auch horizontale Transporte in die Säule hinein oder aus ihr heraus (Temperatur- und Feuchteadvektion) berücksichtigt und die Modellergebnisse in Analogie für die Zeitschritte $\Delta t = 4$ min, 10 min, 30 min verglichen werden. Die dynamischen Tendenzen werden weiterhin 3-stündlich eingelesen ($\Delta t_{\text{dyn}} = 3$ h) und linear interpoliert. Der eingelesene Wert der dynamischen Tendenz wird hierzu durch die Anzahl von Zeitschritten geteilt, die bei einem gegebenen Δt drei Stunden entspricht und der sich ergebende Wert in jedem Zeitschritt zur berechneten physikalischen Tendenz addiert. Bei kürzeren Zeitschritten wird demzufolge ein betragsmäßig kleinerer Wert für die dynamische Tendenz verwendet als für größere¹¹, wobei die aufsummierte Tendenz natürlich in allen drei Fällen gleich bleibt. Strahlungszeitschritt Δt_{rad} und Zeitschritt für Modellausgaben Δt_{out} bleiben ebenfalls unverändert und können in *Tab. 3.1* nachgeschlagen werden.

Entsprechend *Abb. 4.5* sind in *Abb. 4.19* die Temperaturprofile für den 01. Januar 2008, 00:00 Uhr (stellvertretend für das AWHJ) und den 01. Juli 2008, 00:00 Uhr (stellvertretend für das ASHJ) für die 60-Schichten-Version des HIRHAM5-SCM illustriert. Abermals hängt das Resultat davon ab, ob Polarnacht oder Polartag herrscht. *Abb. 4.19(a)* zeigt, dass bei Abwesenheit von solarer Strahlung nennenswerte Abweichungen in den Temperaturprofilen erst unterhalb von 500 hPa auftreten, obwohl für $\Delta t = 30$ min auch für geringere Drücke minimale Abweichungen bezogen auf die beiden anderen Kurven ersichtlich sind. Die geringen Unterschiede sind damit zu erklären, dass vertikale Austauschprozesse in größeren Höhen keine entscheidende Rolle mehr spielen und die Temperatur vorrangig durch die großskalige Dynamik bestimmt wird, die in den dynamischen Tendenzen enthalten ist. Hierbei ist es anscheinend vollkommen egal, wie die 3-stündliche Tendenz auf die einzelnen Zeitschritte verteilt ist. Die Temperaturkurven für $\Delta t = 4$ min und $\Delta t = 10$ min sind sich insgesamt sehr ähnlich und weichen selbst in der PBL nicht wirklich dramatisch voneinander ab. Ein Zeitschritt von $\Delta t = 30$ min führt zwar zu einem vergleichbaren Temperaturverlauf, aber hin und wieder auch zu deutlicheren Abweichungen der simulierten Temperatur und zwar v. a. in der PBL, wo der Vertikalaustausch besonders stark ist. Selbstverständlich gilt auch hier, dass ein geringerer Zeitschritt vermehrten vertikalen Austausch und Durchmischung erzeugt, weil die entsprechenden Flüsse von Wärme und Feuchte durch die oberen und unteren Ränder der Modellschichten häufiger aktualisiert werden. Das Problem ist aber, dass sich die im HIRHAM5-SCM berechneten physikalischen Tendenzen nun nicht mehr allein durch den veränderten Zeitschritt ergeben, sondern zusätzlich unterschiedliche Beträge der dynamischen Tendenzen nach jedem Zeitschritt aufaddiert werden, die ihrerseits die physikalischen Tendenzen im Folgezeitschritt beeinflussen und sich in einer unterschiedlich starken Durchmischung manifestieren. Deshalb kann man offensichtlich nicht mehr wie in *Abschnitt 4.1.4*

¹¹Für $\Delta t = 4$ min wird durch 45, für $\Delta t = 10$ min durch 18 und für $\Delta t = 30$ min durch 6 geteilt, wobei die 3-stündlich eingelesene dynamische Tendenz jeweils dieselbe ist.

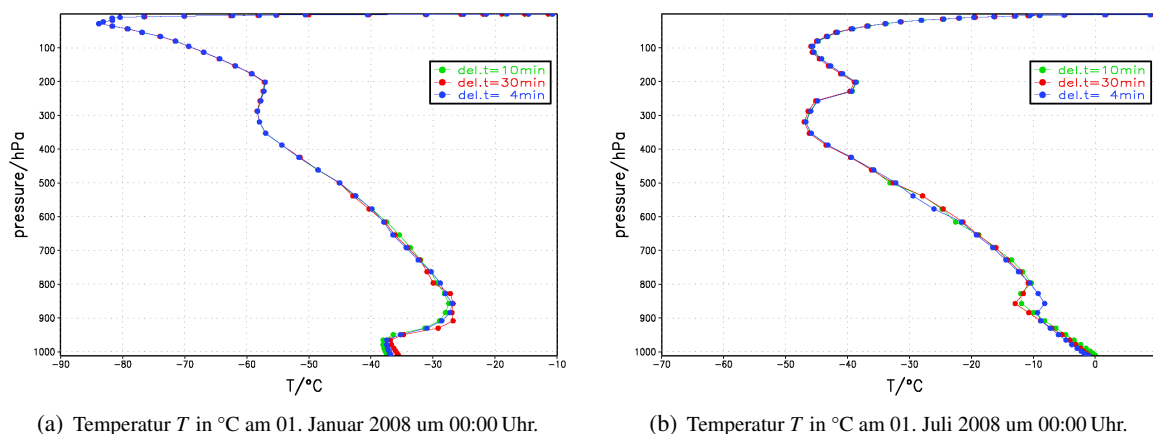


Abbildung 4.19: Einfluss einer Zeitschritt-Änderung auf das vom HIRHAM5-SCM ($N_{lev} = 60$) simulierte, vertikale Temperaturprofil mit Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen.

schlussfolgern, dass ein größerer Zeitschritt eine höhere bodennahe Temperatur verursachen würde. Immerhin zeigt *Abb. 4.19(a)*, dass diese Temperatur für $\Delta t = 10$ min zwar geringfügig aber dennoch erkennbar niedriger ist als für $\Delta t = 4$ min.

Betrachtet man die *Abb. 4.19(b)*, so fällt sofort auf, dass sich die größten Abweichungen wiederum unterhalb von 500 hPa befinden, wobei die Temperaturen bzgl. des größten Zeitschritts in Analogie zu *Abb. 4.19(a)* auch darüber etwas von den anderen beiden Kurven abweichen. Während das Temperaturprofil für $\Delta t = 10$ min verglichen mit dem für $\Delta t = 30$ min bei Drücken $500 \text{ hPa} \leq p \leq 900 \text{ hPa}$ näher an demjenigen für $\Delta t = 4$ min liegt, kehrt sich dies für höhere Drücke um. Interessanterweise werden bei einem Zeitschritt von $\Delta t = 10$ min die höchsten Temperaturen in der PBL ($p > 900 \text{ hPa}$) simuliert. Die gravierendste Abweichung der Temperaturprofile befindet sich zwischen 800 hPa und 900 hPa, wo der Beginn der dort ersichtlichen Temperaturinversion abhängig vom Zeitschritt in verschiedenen Höhen simuliert wird. Je größer der Zeitschritt Δt ist, desto tiefer sinkt die Temperatur ab, bevor die Inversion einsetzt und sich die Kurven bei 800 hPa wieder treffen. Darüber hinaus nimmt das vertikale Ausmaß dieser abgehobenen Inversion mit wachsendem Zeitschritt zu. Insgesamt kann daher festgestellt werden, dass die beiden längeren Zeitschritte das Temperaturprofil des Kürzesten nicht wiedergeben können.

Folgendes Kuriosum sollte zumindest angesprochen werden: In beiden Teilabbildungen von *Abb. 4.19* ist bei etwa 200 hPa ein merkwürdiger „Ausschlag“ in Form einer zusätzlichen Temperaturinversion erkennbar, die eine veränderte Tropopausenhöhe definiert. Dieses durchaus unrealistische Phänomen liegt sehr wahrscheinlich an den dynamischen Tendenzen von ERA-Interim, denn in *Abb. 4.4*, in der nur die physikalischen Tendenzen berücksichtigt wurden, tritt ein derartiges Verhalten nicht auf. Es besteht daher ein begründeter Verdacht, dass es im ECMWF-Modell einen Temperaturfehler in der unteren Stratosphäre (200 hPa) gibt, der zu erhöhten Temperaturen führt.

Im Großen und Ganzen kann man festhalten, dass bei fehlender solarer Einstrahlung (Polarnacht) und i. A. bei geringem Vertikalaustausch ein Zeitschritt von $\Delta t = 10$ min ausreicht, um ein adäquates vertikales Temperaturprofil zu produzieren, das lediglich eine geringe Abweichung von demjenigen für $\Delta t = 4$ min aufweist. Am Polartag ist ein möglichst kleiner Zeitschritt aber zwingend notwendig, weil die SW-Strahlung einen stärkeren Vertikalaustausch ermöglicht, der bei großen Zeitschritten unterschätzt werden kann. Nur der geringste Zeitschritt erzeugt eine deutlich tiefer beginnende Temperaturinversion zwischen 800 hPa und 900 hPa, die zudem noch die geringste Vertikalerstreckung hat. Eine Temperaturinversion hemmt den vertikalen Austausch (*Abschnitt 2.4.2*) zwischen darunter und darüber befindlichen Luftmassen, so dass es eher bedenklich ist, wenn dessen Ausmaß nur wegen eines längeren Zeitschritts zunimmt.

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Grundlage für die während dieser Diplomarbeit erstellten Klimasimulationen war die erfolgreiche Entwicklung des HIRHAM5-SCM, welche in *Kapitel 3* ausführlich beschrieben wurde. Es ist gelungen, eine eindimensionale Modellversion des regionalen Klimamodells HIRHAM5 zu entwickeln, die sowohl in einer 19-Schichten-Version (bis 10 hPa) als auch einer 60-Schichten-Version (bis 0.1 hPa) betrieben werden kann. Das HIRHAM5-SCM wird analog zur 3D-Modellversion mit dem gewöhnlichen Klimatologie-Datensatz des HIRHAM5 sowie jeweils einer Rand- und SST-Datei, welche aus ERA-Interim-Daten erzeugt wurden, initialisiert. Der Start der Modellsimulationen ist der 01. August 2007 um 00:00 Uhr (UTC). Eine Modellintegration erstreckt sich über ein Jahr und einen Monat, d. h. vom 01. August 2007 bis zum 31. August 2008. In der Vertikalen wird eine Hybridkoordinate η genutzt, die sich auf ein σ - p -System bezieht und mit nicht-äquidistanten Modellleveln verbunden ist. Der standardmäßig gewählte Modellzeitschritt beträgt $\Delta t = 10$ min. Zur Berechnung der prognostischen Variablen (Temperatur T , spezifische Luftfeuchtigkeit q , horizontale Windkomponenten u und v , Bodenluftdruck p_s , Wolkenwassergehalt q_l und Wolkeneisgehalt q_i) zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ unter Verwendung der ECHAM5-Parametrisierungen (Roeckner et al., 2003 [61]) wird ein explizites Euler-Vorwärts-Zeitschema verwendet. Die für ein SCM zur Beschreibung der Dynamik notwendigen dynamischen Tendenzen, in diesem Fall für T , q , u und v , wurden ebenfalls aus dem aktuellsten ECMWF-Reanalysedatensatz (ERA-Interim) generiert. Allerdings sind diese Tendenzen nur für die 60-Schichten-Version verfügbar, so dass die meisten Simulationen mit der höheren vertikalen Modellauflösung durchgeführt wurden. Die dynamischen Tendenzen werden 3-stündlich eingelesen und einer linearen Interpolation unterzogen, so dass ein bestimmter Betrag in jedem Zeitschritt auf die berechnete physikalische Tendenz aufaddiert werden kann. Entsprechende dynamische Tendenzen für die horizontalen Windkomponenten sind nötig, um die berechneten Prozesse in der PBL zu verbessern. Trotz alledem sind natürlich auch Untersuchungen ohne Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen möglich. Die Position der SCM-Säule ist prinzipiell beliebig wählbar, entspricht bei der Mehrheit der Simulationen allerdings der Startposition der NP-35 (102.813°O, 81.400°N). Die Modellergebnisse werden 6-stündlich abgespeichert.

Bereits beim Vergleich mit entsprechenden SCM-Modellsimulationen von Abegg, 1999 [1] stellte sich heraus, dass das HIRHAM5-SCM vernünftige Modellergebnisse liefert, die allerdings erst dann realistisch sind, wenn dynamische Tendenzen berücksichtigt werden. Durch diese wird v. a. der Temperatur- und Feuchteadvektion, d. h. horizontaler Transporte von Wärme und Feuchte in die SCM-Säule hinein oder aus ihr heraus, Rechnung getragen. Zur Validierung des HIRHAM5-SCM sind Radiosondendaten für die Temperatur T und die relative Luftfeuchtigkeit RH verwendet worden, die im Rahmen der 35. Nordpol-Drift-Expedition (NP-35) gemessen wurden. Dabei konnte gezeigt werden, dass das Modell sehr realistische Modellergebnisse erzeugt, wenn sich die SCM-Säule während der Simulation an der korrekten Position befindet (siehe *Abschnitt 4.2.2*). Speziell bedeutet dies, dass es nicht notwendig ist, die NP-35-Trajektorie schrittweise zu durchlaufen, um mit vorhandenen Messdaten vergleichen zu können. Vielmehr ist es ausreichend, die SCM-Säule zu Beginn der Simulation (01. August 2007, 00:00 Uhr) an die Position der NP-35 zu verschieben, die mit den Koordinaten zum Zeitpunkt der NP-35-Messung übereinstimmt. Hierfür muss das HIRHAM5-SCM natürlich der neuen Position der SCM-Säule entsprechende Initialisierungsdaten und dynamische Tendenzen benutzen. Unter Anwendung der beschriebenen Prozedur stellte sich heraus, dass sich die bodenna-

hen Temperaturen zwischen NP-35-Messung und HIRHAM5-SCM an einem willkürlich gewählten Zeitpunkt (15. Februar 2008, 12:00 Uhr) um weniger als 0.5 K unterscheiden, wobei das Modell die etwas höheren Temperaturen erzeugt. Auch die Profile der relativen Luftfeuchtigkeit RH stimmen zu diesem Zeitpunkt recht gut überein, wobei das HIRHAM5-SCM tendenziell etwas erhöhte RH -Werte generiert, so dass die gesamte vertikale Säule zu feucht ist. Insgesamt konnte aber festgestellt werden, dass eine realitätsnahe Reproduktion des arktischen Klimas in Bezug auf eine einzelne atmosphärische Säule mit dem HIRHAM5-SCM möglich ist und es sich darüber hinaus zu Sensitivitätsstudien eignet.

Ein interessantes Ergebnis der durchgeführten Untersuchungen besteht darin, dass das HIRHAM5-SCM bei einer Nichtberücksichtigung der dynamischen Tendenzen Ähnlichkeiten zu einem Strahlungs-Konvektions-Modell (RCM*) aufweist. Diesbezüglich konnte gezeigt werden, dass es eine sogenannte Einschwingphase gibt, die im HIRHAM5-SCM etwa 4 Monate und 25 Tage beträgt. Normalerweise liegt dieser Wert in der Größenordnung von einem Jahr, woraus geschlossen werden kann, dass die subgrid-skaligen physikalischen Prozesse im HIRHAM5-SCM bei weitem realistischer parametrisiert sind als in einem RCM*, in dem lediglich Strahlung und Konvektion berücksichtigt werden. Des Weiteren konnte eine fundamentale Eigenschaft von RCMs* für das HIRHAM5-SCM nachgewiesen werden, die darin besteht, dass das Modell einen beliebigen Anfangszustand „vergisst“. Sowohl ein nahezu isothermes als auch ein realistisches Initialisierungsprofil der Temperatur ändern nichts an dem Umstand, dass das Modell nach der Einschwingphase denselben Endzustand erreicht. Auch die Nichtlinearität des Modells konnte in Ansätzen veranschaulicht werden (Abb. 4.3), die durch die Rückkopplungen der nichtlinearen, parametrisierten, physikalischen Prozesse untereinander hervorgerufen wird.

Im Zusammenhang mit der detaillierten Beschreibung des prognostisch-statistischen Wolkenschemas (Tompkins, 2002 [77]) zur Berechnung der stratiformen Wolkenbedeckung hat sich herauskristallisiert, dass dieses neu implementierte statistische Schema wesentlich realistischer arbeitet als RH-Schemen. Begründen lässt sich dies v. a. damit, dass subgrid-skalige Prozesse der Wolkenbildung und -dissipation (Konvektion, Turbulenz, Mikrophysik) über prognostische Gleichungen der höheren Betaverteilungsmomente (Varianz und Schiefe) direkt in die aktuelle 3D-Wolkenbedeckung C einfließen, anstatt eine bloße Diagnostik in Bezug auf die relative Luftfeuchtigkeit anzuwenden. Wie sich in Abschnitt 4.2.3 herausgestellt hat, ist es mit diesem neuartigen Wolkenschema möglich, sowohl die Erzeugung von Wolken an einem völlig wolkenlosen Himmel als auch das Aufbrechen einer geschlossenen Wolkendecke zu simulieren. Dieses Resultat ist von Tompkins, 2002 [77] ebenfalls formuliert worden. Zudem konnte Tompkins, 2002 [77] nachweisen, dass das prognostisch-statistische Wolkenschema die Fehler der Wolkenbedeckung nahezu global reduzieren kann. Allerdings wies er darauf hin, dass es durchaus denkbar sei, dass die Polarregionen eine Ausnahme bilden. Bei einem Vergleich der Modellergebnisse des HIRHAM5-SCM mit COADS-Daten (Abb. 4.13) zeigte sich sehr deutlich, dass das Modell die monatsgemittelte arktische Gesamtwolkenbedeckung C^{tot} außer im September ganzjährig überschätzt. Diesbezüglich konnte nachgewiesen werden, dass sich die Abweichungen in einem Bereich von 1 – 15 % bewegen, wobei die größten Überschätzungen im Oktober und Juli ablesbar waren. Die Hauptursache für diese Überschätzung stellt die für arktische Bedingungen ungeeignete Wahl von bestimmten Modellparametern dar.

Sensitivitätsexperimente sollten daher Aufschluss darüber geben, ob ein entsprechender Parameter innerhalb der ECHAM5-Parametrisierungen existiert, der zu einer Reduzierung der Bewölkung führen kann. Die durchgeführten Parameterstudien offenbarten eindeutig, dass eine direkte Änderung der tunbaren Parameter des prognostisch-statistischen Wolkenschemas (q_0 , K) wenig Wirkung hat und zu keiner Abnahme der Wolkenbedeckung führt. Stattdessen war die Variation einiger Parameter der Wolkenmikrophysik (Lohmann und Roeckner, 1996 [44]) vielversprechend, so dass letztlich ein durchaus effizienter Parameter (CW_{min}) gefunden werden konnte, der nicht nur eine Abnahme, sondern sogar eine vollkommene Unterdrückung von Wolken verursachen kann. Dieser Parameter definiert den erforderlichen Minimalwert des Wolkenkondensats (flüssiges und festes Wasser), um

überhaupt Wolken generieren zu können. Für eine Reduzierung der Bewölkung musste der Wert von CW_{\min} gegenüber dem Defaultwert ($CW_{\min}^{\text{def}} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ g/kg}$) deutlich erhöht werden. Mit einem Parameterwert von $CW_{\min} = 0.5 \text{ g/kg}$ konnte eine nahezu vollständige Auflösung aller Wolken gewährleistet werden. Das Fehlen jeglicher Wolken impliziert einen nicht mehr vorhandenen Wolken-Treibhauseffekt. Dies hat gravierende Folgen auf das vertikale Temperaturprofil, welche sich in *Abb. 4.18* offenbaren. Am Ende einer zweimonatigen Modellsimulation (01. August 2007, 00:00 Uhr bis 30. September 2007, 18:00 Uhr) konnte diesbezüglich nachgewiesen werden, dass die Abwesenheit der Wolken gepaart mit der fehlenden solaren Einstrahlung dazu führen, dass die Temperatur in Bodennähe in Bezug auf den Referenzlauf um etwa 7 K abnimmt. Insofern konnte direkt bestätigt werden, dass arktische Wolken (egal ob hohe oder tiefe) bei fehlender SW-Strahlung erwärmend auf die bodennahen Luftschichten wirken. Mit diesem Resultat ist aber keineswegs geklärt, welchen exakten Wert CW_{\min} unter arktischen Bedingungen annehmen müsste, um realistische Bewölkungen modellieren zu können.

Weitere interessante Ergebnisse ergaben sich bei der Untersuchung des Einflusses sowohl der vertikalen Modellauflösung (*Abschnitt 4.1.3*) als auch des Zeitschritts (*Abschnitt 4.1.4* bzw. *Abschnitt 4.2.5*) auf die Modellergebnisse, wobei nur beim Zeitschritt zusätzlich die dynamischen Tendenzen mitberücksichtigt werden konnten, da diese nur für $Nlev = 60$ verfügbar sind. Schließlich stellte sich heraus, dass es in beiden Fällen einen Unterschied macht, ob Bedingungen in der Polarnacht oder am Polartag simuliert werden. Im Fall der vertikalen Modellauflösung äußerte sich dies derart, dass die 19-Schichten-Version in der Polarnacht ein durchaus gleichwertiges Temperaturprofil produziert wie die 60-Schichten-Version. Das bedeutet, dass turbulente vertikale Flüsse und der sonstige vertikale Austausch zwischen den Modellschichten auch für $Nlev = 19$ richtig wiedergegeben werden können. Dies liegt sicherlich daran, dass der vertikale Austausch wegen der nicht vorhandenen SW-Strahlung generell gering ist. Sobald die SCM-Säule allerdings ab der Übergangsjahreszeit und v. a. am Polartag solare Energie erhält, gewährleistet die höhere vertikale Modellauflösung einen stärkeren vertikalen Austausch. Letztendlich führt dies dazu, dass die 19-Schichten-Version direkt über der Eisscholle eine etwa 3 °C höhere Lufttemperatur simuliert, weil weniger Wärme nach oben transportiert wird. Die Betrachtung des Einflusses eines veränderten Zeitschritts ergab, dass die Wahl des Zeitschritts in der Polarnacht wegen der fehlenden solaren Einstrahlung, und dem damit verbundenen insgesamt eher geringen Vertikalaustausch, scheinbar eine untergeordnete Rolle spielt. In diesem Fall ist die Wahl $\Delta t = 10 \text{ min}$ ausreichend. Am Polartag hingegen, oder allgemein bei vorhandener solarer Einstrahlung, sollte für zukünftige Untersuchungen ein möglichst kleiner Zeitschritt (mindestens $\Delta t = 4 \text{ min}$) gewählt werden, weil ansonsten die strahlungsbedingte Zunahme des vertikalen Austauschs von Wärme und Feuchte unterschätzt werden kann. Die zusätzliche Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen führte speziell bezogen auf den Polartag zu der Erkenntnis, dass es vom Zeitschritt abhängt, in welcher Höhe die abgehobene Temperaturinversion zwischen 800 hPa und 900 hPa beginnt, deren Vertikalerstreckung zudem mit wachsendem Zeitschritt zunimmt. Insgesamt wurde nachgewiesen, dass die beiden längeren Zeitschritte ($\Delta t = 10 \text{ min}$ und $\Delta t = 30 \text{ min}$) das Temperaturprofil des Kürzesten ($\Delta t = 4 \text{ min}$) in diesem Höhenbereich nicht wiedergeben können.

5.2 Zukünftige Untersuchungen mit dem HIRHAM5-SCM

Zukünftige Untersuchungen mit dem HIRHAM5-SCM könnten sich beispielsweise mit der Verwendung eines anderen Reanalysedatensatzes (z.B. NCEP-Reanalysedaten) für die dynamischen Tendenzen befassen. Wie beschrieben wurde, liegt das Problem mit den ERA-Interim-Tendenzen darin, dass die zur Berechnung der dynamischen Tendenzen verwendeten physikalischen Tendenzen von ERA-Interim aus einem Forecast-Lauf stammen, der 12-stündlich neuinitialisiert wird und dadurch unphysikalische Sprünge erzeugt werden (vgl. *Abschnitt 3.2.2* und *Abb. 4.6*). In diesem Zusammenhang wäre ein Vergleich mit den während dieser Arbeit erhaltenen Ergebnissen angebracht, und es bleibt abzuwarten, ob sich die Modellergebnisse des HIRHAM5-SCM durch die neuen dynamischen

Tendenzen an die NP-35-Radiosondenmessungen annähern.

In Bezug auf das prognostisch-statistische Wolkenschema sind eine Reihe von Untersuchungen und sogar Modifikationen denkbar und ratsam. Zunächst erst einmal sollte die zusätzliche Verwendung von Betaverteilungen mit negativer Schiefe gewährleistet werden, wofür einige Programmierarbeit nötig sein dürfte. Bisher werden nämlich lediglich aufwärts gerichtete Massenflüsse infolge konvektiver Aufwinde betrachtet, welche besonders in den Tropen und mittleren Breiten vorherrschen und zwar aufgrund der häufiger auftretenden hochreichenden Konvektion. Diese mögliche Verbesserung der Parametrisierung für die stratiforme Wolkenbedeckung würde mit großer Wahrscheinlichkeit zu einer realistischeren Simulation der Bedingungen in der PBL führen, weil dadurch auch konvektive Abwärtsbewegungen einbezogen werden könnten. Nach der technischen Umsetzung wären weitere Modellläufe mit dem HIRHAM5-SCM erforderlich, um zu verifizieren, ob diese Änderung eine Annäherung z. B. an die NP-35-Radiosondendaten bewirkt oder nicht. Weiterhin sollten entsprechende Sensitivitätsexperimente mit dem HIRHAM5-SCM durchgeführt werden, um herauszufinden, in welcher Größenordnung CW_{\min} liegen muss, um die Wolkenbedeckung möglichst realitätsnah zu reproduzieren. Hierbei ist es allerdings zwingend notwendig, weitere Beobachtungsdaten in der zentralen Arktis zu sammeln, so dass die Anpassung der Modellphysik an die beobachtete Bewölkung überhaupt Sinn macht. Sobald der erforderliche CW_{\min} -Wert bekannt ist, kann dieses Wissen auf die 3D-Modellversion angewendet werden. Hieran schließt sich dann die Validierung gegen Beobachtungsdaten und der Vergleich zur unmodifizierten HIRHAM5-Version an.

Das HIRHAM5-SCM ist selbstverständlich auch zu Untersuchungen zum Verständnis und zur Verbesserung anderer ECHAM5-Parametrisierungen geeignet, v. a. derjenigen, die ebenfalls zu den größten Unsicherheiten gehören (z.B. PBL-Parametrisierung). Hierzu sollten in Analogie zur Wolkenbedeckung entsprechende Sensitivitätsstudien durchgeführt werden, die letztlich zur Anpassung der tunbaren Parameter an das arktische Klima dienen können. Allerdings stünde auch hier zunächst die Suche nach geeigneten Parametern im Vordergrund. Nach einer möglichen Verbesserung der ECHAM5-Parametrisierungen im HIRHAM5-SCM sollten die entsprechenden Modifikationen auf das HIRHAM5 übertragen und dieses validiert werden.

Das HIRHAM5-SCM könnte außerdem je nach Fragestellung mit anderen Modellen, welche die übrigen Komponenten des Klimasystems oder chemische Prozesse simulieren können, gekoppelt werden. Damit sind Ozean-Eismodelle, Land-Vegetationsmodelle und Module zur Simulation der atmosphärischen Chemie gemeint. Denkbar wäre v. a. ein gekoppeltes Modell "HIRHAM5-SCM-Ozean-Eismodell", wobei die Ozean-Eis-Komponente zeitlich variable Meereisbedeckungen und -dicken gewährleisten würde. Da ein Ozeanmodell die SST, Salinität usw. selbst berechnet, welche einen fundamentalen Einfluss auf die zeitliche Entwicklung des Meereises (simuliert vom Eismodell) haben, sollten die Modellergebnisse im Vergleich zum HIRHAM5-SCM durchaus realistischer sein. Immerhin könnte dadurch die Abnahme der Eisschollendicke modelliert werden, die beispielsweise mit veränderten Wärmequellen verbunden wäre.

Literaturverzeichnis

- [1] Abegg, C.: *Parameterisierung atmosphärischer Grenzschichtprozesse in einem regionalen Klimamodell der Arktis*, Bd. 311. Berichte zur Polarforschung, Alfred-Wegener-Institut (AWI) für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1999. 120 S.
- [2] Arking, A.: *The Radiative Effects of Clouds and their Impact on Climate*. Bulletin American Meteorological Society, 71(6):795–813, 1991. doi: 10.1175/1520-0477(1991)072<0795:TREOCA>2.0.CO;2.
- [3] Barry, R. G., R. G. Crane, A. Schweiger und J. Newell: *Arctic cloudiness in spring from satellite imagery*. International Journal of Climatology, 7(5):423–451, 1987. doi: 10.1002/joc.3370070502.
- [4] Behrens, J.: *Adaptive Semi-Lagrange-Finite-Elemente-Methode zur Lösung der Flachwassergleichungen: Implementierung und Parallelisierung*, Bd. 217. Berichte zur Polarforschung, Alfred-Wegener-Institut (AWI) für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1996. 167 S., Uni Bremen.
- [5] Bigg, E. K.: *Ice forming nuclei in the high Arctic*. Tellus B, 48(2):223–233, 1996. doi: 10.1034/j.1600-0889.1996.t01-1-00007.x.
- [6] Blackadar, A. K.: *The Vertical Distribution of Wind and Turbulent Exchange in a Neutral Atmosphere*. Journal of Geophysical Research, 67(8):3095–3102, 1962. doi: 10.1029/JZ067i008p03095.
- [7] Brinkop, S. und E. Roeckner: *Sensitivity of a general circulation model to parameterizations of cloud-turbulence interactions in the atmospheric boundary layer*. Tellus A, 47(2):197–220, 1995. doi: 10.1034/j.1600-0870.1995.t01-1-00004.x.
- [8] Bäuml, G.: *Influence of the sub-grid scale variability of clouds on the solar radiative transfer computations in the ECHAM5 climate model*. Dissertation, Geowissenschaften, Universität Hamburg, Edmund-Siemers-Allee 1, 20146 Hamburg, 2002.
- [9] Cess, R. D., E. F. Harrison, P. Minnis, B. R. Barkstrom und T. Y. Ramanathan, V. und Kwon: *Interpretation of Seasonal Cloud-Climate Interactions Using Earth Radiation Budget Experiment Data*. Journal of Geophysical Research, 97(D7):7613–7617, 1992. doi: 10.1029/92JD00547.
- [10] Cess, R. D., M. H. Zhang, W. J. Ingram, G. L. Potter, V. Alekseev, H. W. Barker, E. Cohen-Solal, R. A. Colman, D. A. Dazlich, A. D. Del Genio, M. R. Dix, V. Dymnikov, M. Esch, L. D. Fowler, J. R. Fraser, V. Galin, W. L. Gates, J. J. Hack, J. T. Kiehl, H. Le Treut, K. K. W. Lo, B. J. McAvaney, V. P. Meleshko, J. J. Morcette, D. A. Randall, E. Roeckner, J. F. Royer, M. E. Schlesinger, P. V. Sporyshev, B. Timbal, E. M. Volodin, K. E. Taylor, W. Wang und R. T. Wetherald: *Cloud feedback in atmospheric general circulation models: An update*. Journal of Geophysical Research, 101(D8):12791–12794, 1996. doi: 10.1029/96JD00822.
- [11] Charnock, H.: *Wind stress on a water surface*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 81(350):639–640, 1955. doi: 10.1002/qj.49708135027.

- [12] Christensen, J. H., O. B. Christensen, P. Lopez, E. van Meijgaard und M. Botzet: *The HIRHAM4 Regional Atmospheric Climate Model*. Wissenschaftl. Ber. 96-4, Dänisches Meteorologisches Institut (DMI), Lyngbyvej 100, 2100 Kopenhagen, Dänemark, 1996. 51 S.
- [13] Christensen, J. H. und E. van Meijgaard: *On the construction of a Regional Atmospheric Climate Model*. Techn. Ber. 147, Königlich-Niederländisches Meteorologisches Institut (KNMI), Wilhelminalaan 10, 3732 GK De Bilt, Niederlande, 1992. 22 S.
- [14] Christensen, O. B., M. Drews, J. H. Christensen, K. Dethloff, K. Ketelsen, I. Hebestadt und A. Rinke: *The HIRHAM Regional Climate Model Version 5(β)*. Techn. Ber. 06-17, Dänisches Meteorologisches Institut (DMI), Lyngbyvej 100, 2100 Kopenhagen, Dänemark, 2007. 22 S.
- [15] Clough, S. A., F. X. Kneizys und R. W. Davies: *Line shape and the water vapor continuum*. Atmospheric Research, 23(3):229–241, 1989. doi: 10.1016/0169-8095(89)90020-3.
- [16] Courant, R., K. Friedrichs und H. Lewy: *Über die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik*. Mathematische Annalen, 100:32–74, 1928. Online verfügbar (URL): <http://gdz.sub.uni-goettingen.de/dms/load/toc/?IDDOC=25917>.
- [17] Curry, J. A., W. B. Rossow, D. Randall und J. L. Schramm: *Overview of Arctic Cloud and Radiative Characteristics*. Journal of Climate, 9(8):1731–1764, 1996. doi: 10.1175/1520-0442(1996)009<1731:OOACAR>2.0.CO;2.
- [18] Dethloff, K., C. Abegg, A. Rinke, I. Hebestadt und V. Romanov: *Sensitivity of Arctic climate simulations to different boundary layer parameterizations in a regional climate model*. Tellus A, 53(1):1–26, 2001. doi: 10.1034/j.1600-0870.2001.01073.x.
- [19] Dethloff, K., A. Rinke, D. Handorf, A. Weisheimer und W. Dorn: *Nonlinear dynamics of the climate system*. In: Fischer, H., T. Kumke, G. Lohmann, G. Flöser, H. Miller, H. von Storch und J. F. W. Negendank (Hrsg.): *The climate in historical times : towards a synthesis of holocene proxy data and climate models / [GKSS-Forschungszentrum]*, S. 13–41, Berlin - Heidelberg - New York, 2004. Springer. (GKSS School of Environmental Research).
- [20] Dethloff, K., A. Rinke, R. Lehmann, J. H. Christensen, M. Botzet und B. Machenhauer: *Regional climate model of the Arctic atmosphere*. Journal of Geophysical Research, 101(D18):23401–23422, 1996. doi: 10.1029/96JD01016.
- [21] Dethloff, K., A. Weisheimer, A. Rinke, H. D. M. V. Kurgansky, W. Jansen, P. Maass und P. Hupfer: *Climate variability in a nonlinear atmosphere-like dynamical system*. Journal of Geophysical Research, 103(D20):25957–25966, 1998. doi: 10.1029/98JD02306.
- [22] Dorn, W., K. Dethloff, A. Rinke, S. Frickenhaus, R. Gerdes, M. Karcher und F. Kauker: *Sensitivities and uncertainties in a coupled regional atmosphere-ocean-ice model with respect to the simulation of Arctic sea ice*. Journal of Geophysical Research, 112(D10):D10118, 2007. doi: 10.1029/2006JD007814.
- [23] Ebert, E. E. und J. A. Curry: *A parameterization of cirrus cloud optical properties for climate models*. Journal of Geophysical Research, 97(D4):3831–3836, 1992. doi: 10.1029/91JD02472.
- [24] Eckermann, S.: *Hybrid σ - p Coordinate Choices for a Global Model*. Monthly Weather Review, 137(1):224–245, 2009. doi: 10.1175/2008MWR2537.1.
- [25] Engelen, R. van, L. Wolters und G. Cats: *Tomorrow's Weather Forecast: Automatic Code Generation for Atmospheric Modeling*. IEEE Computational Science & Engineering, 4(3):22–31, 1997. doi: 10.1109/99.615428.

- [26] Etling, D.: *Theoretische Meteorologie: Eine Einführung*. Springer, 2. Aufl., 2002, ISBN 3-540-42815-1.
- [27] Fortmann, M.: *Zum Einfluß troposphärischer Aerosole auf das Klima der Arktis*, Bd. 486. Berichte zur Polar- und Meeresforschung, 2004. 142 S., Universität Potsdam, Dissertation.
- [28] Fouquart, Y. und B. Bonnel: *Computations of Solar Heating of the Earth's Atmosphere: A New Parameterization*. Beiträge zur Physik der Atmosphäre, 53:35–62, 1980.
- [29] Fröhlich, J.: *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Vieweg+Teubner, 1. Aufl., 2006, ISBN 3-835-10104-8.
- [30] Garratt, J.R.: *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press, 1. Aufl., 1992, ISBN 0-521-38052-9.
- [31] Gustafsson, N.: *The HIRLAM 2 Final Report*. Techn. Ber. 9, Schwedisches Meteorologisches und Hydrologisches Institut (SMHI), S-60176 Norrköping, Schweden, 1993. 126 S.
- [32] Herber, A. und G. Lange: *Dicke Luft am Nordpol*. Spektrum der Wissenschaft, Juni 2002.
- [33] Herber, A., L. W. Thomason, H. Gernandt, U. Leiterer, D. Nagel, K. H. Schulz, J. Kaptur, T. Albrecht und J. Notholt: *Continuous day and night aerosol optical depth observations in the Arctic between 1991 and 1999*. Journal of Geophysical Research, 107(D10):4097, 2002. doi: 10.1029/2001JD000536.
- [34] Herman, G. und R. Goody: *Formation and Persistence of Summertime Arctic Stratus Clouds*. Journal of the Atmospheric Sciences, 33(8):1537–1553, 1976. doi: 10.1175/1520-0469(1976)033<1537:FAPOSA>2.0.CO;2.
- [35] Hou, Y. T., S. Moorthi und K. Campana: *Parametrization of Solar Radiation Transfer in the NCEP Models*. NCEP Office Note 441, National Centres for Environmental Prediction (NCEP), 5200 Auth Road, Camp Springs, 20746 Maryland, USA, 2002. 46 S.
- [36] Houze Jr., R. A.: *Cloud Dynamics*. Academic Press, neue und illustrierte Aufl., 1994, ISBN 0-123-56881-1.
- [37] Jacobson, M. Z.: *Fundamentals of atmospheric modeling*. Cambridge University Press, 2. Aufl., 2005, ISBN 0-521-83970-X.
- [38] Johnson, D. W.: *Parameterisation of the cloud topped boundary layer: Aircraft measurements*. In: *ECMWF Workshop on "Parameterization of the cloud topped boundary layer"*, S. 77–117, Shinfield Park, Reading, United Kingdom, 1993. Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF).
- [39] Karlsson, K. G.: *Estimation of Cloudiness at High Latitudes from Multispectral Satellite Measurements*. Ambio, 24(1):33–40, 1995.
- [40] Källén, E.: *HIRLAM Documentation Manual. System 2.5*. Schwedisches Meteorologisches und Hydrologisches Institut (SMHI), S-60176 Norrköping, Schweden, 1996. 178 S. + 55 S. Anhang.
- [41] Kokhanovsky, A. A.: *Cloud Optics*. Springer, 1. Aufl., 2006, ISBN 1-402-03955-7.
- [42] Kraus, H.: *Die Atmosphäre der Erde - Eine Einführung in die Meteorologie*. Springer, 3. Aufl., 2004, ISBN 3-540-20656-6.
- [43] Liou, K.N.: *An Introduction to Atmospheric Radiation*. Academic Press, 2. Aufl., 2002, ISBN 0-124-51451-0.

- [44] Lohmann, U. und E. Roeckner: *Design and performance of a new cloud microphysics parametrization developed for the ECHAM general circulation model*. *Climate Dynamics*, 12:557–572, 1996. doi: 10.1007/BF00207939.
- [45] Louis, J. F.: *A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere*. *Boundary-Layer Meteorology*, 17(2):187–202, 1979. doi: 10.1007/BF00117978.
- [46] Machenhauer, B.: *HIRLAM Final Report*. Techn. Ber. 5, Dänisches Meteorologisches Institut (DMI), Lyngbyvej 100, 2100 Kopenhagen, Dänemark, 1988. 116 S.
- [47] McGuffie, K. und A. Henderson-Sellers: *A Climate Modelling Primer*. John Wiley and Sons, 3. Aufl., 2005, ISBN 0-470-85750-1.
- [48] Mielke, M.: *Atmosphärische Prozessstudien auf der Basis von Beobachtungen und regionaler Klimamodellsimulation in der Arktis*. Dissertation, Atmosphärenphysik, Universität Potsdam, Am Neuen Palais 10, 14469 Potsdam, 2009. (in Bearbeitung).
- [49] Mlawer, E. J., S. J. Taubman, P. D. Brown, M. J. Iacono und S. A. Clough: *Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave*. *Journal of Geophysical Research*, 102(D14):16663–16682, 1997. doi: 10.1029/97JD00237.
- [50] Moss, S. J., P. N. Francis und D. G. Johnson: *Calculation and parameterization of the effective radius of ice particles using aircraft data*. In: *Proc. 12th Int. Conf. on Clouds and Precipitation*, S. 1255–1258, Zürich, Schweiz, 1996. Int. Commission on Clouds and Precipitation and Int. Assoc. of Meteorology and Atmospheric Science.
- [51] Nordeng, T. E.: *Extended Versions of the convective Parameterization Scheme at ECMWF and their Impact on the Mean and transient Activity of the Model in the Tropics*. Technical Memorandum 206, Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF), Shinfield Park, Reading, United Kingdom, 1994. 41 S.
- [52] Precht, M., R. Kraft und M. Bachmaier: *Angewandte Statistik I*. Oldenburg Wissenschaftsverlag, 7. Aufl., 2005, ISBN 3-486-57803-0.
- [53] Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling und B. P. Flannery: *NUMERICAL RECIPES: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 3. Aufl., 2007, ISBN 0-521-88068-8.
- [54] Pruppacher, H. R. und J. D. Klett: *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Kluwer Academic Publishers, 2. Aufl., 1997, ISBN 0-792-34211-9.
- [55] Rahmstorf, S. und H. J. Schellnhuber: *Der Klimawandel – Diagnose, Prognose, Therapie*. C. H. Beck, 6. Aufl., 2007, ISBN 3-406-50866-0.
- [56] Ramanathan, V., R. D. Cess, E. F. Harrison, P. Minnis, B. R. Barkstrom, E. Ahmad und D. Hartmann: *Cloud-Radiative Forcing and Climate: Results from the Earth Radiation Budget Experiment*. *Science*, 243(4887):57–63, 1989. doi: 10.1126/science.243.4887.57.
- [57] Rennó, N. O.: *Multiple equilibria in radiative-convective atmospheres*. *Tellus A*, 49(4):423–438, 1997. doi: 10.1034/j.1600-0870.1997.t01-3-00002.x.
- [58] Rockel, B., E. Raschke und B. Weyres: *A Parameterization of Broad Band Radiative Transfer Properties of Water, Ice and Mixed Clouds*. *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, 64:1–12, 1991.
- [59] Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, M. Christoph, M. Claussen, L. Dümenil, M. Esch, M. Giorgetta, U. Schlese und U. Schulzweida: *The atmospheric general circulation model ECHAM4: Model description and simulation of the present-day climate*. Techn. Ber. 218, Max-Planck-Institut (MPI) für Meteorologie, Bundesstraße 55, D-20146 Hamburg, 1996. 94 S.

- [60] Roeckner, E., R. Brokopf, M. Esch, M. Giorgetta, S. Hagemann, L. Kornblueh, E. Manzini, U. Schlese und U. Schulzweida: *The atmospheric general circulation model ECHAM5 – Part II: Sensitivity of simulated climate to horizontal and vertical resolution*. Techn. Ber. 354, Max-Planck-Institut (MPI) für Meteorologie, Bundesstraße 55, D-20146 Hamburg, 2004. 64 S.
- [61] Roeckner, E., G. Bäuml, L. Bonaventura, R. Brokopf, M. Esch, M. Giorgetta, S. Hagemann, I. Kirchner, L. Kornblueh, E. Manzini, A. Rhodin, U. Schlese, U. Schulzweida und A. Tompkins: *The atmospheric general circulation model ECHAM5 – Part I: Model description*. Techn. Ber. 349, Max-Planck-Institut (MPI) für Meteorologie, Bundesstraße 55, D-20146 Hamburg, 2003. 140 S.
- [62] Roedel, W.: *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*. Springer, 1. Aufl., 1992, ISBN 3-540-54285-X.
- [63] Sass, B. H., N. W. Nielsen, J. U. Jørgensen, B. Amstrup, M. Kmit und K. S. Mogensen: *The operational DMI-HIRLAM system 2002-version*. Techn. Ber. 02-05, Dänisches Meteorologisches Institut (DMI), Lyngbyvej 100, 2100 Kopenhagen, Dänemark, 2002. 60 S.
- [64] Schnell, R. C., R. G. Barry, M. W. Miles, E. L. Andreas, L. F. Radke, C. A. Brock, M. P. McCormick und J. L. Moore: *Lidar detection of leads in Arctic sea ice*. *Nature*, 339:530–532, 1989. doi: 10.1038/339530a0.
- [65] Schweiger, A. J.: *Changes in seasonal cloud cover over the Arctic seas from satellite and surface observations*. *Geophysical Research Letters*, 31:L12207, 2004. doi: 10.1029/2004GL020067.
- [66] Schweiger, A. J., R. W. Lindsay, J. R. Key und J. A. Francis: *Arctic clouds in multilayer satellite data sets*. *Geophysical Research Letters*, 26(13):1845–1848, 1999. doi: 10.1029/1999GL900479.
- [67] Serreze, M. C. und R. G. Barry: *The Arctic Climate System*. Cambridge University Press, 1. Aufl., 2005, ISBN 0-521-81418-9.
- [68] Serreze, M. C., J. A. Maslanik und J. R. Key: *Atmospheric and Sea Ice Characteristics of the Arctic Ocean and the SHEBA Field Region in the Beaufort Sea*. NSIDC Special Report - 4, National Snow and Ice Data Centre (NSIDC), Cooperative Institute for Research in Environmental Sciences, University of Colorado, Boulder, Colorado 80309-0449, USA, 1997. 225 S.
- [69] Shupe, M. D. und J. M. Intrieri: *Cloud Radiative Forcing of the Arctic Surface: The Influence of Cloud Properties, Surface Albedo, and Solar Zenith Angle*. *Journal of Climate*, 17(3):616–628, 2004. doi: 10.1175/1520-0442(2004)017<0616:CRFOTA>2.0.CO;2.
- [70] Shupe, M. D., S. Y. Matrosov und T. Uttal: *Arctic Mixed-Phase Cloud Properties Derived from Surface-Based Sensors at SHEBA*. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 63(3):697–711, 2006. doi: 10.1175/JAS3659.1.
- [71] Simmons, A. J., D. M. Burridge, M. Jarraud, C. Girard und W. Wergen: *The ECMWF medium-range prediction models: Development of the numerical formulations and the impact of increased resolution*. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 40(1-3):28–60, 1989. doi: 10.1007/BF01027467.
- [72] Sobel, A. H., G. Bellon und J. Bacmeister: *Multiple equilibria in a single-column model of the tropical atmosphere*. *Geophysical Research Letters*, 34:L22804, 2007. doi: 10.1029/2007GL031320.
- [73] Strikwerda, J. C.: *Finite difference schemes and partial differential equations*. SIAM, 2. Aufl., 2004, ISBN 0-898-71567-9.

- [74] Sundquist, H., E. Berge und J.E. Kristjánsson: *Condensation and Cloud Parameterization Studies with a Mesoscale Numerical Weather Prediction Model*. Monthly Weather Review, 117(8):1641–1657, 1989. doi: 10.1175/1520-0493(1989)117<1641:CACPSW>2.0.CO;2.
- [75] Tanre, D., J. F. Geleyn und J. M. Slingo: *First results of the introduction of an advanced aerosol-radiation interaction in the ECMWF low resolution global model*. In: Gerber, H. und A. Deepak (Hrsg.): „Aerosols and their Climate Effects“, S. 133–177, 1984.
- [76] Tiedtke, M.: *A Comprehensive Mass Flux Scheme for Cumulus Parameterization in Large-Scale Models*. Monthly Weather Review, 117(8):1179–1800, 1989. doi: 10.1175/1520-0493(1989)117<1779:ACMFSF>2.0.CO;2.
- [77] Tompkins, A. M.: *A Prognostic Parameterization for the Subgrid-Scale Variability of Water Vapor and Clouds in Large-Scale Models and Its Use to Diagnose Cloud Cover*. Journal of the Atmospheric Sciences, 59(12):1917–1942, 2002. doi: 10.1175/1520-0469(2002)059<1917:APPFTS>2.0.CO;2.
- [78] Tompkins, A. M.: *The parametrization of cloud cover*. Technical Memorandum, Moist Processes Lecture Note Series, Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF), Shinfield Park, Reading, United Kingdom, 2005. 25 S.
- [79] Tompkins, A. M.: *Cloud Parametrization*. In: *ECMWF Seminar on Subgrid-Scale parametrization*, S. 1–39, Strada Costiera 11, Trieste, 34151 Italien, 2008. Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (ICTP).
- [80] Undén, P., L. Rontu, H. Järvinen, P. Lynch, J. Calvo, G. Cats, J. Cuxart, K. Eerola, C. Fortelius, J. A. Garcia-Moya, C. Jones, G. Lenderlink, A. McDonald, R. McGrath, B. Navascues, N. W. Nielsen, V. Ødegaard, E. Rodriguez, M. Rummukainen, R. Rööm, K. Sattler, B. H. Sass, H. Savijärvi, B. W. Schreur, R. Sigg, H. The und A. Tijm: *The HIRLAM-5 Scientific Documentation*. HIRLAM-5 Projekt, Schwedisches Meteorologisches und Hydrologisches Institut (SMHI), S-60176 Norrköping, Schweden, 2002. 146 S.
- [81] Wielicki, B. A. und L. Parker: *On the Determination of Cloud Cover from Satellite Sensors: The Effect of Sensor Spatial Resolution*. Journal of Geophysical Research, 97(D12):12799–12823, 1992. doi: 10.1029/92JD01061.

A Berechnung der jahresintegrierten solaren Einstrahlung

A.1 Abschätzung bezogen auf die Tropen

Mit Hilfe von *Abb. 2.5* und den darin enthaltenen Bezeichnungen können wir dem Graphen bzgl. $\phi_1 = 0^\circ$ eine allgemeine Kosinusfunktion

$$f(t) = a \cos(bt + c) + d \quad (\text{A.1})$$

zuordnen, wenn wir den Ursprung des Koordinatensystems mit der Frühlings-Tagundnachtgleiche gleichsetzen. Als x-Achse wählen wir die Zeit t in Tagen, welche ausgehend vom Tag 0 (21. März) zwischen 0 d und 365 d variiert (ein komplettes Jahr ohne Berücksichtigung von Schaltjahren). In *Gl. A.1* bezeichnet a die Amplitude (A), die ein Strecken ($a > 1$) oder Stauchen ($0 < a < 1$) der Kosinusfunktion bewirkt, b verändert die Periode (P), wobei $b = 2\pi/P$ gilt, c verursacht eine Verschiebung der Funktion entlang der x-Achse (in diesem Fall ist $c = 0$) und d verschiebt die gesamte Funktion in Richtung der y-Achse.

Liest man die entsprechenden Werte aus *Abb. 2.5* ab und wählt $P = 186$ d (Tage zwischen Frühlings- und Herbst-Tagundnachtgleiche), so erhält man: $A \approx 20 \text{ W m}^{-2}$, $b = 2\pi/186 \text{ d}$ und $d \approx 410 \text{ W m}^{-2}$. Dies führt zu folgender Funktionsgleichung

$$f(t) = 20 \text{ W m}^{-2} \cos\left(\frac{2\pi}{186 \text{ d}} t\right) + 410 \text{ W m}^{-2} \quad , \quad (\text{A.2})$$

wobei $t \in [0 \text{ d}, 365 \text{ d}]$. Die ermittelte Funktion $f(t)$ in *Gl. A.2* kann nun über ein Jahr integriert werden, um die gesamte solare Einstrahlung I_T in den Tropen während eines Jahres zu erhalten

$$\begin{aligned} I_T &= \int_{t=0 \text{ d}}^{t=365 \text{ d}} f(t') dt' \\ &= \frac{1860 \text{ d}}{\pi} \text{ W m}^{-2} \sin\left(\frac{2\pi}{186 \text{ d}} t'\right) + t' 410 \text{ W m}^{-2} \Bigg|_{t=0 \text{ d}}^{t=365 \text{ d}} \\ &= \frac{1860 \text{ d}}{\pi} \text{ W m}^{-2} \sin\left(\frac{365}{93} \pi\right) + 149\,650 \text{ d W m}^{-2} \\ &\approx 149.51 \frac{\text{kW d}}{\text{m}^2} \quad . \quad (\text{A.3}) \end{aligned}$$

Der Beitrag des Sinus für $t = 365$ d kommt nur dadurch zustande, weil die Periode P nicht genau einem halben Jahr ($365/2$ d) entspricht, sondern 3.5 Tage größer ist. Dies liegt, wie wir in *Abschnitt 2.2.2* besprochen haben, an der längeren Dauer des arktischen Polartags gegenüber der Polarnacht.

A.2 Abschätzung bezogen auf die Arktis

Eine geeignete Approximation des Kurvenverlaufs der solaren Einstrahlung am Nordpol d.h. für $\phi_4 = 90^\circ\text{N}$ ist ebenfalls in *Abb. 2.5* eingezeichnet (schwarze Kurve). Sie wurde so gewählt, dass die Flächen unter der gelben und schwarzen Kurve in etwa übereinstimmen. Für die schwarze Kurve lässt sich relativ einfach eine Funktionsvorschrift $g(t)$ finden. Dafür soll dieselbe x- und y-Achsen-Konvention wie in *Abschnitt A.1* genutzt werden. In *Abb. 2.5* ist erkennbar, dass die gesuchte Funktion $g(t)$ ausgehend von der Frühlings-Tagundnachtgleiche (0. Tag, Einsetzen der solaren Einstrahlung) zunächst einer linearen Abhängigkeit mit positivem Anstieg m folgt und 500 W m^{-2} erreicht. Anschließend bleibt $g(t)$ konstant auf diesem Wert, um nach einigen Tagen wiederum einen linearen Verlauf mit dem Anstieg $-m$ anzunehmen und bis zur Herbst-Tagundnachtgleiche (186. Tag) auf 0 W m^{-2} abzunehmen. An allen übrigen Tagen des Jahres haben wir logischerweise keine solare Einstrahlung, denn es ist Polarnacht. Als Erstes widmen wir uns dem linear ansteigenden bzw. abfallenden Bereich, in dem wir jeweils eine allgemeine lineare Funktion

$$g(t) = m t + n \quad (\text{A.4})$$

ansetzen können. Aus *Abb. 2.5* ist der Schnittpunkt der linear ansteigenden Funktion mit der y-Achse $S(0, n)$ leicht abzulesen und führt auf $n = 0$. Zur Berechnung von m benutzen wir das Anstiegsdreieck $m = \Delta I / \Delta t$. Für Δt wählen wir die Zeitspanne zwischen 21. März und 30. April (41 Tage), weil man hier die solare Einstrahlung recht gut ablesen und somit ΔI zu 320 W m^{-2} bestimmen kann. Dies entspricht letztlich einem Anstieg von $m = 7.8 \text{ W m}^{-2} \text{ d}^{-1}$. Bleibt noch herauszufinden, nach welcher Anzahl von Tagen $g(t)$ konstant wird. Hierzu setzen wir $g(t) = 500 \text{ W m}^{-2}$ in *Gl. A.4* ein, verwenden die eben berechneten Werte für Anstieg m und y-Achsen-Abschnitt n und erhalten durch Umstellen $t = 64 \text{ d}$ (entspricht dem 23. Mai). Im ersten Zeitintervall erhält man daher

$$g(t) = 7.8 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ d}} t \quad t \in [0 \text{ d}, 64 \text{ d}] \quad . \quad (\text{A.5})$$

Nun ist es ein Leichtes, die Gleichung für den linearen Abfall zu bestimmen, denn der Betrag des Anstiegs bleibt derselbe. Allerdings ist die Funktion für diesen Bereich nicht ganz analog zu der in *Gl. A.5*, denn nun ist $n \neq 0$. Glücklicherweise genügt es, einen bekannten Punkt in *Gl. A.4* einzusetzen und $m = -7.8 \text{ W m}^{-2} \text{ d}^{-1}$ zu benutzen. Hier bietet es sich an, den Schnittpunkt mit der x-Achse (Herbst-Tagundnachtgleiche) zu verwenden, da die zugehörige Nullstelle bekannt ist ($t_0 = 186 \text{ d}$). Somit erhalten wir einen y-Achsen-Abschnitt von $n = 1451 \text{ W m}^{-2}$. Dementsprechend gelangen wir zur Gleichung

$$g(t) = -7.8 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ d}} t + 1451 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad . \quad (\text{A.6})$$

Einzig das Einsetzen des linearen Abfalls von $g(t)$, also der Zeitpunkt t , wo auch der konstante Bereich endet, muss noch ermittelt werden, um den zugehörigen Gültigkeitsbereich festzulegen. Analog zu oben setzen wir $g(t) = 500 \text{ W m}^{-2}$, denn dies ist die solare Einstrahlung, von der aus $g(t)$ abfällt, in *Gl. A.6* ein. Umstellen liefert $t = 122 \text{ d}$ (entspricht dem 20. Juli). *Gl. A.6* gilt demzufolge für den Zeitraum $t \in [122 \text{ d}, 186 \text{ d}]$. Aus den obigen Betrachtungen sind sowohl der Betrag als auch der Gültigkeitsbereich für den konstanten Bereich von $g(t)$ bekannt und es gilt

$$g(t) = 500 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad t \in (64 \text{ d}, 122 \text{ d}) \quad . \quad (\text{A.7})$$

Da für alle anderen Zeitpunkte $g(t) = 0$ gilt, können wir unser Ergebnis zusammenfassen und die gesuchte Funktionsvorschrift für die solare Einstrahlung am Nordpol unter Verwendung der *Gln. A.5*,

A.6 und A.7 hinschreiben:

$$g(t) = \begin{cases} 7.8 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{d}} t & \text{für } 0 \text{ d} \leq t \leq 64 \text{ d} \\ 500 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} & \text{für } 64 \text{ d} < t < 122 \text{ d} \\ -7.8 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{d}} t + 1451 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} & \text{für } 122 \text{ d} \leq t \leq 186 \text{ d} \\ 0 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Die eben konstruierte Funktion $g(t)$ kann nun über ein Jahr Integriert werden, wobei sich die eigentliche Integration auf das Zeitintervall $0 \text{ d} \leq t \leq 186 \text{ d}$ beschränkt und wir ausnutzen können, dass die Flächen unter dem linear ansteigenden und abfallenden Bereich einander gleich sind. So erhalten wir die gesamte, jährliche solare Einstrahlung I_A in der Arktis (am Nordpol)

$$\begin{aligned} I_A &= \int_{t=0 \text{ d}}^{t=365 \text{ d}} g(t') \, dt' \\ &= 2 \int_{t=0 \text{ d}}^{t=64 \text{ d}} 7.8 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{d}} t' \, dt' + \int_{t=64 \text{ d}}^{t=122 \text{ d}} 500 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \, dt' \\ &= 2 \left[3.9 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{d}} t'^2 \right]_{t=0 \text{ d}}^{t=64 \text{ d}} + \left[500 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} t' \right]_{t=64 \text{ d}}^{t=122 \text{ d}} \\ &\approx 60.95 \frac{\text{kW d}}{\text{m}^2} . \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

B Tabellen zur Wolkenklassifikation

Wolkengattungen

Wolkengattung	Stockwerk	lateinische Wortbedeutung	Aussehen & Niederschlagsart
Cirrus (Ci)	h	<i>cirrus</i> = Franse, Feder, Schleier	isolierte, meist seidig schimmernde, oft faserige Schleierwolke \leftrightarrow <i>Federwolke</i>
Cirrocumulus (Cc)	h	<i>cirrus</i> = Franse, <i>cumulus</i> = Haufen	einzelne „Wolkenbällchen“, dessen Breite meist innerhalb eines Sichtwinkels $<1^\circ$ liegt \leftrightarrow <i>kleine Schäfchenwolke</i>
Cirrostratus (Cs)	h	<i>cirrus</i> = Franse, <i>stratus</i> = geschichtet	Schichtwolke mit geringer Vertikalerstreckung \leftrightarrow <i>hohe Schleierwolke</i>
Alto cumulus (Ac)	m	<i>altus</i> = hoch, <i>cumulus</i> = Haufen	Haufenwolken oder kleinere Wolkenfelder, -ballen, -walzen \leftrightarrow <i>große Schäfchenwolke</i>
Altostratus (As)	m,h	<i>altus</i> = hoch, <i>stratus</i> = geschichtet	Schichtwolke v. a. im mittleren Stockwerk, die oftmals bis in das obere hineinragt \leftrightarrow <i>mittelhohe Schichtwolke</i>
Nimbostratus (Ns)	m,h,t	<i>nimbus</i> = Platzregen <i>stratus</i> = geschichtet	Schichtwolke, aus der oft Regen und/oder Schnee fällt, meist im mittleren Stockwerk aber in das untere und obere hineinragend \leftrightarrow <i>Regenwolke</i>
Stratocumulus (Sc)	t	<i>stratus</i> = geschichtet, <i>cumulus</i> = Haufen	Schichtwolke mit konvektiv bedingter, örtlich variierender Dicke oder Felder flacher Ballen und Walzen \leftrightarrow <i>Haufenschichtwolke</i>
Stratus (St)	t	<i>stratus</i> = geschichtet, geebnet, geglättet	horizontal sehr homogene Schichtwolke, aus der Niesel und/oder Schneegriesel fällt \leftrightarrow <i>tiefe Schichtwolke</i>
Cumulus (Cu)	t,m,h	<i>cumulus</i> = Haufen	Haufenwolke mit Basis im unteren Niveau, aber bis ins mittlere und hohe Stockwerk hineinragend \leftrightarrow <i>Haufenwolke</i>
Cumulonimbus (Cb)	t,m,h	<i>cumulus</i> = Haufen, <i>nimbus</i> = Platzregen	Gewitterwolke, deren oberer Teil unscharf (bzgl. des Himmels oder anderer Wolken) abgegrenzt ist, sowie eine faserige und streifige Struktur (Indiz für Eispartikel) aufweist. \leftrightarrow <i>Gewitterwolke</i>

Tabelle B.1: Wolkengattungen (Abkürzung) mit Zuordnung zu den verschiedenen Stockwerken der Troposphäre, sowie der lateinischen Bedeutung der einzelnen Wortteile. Zudem werden kurz das Aussehen beschrieben und mögliche Niederschlagsarten genannt. *Die verwendeten Angaben stammen aus H. Kraus, 2004 [42] Seite 192f.*

Wolkenarten

lat. Bezeichnung	Abkürzung	Zuordnung zu den Gattungen	kurze Beschreibung
calvus	cal	Cb	dt. kahlköpfig; Cb ohne cirrus-artige Strukturen, aber emporschießende Teile bilden meist weißliche Masse mit unscharfen Obergrenzen und annähernd vertikal verlaufender Streifung
cappilatus	cap	Cb	dt. beharrt; Cb mit ausgeprägtem cirrus-artigen Gebilde (Form eines Amboss) mit faseriger und/oder streifiger Struktur
castellanus	cas	Ci, Cc, Ac, Sc	dt. zinnenförmig; türmchenartige Form der Quellungen; gesamte Anordnung ähnlich zu den Zinnen eines Schlosses
congestus	con	Cu	dt. Anhäufung, Haufen, Masse; kräftig aufgequollene Cu-Wolken, wobei die oberen Teile einem Blumenkohl ähneln
fibratus	fib	Ci, Cs	dt. Faser; einzelne Wolkenteile bestehen aus langen, meist gebogenen oder gekrümmten Fasern
floccus	flo	Ci, Cc, Ac	dt. Flocke; einzelne Wolken sehen aus wie ein (Watte-)Bausch, deren unterer Teil mehr oder minder ausgefranst ist
fractus	fra	St, Cu	dt. zerrissen; Wolkenform wie unregelmäßige Fetzen
humilis	hum	Cu	dt. niedrig, klein, flach; Cu-Wolken mit relativ geringer Vertikalerstreckung
lenticularis	len	Cc, Ac, Sc	dt. linsenförmig; Wolken in Form einer langgezogenen Linse mit sehr scharfen Umrissen
mediocris	med	Cu	dt. von mittlerer Größe; Cu-Wolken mäßiger Vertikalerstreckung mit lediglich kleinen Quellformen
nebulosus	neb	Cs, St	dt. nebelig, trübe; Wolken zeigen keinerlei Struktur und Konturen (Umrisse) erkennbar
spissatus	spi	Ci	dt. verdichtet; dicke Cirren mit beachtlicher optischer Dicke
stratiformis	str	Cc, Ac, Sc	dt. flach; Wolken erstrecken sich in ausgedehnten horizontalen Feldern oder Schichten
uncinus	unc	Ci	dt. Haken; hakenförmige Wolken

Tabelle B.2: Wolkenarten, deren Abkürzungen, Zuordnung zu den verschiedenen Wolkengattungen und Kurzbeschreibung bzgl. Namensbedeutung und Aussehen. *Die Informationen wurden entnommen aus H. Kraus, 2004 [42] Seite 193.*

Wolkenunterarten

lat. Bezeichnung	Abkürzung	Zuordnung zu den Gattungen	kurze Beschreibung
duplicatus	du	Ci, Cs, Ac, As, Sc	dt. doppelt; zwei oder mehrere dicht übereinander angeordnete Wolkenfelder
intortus	in	Ci	dt. verflochten; Ci-Wolken, deren Fäden unregelmäßig gekrümmt und oft willkürlich miteinander verflochten sind
lacunosus	la	Cc, Ac, Sc	dt. lückenhaft; meist dünnen Wolken haben mehr oder weniger regelmäßig angeordnete runde Löcher
opacus	op	Ac, As, Sc, St	dt. beschattend, dicht; Mond und Sonne sind unter diesen Wolken nicht erkennbar

perlucidus	pe	Ac, Sc	dt. durchsichtig; wolkenfreie Zwischenräume machen blick auf Sonne und Mond möglich
radiatus	ra	Ci, Ac, As, Sc, Cu	dt. strahlenförmig; parallele Wolkenbänder oder -streifen
translucidus	tr	Ac, As, Sc, St	dt. durchscheinend; Sonne und Mond durch Wolke erkennbar aber nicht klar
undulatus	un	Cc, Cs, Ac, As, Sc, St	dt. wellenförmig; ein oder mehrere Wellensysteme erkennbar
vertebratus	ve	Ci	dt. Wirbel, Gelenk; skelettartige Wolkenformation (ähnlich Wirbelsäule oder Rippe)

Tabelle B.3: Wolkenunterarten, deren Abkürzungen, Zuordnung zu den verschiedenen Wolkengattungen und Kurzbeschreibung bzgl. Namensbedeutung und Aussehen. *Die Informationen wurden entnommen aus H. Kraus, 2004 [42] Seite 193.*

Sonderformen und Begleitwolken

lat. Bezeichnung	Abkürzung	Zuordnung zu den Gattungen	kurze Beschreibung
arcus	arc	Cu, Cb	dt. Bogen; Bogenform von Wolkenwalzen bei großer Horizontalausdehnung
incus	inc	Cb	dt. Amboss; Amboss ähnliche Ci-Wolke bildet den oberen Teil des Cb
mamma	mam	Ci, Cc, Ac, As, Sc, Cb	dt. Brust, Euter; "Beutel" hängen unten aus der Wolke heraus
pannus	pan	As, Ns, Cu, Cb	dt. Fetzen; Vorhandensein zeretzter Wolkenteile
pileus	pil	Cu, Cb	dt. Haube; Eiswolke in Form einer abgerundeten Haube über Cu und Cb Wolkengipfel
praecipitatio	pra	As, Ns, Sc, St, Cu, Cb	dt. Fall, Sturz; aus der Wolke fallender Niederschlag, der den Erdboden erreicht
tuba	tub	Cu, Cb	dt. Röhre; vertikale Wolkensäule oder Wirbelröhre, die aus Cu oder Cb heranwächst
velum	vel	Cu, Cb	dt. Vorhang, Schleier; Begleitwolke in Schleierform mit großer Horizontaler Streckung, unmittelbar über Cu und Cb, welche diese häufig durchstoßen wird
virga	vir	Cc, Ac, As, Ns, Sc, Cu, Cb	dt. Zweig, Streifen; sichtbare Fallstreifen, d.h. Niederschlag, der den Boden nicht erreicht

Tabelle B.4: Sonderformen und Begleitwolken, deren Abkürzungen, Zuordnung zu den verschiedenen Wolkengattungen und Kurzbeschreibung bzgl. Namensbedeutung und Aussehen. *Die Informationen wurden entnommen aus H. Kraus, 2004 [42] Seite 194.*

C Druckschichten des HIRHAM5-SCM

Die „halben“ $p_{k+1/2}$ (Druck an jeweils unterer Schichtgrenze) und „vollen“ p_k (Druck in jeweiliger Schichtmitte) Druckschichten erhält man durch Anwendung von Gl. 3.12 bzw. Gl. 3.15. Hierbei bezeichnet $k=0, 1, \dots, Nlev$ die Schichtnummer und $A_{k+1/2}$ bzw. $B_{k+1/2}$ sind Konstanten. Allerdings soll im Folgenden anstatt des möglicherweise variierenden Bodenluftdrucks ein Referenzdruck $p_s \rightarrow p_0$ verwendet werden.

$$p_k = \frac{1}{2} (p_{k+1/2} + p_{k-1/2}) \quad , \text{ wobei } p_{k+1/2} = A_{k+1/2} + B_{k+1/2} p_0$$

In den Tab. C.1 und C.2 ist eine entsprechende Berechnung der Druckschichten für die 19 - bzw. 60-Modelllevel - Version $Nlev = 19$ (60) und einen Standarddruck von $p_0 = 1013.25$ hPa aufgeführt. Des weiteren ist die den vollen Druckschichten entsprechende Druckhöhe¹ (engl.: pressure altitude) h in Metern aufgelistet, welche mit Hilfe des „Pressure Altitude Calculator“ der NOAA National Weather Service Forecast Office (<http://www.srh.noaa.gov/elp/wxcalc/pressurealtitude.shtml>) ermittelt wurde.

19 - Modelllevel - Version

k	$A_{k+1/2}$ [hPa]	$B_{k+1/2}$	$p_{k+1/2}$ [hPa]	p_k [hPa]	h [m]
0	0.000000	0.0000000000	0.0000		
1	2000.000000	0.0000000000	20.0000	10.0000	25907.5
2	4000.000000	0.0000000000	40.0000	30.0000	21629.3
3	6046.110595	0.0003389933	60.8046	50.4023	19276.1
4	8267.927560	0.0033571866	86.0809	73.4428	17417.1
5	10609.513232	0.0130700434	119.3384	102.7096	15645.0
6	12851.100169	0.0340771467	163.0397	141.1890	13856.0
7	14698.498086	0.0706498323	218.5709	190.8053	12060.0
8	15861.125180	0.1259166826	286.1963	252.3836	10297.2
9	16116.236610	0.2011954093	365.0236	325.6100	8607.9
10	15356.924115	0.2955196487	453.0045	409.0141	7024.6
11	13621.460403	0.4054091989	546.9955	500.0000	5572.1
12	11101.561987	0.5249322235	642.9032	594.9493	4269.1
13	8127.144155	0.6461079479	735.9403	689.4218	3130.4
14	5125.141747	0.7596983769	821.0158	778.4781	2167.4
15	2549.969411	0.8564375573	893.2850	857.1504	1388.3
16	783.195032	0.9287469142	948.8848	921.0849	796.8
17	0.000000	0.9729851852	985.8772	967.3810	388.9
18	0.000000	0.9922814815	1005.4292	995.6532	147.5
19	0.000000	1.0000000000	1013.2500	1009.3396	32.6

Tabelle C.1: Halbe und volle Druckschichten der 19-Modelllevel-Version des HIRHAM5-SCM bzgl. eines Referenzdrucks $p_0 = 1013.25$ hPa, wobei die Konstanten $A_{k+1/2}$ und $B_{k+1/2}$ vom ECMWF übernommen wurden. Ebenfalls aufgelistet ist die den p_k entsprechende Druckhöhe h [m].

¹Das ist die Höhe, die von einem (Druck-) Höhenmesser angezeigt wird, der auf den Wert p_0 eingestellt ist. D. h. dass die Druckhöhe unter den Bedingungen der Standardatmosphäre der tatsächlichen Höhe über der Erdoberfläche entspricht.

60 - Modelllevel - Version

k	$A_{k+1/2}$ [hPa]	$B_{k+1/2}$	$p_{k+1/2}$ [hPa]	p_k [hPa]	h [m]
0	0.000000	0.00000000	0.000		
1	20.000000	0.00000000	0.200	0.100	36647.2
2	38.425343	0.00000000	0.384	0.292	34914.6
3	63.647804	0.00000000	0.636	0.510	33863.0
4	95.636963	0.00000000	0.956	0.796	32939.7
5	134.483307	0.00000000	1.345	1.151	32113.3
6	180.584351	0.00000000	1.806	1.575	31363.4
7	234.779053	0.00000000	2.348	2.077	30663.7
8	298.495789	0.00000000	2.985	2.666	29999.9
9	373.971924	0.00000000	3.740	3.362	29354.2
10	464.618134	0.00000000	4.646	4.193	28712.3
11	575.651001	0.00000000	5.757	5.201	28059.7
12	713.218079	0.00000000	7.132	6.444	27383.5
13	883.660522	0.00000000	8.837	7.984	26679.1
14	1094.834717	0.00000000	10.948	9.892	25945.4
15	1356.474609	0.00000000	13.565	12.257	25180.9
16	1680.640259	0.00000000	16.806	15.186	24385.0
17	2082.273926	0.00000000	20.823	18.815	23555.8
18	2579.888672	0.00000000	25.799	23.311	22692.2
19	3196.421631	0.00000000	31.964	28.882	21792.6
20	3960.291504	0.00000000	39.603	35.784	20855.6
21	4906.708496	0.00000000	49.067	44.335	19879.6
22	6018.019531	0.00000000	60.180	54.624	18890.0
23	7306.631348	0.00000000	73.066	66.623	17911.2
24	8765.053711	0.00007582	87.727	80.397	16950.2
25	10376.126953	0.00046139	104.229	95.978	16012.4
26	12077.446289	0.00181516	122.614	113.421	15098.8
27	13775.325195	0.00508112	142.902	132.758	14210.6
28	15379.805664	0.01114291	165.089	153.995	13348.7
29	16819.474609	0.02067788	189.147	177.118	12513.5
30	18045.183594	0.03412116	215.025	202.086	11705.6
31	19027.695313	0.05169041	242.652	228.839	10925.1
32	19755.109375	0.07353383	272.059	257.356	10170.7
33	20222.205078	0.09967469	303.217	287.638	9440.4
34	20429.863281	0.13002251	336.044	319.631	8733.6
35	20384.480469	0.16438432	370.407	353.226	8050.6
36	20097.402344	0.20247594	406.133	388.270	7392.1
37	19584.330078	0.24393314	443.009	424.571	6758.9
38	18864.750000	0.28832296	480.791	461.900	6151.9
39	17961.357422	0.33515489	519.209	500.000	5572.1
40	16899.468750	0.38389215	557.973	538.591	5020.2
41	15706.447266	0.43396294	596.777	577.375	4496.9
42	14411.124023	0.48477158	635.306	616.042	4002.8
43	13043.218750	0.53570992	673.240	654.273	3538.4
44	11632.758789	0.58616841	710.263	691.752	3104.0
45	10209.500977	0.63554746	746.064	728.163	2699.8
46	8802.356445	0.68326861	780.346	763.205	2326.0
47	7438.803223	0.72878581	812.830	796.588	1982.6

48	6144.314941	0.77159661	843.263	828.047	1669.5
49	4941.778320	0.81125343	871.420	857.342	1386.5
50	3850.913330	0.84737492	897.112	884.266	1133.2
51	2887.696533	0.87965691	920.189	908.651	909.2
52	2063.779785	0.90788388	940.551	930.370	713.7
53	1385.912598	0.93194032	958.148	949.349	545.8
54	855.361755	0.95182151	972.987	965.567	404.5
55	467.333588	0.96764523	985.140	979.063	288.4
56	210.393890	0.97966272	994.747	989.944	195.8
57	65.889244	0.98827010	1002.024	998.385	124.4
58	7.367743	0.99401945	1007.264	1004.644	71.9
59	0.000000	0.99763012	1010.849	1009.056	35.0
60	0.000000	1.00000000	1013.250	1012.049	10.0

Tabelle C.2: Halbe und volle Druckschichten der 60-Modelllevel-Version des HIRHAM5-SCM bzgl. eines Referenzdrucks $p_0 = 1013.25$ hPa, wobei die Konstanten $A_{k+1/2}$ und $B_{k+1/2}$ vom ECMWF übernommen wurden. Ebenfalls aufgelistet ist die den p_k entsprechende Druckhöhe h [m].

Verwendete Abkürzungen

AMAP	Arctic Monitoring and Assessment Programme
ARM	Atmospheric Radiation Monitoring
ASHJ	arktisches Sommerhalbjahr
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
AWHJ	arktisches Winterhalbjahr
AWI	Alfred-Wegener-Institut
CCN	Kondensationskern (engl.: Cloud Condensation Nuclei)
COADS	Comprehensive Ocean Atmosphere Data Set
CRM	Cloud Resolving Model
DKC	Dänisches Klimazentrum (engl.: Danish Climate Centre)
DKRZ	Deutsches Klimarechenzentrum
DMI	Dänisches Meteorologisches Institut
DOE	Department of Energy
ECMWF	European Centre for Medium-range Weather Forecasts
ECHAM5	European Centre Hamburg model in the 5th generation
ERBE	Earth Radiation Budget Experiment
GCM	allgemeines Zirkulationsmodell (engl.: General Circulation Model)
GS	Gegenstrahlung
HIRLAM	High Resolution Limited Area Model
HIRHAM5	regionales Klimamodell der Atmosphäre, welches die Dynamik des HIRLAMs mit den physikalischen Parametrisierungen des ECHAM5 kombiniert und ein „pan-arktisches“ Integrationsgebiet nutzt
HIRHAM5-SCM	eindimensionale Modellversion des HIRHAM5 (Säulenmodell)
IN	Kristallisationskern (engl.: Ice Nuclei)
ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
IWC	Wolkeneisgehalt (engl.: Ice Water Content)
IWP	vertikal integriertes Wolkeneis (engl.: Ice Water Path)
KNMI	Königlich-Niederländisches Meteorologisches Institut
LW	langwellig, terrestrisch (engl.: long wave)
LWP	vertikal integriertes Wolkenwasser (engl.: Liquid Water Path)
MPI	Max-Planck-Institut
MV	Mischungsverhältnis (engl.: mixing ratio)
NCEP	National Centres for Environmental Prediction
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
NP	North Pole drifting station

NSIDC	National Snow and Ice Data Center
OLR	abgestrahlte langwellige Strahlung (engl.: Outgoing Longwave Radiation)
PBL	planetare Grenzschicht (engl.: Planetary Boundary Layer)
PDF	Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktion (engl.: Probability Density Function)
RCM	Regionales Klimamodell (engl.: Regional Climate Model)
RCM*	Strahlungs-Konvektions-Modell (engl.: Radiative-Convective Model)
SCM	atmosphärisches Säulenmodell (engl.: Single Column Model)
SHEBA	Surface Heat Budget of the Arctic Ocean
SMHI	Schwedisches Meteorologisches und Hydrologisches Institut
SST	Meeresoberflächentemperatur (engl.: Sea Surface Temperature)
SW	kurzwellig, solar (engl.: short wave)
TKE	turbulente kinetische Energie (engl.: Turbulent Kinetic Energy)
TOA	Atmosphärenoberrand (engl.: Top of the Atmosphere)
UNEP	United Nations Environment Programme
WMO	World Meteorological Organization
1D	eindimensional
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional

Abbildungsverzeichnis

2.1	Geographie der Arktis. Die Vorlage für diese Karte findet man auf der UNEP-Homepage (http://maps.grida.no/arctic), welche bzgl. der Gitternetzlinien und -beschriftung sowie den Bezeichnungen von Meeren, Inseln und Seestraßen ergänzt wurde.	6
2.2	Tageslänge in h, abhängig von der geographischen Breite und Jahreszeit für Nord- ($\phi > 0^\circ$) und Südhemisphäre ($\phi < 0^\circ$). Die Grafik ist auf Wikimedia Commons zu finden (http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/4/4d/DayLength.png).	7
2.3	Geometrische Beziehungen des Erde-Sonne Systems. Die Grafik in (b) stammt aus Liou, 2002 [43] und wurde bzgl. der Bezeichnungen verändert.	10
2.4	Tagesgemittelte Breiten- und Jahreszeitabhängigkeit der einfallenden solaren Strahlung an der TOA in W m^{-2} basierend auf den ERBE-Daten. Quelle: http://eesc.columbia.edu/courses/ees/slides/climate/analema.gif (Modifikation der Beschriftung)	11
2.5	Tagesgemittelte Jahreszeitabhängigkeit der einfallenden solaren Strahlung an der Atmosphärenobergrenze (TOA) in W m^{-2} für ausgewählte geographische Breiten: $\phi_1 = 0^\circ$ (blaue Kurve), $\phi_2 = 30^\circ\text{N}$ (grüne Kurve), $\phi_3 = 60^\circ\text{N}$ (rote Kurve) und $\phi_4 = 90^\circ\text{N}$ (gelbe Kurve) basierend auf den ERBE-Daten. Quelle: www.physicalgeography.net/fundamentals/images/insolation_latitude.gif (Modifikation und Ergänzung der Beschriftungen)	12
2.6	Gleichgewichts-Sättigungsverhältnis $S(r)$ für Tröpfchen aus reinem H_2O (blaue Kurve) und einer NaCl-Lösung (schwarze Kurve) als Funktion des Tröpfchenradius r bei 20°C , wobei $K_1 = 1.078 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ und $K_2 = 1.470 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3$ sind. Deutlich erkennbar ist, dass sich Wolkentröpfchen nicht durch Kondensation aus reinem Wasserdampf bilden, sondern CCNs (hier Meersalz) erforderlich sind. Sobald das kritische Sättigungsverhältnis S^* , welches zum kritischen Tröpfchenradius r^* gehört, erreicht wird, können Lösungs-Tröpfchen spontan entstehen und anwachsen, solange das Sättigungsverhältnis der Umgebung größer ist als das Gleichgewichts-Sättigungsverhältnis der Tröpfchen selbst. Ab Tröpfchenradien von etwa $10 \mu\text{m}$ müssen andere Prozesse ein weiteres Tropfenwachstum bewerkstelligen.	18
2.7	Veranschaulichung der Prozesse bei der Niederschlagsbildung in warmen (a) und kalten (b) Wolken. Grafik (a) basiert auf dem Bild: http://www.atmos.umd.edu/~meto200/3_04_03_lecture_files/slide0035_image087.jpg , das aber erheblich verändert wurde. Vorlage für (b) war das Bild auf der Internetseite www.kidsgeo.com/images/bergeron-process.jpg , wobei nur die Lesbarkeit der Beschriftung verbessert wurde.	20
2.8	Einordnung der Wolkengattungen in die 3 Stockwerke der Troposphäre, hier speziell für die mittleren Breiten dargestellt. Einheit der Höhe ist 1 ft AGL, d. h. 1 Fuß über dem Erdboden ($1 \text{ ft} \cong 0.3048 \text{ m}$). Quelle: http://www.privilegeaero.com/files/cloud_types.jpg	24
2.9	Einfluss von hohen (Subskript „hc“ für „high clouds“) und tiefen (Subskript „lc“ für „low clouds“) Wolken auf die kurzwellige (SW) und langwellige (LW) Strahlung.	28
2.10	Auswirkungen einer homogenen (a) und inhomogenen (b) Verteilung der Temperatur T , die r_s bestimmt (orange Kurve) und des Gesamtwasser-MV r_t (blaue Kurve) auf die partielle Wolkenbedeckung C ($\bullet \rightarrow \bullet$) innerhalb einer Gitterzelle. Die Teilabbildungen sind analog zu denen in Tompkins, 2005 [78].	32
2.11	Auswirkung einer inhomogenen r_t -Verteilung (blaue Kurve) auf die Wolkenbedeckung C ($\bullet \rightarrow \bullet$) unter Vernachlässigung subgrid-skaliger T -Fluktuationen und der Annahme eines konstanten Sättigungs-MV $r_s = \bar{r}_s$ (orange Kurve). Diese Grafik wurde unter Verwendung des in Abb. 2.10(b) gezeigten Bildes erstellt.	33

3.1	Schema des HIRHAM5, in dem sich die Schlüsselrolle des Interface offenbart. <i>Diese Grafik ist analog zu Abbildung 3 bei Christensen et al., 2007 [14].</i>	41
3.2	Schematische Darstellung des HIRHAM5-SCM, in der die Veränderungen gegenüber dem dreidimensionalen Modell deutlich werden.	44
3.3	Geographische Lage der atmosphärischen Säule des HIRHAM5-SCM, die mit der Startposition der NP-35-Trajektorie übereinstimmt. Weiterhin wird die Bedeutung der physikalischen (Subskript „phy“) und dynamischen (Subskript „dyn“) Tendenzen veranschaulicht. <i>Die verwendete arktische Karte findet man unter http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/31/Kara_Sea_map.png.</i>	46
3.4	Volle Modelllevel p_k des HIRHAM5-SCM mit $Nlev = 60$ Schichten (blau) bzw. für hypothetische $Nlev = 91$ Schichten (rot), ohne (Ebene) und mit (Berg) Orographie sowie bzgl. eines Referenzluftdrucks von $p_0 = 1013.25$ hPa. <i>Quelle: www.ecmwf.int/products/changes/high_resolution_2005/#model_levels_L91</i>	48
3.5	Veranschaulichung der wichtigsten Begriffe und Prozesse der Cumuluskonvektion bezogen auf eine hochreichende Konvektionszelle (Cb). <i>Als Quelle wurde das Bild: http://www.cmmmap.org/images/learn/clouds/convection.jpg benutzt, wobei einige Modifikationen vorgenommen wurden.</i>	63
3.6	Verschiedene symmetrische (a) und asymmetrische (b) Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen (PDFs). <i>Die Grafiken sind Tompkins, 2005 [78] entnommen und neu beschriftet worden.</i>	66
3.7	Betaverteilungen $G_{a,b,p,q}(r_1)$ für verschiedene Kombinationen der Formparameter p und q bei festgehaltener unterer $= a$ und oberer $= b$ Verteilungsgrenze.	68
3.8	Veranschaulichung von Mittelwert $\hat{M}_1 = \bar{r}_1$ (links), Varianz $M_2 = \sigma^2$ bzw. Verteilungsbreite $b - a$ (Mitte) und Schiefe $M_3 / \sigma^3 = \zeta$ (rechts) der Betaverteilung. <i>Diese Grafiken wurden analog zu denen in Tompkins, 2005 [78] erstellt.</i>	69
3.9	Diese Grafik soll veranschaulichen, wie man prinzipiell aus der r_1 -Variabilität innerhalb der Gitterzelle zur PDF gelangt und aus dieser dann die horizontale Wolkenbedeckung C bestimmen kann. <i>Für diese Grafik wurde Abb. 2 aus Tompkins, 2005 [78] benutzt.</i>	70
3.10	Veranschaulichung der beiden Methoden zur Bestimmung der Betaverteilung $G(r_1)$, die in Abhängigkeit vom gewählten (verfügbaren) Variablensatz im Tompkins-Wolkenschema Anwendung finden.	71
4.1	Höhen-Zeit-Schnitte der Temperatur T in °C (links) und der spezifischen Luftfeuchtigkeit q in g/kg (rechts) für eine Ein-Jahres-Integration (01. Aug 2007 bis 31. Aug 2008) <u>ohne</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen, bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM mit $Nlev = 60$	79
4.2	Höhen-Zeit-Schnitte der Temperatur T in °C (links) und der spezifischen Luftfeuchtigkeit q in g/kg (rechts) für eine zweimonatige Integration (01. Aug 2007 bis 30. Sep 2007) <u>ohne</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen, bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM mit $Nlev = 60$	80
4.3	Auswirkung eines isothermen T -Anfangsprofils in Bezug auf den HIRHAM5-SCM-Referenzlauf ($Nlev = 60$) <u>ohne</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen (siehe Abb. 4.1, links).	82
4.4	Einfluss der vertikalen Modellauflösung $Nlev = 19$ (60) auf die physikalischen Tendenzen des HIRHAM5-SCM, das <u>ohne</u> Berücksichtigung dynamischer Tendenzen betrieben worden ist.	84
4.5	Einfluss einer Zeitschritt-Änderung auf die physikalischen Tendenzen des HIRHAM5-SCM ($Nlev = 60$), das <u>ohne</u> Berücksichtigung dynamischer Tendenzen betrieben worden ist.	86
4.6	Höhen-Zeit-Schnitte der Temperatur T in °C (links) und der spezifischen Luftfeuchtigkeit q in g/kg (rechts) für eine zweimonatige Integration (01. Aug 2007 bis 30. Sep 2007) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen, bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM mit $Nlev = 60$	87

4.7	Höhen-Zeit-Schnitte der Temperatur T in °C (<i>links</i>) und der spezifischen Luftfeuchtigkeit q in g/kg (<i>rechts</i>) für eine Ein-Jahres-Integration (01. Aug 2007 bis 31. Aug 2008) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen, bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM mit $Nlev = 60$	88
4.8	Monatsmittel der Temperatur T in °C bezogen auf den Februar 2008 für die NP-35-Radiosondendaten (<i>links</i>) und für den HIRHAM5-SCM-Referenzlauf ($Nlev = 60$) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen (<i>rechts</i>).	89
4.9	Temperatur T in °C am 15. Februar 2008 um 12:00 Uhr für den NP-35-Radiosondenaufstieg (<i>links</i>) und für den HIRHAM5-SCM-Referenzlauf ($Nlev = 60$) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen (<i>rechts</i>).	90
4.10	In (a) sind die Positionen von NP-35 und HIRHAM5-SCM bezogen auf den 15. Februar 2008 veranschaulicht. Diese Grafik basiert auf einem Bild, das sich auf der Internetseite http://www.awi.de/index.php?id=3796&L=1 befindet. In (b) wird die Auswirkung einer Verschiebung der SCM-Säule an die dem Datum entsprechende NP-35-Position auf das Temperaturprofil illustriert.	91
4.11	Vertikalprofile der relativen Luftfeuchtigkeit RH in % am 15. Februar 2008 um 12:00 Uhr für den NP-35-Radiosondenaufstieg (<i>links</i>) und den HIRHAM5-SCM-Referenzlauf ($Nlev = 60$) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen bei verschobener SCM-Säule (<i>rechts</i>).	92
4.12	3D- und 2D-Wolkenbedeckung für die Ein-Jahres-Integration (01. Aug 2007 bis 31. Aug 2008) und den Zeitraum 01. Aug 2007 bis 30. Sep 2007 bezogen auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM ($Nlev = 60$) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen.	94
4.13	Vergleich der monatsgemittelten 2D-Wolkenbedeckung C^{tot} in % zwischen dem COADS-Datensatz und dem HIRHAM5-SCM ($Nlev = 60$) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen.	95
4.14	Vertikalschnitt der 3D-Bewölkung C am 15. Februar 2008 um 12:00 Uhr für das HIRHAM5-SCM ($Nlev = 60$) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen, wobei sich die SCM-Säule an der korrekten NP-35-Position befindet.	95
4.15	Auswirkung einer Änderung des tunbaren Parameters q_0 auf die Form der symmetrischen Betaverteilung. Die grüne Kurve bezieht sich auf den Defaultwert $q_0^{def} = 2$	97
4.16	3D-Wolkenbedeckung bei geändertem Parameterwert von q_0 , dargestellt im Zeitraum 01. Aug 2007 bis 30. Sep 2007, wobei sich die Differenzgrafiken auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM ($Nlev = 60$) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen beziehen.	98
4.17	3D-Wolkenbedeckung bei geändertem Parameterwert von CW_{min} , dargestellt im Zeitraum 01. Aug 2007 bis 30. Sep 2007, wobei sich die Differenzgrafiken auf den Referenzlauf des HIRHAM5-SCM ($Nlev = 60$) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen beziehen.	100
4.18	Vertikale Profile der 3D-Wolkenbedeckung C (<i>links</i>) und der Temperatur T in °C (<i>rechts</i>) am 30. Sep 2007 um 18:00 Uhr für Minimal- (blaue Kurve), Default- (grüne Kurve) und Maximalwert (rote Kurve) von CW_{min} bzgl. entsprechender Sensitivitätsläufe des HIRHAM5-SCM ($Nlev = 60$) <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen.	102
4.19	Einfluss einer Zeitschritt-Änderung auf das vom HIRHAM5-SCM ($Nlev = 60$) simulierte, vertikale Temperaturprofil <u>mit</u> Berücksichtigung der dynamischen Tendenzen.	104

Tabellenverzeichnis

2.1	Das kurzwellige (solare) Reflexionsvermögen α für verschiedene Erdoberflächen. <i>Werte entnommen aus Kraus, 2004 [42].</i>	13
2.2	Zuordnung der Wolkenfamilien zu den verschiedenen Stockwerken der Troposphäre. <i>Diese Tabelle entspricht jener in Kraus, 2004 [42] auf Seite 191.</i>	23
2.3	Unterscheidungs-Kriterien für stabile, neutrale und labile Schichtungen in Bezug auf den trocken-adiabatischen Temperaturgradient Γ bzw. die potentielle Temperatur θ_p im z - und p -System.	36
3.1	Übersicht über die standardmäßig im HIRHAM5-SCM genutzten Zeitschritte. Hierbei bezeichnet Δt den eigentlichen Modellzeitschritt (Berechnung der physikalischen Tendenzen), Δt_{rad} den Zeitschritt für die Strahlungsberechnung, Δt_{dyn} den Zeitschritt, mit dem die dynamischen Tendenzen eingelesen werden, und Δt_{out} bezieht sich auf den Modell-Output.	50
3.2	Zusammenfassung der prognostischen Variablen und subgrid-skaligen, parametrisierten Prozesse im HIRHAM5-SCM, wobei dies gleichermaßen für das HIRHAM5 gilt.	53
3.3	Zuordnung der solaren Spektralbanden bzgl. Spektralintervall mit zugehöriger Bezeichnung, prozentualem Anteil an der Solarkonstante und entsprechenden molekularen Absorbern, wobei $UMG = \text{CO}_2 + \text{N}_2\text{O} + \text{CO} + \text{CH}_4 + \text{O}_2$ die homogen vermischten Gase bezeichnet. <i>Diese Tabelle entspricht Tabelle 11.1 in Roeckner et al., 2003 [61].</i>	56
4.1	Übersicht über die gewählten Parameterwerte bezogen auf die Sensitivitätsexperimente zum tunbaren Parameter q_0	99
4.2	Übersicht über die gewählten Parameterwerte bezogen auf die Sensitivitätsexperimente zum tunbaren Parameter CW_{min}	101
B.1	Wolkengattungen (Abkürzung) mit Zuordnung zu den verschiedenen Stockwerken der Troposphäre, sowie der lateinischen Bedeutung der einzelnen Wortteile. Zudem werden kurz das Aussehen beschrieben und mögliche Niederschlagsarten genannt. <i>Die verwendeten Angaben stammen aus H. Kraus, 2004 [42] Seite 192f.</i>	iv
B.2	Wolkenarten, deren Abkürzungen, Zuordnung zu den verschiedenen Wolkengattungen und Kurzbeschreibung bzgl. Namensbedeutung und Aussehen. <i>Die Informationen wurden entnommen aus H. Kraus, 2004 [42] Seite 193.</i>	v
B.3	Wolkenunterarten, deren Abkürzungen, Zuordnung zu den verschiedenen Wolkengattungen und Kurzbeschreibung bzgl. Namensbedeutung und Aussehen. <i>Die Informationen wurden entnommen aus H. Kraus, 2004 [42] Seite 193.</i>	vi
B.4	Sonderformen und Begleitwolken, deren Abkürzungen, Zuordnung zu den verschiedenen Wolkengattungen und Kurzbeschreibung bzgl. Namensbedeutung und Aussehen. <i>Die Informationen wurden entnommen aus H. Kraus, 2004 [42] Seite 194.</i>	vi
C.1	Halbe und volle Druckschichten der 19-Modelllevel-Version des HIRHAM5-SCM bzgl. eines Referenzdrucks $p_0 = 1013.25$ hPa, wobei die Konstanten $A_{k+1/2}$ und $B_{k+1/2}$ vom ECMWF übernommen wurden. Ebenfalls aufgelistet ist die den p_k entsprechende Druckhöhe h [m].	vii
C.2	Halbe und volle Druckschichten der 60-Modelllevel-Version des HIRHAM5-SCM bzgl. eines Referenzdrucks $p_0 = 1013.25$ hPa, wobei die Konstanten $A_{k+1/2}$ und $B_{k+1/2}$ vom ECMWF übernommen wurden. Ebenfalls aufgelistet ist die den p_k entsprechende Druckhöhe h [m].	ix

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich auf diesem Weg bei all denjenigen bedanken, die in welcher Form auch immer zur Realisierung und Erstellung meiner Diplomarbeit beigetragen haben.

Zu aller erst bedanke ich mich ganz herzlich bei Prof. Dr. Klaus Dethloff, der mir die Durchführung dieser Forschungsarbeit am Alfred-Wegener-Institut (AWI) für Polar- und Meeresforschung in der Helmholtz-Gemeinschaft, Forschungsstelle Potsdam überhaupt ermöglicht hat. Darüber hinaus bedanke ich mich für die Vergabe dieses interessanten Themas und die klare Formulierung der notwendigen Arbeitsschritte. Außerdem danke ich ihm für sein jederzeit offenes Ohr, das rege Interesse an Forschungsergebnissen und die vielen fruchtbaren Gespräche, in denen ich unzählige Vor- und Ratschläge erhielt.

Ein besonderes Dankeschön gilt meinem wissenschaftlichen Betreuer Dr. Wolfgang Dorn, ohne den die Entwicklung des HIRHAM5-SCM in der Kürze der Zeit nahezu unmöglich gewesen wäre. Seine Kompetenz und langjährige Erfahrung in Bezug auf die 3D-Modellversion (HIRHAM5) hat maßgeblich dazu beigetragen, dass alle aufgetretenen programmiertechnischen Probleme gelöst werden konnten. Auf der einen Seite hat er mir stets den nötigen Freiraum zur selbstständigen Forschung gewährt, aber auf der anderen Seite in zahlreichen Konversationen immer wieder hilfreiche Anregungen und Hinweise gegeben. Des Weiteren profitierte ich sehr von seinem Wissen über die Meteorologie, durch das ich ein ums andere Mal erstmals ein gewisses Verständnis für bestimmte atmosphärische Prozesse entwickeln konnte. Es war ein regelrechtes Privileg mit ihm zusammenarbeiten zu dürfen.

Zu großem Dank bin ich außerdem Prof. Dr. Norbert Seehafer verpflichtet, der sich spontan dazu bereit erklärt hat, meine Diplomarbeit zu begutachten.

Vielen Dank an den Dipl.-Met. Moritz Mielke, der mir Grafiken und Messreihen zu den von Jürgen Graeser ermittelten NP-35-Beobachtungsdaten zur Verfügung gestellt hat. Weiterhin danke ich sowohl dem ECMWF für die Bereitstellung als auch Dipl.-Inf. Ines Hebestadt für das Herunterladen und Aufbereiten entsprechender ERA-Interim-Reanalysedaten zur Erzeugung der Initialisierungsdaten und dynamischen Tendenzen.

Im Grunde danke ich allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des AWI-Potsdam, insbesondere der Modellierergruppe, für die angenehme und v. a. herzliche Arbeitsatmosphäre. In diesem Zusammenhang möchte ich mich besonders bei Dr. Sascha Brand bedanken, mit dem ich in der gesamten Zeit ein Büro teilen durfte, wodurch viele konstruktive Gespräche zustande kamen.

Nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern in allen erdenklichen Superlativen Danke sagen. Sie haben mir mein Studium durch ihre finanzielle Unterstützung nicht nur ermöglicht, sondern motivierten mich darüber hinaus, wann immer es nötig war. Widmen möchte ich diese Diplomarbeit meiner Freundin Sophie und meiner bald zweijährigen Tochter Hannah, die mir jeden Tag aufs Neue zeigen mussten, dass das Leben nicht nur aus Arbeit besteht.

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig verfasst habe und versichere darüber hinaus, dass zu dessen Anfertigung ausschließlich die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet wurden.

Ferner bestätige ich, dass diese Arbeit an keiner anderen Hochschule eingereicht wurde.

Potsdam, 14. Dezember 2009

(Daniel Klaus)