

Numerische Simulation des Einflusses künstlicher Seesalz-Emissionen auf Stratocumulusbewölkung im Südostpazifik

Diplomarbeit im Fach Meteorologie
von

Tobias Schad

November 2012



INSTITUT FÜR METEOROLOGIE UND KLIMAFORSCHUNG
KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE (KIT)

Referent:

Prof. Dr. Christoph Kottmeier

Korreferent:

Prof. Dr. Thomas Leisner

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Grundlagen | 4 |
| 2.1 | Das dynamische Klimasystem | 4 |
| 2.1.1 | Die Energiebilanz der Atmosphäre | 4 |
| 2.1.2 | Aerosole und ihre Rolle im Klima | 6 |
| 2.2 | Wolkenmikrophysik | 10 |
| 2.2.1 | Gleichgewicht über einem Lösungstropfen | 11 |
| 2.2.2 | Berechnung der Anzahl aktivierter Partikel | 14 |
| 2.3 | Climate-Engineering | 18 |
| 2.3.1 | Stabilisierung der globalen Temperatur durch kontrollierte Erhöhung der Albedo niedriger maritimer Wolken | 20 |
| 2.4 | Klimatische Bedingungen im Südostpazifik | 23 |
| 2.5 | VOCALS-Rex | 27 |
| 3 | Das Modellsystem COSMO-ART | 28 |
| 3.1 | Behandlung von Aerosolen in COSMO-ART | 29 |
| 3.1.1 | Größenverteilung von Anzahl- und Massendichte | 30 |
| 3.1.2 | Aerosoldynamik | 32 |
| 3.1.3 | Seesalz Emissionen | 33 |
| 3.2 | Wolkenmikrophysik | 35 |
| 3.2.1 | Berechnung der Wolkenkondensationskeime | 38 |
| 3.2.2 | Aktivierungsrate | 39 |
| 4 | Einfluss künstlicher Seesalzemissionen | 41 |
| 4.1 | Modellsetup | 41 |
| 4.2 | Vergleich mit VOCALS-Rex | 44 |
| 4.2.1 | COSMO | 44 |
| 4.2.2 | COSMO-ART | 53 |
| 4.3 | Climate-Engineering | 63 |
| 4.3.1 | Empfindlichkeit der Wolkentropfenanzahl auf künstliche Impfung | 75 |
| 5 | Zusammenfassung | 78 |
| 6 | Literaturverzeichnis | 80 |

1 Einleitung

Besucht man den Solfatara, der zu den phlegräischen Feldern in Pozzuoli westlich von Neapel gehört, so zeigt der Touristenführer den Touristen ein kleines Experiment. Er stellt sich vor eine Öffnung, aus der neben vulkanischen Gasen auch Wasserdampf austritt. Dieser ist allerdings äußerst schwach, fast gar nicht erkennbar. Hatte man sich zunächst noch gewundert, wieso der Touristenführer eine Zeitung bei sich hat, so bekommt man schnell eine Antwort. Er zündet diese nämlich an, hält sie neben die Öffnung und auf einmal scheint es so, als würden enorme Wolken aus der Öffnung strömen. Und tatsächlich, es ist nicht der Rauch der verbrennenden Zeitung den man sieht, sondern es sind kleinste Wassertropfen, die man als Wolken wahrnimmt. Was der Touristenführer einem dann auch noch versichert.

Mag dieser zunächst verblüffende Effekt in Pozzuoli nur eine nette Show für Touristen sein, so wird der gleiche Effekt auf globaler Skala plötzlich zu einer Möglichkeit den globalen Klimawandel entgegenzuwirken oder zumindest zu dämpfen. Das Stichwort lautet Climate-Engineering, also das absichtliche Eingreifen in das Klimasystem der Erde. Die verschiedenen Techniken haben unterschiedliche Ansatzpunkte, die entweder direkt auf der Erde stattfinden oder im Weltall. Man kann zwischen mehreren Vorschlägen unterscheiden.

Ein Hauptansatz ist das Eingreifen in den Bereich der kurzwelligen Strahlung. Zuerst seien kurz die Vorschläge zur Änderung der Albedo von Oberflächen genannt, wobei hier das verfolgte Ziel ist die Albedo zu erhöhen. Man kann unterscheiden zwischen Vorschlägen, die sich mit dem Aufhellen von menschlichen Siedlungen (z.B. das Weißen von Hausdächern), dem Anbau von reflektiveren Feldfrucht- und Grünlandsorten, der Veränderung der Albedo des Ozeans (Ausbringen von schwimmenden, hellen Kissen auf die Meeresoberfläche) oder dem Aufstellen von Reflektoren in Wüstengebieten beschäftigen. Andere Methoden beschäftigen sich mit der Abscheidung und Speicherung von CO_2 (Herzog und Golomb, 2004). Methoden auf Basis von Biokohle und Biomasse (hierbei ist es das Ziel den Kohlenstoff in den Pflanzen selbst oder den daraus hergestellten Produkten zu speichern), marine Climate-Engineering Methoden (der Ozean als eine Senke für CO_2) (Lampitt et al., 2008) und Methoden, die sich mit der Nutzung der Prozesse bei der Verwitterung beschäftigen (CO_2 durch natürliche Verwitterung aus der Atmosphäre entfernen) (Schuiling und Krijgsman, 2006).

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Technik behandelt, die sich auf den Einfluss von Aerosolen auf die Mikrophysik von Wolken stützt und damit in die Methode der Änderung der Albedo einzuordnen ist. Diese Interaktion von Aerosolen mit Wolken wird oft auch als Twomey-Effekt und der Einfluss auf das Klima auch als erster indirekter Aerosoleffekt bezeichnet (Twomey, 1977). Prominente Beispiele dieses Effekts sind die sogenannten „Ship Tracks“, bei denen die Partikel der Schiffsabgase zu einer Änderung der optischen Dicke von Wolken führen (Coakley et al., 1987; Peters et al., 2011). Mag die Auswirkung der Schiffsabgase auf die Eigenschaft von Wolken noch unbeabsichtigter Natur sein, so möchte man

durch Einbringen von künstlichen Seesalzpartikeln diesen Effekt absichtlich hervorrufen.

Eine Erhöhung der flächigen Bedeckung von 4 % (Randall und Coakley, 1984) oder ein Anstieg der Wolkenalbedo um 0,06 (Latham et al., 2008) mariner Stratocumulusbewölkung soll die globale Erwärmung durch die Verdopplung von CO_2 aufheben können. Die Wolkenalbedo A_c ist dabei eine nichtlineare Funktion der Wolkentropfenanzahl N_c und des vertikal integrierten Flüssigwassergehalts. Da Aerosole als Wolkenkondensationkeime dienen, kann die Modifikation dieser zu einer Änderung in der Wolkenmikrophysik und -dynamik führen. Die räumliche Ausdehnung und die Lebenszeit einer Wolke wird unter anderem durch ihre Niederschlagseffizienz bestimmt und diese durch die Größe der Wolkentropfen. Änderungen in der Wolkenmikrophysik und -dynamik bestimmen dann auch Änderungen in der Wolkenalbedo, die räumliche Ausdehnung und die Lebenszeit der Wolken. Daher besteht die Möglichkeit, dass zusätzliche Wolkenkondensationkeime, etwa durch künstliche Seesalzpartikel, einen Einfluss auf Strahlungsbilanz der Erde haben.

Globale Simulationen zeigen, dass es auf der Erde drei Gebiete gibt, die sich für das Climate-Engineering mit Hilfe von künstlichen Seesalzemissionen besonders eignen - die Westküsten Süd- und Nordamerikas, sowie die südwestliche Küste Afrikas (Jones et al., 2009; Partanen et al., 2012). Alle Gebiete haben eine persistente Stratocumulusdecke gemeinsam, welche besonders sensibel auf das sogenannte „Aufhellen“ von Wolken durch zusätzliche Aerosolpartikel reagiert.

Auch wenn zur Zeit Experimente zur Quantifizierung des Effektes durch gezieltes Impfen von Stratocumulusdecken nur auf dem Papier stehen (Latham et al., 2012), so lässt sich der Effekt des gezielten Impfens auch in numerischen Modellen quantifizieren. Dies wird in dieser Arbeit für das Gebiet des Südostpazifik behandelt.

Die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Aerosolen und Wolken geschieht meist nur durch zwei Arten von Modellen. Auf der einen Seite geschieht dies durch hochaufgelöste Modelle mit einer komplexen Beschreibung der Mikrophysik, um den Einfluss des Aerosols auf einen bestimmten Typ Wolke zu untersuchen. Um den Rechenaufwand möglichst klein zu halten wird hier allerdings das Simulationsgebiet möglichst klein gehalten Stevens und Seifert (2008). Auf der anderen Seite stehen die globalen Zirkulationsmodelle, die eine große räumliche und zeitliche Auflösung besitzen. Aus diesem Grund werden effiziente Parametrisierungen zur Beschreibung einiger Prozesse verwendet. Allerdings kann dadurch die Wechselwirkung zwischen Wolken und Aerosolen nicht mehr aufwendig beschrieben werden (Roelofs et al., 2006).

Kleinstskalige Modelle beschränken sich also nur auf ein relativ kleines Gebiet. Globale Modelle können die Komplexität der Wechselwirkung zwischen Aerosolen und Wolken nicht auflösen. Regionale Modelle hingegen bilden das Bindeglied zwischen den beiden zuvor genannten Modellarten und können somit die Lücke zwischen den beiden Herangehensweisen schließen.

Mit COSMO-ART existiert ein derartiges Werkzeug, um die Auswirkungen von künstlich eingebrachten Seesalzpartikeln auf regionaler Skala zu untersuchen. Hierfür wurden Modellsimulationen mit Hilfe von COSMO-ART durchgeführt, wobei der Einfluss künstlich eingebrachter Seesalzpartikel ausgewertet

wird. Erste Ergebnisse des Modells ohne simuliertem Climate-Engineering werden mit Hilfe von Beobachtungen von VOCALS-Rex, einer Messkampagne die im Südostpazifik stattgefunden hat (Wood et al., 2010), evaluiert. Die Daten wurden bereit gestellt durch NCAR/EOL unter der Patenschaft der National Science Foundation¹.

Im ersten Teil der Arbeit werden die Grundlagen der Theorie dargestellt. Weiter wird im zweiten Teil das Modellsystem COSMO-ART vorgestellt und dessen Behandlung natürlicher Seesalzemissionen. Die Parametrisierung der künstlich eingebrachten Seesalzemissionen des Climate-Engineerings wird im dritten Teil, dem Ergebnisteil erläutert. In diesem Teil werden auch erste Ergebnisse des Modellsystems mit VOCALS-REx verglichen. Dabei stellte sich eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen heraus. Anschließend werden die Climate-Engineering-Läufe ausgewertet und eine Empfindlichkeit β eingeführt, um den Einfluss der künstlichen Impfung der Wolken zu untersuchen. Hierbei stellt sich heraus, dass nicht alle Wolken für eine Impfung geeignet sind.

¹<http://data.eol.ucar.edu/>, VOCALS-Rex Felddatenkatalog: <http://catalog.eol.ucar.edu/vocals/>

2 Grundlagen

2.1 Das dynamische Klimasystem

2.1.1 Die Energiebilanz der Atmosphäre

Im mittleren Abstand der Erde zur Sonne beträgt die solare Einstrahlung $S_0 = 1368 \text{ Wm}^{-2}$ (S_0 = Solarkonstante). Die am Oberrand der Atmosphäre zeitlich und räumlich gemittelte Strahlungsflussdichte beträgt 342 Wm^{-2} . Beim Durchlaufen der Atmosphäre wird die kurzwellige Strahlung durch einige Prozesse stark beeinflusst. In der Stratosphäre werden etwa zwei Prozent durch Ozon, etwa 17 % werden in der Troposphäre durch Aerosole und Wolken, weitere 51 % werden von der Erdoberfläche absorbiert und etwa 30 % der kurzwelligen Strahlung kehrt durch Streuung und Reflexion wieder zurück in das Weltall. Das Verhältnis von einfallender und ausfallender kurzwelliger Strahlung beträgt im Mittel 30 % und wird als planetare Albedo A bezeichnet:

$$A = \frac{L \uparrow}{L \downarrow}, \quad [2.1]$$

wobei $L \uparrow$ für die aufwärts gerichtete kurzwellige Strahlung und $L \downarrow$ für die einfallende kurzwellige Strahlung steht.

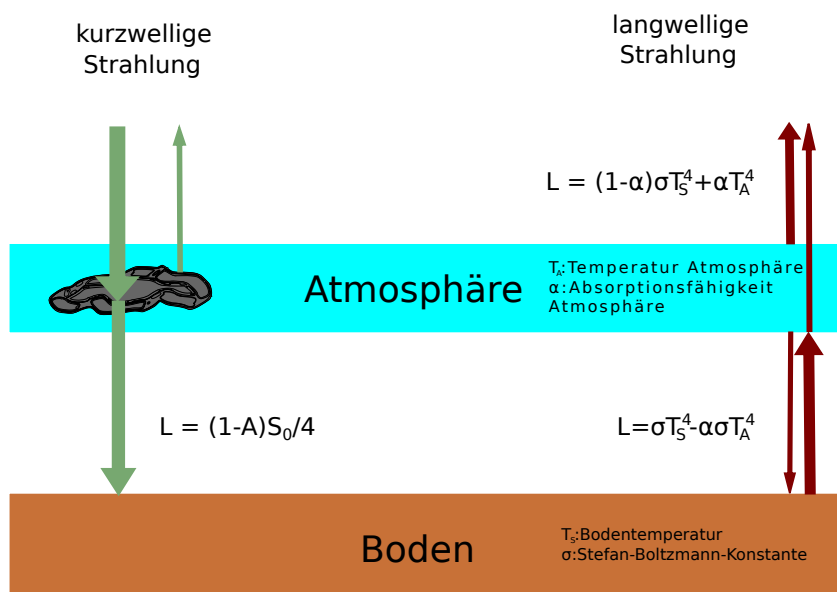


Abb. 2.1: Vereinfachte Bilanz der kurzwelligen und langwelligen Strahlung (nach Feichter und Leisner, 2009).

70 % der einfallenden kurzwelliger Strahlung werden vom System Atmosphäre-Erdoberfläche absorbiert, in fühlbare und latente Wärme überführt und wiederum als langwellige Strahlung ausgestrahlt. Diese wird zu einem gewissen Prozentsatz α wieder von Wasserdampf und anderen Treibhausgasen in der Atmosphäre absorbiert. Jene Absorber emittieren, entsprechend dem Stefan-Boltzmann-Gesetz, wiederum langwellige Strahlung in das Weltall und auf die Erdoberfläche zurück. Dies führt, im Vergleich zu einer für Infrarotstrahlung durchlässigen Atmosphäre, zu einer erhöhten Oberflächentemperatur - der natürlichen Treibhauseffekt.

Über ein einfaches konzeptionelles Modell lässt sich die Oberflächentemperatur der Erde als Funktion der Solarkonstante S_0 , der Albedo A und der Absorptionsfähigkeit α im langwelligen Strahlungsbereich bestimmen (Abb. 2.1). Um auf die gesuchte Oberflächentemperatur zu kommen, wird der Fluss einfallender kurzwelliger Strahlung L mit der langwelligen Bilanz an Erdoberfläche und am oberen Rand der Atmosphäre gleichgesetzt. Hierbei kann man die Temperatur der Atmosphäre T_A eliminieren und man erhält eine Gleichung für die Gleichgewichtstemperatur an der Oberfläche T_G durch

$$T_G = \sqrt[4]{\frac{S_0(1-A)}{2\sigma(2-\alpha)}}, \quad [2.2]$$

wobei σ für die Stefan-Boltzmann-Konstante steht. Wie man an Gleichung 2.2 erkennen kann, erhöht sich die Oberflächentemperatur, wenn sich die Solarkonstante S_0 oder die Absorptionsfähigkeit im langwelligen Strahlungsbereich α erhöht. Andererseits sinkt die Oberflächentemperatur bei einer Erhöhung der Albedo A .

Offensichtlich ist diese Überlegung sehr einfach gehalten und vernachlässigt wichtige physikalische und dynamische Prozesse der Atmosphäre, wie den vertikalen Temperaturgradienten, die Wellenlängenabhängigkeit von α und den Fluss latenter Wärme durch Wasserdampf. Dennoch ergibt sich eine relativ gute Abschätzung der Oberflächentemperatur für realistische Werte von $\alpha \approx 0.8$ (Feichter und Leisner, 2009):

$$T_G = \dots \approx 288\text{K}. \quad [2.3]$$

Es sei noch einmal erwähnt, dass man mit einer Änderung der Variablen S_0 , A und α eine Änderung der Oberflächentemperatur hervorrufen kann (vgl. Gl 2.2). Genau an diesem Punkt setzt das sogenannte Climate-Engineering an. Der durch Freisetzung von Treibhausgasen verursachte anthropogene Klimawandel soll durch gezieltes Entgegensteuern verhindert oder zumindest vermindert werden ("Buy some time"). Dies soll durch gezieltes Manipulieren der drei oben genannten Variablen geschehen. In den nachfolgenden Kapiteln, besonders in Kapitel 2.3, wird genauer auf diese Methoden eingegangen.

2.1.2 Aerosole und ihre Rolle im Klima

Ein Aerosol ist ein Gemisch aus feinen, festen oder flüssigen Partikeln in einem Gas. Dabei reicht ihre Spannweite von wenigen Nanometern (~ 10 nm) bis mehreren Mikrometern (~ 20 μ m) Durchmesser. Je nach ihrem Ursprung unterteilt man sie in primäres Aerosol, welche direkt als Partikel emittiert werden (z.B. Seesalz) und sekundäres Aerosol, welches erst durch chemische Reaktionen in der Atmosphäre gebildet wird (z.B. Schwefelsäuretröpfchen). Aerosole in einem Größenbereich um mehrere hundert Nanometer haben in der Atmosphäre die größte Lebensdauer, da größere Partikel relativ schnell durch den Einfluss der Schwerkraft sedimentieren und kleinere Partikel dagegen relativ schnell durch Koagulation und Kondensation anwachsen. Die erstgenannten Partikel, in der sogenannten Akkumulationsmode, haben meist eine komplexe chemische Zusammensetzung und sammeln sich in der Atmosphäre an. Diese werden hauptsächlich durch trockene und nasse Deposition aus der Atmosphäre entfernt. Die durchschnittliche Lebenszeit von Aerosolen reicht von mehreren Tagen für Partikel in der Troposphäre bis zu einem Jahr für Partikel in der Stratosphäre.

Die Partikelanzahldichte ist dabei sehr variabel. Sie reicht von ungefähr 10^6 cm^{-3} in urbanen Umgebungen, über 10^3 cm^{-3} in ländlichen Gegenden bis zu 10^2 cm^{-3} in maritimen Gebieten. Frisch aus der Gasphase nukleierte Aerosolpartikel dominieren zwar anhand ihrer Anzahl, aber je nach Vergangeheit des Luftpakets kann die Verteilung der Aerosolmassendichte von unterschiedlich großen Aerosolpartikeln gekennzeichnet sein. Trotz ihrer großen Anzahl haben Aerosole einen eher geringeren Massenanteil in der Luft, der meist unter einem ppb (part per billion) bleibt. Anders als es zum Beispiel bei wichtigen Klimagasen der Fall ist, dennoch haben sie wahrscheinlich einen profunden Einfluss auf unser Klima (Feichter und Leisner, 2009).

Aerosole beeinflussen das Klima direkt, durch Streuung und Absorption solarer Strahlung, sowie indirekt, durch ihre Rolle als Wolkenkondensationskeime (engl. „cloud condensation nuclei“, CCN). Der direkte Einfluss der Aerosolpartikel an einem gewissen Ort und zu einer gewissen Zeit hängt dabei vom Maß der Strahlung ab, die zurück in den Weltraum gestreut wird. Dies hängt allerdings wiederum von der Größe, der Menge und optischen Eigenschaften der Partikel und dem Sonnenstand ab.

Die Partikel können Strahlung sowohl absorbieren als auch streuen. Wenn Partikel immer mehr eine absorbierende Wirkung im Vergleich zu ihrer streuenden Eigenschaft haben, wird ein Punkt erreicht an dem in Abhängigkeit ihrer Größe und der Albedo der darunterliegenden Oberfläche, der mittlere Effekt der Partikel von einer kühlenden zu einer erwärmenden Wirkung wechselt (Seinfeld und Pandis, 2006).

Den direkten Einfluss von Aerosolpartikeln auf die Strahlung kann man oft schon mit dem bloßem Auge erkennen, wenn das Sonnenlicht von Dunst reflektiert wird, der am besten zu sehen ist, wenn man von oben auf den Dunstschleier blickt. Diese Rückstreuung führt zu einer verringerten solaren Einstrahlung auf die Erdoberfläche. Dabei ist das durch Aerosole aufwärts reflektierte Licht nahezu proportional zur gesamten Massensäule an Partikeln (Seinfeld und Pandis, 2006).

Der indirekte Effekt der Aerosole auf die Strahlung ist nicht mehr so einfach zu bemessen, da er durch eine Verkettung von Prozessen verursacht wird. Diese Verkettung verknüpft die Aerosolkonzentration mit

Wolkenkondensationskeimen, die Konzentration von Wolkenkondensationskeimen ist verknüpft mit der Anzahlkonzentration von Wolkentropfen (damit indirekt mit ihrer Größe) und diese ist wieder verknüpft mit der Wolkenalbedo und der Lebenszeit von Wolken (Twomey, 1977; Albrecht, 1989). Es wurde beobachtet, dass Änderungen in der Anzahlkonzentration von Aerosolpartikeln zu einer Änderung in der Zusammensetzung und Größe von Wolkentropfen führt, von denen erwartet wird, dass sie die Wolkenalbedo, die flächige Ausdehnung, sowie die Lebenszeit von Wolken ändern (Albrecht, 1989). Durch eine veränderte Aerosolkonzentration können weitere Modifikationen in meteorologischen Feldern und Größen auftreten, wie zum Beispiel Änderungen beim Niederschlag (Levin und Cotton, 2009).

Wolken spielen eine wichtige Rolle im Klimasystem der Erde. Ohne ihre Wechselwirkung mit der kurz- und langwelligen Strahlung würde das Klima auf der Erde komplett anders aussehen. Allerdings kann man nicht ohne weiteres generell sagen, dass Wolken einen kühlenden oder erwärmenden Einfluss auf das Klima haben. Dies ist abhängig vom Typ der Wolke. So haben hohe Cirrus-Wolken einen eher erwärmenden Charakter, wohingegen tiefe Stratocumulus eher einen abkühlenden Charakter aufweisen (Arking, 1991).

Während des „Earth Radiation Budget Experiment (ERBE)“ wurde eine Netto-Abkühlung durch Wolken nachgewiesen (Ramanathan et al., 1989). Wobei der Betrag des kurzwelligeren Antriebs durch Wolken, welcher die planetare Albedo modifiziert, entsprechend über dem langwelligen Antrieb durch Wolken, welcher aus dem Treibhauseffekt von Wolken resultiert, lag. Ohne Wolken wäre die Albedo der Erde nur halb so groß (Ramanathan et al., 1989) und wie in Gleichung 2.2 gezeigt wurde hat die globale Albedo einen wesentlichen Einfluss auf die Temperatur der Oberfläche.

Wolken werden durch Aerosole modifiziert, wodurch Aerosole auch auf indirekte Weise einen Einfluss auf Strahlung haben. Durch eine Erhöhung der Aerosolpartikelanzahl und der damit verfügbaren Wolkenkondensationskeimen wird, in Folge einer höheren Wolkentropfenanzahl, Strahlung vermehrt innerhalb der Wolke gestreut. Dadurch erhöht sich die Wolkenalbedo. Der Einfluss von Aerosolpartikel auf die Wolkenalbedo wird oft als Twomey-Effekt bezeichnet. Der resultierende kühlende Einfluss auf das Klima als erster indirekter Aerosoleffekt betrachtet. Die Aktivierung von Aerosolen zu Wolkenkondensationskeimen wird in Kapitel 2.2.2 behandelt.

Nimmt man eine räumlich homogene Wolke mit der geometrischen Dicke h und einer Tropfenanzahlverteilung $n(r)$ in Abhängigkeit vom Tropfenradius r an, so ist der Extinktionskoeffizient der Strahlung einer Wolke bei einer bestimmten Wellenlänge gegeben als (Seinfeld und Pandis, 2006):

$$b_{ext} = \int_0^{r_{max}} \pi r^2 Q_{ext} n(r) dr, \quad [2.4]$$

mit der Extinktionseffizienz Q_{ext} . Die optische Dicke einer Wolke τ_c berechnet sich mit

$$\tau_c = b_{ext} h. \quad [2.5]$$

Nimmt man nun eine monodisperse Größenverteilung der Wolkentropfen an, so erhält man mit der Anzahlkonzentration von Wolkentropfen N_c und dem Radius r :

$$\tau_c = hN_c\pi r^2 Q_{ext}. \quad [2.6]$$

Für typische Wolkentropfen (mit $r \approx 10\mu m$) kann man für $Q_{ext} \approx 2$ annehmen (Seinfeld und Pandis, 2006). Daher wird aus 2.6

$$\tau_c \approx 2hN_c\pi r^2. \quad [2.7]$$

Der Flüssigwassergehalt q_t ist gegeben durch

$$q_t = 4/3\pi r^3 N_c \rho_w, \quad [2.8]$$

mit der Dichte ρ_w von Wasser. Eingesetzt in 2.7 folgt daraus

$$\tau_c = \frac{3q_t h}{2r\rho_w}. \quad [2.9]$$

Also hängt die optische Dicke vom Flüssigwassergehalt der Wolke, ihrer Dicke und dem Radius der Wolkentropfen ab. Das Ergebnis lässt sich durch Einführen eines effektiven Radius r_c auch für Wolken mit einer polydispersen Tropfenverteilung verallgemeinern.

Die optische Dicke kann aber auch in Abhängigkeit der Anzahlkonzentration der Wolkentropfen dargestellt werden, da $r_c = (3q_t/4\pi N_c \rho_w)^{1/3}$ ist und man erhält für τ_c

$$\tau_c = h \left(\frac{9\pi q_t^2 N_c}{2\rho_w^2} \right)^{1/3}. \quad [2.10]$$

Also $\tau_c \propto h q_t^{2/3} N_c^{1/3}$. Für eine Wolke mit $h = q_T = \text{konst.}$ ist die optische Dicke proportional zu $N_c^{1/3}$. Da N_c über die Anzahlkonzentration aktivierter Aerosole bestimmt wird, hängt τ_c von den Aerosolpartikeln, die während der Wolkenbildung vorhanden sind, ab.

Nun muss man noch die optische Dicke in Verbindung mit der Wolkenalbedo A_c bringen. Diese ist in Seinfeld und Pandis (2006) angegeben als

$$A_c = \frac{\tau_c}{\tau_c + 7.7}. \quad [2.11]$$

In Abbildung 2.2 ist diese Beziehung graphisch dargestellt und zeigt, dass $A_c \rightarrow 0$, wenn $\tau_c \rightarrow 0$. Andernfalls bei sehr großen Werten von τ_c , $A_c \rightarrow 1$.

Auf der anderen Seite möchte man eine Beziehung herstellen, wie die Wolkenalbedo A_c auf eine Änderung der Wolkentropfenanzahl N_c reagiert $\rightarrow dA_c/dN_c$. A_c sei eine Funktion von N_c , q_t und h , so kann das Differential geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \frac{dA_c}{dN_c} &= \frac{dA_c}{d\tau_c} \frac{d\tau_c}{dN_c} \\ &= \frac{dA_c}{d\tau_c} \left(\frac{\partial \tau_c}{\partial h} \frac{dh}{dN_c} + \frac{\partial \tau_c}{\partial q_t} \frac{dq_t}{dN_c} + \frac{\partial \tau_c}{\partial N_c} \right). \end{aligned} \quad [2.12]$$

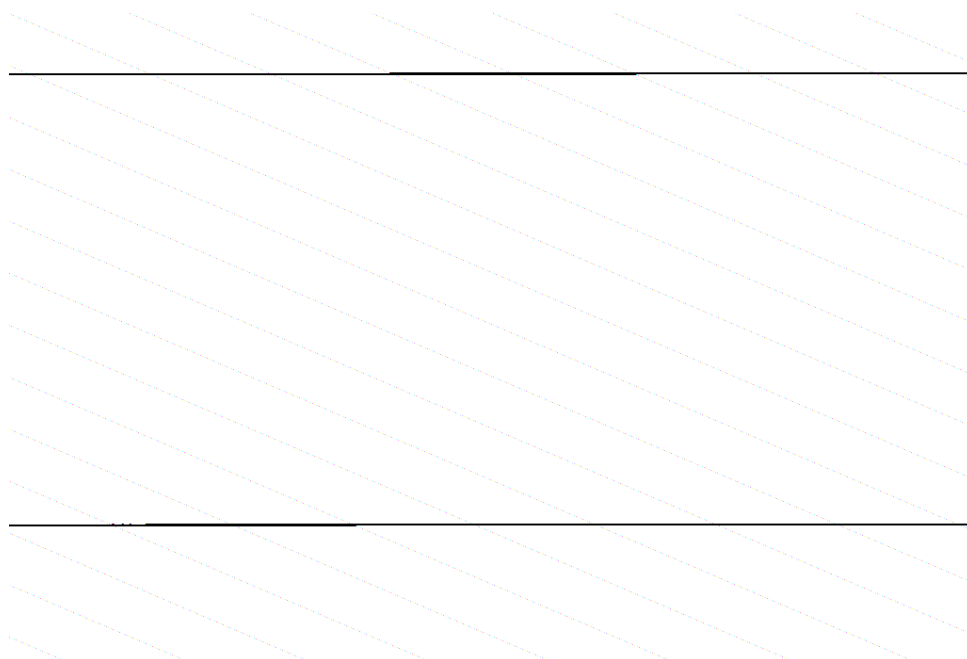


Abb. 2.2: Wolkenalbedo als Funktion der optischen Dicke einer Wolke. Nach Seinfeld und Pandis (2006)

Es wird allgemein angenommen, dass es keine Abhängigkeit des Flüssigwassergehalts q_t von N_c gibt, woraus folgt, dass $dq_t/dN_c = 0$ ist. Genauso wird angenommen, dass die Wolkendicke h nicht von N_c abhängt, wodurch ebenfalls $dh/dN_c = 0$ ist (Seinfeld und Pandis, 2006). Daraus folgt aus 2.12:

$$\begin{aligned}
 \frac{dA_c}{dN_c} &= \frac{dA_c}{d\tau_c} \frac{\partial \tau_c}{\partial N_c} \\
 &= \left(\frac{A_c}{\tau_c} (1 - A_c) \right) \left(\frac{\tau_c}{3N_c} \right) \\
 &= \frac{A_c (1 - A_c)}{3N_c}.
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

Twomey (1991) bezeichnet den Term dA_c/dN_c , bei konstantem Flüssigwassergehalt, als Störempfindlichkeit, also ein Maß für die Sensitivität der Wolkenalbedo auf Änderungen in der Mikrophysik. Da die Störempfindlichkeit umgekehrt proportional zu N_c ist, ist sie besonders hoch, wenn N_c , so wie in maritimen Wolken, gering ist (vgl. Abb. 2.3). Umgekehrt ist die Störempfindlichkeit gering bei Wolken mit hohen N_c .

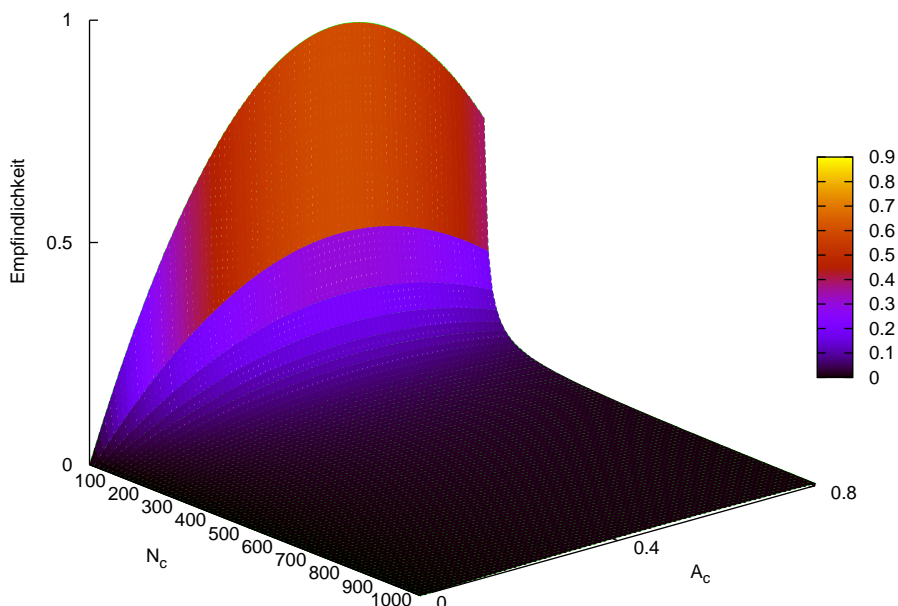


Abb. 2.3: Empfindlichkeit von dA_c/dN_c für verschiedene Bedingungen. Die vertikale Einheit ist % Rückstreuung pro zusätzlichem Tropfen cm^{-3} . Berechnet nach Gleichung 2.13.

2.2 Wolkenmikrophysik

Wolken spielen eine nicht zu vernachlässigende Rolle sowohl auf der Zeitskala des Wetters, als auch auf der Zeitskala des Klimas. So beeinflussen Wolken etwa den Strahlungshaushalt der Erde, denn Wolken reflektieren kurzwellige Strahlung zurück in den Weltraum oder legen sich wie eine Decke in der untersten Schicht der Atmosphäre über die Erdoberfläche und verhindern dadurch die Ausstrahlung langwelliger Strahlung, die von der Erde ausgestrahlt wird. Man kann diesen Effekt leicht nachvollziehen: im Schatten einer Wolke wird es an heißen Sommertagen merklich kühler, als in der direkten Sonne und klare Nächte sind kühler, als Nächte mit einer dichten Wolkendecke.

Aber dies sind nicht die einzigen Effekte die Wolken auf das System Erde-Atmosphäre haben. Wolken bringen Wasser aus der Atmosphäre in Form von Niederschlag aller Art zurück auf die Erdoberfläche, wo zuvor das Wasser verdunstet ist. Damit spielen sie eine wichtige Rolle im hydrologischen Kreislauf. Wolken waschen durch nasse Deposition gasförmiges und partikelförmiges Material aus der Atmosphäre aus und bringen diese zurück auf die Erdoberfläche. Weiter stellen Wolken ein Medium für chemische Reaktionen der Nassphase und die Produktion sekundärer Partikel dar. Sie bestimmen in der Atmosphäre maßgeblich den vertikalen Transport von Spurenstoffen, durch Auf- und Abwinde in konvektiven Wolken, mit und spielen daher eine große Rolle in der vertikalen Verteilung von Spurenstoffen in der Atmosphäre. Trotzdem stellen Wolken immer noch eine der am wenigsten verstandenen Komponenten in der Atmosphäre dar (Seinfeld und Pandis, 2006).

Eine Wolke ist ein polydisperses System aus verschiedenen großen Wolkenpartikeln. Wolkenluft ist dabei ein Gemisch aus trockener Luft, Wasserdampf, Hydrometeoren und Aerosolpartikeln. Vor allem ist hier Wasser hervorzuheben, da es in allen drei Aggregatzuständen auftreten kann und es dabei zu Phasen-

übergängen kommt. So kann durch Kondensation der Übergang von der gasförmigen Phase in die flüssige Phase erfolgen, oder umgekehrt durch Verdunstung der Übergang von flüssig zu gasförmig. Hierbei spielt der Sättigungsdampfdruck p_{wd}^0 eine große Rolle². Weiter wird man sehen, dass es in einer reinen Atmosphäre keine Wolkenbildung geben könnte. Ohne Aerosolpartikel würde man eine Sättigung³ weit über 100 % benötigen, damit die homogene Nukleation einsetzen könnte, ein Wert der in der Atmosphäre nie erreicht wird (Pruppacher und Klett, 1997; Seinfeld und Pandis, 2006). Es muss also einen weiteren Aspekt bzw. Prozess geben, der zur Wolkenbildung führt - die heterogene Nukleation durch Wolkenkondensationskeime.

2.2.1 Gleichgewicht über einem Lösungstropfen

Der Sättigungsdampfdruck über einer gekrümmten Oberfläche wird durch die Kelvin-Gleichung beschrieben (Pruppacher und Klett, 1997; Seinfeld und Pandis, 2006):

$$\frac{p_{wd}(D)}{p_{wd}} = \exp\left(\frac{4M_w\sigma_{v,w}}{RT\rho_w D}\right). \quad [2.14]$$

Hierbei ist p_{wd} der Sättigungsdampfdruck, D der Durchmesser des Tropfens, M_w die molare Masse von Wasser, ρ_w die Dichte von Wasser, $\sigma_{v,w}$ die Oberflächenspannung, R die universelle Gaskonstante und T die Temperatur.

Der Einfluss von löslichen Stoffen wird durch das Gesetz von Raoult (Pruppacher und Klett, 1997; Seinfeld und Pandis, 2006) beschrieben:

$$p_s^0 = x_w p_{wd}, \quad [2.15]$$

Mit dem Partialdruck p_s^0 von Wasserdampf über der Lösung und dem Molenbruch von Flüssigwasser x_w . Da in der Atmosphäre Tropfen so gut wie immer gelöste Stoffe enthalten, ist es notwendig die Kelvin-Gleichung (Gl. 2.14) und das Gesetz von Raoult (Gl. 2.15) zu verknüpfen. Daher setzt man das Resultat für den Wasserdampfdruck über einer flachen Lösung aus Gleichung 2.15 in die Gleichung 2.14 ein:

$$\frac{p_{wd}(D)}{p_{wd}x_w} = \exp\left(\frac{4M_w\sigma_{v,w}}{RT\rho_w D}\right). \quad [2.16]$$

Das Volumen des Tropfens lässt sich durch folgenden Ausdruck beschreiben:

$$\frac{1}{6}\pi D^3 = n_w \hat{v}_w + n_s \hat{v}_s. \quad [2.17]$$

Die Anzahl der Mole wird durch n_x beschrieben, das molare Volumen durch \hat{v}_x , mit $x = w, s$. Der Index w steht hier für Wasser und der Index s für den gelösten Stoff. Der Molenbruch x_w lässt sich folgendermaßen ausdrücken:

$$x_w = \frac{n_w}{n_w + n_s}. \quad [2.18]$$

²Wird im folgendem Kapitel 2.2.1 noch genauer behandelt

³Als Sättigung S wird das Verhältnis von Dampfdruck p_{wd} zu Sättigungsdampfdruck p_{wd}^0 bezeichnet ($S = \frac{p_{wd}}{p_{wd}^0}$)

Daraus folgt dann mit Gleichung 2.17:

$$\frac{1}{x_w} = 1 + \frac{n_s}{n_w} = 1 + \frac{n_s \hat{v}_w}{\frac{\pi}{6} D^3 - n_s \hat{v}_s}. \quad [2.19]$$

Setzt man dies nun in Gleichung 2.16 ein, so folgt:

$$\ln \left(\frac{p_{wd}(D)}{p_{wd}} \right) = \frac{4\hat{v}_w \sigma_w}{RTD} - \left(1 + \frac{n_s \hat{v}_w}{\frac{\pi}{6} D^3 - n_s \hat{v}_s} \right). \quad [2.20]$$

Berücksichtigt man nun, dass das Volumen des gelösten Stoffes weitaus geringer ist, als das des Tropfens, also $n_s \hat{v}_s \ll \pi/6 D^3$ und das $\hat{v}_w = M_w/\rho_w$ ist, folgt daraus:

$$\ln \left(\frac{p_{wd}(D)}{p_{wd}} \right) = \frac{4M_w \sigma_w}{RT \rho_w D} - \ln \left(1 + \frac{6n_s \hat{v}_w}{\pi D^3} \right). \quad [2.21]$$

Da $6n_s \hat{v}_w/\pi D^3$, für $D \rightarrow \infty$, gegen 0 strebt, folgt mit der Beziehung $\ln(1+x) \approx x$ für $x \rightarrow 0$:

$$\ln \left(\frac{p_{wd}(D)}{p_{wd}} \right) = \frac{4M_w \sigma_w}{RT \rho_w D} - \frac{6n_s M_w}{\pi \rho_w D^3}. \quad [2.22]$$

Diese Gleichung ist auch als Köhler-Gleichung bekannt. Die Gleichung 2.22 kann man noch weiter zusammenfassen zu:

$$\ln \left(\frac{p_{wd}(D)}{p_{wd}} \right) = \frac{A}{D} - \frac{B}{D^3}, \quad [2.23]$$

$$\text{mit } A = \frac{4M_w \sigma_w}{RT \rho_w} \quad \text{und} \quad B = \frac{6n_s M_w}{\pi \rho_w}. \quad [2.24]$$

Die Köhler-Gleichung zeigt zwei Aspekte. Einmal den Kelvin-Effekt, der dazu tendiert den Gleichgewichtswasserdampfdruck zu erhöhen und den Raoult-Effekt, der das Gegenteil bewirkt. Die Sättigung ist definiert als $S = \frac{p_{wd}}{p_{wd}^0}$. Da bei den Betrachtungen meist $S > 1$, ist es praktikabler die Übersättigung s einzuführen, die als $s = S - 1$ definiert ist. Die Abbildung 2.4 zeigt die Köhlerkurve für ein Lösungstropfen mit Natriumchlorid NaCl als Lösungsanteil.

Für verschieden große trockene Durchmesser des gelösten NaCl-Partikels ergibt sich ein ähnlicher Verlauf (vgl. Abb. 2.5). Gleiches gilt auch für andere Lösungstoffe als NaCl.

Die Köhlerkurve weist bei einem kritischen Durchmesser D_c ein Maximum auf. Dieser lässt sich aus Gleichung 2.23 berechnen zu

$$D_c = \left(\frac{3B}{A} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad [2.25]$$

Hierbei lässt sich auch die kritische Übersättigung S_c einführen:

$$\ln S_c = \left(\frac{4A^3}{27B} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad [2.26]$$

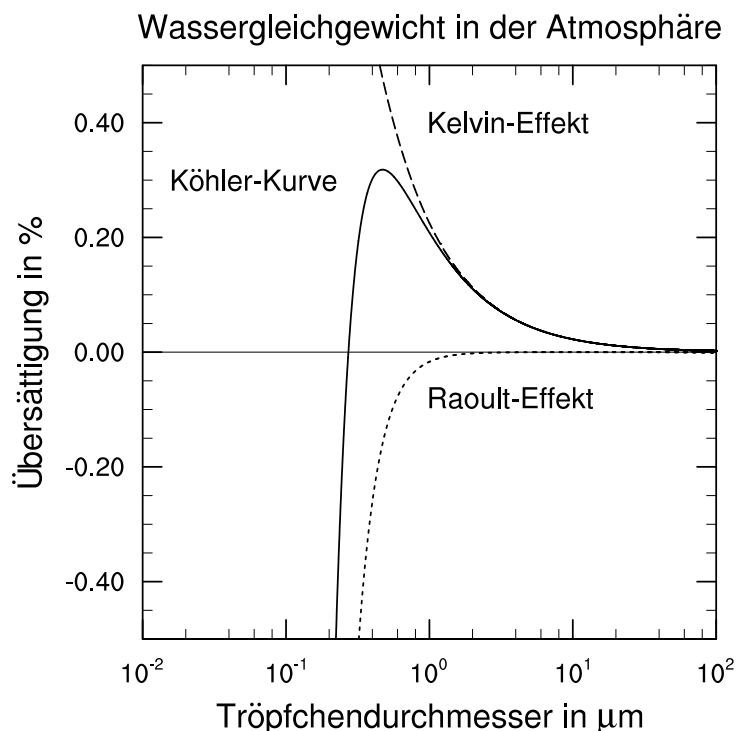


Abb. 2.4: Köhlerkurve (durchgezogene Linie) für einen NaCl-Lösungstropfen mit einem trockenen Aersoldurchmesser von $D = 0,05 \mu\text{m}$. Gestrichelte Linie: Kelvin-Effekt, gepunktete Linie: Raoult-Effekt. Berechnet nach Gleichung 2.23

Wie für die Übersättigung s gilt auch für die kritische Übersättigung $s_c = S_c - 1$.

Die Köhlerkurve zeigt weiter, dass der Kelvin-Effekt mit wachsendem Tropfendurchmesser allmählich über den Lösungseffekt dominiert. Am deutlichsten ist dies ab dem kritischen Durchmesser zu sehen.

Die Köhlerkurve zeigt weitere Eigenschaften bezüglich des Tropfenwachstums auf. Nimmt man eine Atmosphäre mit einer festen Sättigung S an und einen Tropfen der sich zunächst auf dem Teil der Köhlerkurve befindet, für den $D < D_c$ gilt, dann führt eine infinitesimale Störung eines Tropfens, zu einem Anwachsen/Schrumpfen des Tropfens. Dadurch ist der Gleichgewichtsdampfdruck des Tropfens größer/kleiner als der der Umgebung, wodurch der Tropfen wieder durch Verdunstung/Kondensation schrumpft/anwächst und zu seinem Ursprungszustand zurückkehrt. Das Gleichgewicht ist also stabil.

Befinden wir uns nun auf dem Teil der Köhlerkurve, für den $D > D_c$ gilt, so führt eine infinitesimale Störung des Tropfens wiederum zu einem Anwachsen/Schrumpfen des Tropfens. Dadurch ist der Gleichgewichtsdampfdruck kleiner/größer als die Sättigung der Umgebung und der Tropfen wird weiter wachsen/schrumpfen. Das Gleichgewicht ist daher instabil.

Man sieht also, dass ein Tropfen, der den kritischen Durchmesser D_c überschreitet, zur Größe eines Wolkentropfens weiter anwachsen kann. Erreicht die Sättigung der Umgebung einen Wert größer als die kritische Sättigung S_c , so spricht man von der Aktivierung des Aerosolpartikels. Für sphärische Aerosole mit dem Durchmesser d_s (trockener Durchmesser), der Dichte ρ_s und dem Molekulargewicht M_s kann man die Anzahl der Mole (nach kompletter Dissoziation) im Partikel schreiben als:

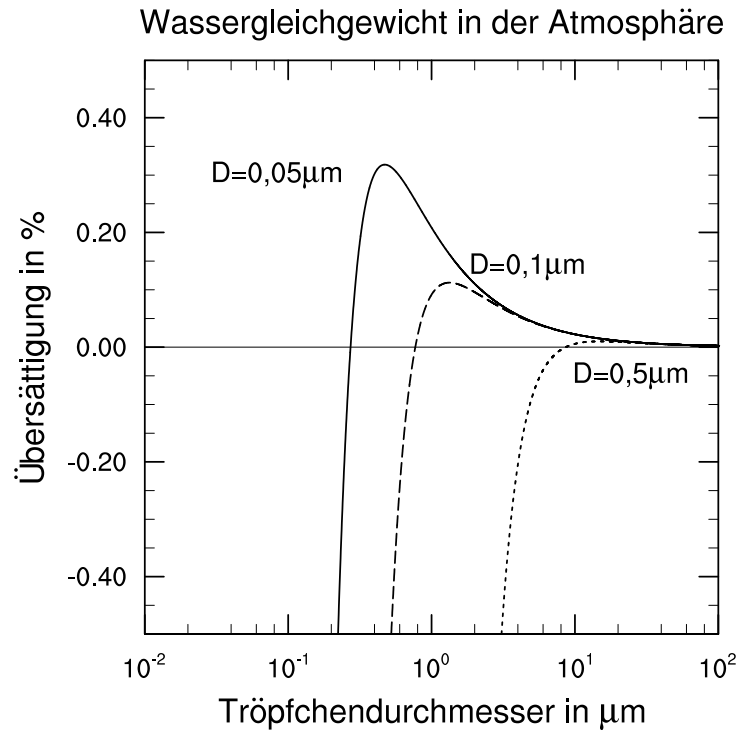


Abb. 2.5: Köhlerkurve wie in Abbildung 2.4 nur mit unterschiedlichen trockenen Durchmessern D . Berechnet nach Gleichung 2.23

$$n_s = \frac{v \pi d_s^3 \rho_s}{6 M_s} \tag{2.27}$$

Setzt man dies in Gleichung 2.26 ein, so folgt:

$$\ln S_c = \left(\frac{4 A^3 \rho_w M_s}{27 v \rho_s M_w d_s^3} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.28}$$

Aufgrund der Definition der Übersättigung, kann man Gleichung 2.28, wegen $\ln(S) = \ln(s + 1) = s$ für kleine Werte von s , schreiben als⁴:

$$s_c = \left(\frac{4 A^3 \rho_w M_s}{27 v \rho_s M_w d_s^3} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.29}$$

In Abbildung 2.5 kann man gut erkennen, dass aus NaCl bestehende Partikel bei einer Übersättigung von 0,2 % mit einem Trockendurchmesser 0,1 μm aktiviert werden. Partikel mit einem Trockendurchmesser von 0,05 μm jedoch nicht.

2.2.2 Berechnung der Anzahl aktivierter Partikel

Im Folgenden wird eine Beziehung für die Anzahl der aktivierten Partikel abgeleitet. Dabei wird die Größenverteilung durch eine Lognormalverteilung dargestellt, deren Vorteil darin liegt, dass Anzahl-,

⁴Werte für Übersättigung überschreiten in der Atmosphäre selten Werte über 1%

Oberflächen- und Volumendichteverteilungen die selbe Standardabweichung besitzen (Seinfeld und Pandis, 2006). COSMO-ART beschreibt Aerosole ebenfalls durch eine Lognormalverteilung (sh. Kap. 3.1).

Ist die Übersättigung bekannt, so lässt sich für eine trockene Größenverteilung und für eine konstante chemische Zusammensetzung der Partikel, die Anzahl der aktivierten Partikel $CCN(s)$ bestimmen durch die Integration der Größenverteilung $n(D_p)$:

$$CCN(s) = \int_{D_p(s)}^{\infty} n(D_p) dD_p. \quad [2.30]$$

Alternativ lässt sich dies auch schreiben als:

$$CCN(s) = \int_0^s n(s_c) ds_c. \quad [2.31]$$

Durch eine Abbildung der Größenverteilung $n(D_p)$ in den Raum der kritischen Übersättigung s_c ergibt sich $n(s_c)$ zu:

$$n(s_c) = \frac{dN}{ds_c} = \frac{dN}{d \ln D_p} \frac{d \ln D_p}{ds_c} = n(D_p) \frac{d \ln D_p}{ds_c}. \quad [2.32]$$

Aus Gleichung 2.29 findet sich:

$$\frac{d \ln D_p}{ds_c} = -\frac{2}{3s_c}. \quad [2.33]$$

Da man D_p der jeweiligen Übersättigung s zuordnen kann, lässt sich das Verhältnis des Durchmessers D_p zum mittleren geometrischen Durchmesser \bar{D}_g herstellen, um einen Zusammenhang zwischen dem mathematischen Raum der kritischen Übersättigung und dem Raum des Durchmessers herzustellen:

$$\frac{D_p}{\bar{D}_g} = \left(\frac{\bar{s}_c}{s_c} \right)^{2/3}, \quad [2.34]$$

wobei \bar{s}_c die kritische Übersättigung eines Partikels mit dem Durchmesser \bar{D}_g darstellt. Daraus folgt für $n(s_c)$ (vgl. Fountoukis und Nenes, 2005):

$$n(s) = \frac{2N}{3s_c \sqrt{2\pi} \ln \sigma} \exp \left[\frac{\ln^2 (\bar{s}_c/s_c)^{2/3}}{2 \ln^2 \sigma} \right], \text{ oder} \quad [2.35]$$

$$CCN(s) = \frac{N}{2} \operatorname{erfc} \left[\frac{2 \ln (\bar{s}_c/s_c)}{3\sqrt{2} \ln \sigma} \right], \quad [2.36]$$

mit der sogenannten komplementären Fehlerfunktion

$$\operatorname{erfc}(y) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-y'^2} dy'. \quad [2.37]$$

Aktivierung

Die Aktivierung eines Partikels hängt also von der Sättigung der Umgebung ab. Überschreitet die maximale Übersättigung s_{max} die kritische Übersättigung s_c des Partikels ($s_{max} > s_c$), so wird dieser aktiviert.

Die Änderung der Sättigung resultiert meist aus dem Abkühlen eines feuchten, aufsteigenden Luftpakets. Die auftretende Übersättigung ist eine Funktion der Zeit t und im Folgenden wird die Änderung von $s(t)$ abgeleitet.

Da für die Übersättigung s und dem Partialdruck p_w von Wasserdampf die folgende Beziehung gilt:

$$1 + s = \frac{p_w}{p_{wd}}, \quad [2.38]$$

und für das Wasserdampfmischungsverhältnis x_d :

$$x_d = \frac{m_d}{m_a} = \frac{M_d p_w}{M_a p}, \quad [2.39]$$

mit p als Luftdruck, m_x die Massen von Wasserdampf (Index d) und des Luftpakets (Index a), sowie deren Molmassen M_x , lässt sich durch die Kombination von 2.38 und 2.39 folgende Beziehung für die Übersättigung finden:

$$s = \frac{M_a p}{M_w p_{wd}} x_d - 1. \quad [2.40]$$

Durch Bildung des Differentials nach der Zeit erhält man anschließend:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{M_a p}{M_w p_{wd}} \frac{dx_d}{dt} - (1 + s) \left(\frac{1}{p_{wd}} \frac{dp_{wd}}{dt} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dt} \right). \quad [2.41]$$

Mit der Annahme, dass sich die Umgebung in einem hydrostatischem Gleichgewicht befindet und der Annahme, dass die Temperatur des Luftpakets gleich der Temperatur der Umgebung ist, kann man die Änderung des Luftdruckes mit der Zeit schreiben als:

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{g p M_a}{RT} W. \quad [2.42]$$

Wobei mit W die vertikale Windgeschwindigkeit bezeichnet und g die Erdbeschleunigung darstellt. Die Änderung des Sättigungsdampfdrucks des Luftpakets lässt sich mit der Kettenregel und der Clausius-Clapeyron-Gleichung (vgl. Seinfeld und Pandis, 2006) berechnen als

$$\frac{dp_{wd}}{dt} = \frac{dp_{wd}}{dT} \frac{dT}{dt} = \frac{l_{wd} M_w}{RT^2} \frac{dT}{dt}. \quad [2.43]$$

Durch Einsetzen von 2.42 und 2.43 in 2.41 erhält man:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{M_a p}{M_w p_{wd}} \frac{dx_d}{dt} - (1 + s) \left(\frac{l_{wd} M_w}{RT^2} \frac{dT}{dt} + \frac{g M_a}{RT} W \right). \quad [2.44]$$

Vernachlässigt man das Entrainment und nimmt für $1 + s \approx 1$ an, da in Wolken oft nur ein Wert von $s \approx 0.01$ herrscht, so erhält man mit den folgenden zwei Beziehungen (Seinfeld und Pandis, 2006):

$$- \frac{dT}{dt} = \frac{g W}{c_p} + \frac{l_{wd}}{c_p} \frac{dx_d}{dt}, \quad [2.45]$$

$$\frac{dx_d}{dt} = -\frac{dx_c}{dt}, \quad [2.46]$$

mit dem Mischungsanteil von Wolkenwasser x_c , durch einsetzen in 2.44:

$$\frac{ds}{dt} = \left(\frac{l_{wd}M_w g}{c_p RT^2} - \frac{gM_a}{RT} \right) W - \left(\frac{pM_a}{p_{wd}M_w} + \frac{l_{wd}^2 M_w}{c_p RT^2} \right) \frac{dx_c}{dt}. \quad [2.47]$$

Das Gleichungssystem ist bis auf die Größe x_c bekannt. Nimmt man kugelförmige Tropfen an, so lässt sich x_c mit der Anzahldichteverteilung $n(s')$ bestimmen, wenn man nur den Beitrag der aktivierten Partikel betrachtet und den Wasserbeitrag der nichtaktivierten Aerosole vernachlässigt:

$$x_c = \frac{\pi \rho_D}{6 \rho_a} \int_0^s D^3 n(s') ds'. \quad [2.48]$$

Bildet man daraus das Differential nach der Zeit, erhält man:

$$\frac{dx_c}{dt} = \frac{\pi \rho_D}{2 \rho_a} \int_0^s D^2 \frac{dD}{dt} n(s') ds' \quad [2.49]$$

Bisher wurde noch keine analytische Lösung für diese Gleichung gefunden, weswegen man auf Parametrisierungen und/oder iterative Lösungen zurückgreifen muss. Geeignete Parametrisierungen wurden zum Beispiel von Abdul-Razzak et al. (1998), Abdul-Razzak und Ghan (2000), Abdul-Razzak und Ghan (2002) und Fountoukis und Nenes (2005) aufgestellt und können entsprechend in Modellen verwendet werden.

2.3 Climate-Engineering

Mit zunehmender globaler Klimaerwärmung und den daraus potentiell verheerenden Folgeschäden stellt man sich die Frage, ob der Mensch durch gezieltes Eingreifen in das Klimasystem der Erde der globalen Erwärmung entgegenwirken oder sie zumindest abschwächen kann. Die hierzu verwendeten Techniken lassen sich unter dem Oberbegriff Climate-Engineering zusammenfassen.

Climate-Engineering bezieht sich auf die Einwirkung auf das Klima der Erde. Möchte man das ganze etwas allgemeiner halten und das Einwirken des Menschens auf das nicht nur klimaspezifische System der Erde beschreiben, so kann man dies auch unter dem Begriff des Geo-Engineering zusammenfassen. Sowohl das Climate- als auch das Geo-Engineering ist der Menschheit seit längerer Zeit nichts Unbekanntes. Schon im vergangenen Jahrhundert wurden verschiedene Maßnahmen in Betracht gezogen, um die Erde in den für den Menschen nicht nutzbaren Gegenden nutzbar zu machen. So sollten zum Beispiel die mittelasiatischen Steppen durch das Umleiten ganzer Flüsse bewässert werden. Die sibirische Tundra sollte durch den Bau eines Dammes durch die Beringstraße oder durch Ausbringen von Russpartikeln aufgetaut werden. Zur Hochzeit des Kalten Krieges wurde sogar in Betracht gezogen das Climate-Engineering als Waffe einzusetzen - die Rede war von „klimatischer Kriegsführung“ (UBA/Umweltbundesamt, 2011).

Man wollte sich durch bewusste Wettermodifikation das Wetter für militärische Zwecke zu Eigen machen. Eine Idee beruhte zum Beispiel darauf Eisflächen zum Schmelzen zu bringen um somit dem Gegner zu schaden. Zum Glück blieb es nur bei der Theorie. Schon damals lag das Hauptaugenmerk auf den Auswirkungen der angedachten Maßnahmen und deren technische Machbarkeit. Bedenken hinsichtlich Realisierbarkeit und möglicher unbeabsichtigter Nebenwirkungen auf Mensch und Klima wurden kaum berücksichtigt.

Das Hauptziel des Climate-Engineering liegt allerdings hauptsächlich darauf der globalen Erwärmung entgegenzuwirken oder sie zumindest abzuschwächen. Hierbei verfolgt man ein Ziel (Abschwächung der Klimaerwärmung) durch Methoden, die sich in zwei große Teilbereiche gliedern lassen. Auf der einen Seite steht die Beeinflussung des Strahlungshaushaltes der Erde. Auf der anderen Seite steht die Bindung von CO₂ bzw. dessen Entfernung aus der Atmosphäre (Feichter und Leisner, 2009).

Dabei ist zu beachten, dass diese Methoden nicht der Ursache entgegen wirken, sondern sie nur kaschieren. Ein wirkungsvolles Entgegenwirken im Sinne von Reduktion von Emissionen steht beim Climate-Engineering nicht zur Debatte.

Diese Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit der Modifikation des Strahlungshaushaltes als Methode des Climate-Engineerings. Im Folgenden sollen noch kurz ein paar mögliche Verfahren aus dem Teilbereich der Modifikation des Strahlungshaushaltes vorgestellt werden. Diese wurden dabei willkürlich ausgesucht und nicht nach Machbarkeit oder einem Kosten-Nutzen-Verhältnis ausgewählt. In Feichter und Leisner (2009) kann man weitere Maßnahmen zum Strahlungshaushalt und die Beschreibung der Methoden durch Bindung von CO₂ finden.

Die Methoden der Strahlungsbeeinflussung können in zwei weitere Teilbereiche unterteilt werden. Tabelle 2.1 gibt hierfür einen kleinen Überblick.

| Beeinflussung des Strahlungshaushaltes | |
|--|---|
| Erhöhung der planetaren Albedo | Änderung der Solarkonstante S_0 |
| <ul style="list-style-type: none"> ▪ Künstlich eingebrachte Streuer (Aerosole) in Stratos- oder Troposphäre ▪ Änderung der Albedo von Land- oder Meeresoberflächen ▪ Änderung der Wolkenalbedo durch Modifizierung durch Aerosole | <ul style="list-style-type: none"> ▪ Absorbierende oder reflektierende Stoffe im Lagrange-Punkt zwischen Sonne und Erde ▪ Änderung der orbitalen Eigenschaften der Erde |

Tab. 2.1: Kleine Übersicht der Climate-Engineering Methoden bezüglich der Beeinflussung des Strahlungshaushaltes.

Künstlich eingebrachte Streuer (Aerosole) in Stratos- oder Troposphäre:

Das Vorbild dieser Idee sind größere Vulkanausbrüche, die eine immense Menge an SO_2 -reichen Gasen in die Atmosphäre einbringen können, welche auch bis in die Stratosphäre vorstoßen können. Die Idee ist also Schwefelwasserstoff oder Schwefeldioxid in der Stratosphäre freizusetzen. Dort sollen die Substanzen zu Sulfatpartikeln mit geeigneter Größe oxidieren, einen Aerosolschleier bilden und damit das Sonnenlicht streuen, um die Einstrahlung an der Erdoberfläche zu verringern. Durch großräumige Winde werden die gebildeten Aerosolpartikel in wenigen Wochen über den gesamten Globus verteilt. Dabei beträgt die mittlere Verweildauer, bei der die Stoffe auf einen Wert von $1/e$ des Ausgangswertes fallen, ein bis zwei Jahre. Durch Rückstreuung kurzweiliger Strahlung führen die Partikel im Durchschnitt zu einer Erhöhung der planetaren Albedo und dadurch zu einer Abkühlung (Feichter und Leisner, 2009; Rasch et al., 2008b; Robock et al., 2008; Rasch et al., 2008a). Als Beispiel sei hier der Vulkan Pinatubo genannt, der infolge seines Ausbruches im Jahr 1991 für eine globale Abkühlung von etwa 0.5K im Jahr nach dem Ausbruch gesorgt hat (Robock und Mao, 1995; McCormick et al., 1995).

Abschirmen der Sonne mit Hilfe von Weltrauminstallationen:

Der Grundgedanke dieser Idee ist es, die solare Einstrahlung zu dimmen. Hierbei sollen zum Beispiel reflektierende Spiegel an einem der beiden Lagrange Punkte plaziert werden, an dem sich die Gravitationskräfte und die Bahnbewegungen die Waage halten. Hierdurch soll die solare Einstrahlung verringert werden, was für eine Abkühlung der Erde sorgen soll. In Klimasimulationen Lunt et al. (2008) konnte nachgewiesen werden, dass die globale Durchschnittstemperatur an der Oberfläche des vorindustriellen Zeitalters erreicht werden kann. Aber die regionale Verteilung der Oberflächentemperatur, durch die von Weltrauminstallationen hervorgerufene Abkühlung, weicht in den Klimasimulationen deutlich von der des Vorindustriezeitalters ab. Zudem zeigten sich in den Simulationen von Lunt et al. (2008) Auswirkungen auf die atmosphärische und ozeanische Zirkulation. Einflussnahme auf die kurzweilige Strahlung weist einen enormen Einfluss auf Temperaturen, Zirkulationen, Verdunstung, Bewölkung und Niederschlägen in vielen Regionen der Erde auf (Feichter und Leisner, 2009; Lunt et al., 2008; Angel, 2006).

Änderung der Albedoeigenschaften von Wolken:

Dies ist auch die in dieser Arbeit betrachtete Methode. Hierbei möchte man sich den ersten und zweiten indirekten Aerosol-Effekt zu Nutze machen.

Durch den sogenannten Twomey-Effekt (erster indirekter Aerosol-Effekt) wird das Rückstreuvermögen durch eine Erhöhung der Anzahlkonzentration von Wolkentropfen geändert, wodurch sich die Albedoeigenschaften der Wolken ändern (Twomey, 1977).

Der Albrecht-Effekt (zweiter indirekter Aerosol-Effekt) hingegen sagt etwas über die Lebensdauer von Wolken aus. Hierbei wird durch eine Erhöhung der Anzahlkonzentration von Wolkentropfen ein Ausregen einer Wolke unterdrückt, was zu einer erhöhten Lebenszeit der Wolke und einem erhöhten Wolkenbedeckungsgrad führen kann (Albrecht, 1989).

Die zugrundeliegende Theorie der Wolkenmikrophysik wurde bereits in Kapitel 2.1.2 angesprochen. Des Weiteren wird die Theorie der künstlichen Impfung von Wolken mit Seesalz weiter in Kapitel 2.3.1 ausgeführt.

Climate-Engineering mag zwar Methoden beinhalten, um den anthropogenen Klimawandel entgegenzuwirken, dennoch sollte es nicht der Weisheit letzter Schluss sein. Die eigentlichen Ursachen werden nur kaschiert und die Anstrengungen die eigentlichen Ursachen zu bekämpfen (z.B. Reduktion von Emissionen) sollten weiterhin im Mittelpunkt stehen, da man sich aufgrund von noch bestehenden Ungewissheiten nicht auf die erhofften Auswirkungen von Climate-Engineering verlassen kann. Zudem sind hier alle Staaten mit in die Verantwortung eingebunden. Von einer unilateralen Lösung kann hier nicht die Rede sein, denn die Auswirkungen machen an keiner Grenze halt.

Eine kritischere Revision der genannten Methoden im Blickpunkt einer physikalischen und meteorologischen Bewertung ist in Feichter und Leisner (2009) zu finden. Im Hinblick auf Verantwortung, ethische und rechtliche Tragfähigkeit sei auf UBA/Umweltbundesamt (2011) verwiesen.

2.3.1 Stabilisierung der globalen Temperatur durch kontrollierte Erhöhung der Albedo niedriger maritimer Wolken

Latham et al. (2008) postuliert eine sehr einfach gehaltene Gesetzmäßigkeit, um dem anthropogenen Klimawandel entgegenzuwirken. Hierbei sollen Schiffe, die Seesalz emittieren, dafür sorgen, dass es zu einer erhöhten Albedo der niedrigen maritimen Wolken kommt. Dies erfolgt im Zuge einer Erhöhung der natürlichen Tröpfchenkonzentration N_0 , womit der Twomey-Effekt ausgenutzt werden soll. Zusätzlich scheint es möglich, dass der Albrecht-Effekt die Lebensdauer dieser Wolken erhöht. Latham et al. (2008) nennt als Grundlage die sogenannten „Ship-Tracks“, die er als Beweis für die Machbarkeit seiner Theorie sieht, auch wenn die „Ship-Tracks“ aus einer unbeabsichtigten Erhöhung der Wolkenalbedo, durch Schiffsemissionen verursacht, herrühren.

Die Technik basiert auf der Freisetzung von monodispersen Seesalzpartikeln von ungefähr $1 \mu\text{m}$ Durchmesser an oder nahe der Meeresoberfläche. Diese sollten eine ausreichende Menge an Salz besitzen, um bei der Wolkenentstehung als Wolkenkondensationskeime aktiviert zu werden. Womit eine zusätzliche Menge an Wolkentropfen N_{ce} gebildet werden. Dabei liegt die gesamte Tröpfchenanzahlkonzentration N

nach dem Impfen mit Seesalz zwischen N_{ce} und $(N_0 + N_{ce})$. Daher gilt für die Differenz der Wolkentropfenanzahl $\Delta N \leq N_{ce}$, da einige der natürlichen CCN, welche ohne das Impfen aktiviert worden wären, durch das Impfen nicht aktiviert werden (Latham et al., 2008). Dies ist der geringeren Übersättigung geschuldet, die durch die künstliche Impfung vorherrscht. Denn die Aktivierung von Aerosolpartikeln ist abhängig von der Übersättigung und dem Durchmesser des Partikels. Es gilt je kleiner der Partikel ist, desto höher muss die Übersättigung für dessen Aktivierung sein. Daher werden bei der Impfung durch Absenken der Übersättigung kleine Partikel möglicherweise nicht mehr aktiviert (vgl. Kap. 2.2).

Die erhöhte Konzentration von Wolkentropfen führt zu einer Erhöhung der Wolkenalbedo, da die gesamte Tropfenoberfläche vergrößert wird. Zusätzlich kann dies zu einer Erhöhung der Lebensdauer der Wolken führen, da das Anwachsen der Tropfen durch Koaleszenz, was zur Bildung von Niesel und Regentropfen führt und meistens die Auflösung von Wolken initiiert, gehemmt ist, da die Tröpfchen im Allgemeinen kleiner sind.

Berechnungen deuteten darauf hin, dass eine Verdopplung der natürlichen Tropfenkonzentration ($N = 2N_0$) in all diesen marinen stratiformen Wolken eine ausreichende Kühlung ermöglichen, um dem Erwärmungseffekt durch eine Verdopplung von CO_2 entgegenzuwirken (Latham et al., 2008). Dabei soll die volumetrische Freisetzungsrate von monodispersen Tropfen bei $30 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ liegen. Monodispers, um die Produktion von ultra-großen Nuklei zu verhindern, die die Produktion von Niesel und damit die Auflösung von Wolken befördern könnten (Latham et al., 2008).

Um den Zusammenhang zwischen der absichtlichen Änderung der Anzahlkonzentration von Wolkentropfen, ΔN , der damit verbundenen Änderung der Wolkenalbedo, ΔA , und des daraus resultierenden global gemittelten negativen Strahlungsantriebs, ΔL , darzustellen, stellt Latham et al. (2008) folgende Rechnung auf.

Es wird angenommen, dass nur von anderen Wolken (z.B. Cirren) nicht überlagerte maritime Stratocumulus Wolken geimpft werden. Zusätzlich wird nur der erste indirekte Aerosoleffekt berücksichtigt, sowie allein die kurzwelligen Strahlungseffekte.

Die gemittelte solare Einstrahlung die an der Erdoberfläche eintrifft beträgt

$$L = 0,25S_0(1 - A). \quad [2.50]$$

Eine Änderung ΔA ruft am Oberrand der Atmosphäre eine Änderung im Antrieb ΔL hervor

$$\Delta L = -340 \text{ W m}^{-2} \Delta A. \quad [2.51]$$

Für S_0 wurde der Wert 1368 W m^{-2} eingesetzt, woraus in Gleichung 2.51 der Wert 340 W m^{-2} folgt. Definiert man nun mit $f_1 (= 0,7)$ den Anteil der Erdoberfläche, der von Ozeanen bedeckt ist und mit $f_2 (= 0,25)$ den Anteil der Ozeanfläche, der von nichtüberlagerten stratiformen Wolken bedeckt ist, sowie mit f_3 den Anteil der stratiformen Wolken, die geimpft werden, erhält man einen Zusammenhang zwi-

schen der mittleren Änderung der Wolkenalbedo (ΔA_c) und der planetaren Albedo (ΔA) (Latham et al., 2008):

$$\Delta A_c = \frac{\Delta A}{(f_1 f_2 f_3)} = -\frac{\Delta L}{60 \text{ Wm}^{-2} f_3}. \quad [2.52]$$

Daraus folgt letztendlich, dass man für $f_3 = 1$ (alle Wolken werden geimpft) global ein negativen Antrieb von $-3,7 \text{ Wm}^{-2}$ dann erhält, wenn man die Wolkenalbedo um 0,062 und dadurch die planetare Albedo um 0,011 erhöht, beziehungsweise in Prozent ausgedrückt: um 12 bzw. 3,7 % (Latham et al., 2008).

Die Änderung der Wolkenalbedo durch das Anheben der Anzahlkonzentration der Wolkentropfen von einem natürlichen Wert N_0 auf einen neuen Wert N ist gegeben durch (Schwartz und Slingo, 1995):

$$\Delta A = 0,075 \ln(N/N_0). \quad [2.53]$$

woraus mit Gleichung (2.52) und (2.53) folgt, dass

$$-\Delta L = 4,5 \text{ Wm}^{-2} f_3 \ln(N/N_0), \quad [2.54]$$

ist. Dies kann man umformulieren zu:

$$(N/N_0) = \exp(-\Delta L / 4,5 \text{ Wm}^{-2} f_3). \quad [2.55]$$

Aus Gleichung 2.55 sieht man nun, dass für den Fall $f_3 = 1$, also für den Fall dass alle geeigneten Wolken geimpft werden, das Verhältnis von künstlich erzeugter Anzahlkonzentration N und natürlicher Anzahlkonzentration N_0 , um ein negativen Antrieb von $-3,7 \text{ Wm}^{-2}$ zu erreichen bei 2,3 liegen müsste.

Tabelle 2.2 zeigt eine Reihe von Werten für ΔL , die aus der Gleichung 2.54 mit vorgegebenen Werten für f_3 und N/N_0 berechnet wurden. Es zeigt sich, dass für den Fall $f_3 \leq 0,3$ der negative Antrieb für einen Wert von $-3,7 \text{ Wm}^{-2}$ nicht mehr erreicht werden kann. Latham et al. (2008) gibt für das Verhältnis N/N_0 einen Wert < 10 an. Denn er sieht diesen Wert auf großräumiger Skala als noch realistisch erreichbar an. Anzumerken ist allerdings, dass diese Berechnungen sehr einfach gehaltenen sind. Es ist nochmals darauf hinzuweisen, dass zum Beispiel nur kurzwellige Strahlung betrachtet wird, sowie nur der erste indirekte Aerosoleffekt (Twomey-Effekt). Die obigen Annahmen sind daher nur als eine Abschätzung der erreichbaren Effekte anzusehen, unabhängig davon, ob es technisch überhaupt möglich ist kontinuierlich und mehr als die Hälfte der Wolken zu impfen. Weiteres zur technischen Umsetzung ist zu finden in Salter et al. (2008).

| N/N_0 | f_3 | | | | |
|---------|-------|-----|-----|------|------|
| | 1,0 | 0,7 | 0,5 | 0,3 | 0,17 |
| 2 | 3,1 | 2,2 | 1,6 | 0,94 | 0,53 |
| 3 | 4,9 | 3,5 | 2,5 | 1,5 | 0,84 |
| 4 | 6,2 | 4,4 | 3,1 | 1,9 | 1,1 |
| 5 | 7,2 | 5,1 | 3,6 | 2,2 | 1,2 |
| 7 | 8,8 | 6,1 | 4,4 | 2,6 | 1,5 |
| 10 | 10,4 | 7,3 | 5,2 | 3,1 | 1,8 |

Tab. 2.2: Werte für den negativen Antrieb $\Delta F(\text{Wm}^{-2})$ aus Gleichung 2.54 für ausgewählte Werte von N/N_0 und f_3 (Latham et al., 2008). Erläuterungen siehe Text.

2.4 Klimatische Bedingungen im Südostpazifik

Der Südostpazifik schließt sich an die Westküste Südamerikas an. Das Klima Südamerikas wird durch mehrere Einflüsse und Phänomene zu einem einzigartigen und komplexen Bereich. Topografisch herausragendste Erscheinung sind eindeutig die Anden, die ihrerseits enormen Einfluss auf die dortigen klimatischen Verhältnisse haben.

Die Anden erstrecken sich durchgehend entlang der Westküste Südamerikas (von etwa 10° N bis 53° S) und sind durch ihre gewaltige Höhe die bedeutendste Gebirgskette auf der Südhemisphäre. Die durchschnittliche Gipfelhöhe beträgt etwa 4000 Meter über dem Meeresspiegel. Auch wenn die durchschnittliche Gipfelhöhe südlich von 35° S bei nur noch etwa 1500m ü. NN liegt, reichen vereinzelt Gipfel über 3000 m ü. NN. Im Kontrast zu ihrer sehr mächtigen Erhebung steht die relativ geringe Breite der Anden. An typischen Stellen ist die Gebirgskette nur etwa 200 km breit. Ausnahme ist ein Bereich in den subtropischen Breiten, wo die Anden sich in zwei Gebirgszüge teilen und das Südamerikanische Altiplano beheimatet ist, dass ein ausgebreitetes Hochplateau (4000 m ü. NN) darstellt (Garreaud, 2009).

Aufgrund ihrer durchgehenden Länge und enormen Höhe haben die Anden einen signifikanten Einfluss auf die großräumige Zirkulation, was zu einem scharfen Kontrast klimatischer Bedingungen östlich und westlich der Berghänge führt. So herrschen zwischen 5° S und 30° S an der Pazifikküste bis hin zu den Westhängen der Anden eher kühlere und aridere Bedingungen vor, während auf der östlichen Seite der Anden warme, feuchte und regnerische Verhältnisse vorherrschen. Dieser Gradient dreht sich südlich von 35° S um, mit gemäßigten Wäldern im südlichen Chile und einem Niederschlagsmaximum westlich der Anden, sowie einem semiaridem Gebiet östlich der Anden, dass zu den gemäßigten Steppen Ostpatagoniens (in Argentinien liegend) führt.

Weitere Phänomene auf planetarer Skala haben ihren Einfluss auf das Klima im Südostpazifik, wie zum

Beispiel das El Niño-Phänomen - El Niño-Southern Oscillation (ENSO) (Garreaud, 2009).

Der Blockiereffekt der Anden auf die großräumige Dynamik spiegelt sich in der Höhe in den niedrigen Breiten durch östliche Winde, sowie in den subtropischen wie extratropischen Breiten durch westliche Winde wieder. In niedrigeren Höhen ($\sim 1,5$ km ü. NN) sieht die Strömung etwas komplexer aus. Die Anden unterbrechen den äquatorialen Tiefdruckgürtel, die subtropische Hochdruckzone sowie die extratropische Westwindzone. Erwärmung innerhalb des Kontinents sorgt für ein Gebiet relativ niedrigen Druckes über dem Zentrum Südamerikas, welches über das Jahr andauert, somit die subtropische Hochdruckzone unterbricht und die Bildung von Antizyklonen über dem subtropischen Südpazifik und Südatlantik begünstigt.

Diese Konstellation führt zwischen 35°S und 10°S zu einem vorherrschendem südlichen Wind, der entlang der Küste und den Westhängen der Anden weht, sowie zu einem vorherrschendem nördlichen Wind auf der gegenüberliegenden, östlichen Seite der Anden.

Südlich von 35°S nimmt der Bodendruck polwärts ab und es herrschen westliche Strömungsrichtungen vor. Die Westwindzone und ihre Wellen können die extratropischen Anden überqueren, werden aber während ihrer Passage nachhaltig modifiziert (Garreaud, 2009).

Wie schon erwähnt bildet die Niederschlagsverteilung ein bipolares Muster, mit großen Niederschlagswerten auf der kontinentalen, also östlichen Seite der Anden, sowie sehr trockenen Verhältnissen westlich der Anden. Der Niederschlag über den östlichen Hängen der Anden ist sehr hoch, aufgrund von Advektion sehr feuchter Luft aus Richtung des Amazonasbeckens. In-situ Beobachtungen zeugen von steigendem Niederschlag mit steigender Höhe, mit einem maximalen Niederschlagswert von ~ 6000 mm pro Jahr, welcher durch orographisch bedingtem Niederschlag und persistentem Niesel orographischer Wolken bestimmt wird.

Auf der anderen Seite der Anden bedingt das langsame Absinken der Luft (Subsidenz) das Aufrechterhalten der Antizyklone über dem Südostpazifik, welche für aride und stabile Bedingungen entlang der Küste Nordchiles und dem Süden Perus sorgt. Der durch die Antizyklone verursachte südliche Wind begünstigt das Aufsteigen von kaltem Tiefenwasser entlang der Westküste (Humboldtstrom), was wiederum zu einem verstärktem Absinken, um die Wärmebilanz auszugleichen, führt. Infolgedessen kommt es zu einer weiteren Austrocknung der Region. Das Absinken erhält ebenso eine Inversionsschicht (~ 1000 m ü. NN) aufrecht, die in Verbindung mit der scharfen Topographie der Küste das Durchdringen feuchter Luft aus dem Inneren des Landes mit dem Ozean verhindert.

Auf der Gegenseite führt das kontinentale Tief mit seinen nördlichen Winden dazu, dass reichlich feuchte Luft aus dem Amazonasbecken für Konvektion zur Verfügung steht (South American Monsoon, Zhou und Lau, 1998). Besonders deutlich zeigt sich dieser Niederschlagskontrast zwischen der Atacama-Wüste und den Chaco-Feuchtgebieten. Schlussfolgernd kann man sagen, dass die Anden zwar einen Regenschatteneffekt haben, dieser allein aber nicht für die übermäßige Trockenheit der Atacama-Wüste verantwortlich ist. Mit zu berücksichtigen ist auch das großräumige Absinken unter deren Einfluss die Atacama-Wüste steht, sowie der kühlen, trockenen Luft des Pazifiks. Dennoch tragen die Anden einen deutlichen Beitrag zur Druck- und Niederschlagsverteilung Südamerikas und im Südostpazifik bei

(Garreaud, 2009).

Das El-Niño-Phänomen ist eine Ozean-Atmosphäre gekoppelte Erscheinung, die durch eine irreguläre Fluktuation (zwischen 2 bis 7 Jahre) zwischen warmen (El-Niño) und kühlen (La Niña) Verhältnissen über dem equatorialem Pazifik charakterisiert ist. Das Wechselspiel zwischen El-Niño und La Niña Ereignissen ist die größte Quelle für interannuale Variabilität für den Großteil Südamerikas (Garreaud, 2009).

Hier ist noch anzumerken, dass diese beiden Phänomene aufgrund der sehr kurz betrachteten Zeitspanne in den Modellsimulationen nicht berücksichtigt werden.

Gehen wir noch kurz auf die Prozesse zur Ausbildung der Temperaturinversion und Bildung der Grenzschichtbewölkung (Stratocumulus = Sc) im Südostpazifik ein. Hierbei dienen Betrachtungen und Modellergebnisse von Wang et al. (2004) als Grundlage. Die Temperaturinversion bildet sich nicht nur durch das großräumige Absinken und der relativ kühlen Meeresoberflächentemperatur („sea surface temperature“, SST), sondern auch durch Wechselwirkung von Wolken und Strahlung, welche im Folgenden kurz aufgeführt werden.

Die Sc bilden sich in der unteren Hälfte und unterhalb der Temperaturinversion. Das großräumige Absinken und das Aufsteigen relativ kaltem Tiefenwasser begünstigen also die Bildung einer Temperaturinversion. Die Bildung von Sc begünstigt das Abschirmen kurzwelliger Strahlung und verhindert eine Erwärmung der SST, was zu einem Aufrechterhalten der Inversion beiträgt. Aber auch Strahlungsprozesse haben einen merklichen Einfluss auf die Temperaturinversion. Zwar produziert in der Studie von Wang et al. (2004) die kurzwellige Strahlung eine Nettoerwärmung innerhalb der Wolken, aber die langwellige Strahlung verursacht eine deutlich höhere Abkühlung innerhalb der Wolkenschicht an der Basis der Inversion. Daher ist die langwellige Strahlung ein Hauptmechanismus, der die marine Grenzschicht kühl hält und die Temperaturinversion aufrecht erhält. Die Studie zeigte auch eine Erwärmung durch Kondensation (an der Basis) und eine Abkühlung durch Verdunstung. Flache Konvektion führt zu einer Erwärmung des unteren Teils und kühlt den oberen Teil der Inversion. Führt also zu einer Abschwächung der Temperaturinversion. Die Konvektion wird umso aktiver, je höher die SST ist. Vertikale turbulente Durchmischung führt zu einer Erwärmung innerhalb der Mischungsgrenzschicht und einer schwachen Kühlung in der Schicht darüber. Allerdings ist der Beitrag im Vergleich zur Konvektion sekundär, spielt aber eine wichtige Rolle bei der Destabilisierung der Mischungsgrenzschicht. Dynamische Erwärmung durch adiabatische Prozesse erwärmt die Luft in der Inversion und Wolkenschicht, kühlt aber die Schicht unterhalb der Wolkenschicht. Die Abkühlung kommt hauptsächlich durch horizontale Temperaturadvektion zustande. Die Erwärmung durch Absinkbewegungen. Zusätzlich zum großräumigen Absinken, entstehen lokal durch langwellige Austrahlung kleine abwärts gerichtete Bewegungen, die ihre Maximum in der Wolkenschicht haben. Während die langwellige Kühlung an der Basis der Inversion ihr Maximum hat, hat die adiabatische Erwärmung durch von langwelliger Austrahlung ausgelösten Abwinde ihr Maximum überhalb der Basis. Dieser Unterschied in der vertikalen Verteilung hilft dabei die Temperaturinversion aufrecht zu erhalten.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Temperaturinversion hauptsächlich durch folgende Prozesse aufrecht erhalten wird. Die Basis der Inversion wird durch langwellige Austrahlung aufrecht er-

halten, die hauptsächlich durch Erwärmung durch Kondensation und flacher Konvektion, welche die Wolkenschicht erwärmen und die Feuchtigkeit für die Wolken bereit stellt, balanciert wird. Das obere Ende der Inversion wird hauptsächlich durch dynamische Erwärmung verbunden mit Absinkbewegungen aufrecht erhalten, welche lokal sowohl durch langwellige Abkühlung, als auch Verdunstung von Wolken an der Wolkenobergrenze verstärkt wird. Die vertikale turbulente Durchmischung destabilisiert die Grenzschicht. Die Erwärmung durch vertikale Durchmischung wird balanciert durch Abkühlung ausgelöst durch Verdunstung, als auch durch Advektion kühlerer Luft. Die Erwärmung durch kurzwellige Strahlung reduziert leicht die Stärke der Temperaturinversion, ist aber maßgeblich an deren Tagesgang verantwortlich (Wang et al., 2004).

2.5 VOCALS-Rex

Ende des Jahres 2008 wurde in der Region des Südostpazifiks eine großangelegte Messkampagne gestartet (Wood et al., 2010) - das Ocean-Cloud-Atmosphere-Land Study Regional Experiment (VOCALS-REx). Ziel dieser internationalen Messkampagne war es durch umfangreiches Sammeln von Beobachtungsdaten die komplexen Mechanismen des regionalen Klimasystems im Südostpazifiks besser zu verstehen. Die eigentliche Messkampagne wurde begleitet durch Modellsimulationen, um die Behandlung persistenter Stratocumulusdecken in Modellen zu verbessern, da diese immer noch eine Herausforderung für die Modellierung im Allgemeinen und der globalen Modellierung im Speziellen darstellen. Die Interaktion zwischen dem Kontinent Südamerikas und dem Südostpazifik ist ein wichtiger Prozess für das globale, als auch das regionale Klima.

Es wurden daher zwei zentrale Themen für VOCALS-Rex festgelegt, auf die man sich fokussiert hat, um neue Erkenntnisse zu gewinnen:

- Verknüpfung zwischen Aerosolen, Wolken und Niederschlag und deren Einfluss auf die Strahlungseigenschaft maritimer Stratocumulus.
- Physikalische und Chemische Verknüpfung zwischen oberer und unterer Atmosphäre.

In dieser Messkampagne wurde eine Vielzahl an Messplattformen verwendet. So wurden Messungen zu Land, Wasser und Luft durchgeführt. Zum Einsatz kamen daher sowohl Flugzeuge, wie Schiffe, als auch bodengebundene Messstationen. Abgerundet wurde das Ganze durch Satellitenmessungen, die die Region des Südostpazifiks genau im Blick hatten. Die Messungen, die nicht aus dem All getätigt wurden, konzentrierten sich auf den 20. Längengrad südlich des Äquators (Wood et al., 2010).

3 Das Modellsystem COSMO-ART

Im Zuge dieser Arbeit wurden umfangreiche Simulationen mit dem Modellsystem COSMO-ART durchgeführt und ausgewertet. Daher bietet dieses Kapitel einen kurzen Überblick über das verwendete Modellsystem.

Am Institut für Meteorologie und Klimaforschung in Karlsruhe wurde auf Basis des mesoskaligen Modellsystems KAMM/DRAIS/MADEsoot/dust ein verbessertes Modellsystem entwickelt, um die räumliche und zeitliche Ausbreitung von reaktiven Gasen und Aerosolen zu simulieren. Das meteorologische Modul des früheren Modells wurde durch das operationelle Wettervorhersagemodell COSMO⁵ des Deutschen Wetterdienstes (DWD) ersetzt. Daher trägt dieses Modellsystem den Namen COSMO-ART (ART steht für Aerosols and Reactive Trace Gases).

Die Modellierung der verschiedenen Prozesse der reaktiven Gase und Aerosole sind „online“ mit dem Vorhersagemodell COSMO gekoppelt. Daher kann man neben dem einfachen Transport nichtreaktiver Gase, der Ausbreitung von chemisch reaktiven Gasen und Aerosolen, deren Rückkopplungseffekte auf die Meteorologie simulieren. Es werden sekundäre Aerosole und direkt emittierte Partikel wie Ruß, Mineralstaub, Seesalz und biologisches Material, zum Beispiel Pollen, berücksichtigt. Die räumliche und zeitliche Verteilung reaktiver Gase und Aerosole wird über Bilanzgleichungen der entsprechenden Substanzen beschrieben. COSMO-ART berücksichtigt Prozesse wie Transport, turbulente Diffusion, trockene und nasse Deposition, Koagulation, Kondensation und Sedimentation (Vogel et al., 2009). Das Auswaschen von Partikeln durch Niederschlagsteilchen stellt eine wichtige Senke der Partikelverteilung dar. Dieser Prozess wurde von Rinke (2008) beschrieben und in COSMO-ART implementiert. Da COSMO ein nichthydrostatisches Modell ist, wird auch der vertikale Transport explizit berücksichtigt. Anders als bei hydrostatischen Modellen, kann hier mit viel geringeren Gittergrößen gerechnet werden. Simuliert man dennoch mit einer größeren Gitterweite (> 7 km), so muss auch die Konvektion parametrisiert werden. Diese wird dann zum Beispiel mit dem Tiedtke-Schema beschrieben, welches durch Tröndle (2008) in COSMO-ART für die Anwendung auf Aerosole implementiert wurde. Da Aerosole als Wolkenkondensationskeime dienen können und damit die Wolkenbildung beeinflussen, wurde von Bangert et al. (2011) diese Interaktion zwischen Aerosolen und Wolken in COSMO-ART implementiert.

Der Vorteil von COSMO-ART gegenüber anderen Modellen ist, dass identische numerische Schemata und Parametrisierungen für identische physikalische Prozesse wie Advektion und turbulente Diffusion verwendet werden (Vogel, 2006), womit Rundungsfehler und Modellinkonsistenzen vermieden werden. Das Modell ist modular aufgebaut (Abb. 3.1), einzelne Module können zu- oder abgeschaltet werden,

⁵COSMO = Consortium for Small-scale Modelling

um somit gezielte Fragestellungen einfacher untersuchen zu können.

Für den Betrieb von COSMO-ART sind meteorologische Anfangs- und Randwerte notwendig. Diese können entweder durch das Globalmodell GME des Deutschen Wetterdienstes oder durch das Globalmodell IFS des Europäischen Zentrums für Mittelfristvorhersage (ECMWF) bereitgestellt werden. Zudem können COSMO-ART-Simulationen mit Rand- und Initialwerten gröberskaliger COSMO-ART-Simulationen betrieben werden (sogenanntes „Nesten“). Die typische horizontale Gittergröße bei COSMO-ART-Simulationen variiert zwischen 2.8 km und 28 km.

COSMO-ART wird zum Beispiel in folgenden Bereichen eingesetzt:

- Quantifizierung der Rückkopplungseffekte von Aerosolen auf die Atmosphäre auf der regionalen Skala.
- Quantifizierung der Wechselwirkung zwischen Spurengasen und Aerosolen auf der regionalen Skala.
- Parametrisierung dieser beiden Effekte in großskaligen Modellen
- Operationelle Pollenvorhersage, basierend auf numerischen Simulationen.

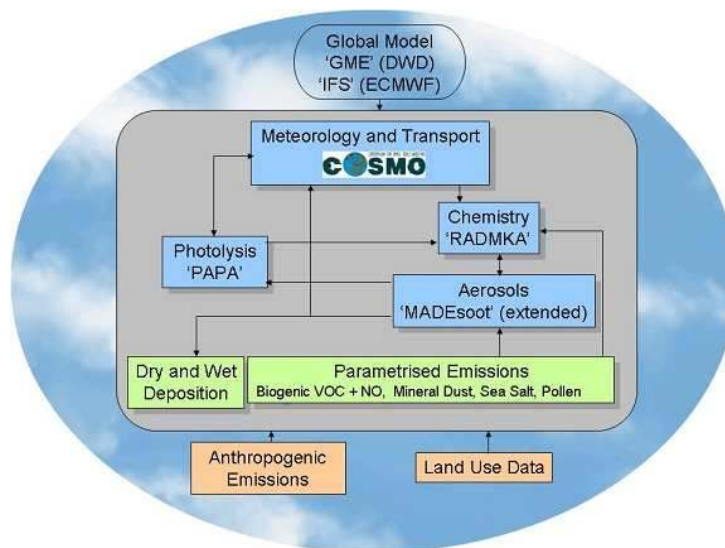


Abb. 3.1: Das Modellsystem COSMO-ART

3.1 Behandlung von Aerosolen in COSMO-ART

Die Behandlung von Seesalz wurde von Lundgren (2006) erstmals in COSMO-ART eingebunden. Im folgenden wird diese Behandlung kurz beschrieben.

Um die Aerosolpopulationen mathematisch in COSMO-ART zu beschreiben, wird die Arbeit von Whitby (1978) herangezogen, worin die Größenverteilung der Aerosolpartikel in der Atmosphäre eine modale Struktur aufweisen. Die Größenverteilung kann daher durch mehrere sich überlappende Verteilungen dargestellt werden, welche durch logarithmische Normalverteilungen approximiert werden.

3.1.1 Größenverteilung von Anzahl- und Massendichte

Allgemein kann die Anzahldichte von Aerosolen durch das Integral

$$N = \int_0^{\infty} n(D_p) dD_p \quad [3.1]$$

beschrieben werden, wobei $n(D_p)dD_p$ die Anzahldichte der Partikel pro m^{-3} Luft mit einem Durchmesser D_p innerhalb eines Größenbereichs D_p und $(D_p + dD_p)$ beschreibt.

Dies gilt auch für Seesalz in COSMO-ART. Da in COSMO-ART drei Moden für Seesalz berücksichtigt werden, wird die Gesamtanzahldichte N_i jeder Seesalzmode i durch folgendes Integral beschrieben:

$$N_i = \int_0^{\infty} n_i(D_p) dD_p. \quad [3.2]$$

Die gesamte Anzahldichte N der Seesalzpopulation erhält man schließlich aus der Summe der Integrale jeder einzelner Mode

$$N = \sum_i N_i. \quad [3.3]$$

Um die Gesamtanzahldichte zu berechnen, wird die Verteilung der Anzahldichte benötigt, welche für jede Mode i folgendermaßen definiert wird:

$$n_i(D_p) = \frac{N_i}{(2\pi)^{\frac{1}{2}} D_p \ln \sigma_{gi}} \exp\left(-\frac{(\ln D_p - \ln D_{g0,i})^2}{2 \ln^2 \sigma_{gi}}\right). \quad [3.4]$$

σ_{gi} ist die dimensionslose geometrische Standardabweichung der Verteilung und wird für jede Mode i als konstant angenommen. In Betracht des Logarithmus, muss eine dimensionslose Größe betrachtet werden. Daher wird die Beziehung $\ln D_p$ als der Logarithmus eines genormten Durchmessers betrachtet: $\ln(D_p/1)$, wobei die 1 auf einen Referenzdurchmesser von 1 m verweist, wenn der Partikeldurchmesser in m gegeben ist (wird im Text nicht explizit angezeigt). $D_{g0,i}$ beschreibt den geometrischen Mediandurchmesser (in m) bezüglich der Anzahl von Partikeln. Da der Durchmesser D_p innerhalb der Größenklasse über mehrere Größenordnungen variieren kann, ist der Logarithmus des Durchmessers vorzuziehen, woraus sich folgende Verteilung für die Anzahldichte ergibt:

$$n_i^*(\ln D_p) = \frac{N_i}{(2\pi)^{\frac{1}{2}} \ln \sigma_{gi}} \exp\left(-\frac{(\ln D_p - \ln D_{g0,i})^2}{2 \ln^2 \sigma_{gi}}\right). \quad [3.5]$$

Die entsprechende Verteilung der Massendichte ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} m_i^*(\ln D_p) &= \frac{m_i}{(2\pi)^{\frac{1}{2}} \ln \sigma_{gi}} \exp\left(-\frac{(\ln D_p - \ln D_{g3,i})^2}{2 \ln^2 \sigma_{gi}}\right) \\ &= \frac{m_i}{(2\pi)^{\frac{1}{2}} \ln \sigma_{gi}} \exp\left(-\frac{(\ln D_p - (\ln D_{g0,i} + 3 \ln^2 \sigma_{gi}))^2}{2 \ln^2 \sigma_{gi}}\right), \end{aligned} \quad [3.6]$$

wobei m_i die Gesamtmasse jeder Mode i und $D_{g0,i}$ und $D_{g3,i}$ die Mediandurchmesser bezüglich der Anzahl- und Massendichte sind und entsprechend verknüpft sind durch:

$$D_{g3,i} = D_{g0,i} \exp(\ln^2 \sigma_{gi}). \quad [3.7]$$

Da der Mediandurchmesser der einzelnen Mode i räumlich und zeitlich variiert wird er über eine Funktion der aktuellen Massen- und Anzahl-dichte der Aerosole in jeder Mode bestimmt durch

$$D_{g0,i} = \left(\frac{m_i}{\frac{\pi}{6} \rho_p \exp(4,5 \ln^2 \sigma_{gi}) N_i} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad [3.8]$$

Berücksichtigt man eine logarithmische Normalverteilung, so wird das k -te Moment M_k der Verteilung für die Mode i definiert als

$$M_{k,i} = \int_{-\infty}^{\infty} D_p^k n_i^*(\ln D_p) d(\ln D_p), \quad [3.9]$$

mit der Lösung

$$M_{k,i} = N_i D_{g0,i}^k \exp\left(\frac{k^2}{2} \ln^2 \sigma_{gi}\right). \quad [3.10]$$

Mit dieser Definition ist das nullte Moment M_0 identisch zur Gesamtanzahl der Aerosolteilchen innerhalb der Mode pro Luftvolumen:

$$N_i = M_{0,i}. \quad [3.11]$$

Nimmt man nun sphärische Aerosolpartikel an, lässt sich die gesamte partikuläre Oberfläche S_i , das gesamte partikuläre Volumen V_i und die Partikelmasse m_i als Momente jeder einzelner Mode ausdrücken. Die Oberfläche pro Einheitsvolumen Luft ist proportional zum zweiten Moment:

$$S_i = \int_0^{\infty} \pi D_p^2 n_i^*(\ln D_p) d(\ln D_p) = \pi M_{2,i}. \quad [3.12]$$

Andererseits ist das Volumen V_i pro Volumeneinheit Luft und die Masse m_i pro Volumeneinheit Luft proportional zum dritten Moment:

$$V_i = \int_0^{\infty} \frac{\pi}{6} D_p^3 n_i^* (\ln D_p) d(\ln D_p) = \frac{\pi}{6} M_{3,i}, \quad [3.13]$$

$$m_i = \rho_p V_i = \frac{\pi}{6} \rho_p M_{3,i}, \quad [3.14]$$

mit ρ_p als Gesamtdichte der Partikel.

3.1.2 Aerosoldynamik

Um die Aerosoldynamik der drei Seesalzmoden i zu beschreiben, wird die normierte Massendichte $\Psi_{m,i}$, sowie das normierte nullte Moment, die normierte Anzahldichte $\Psi_{N,i}$ berücksichtigt

$$\Psi_{N_i} = \frac{M_{0,i}}{N_a}, \quad [3.15]$$

$$\Psi_{m_i} = \frac{m_i}{\rho_a}. \quad [3.16]$$

N_a steht hierbei für die gesamte Anzahldichte aller Moleküle/Teilchen in der Luft und ρ_a ist die Gesamtdichte von feuchter Luft. Die Reynolds gemittelten Erhaltungsgleichungen für die normierte Anzahldichte und die normierte Massendichte der einzelnen Seesalzmoden ergeben sich zu

$$\frac{\partial \hat{\Psi}_{N_i}}{\partial t} = -\hat{\mathbf{v}} \cdot \nabla \hat{\Psi}_{N_i} - \bar{v}_{sed,N_i} \frac{\partial \hat{\Psi}_{N_i}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\rho}_a} \nabla \cdot \mathbf{F}^{\Psi_{N_i}} - \bar{W}_{N_i}, \quad [3.17]$$

$$\frac{\partial \hat{\Psi}_{m_i}}{\partial t} = -\hat{\mathbf{v}} \cdot \nabla \hat{\Psi}_{m_i} - \bar{v}_{sed,m_i} \frac{\partial \hat{\Psi}_{m_i}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\rho}_a} \nabla \cdot \mathbf{F}^{\Psi_{m_i}} - \bar{W}_{m_i}. \quad [3.18]$$

$\hat{\mathbf{v}}$ ist der reynoldsgemittelte horizontale Windvektor. \bar{v}_{sed,N_i} und \bar{v}_{sed,m_i} sind die reynoldsgemittelten Sedimentationsgeschwindigkeiten der Anzahl- und Massendichte, die später noch kurz beschrieben werden. $\mathbf{F}^{\Psi_{N_i}}$ und $\mathbf{F}^{\Psi_{m_i}}$ sind die turbulenten Flüsse der Anzahl- und Massendichte. \bar{W}_{N_i} und \bar{W}_{m_i} beschreiben den Prozess der Entfernung durch Auswaschen unterhalb von Wolken, welcher in Rinke (2008) genauer beschrieben wird. Die zeitliche Änderung der normierten, gemittelten Anzahl- und Massendichten von Seesalz wird durch horizontale und vertikale Advektion, sowie durch vertikale Diffusion und dem Auswaschen beschrieben. Weitere Details in Lundgren (2010)

Sedimentation und Deposition

Um die Sedimentationsgeschwindigkeit einer monodispersen Aerosolpopulation zu beschreiben genügt folgende Gleichung:

$$v_{sed} = \frac{g C_c}{18 \nu} \left(\frac{\rho_p}{\rho_a} D_p^2 \right). \quad [3.19]$$

Hierbei beschreiben ρ_p und ρ_a die jeweiligen Dichten der Aerosolpartikel und der Luft. g ist die Schwerebeschleunigung, ν ist der kinematische Viskosität von Luft und C_c ist der Cunningham Korrekturfaktor ($C_c = 1.0 + 1.246Kn_g$, wobei $Kn_g = \text{Knudsenzahl}$).

Betrachtet man aber ein polydisperses Aerosol und das k -te Moment der Verteilung bekommt die Sedimentationsgeschwindigkeit eine andere Form (Kramm et al., 1992):

$$\bar{v}_{sed,k} = \frac{1}{M_k} \int_{-\infty}^{\infty} v_{sed} D_p^k n^*(\ln D_p) d(D_p). \quad [3.20]$$

Die Verteilungen werden über lognormal Funktionen approximiert und die Sedimentationsgeschwindigkeiten für die Massen- und Anzahl-dichte von Seesalz erhalten folgende Form:

$$\bar{v}_{sed,N_i} = \frac{g\rho_p}{18\nu\rho_a} D_{g0,i}^2 \left(\exp(2\ln^2 \sigma_{gi}) + 1.246 \frac{2\lambda_a}{D_{g0,i}} \exp\left(\frac{1}{2}\ln^2 \sigma_{gi}\right) \right), \quad [3.21]$$

$$\bar{v}_{sed,m_i} = \frac{g\rho_p}{18\nu\rho_a} D_{g0,i}^2 \left(\exp(8\ln^2 \sigma_{gi}) + 1.246 \frac{2\lambda_a}{D_{g0,i}} \exp\left(\frac{7}{2}\ln^2 \sigma_{gi}\right) \right). \quad [3.22]$$

Hierbei ist λ_a die mittlere freie Weglänge von Luft und $D_{g0,i}$ wird als Funktion der Gesamtmasse- und der Gesamtanzahldichte der entsprechenden Mode i aus Gleichung 3.8 bestimmt.

Die Berechnung der Depositionsgeschwindigkeit von polydisperssem Aerosol basiert auf den Annahmen von Slinn und Slinn (1980):

$$\bar{v}_{dep,k} = \bar{v}_{sed,k} + (r_a + \bar{r}_{d,k} + r_a \bar{r}_{d,k} \bar{v}_{sed,k})^{-1}. \quad [3.23]$$

r_a beschreibt die aerodynamische Resistenz und wird durch meteorologische Variablen wie Windgeschwindigkeit und atmosphärische Stabilität bestimmt. $\bar{r}_{d,k}$ ist die Resistenz der Oberfläche.

Die Deposition von Seesalzaerosolen auf die Oberfläche wird nur für die unterste Modellschicht berechnet. Für all die anderen Vertikalschichten wird nur die Sedimentationsgeschwindigkeit berechnet. Weitere Details finden sich in Lundgren (2010).

3.1.3 Seesalz Emissionen

Der Prozess, der maßgeblich an der Produktion von Seesalzaerosolen beteiligt ist, wird hauptsächlich durch den Einfluss von Wind angetrieben. Die Emissionen können durch zwei verschiedene Prozesse beschrieben werden. Der eine Prozess findet bei Windgeschwindigkeiten größer als 3ms^{-1} statt. Hierbei entstehen Wellen mit einer Schaumkrone, bei denen Luft in das Wasser eingemischt wird und sich Luftblasen bilden, welche wiederum die Meeresoberfläche aufreißen und somit Tropfen in die Atmosphäre entlassen. Bei Windgeschwindigkeiten größer als 9ms^{-1} bildet sich Gischt und Gischtropfen werden direkt vom Kamm der Welle vom Wind advehiert. Die eigentlichen Seesalzpartikel entstehen letztendlich wenn die Tropfen vollständig verdunsten.

Für die Parametrisierung der Seesalzproduktion wird der Einfachheit wegen angenommen, dass das emittierte Seesalzaerosol aus reinem NaCl besteht. Im Modell wird der Fluss von Seesalzpartikeln von der Meeresoberfläche in die untere Atmosphäre als Funktion von der Temperatur der Wasseroberfläche und der horizontalen Windgeschwindigkeit in zehn Meter Höhe über der Oberfläche beschrieben. Dabei wird je nach Größenordnung der Partikelgröße eine jeweils andere Parametrisierungen für den Fluss von Seesalzpartikeln (jeweils gegeben in $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) herangezogen.

Für Partikel mit einem trockenem Durchmesser von 0,02 bis 1 μm (Mode A) wird in COSMO-ART die Parametrisierung von Mårtensson et al. (2003) verwendet. Hierbei wird der Fluss als Funktion der Windgeschwindigkeit in zehn Metern Höhe (U_{10} in ms^{-1}) und der Meeresoberflächentemperatur T_w berechnet:

$$\frac{dF_0}{d\log D_p} = \Phi(T_w, D_p) 3,84 \cdot 10^{-6} U_{10}^{3,41}. \quad [3.24]$$

F_0 ist der Fluss der Partikelanzahldichte der Aerosole. $\Phi(T_w, D_p)$ beschreibt den Partikelfluss pro Gebiet für Wellen mit Schaumkrone und ist abhängig von T_w und D_p (gegeben in m) und lässt sich berechnen aus

$$\Phi(T_w, D_p) = A_q(D_p) \cdot T_w + B_q(D_p), \quad q = 1, 2, 3. \quad [3.25]$$

Die Koeffizienten $A_q(D_p)$ und $B_q(D_p)$ werden in Mårtensson et al. (2003) und Lundgren (2006) näher beschrieben.

Für Partikel in der Größenordnung 1 - 9 μm D_p (Mode B) wird die Quellfunktion für Produktion von Seesalzaerosol von Monahan et al. (1986) in COSMO-ART verwendet:

$$\frac{dF_0}{dr_{80}} = 1,373 U_{10}^{3,41} r_{80}^{-3} \left(1 + 0,057 r_{80}^{1,05}\right) 10^{1,19e^{-B^2}}, \quad [3.26]$$

$$\text{wobei } B = \frac{0,380 - \log r_{80}}{0,650}.$$

r_{80} referenziert auf den Feuchtradius des Aerosols in einer Umgebung mit einer relativen Feuchtigkeit von 80% und wird in μm angegeben.

Die Produktion von Seesalzpartikel in der Größenordnung von 9 bis 28 μm (Mode C) wird durch die Arbeiten von Smith et al. (1993) in Form zweier lognormal Verteilungen beschrieben

$$\frac{dF_0}{dr_{80}} = \sum_{x=1,2} C_x \exp\left(-f_x \left(\ln \frac{r_{80}}{r_x}\right)\right), \quad [3.27]$$

$$\text{mit } \begin{cases} f_1 = 3,1\mu\text{m}, & r_1 = 2,1\mu\text{m}, & \log C_1 = 0,676U_{10} + 2,34 \\ f_2 = 3,3\mu\text{m}, & r_2 = 9,2\mu\text{m}, & \log C_2 = 0,959U_{10}^{0,5} - 1,475. \end{cases}$$

Beschreibt man nun die feuchte Aerosolgröße als Funktion der trockenen Größe, kann man die Parametrisierungen 3.24 bis 3.27 auf die selbe Form bringen (Lewis und Schwartz, 2006). Der Fluss der

Anzahldichte $F_{N,i}$ jeder Mode i erhält man durch die numerische Integration über das entsprechende Größenintervall

$$F_{N,i} = \int_{D_a}^{D_b} \frac{dF_0}{d \log D_p} d \log D_p = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n \frac{dF_0}{d \log D_p} \Delta \log D_p, \quad [3.28]$$

mit dem konstanten Schritt $\Delta \log D_p = 0,1$. Der Fluss der Massendichte F_m wird über den Fluss der Anzahldichte für jede der drei Seesalzmoden nach folgender Relation berechnet

$$F_{m,i} = \frac{\pi \rho_p D_{gi,ini}^3}{6} \exp(4,5 \ln^2 \sigma_{g,i}) \cdot F_{N,i}. \quad [3.29]$$

Letztendlich werden die Emissionen von Seesalz, $E_{N,i}$ $E_{m,i}$, in die Erhaltungsgleichungen 3.17 und 3.18 einer jeden Mode i über die untere Randbedingung eingebracht

$$E_{N,i} = \frac{F_{N,i}}{\Delta z_s}, \quad [3.30]$$

$$E_{m,i} = \frac{F_{m,i}}{\Delta z_s}, \quad [3.31]$$

wobei Δz_s der Höhe der untersten Modellschicht entspricht (Lundgren, 2010).

3.2 Wolkenmikrophysik

In diesem Kapitel soll kurz die Mikrophysik der Wolken im Modellsystem COSMO, respektive COSMO-ART, erläutert werden. Dabei wird zwischen dem sogenannten Ein-Momenten-Schema und dem Zwei-Momenten-Schema unterschieden, wobei Ersteres das in der operationellen Wettervorhersage verwendete Schema ist. Aufgrund der Verwirklichung der Parametrisierung beider Schemata in COSMO, bzw. COSMO-ART, wird zunächst die Parametrisierung des Zwei-Momenten-Schemas vorgestellt, da das Ein-Momenten-Schema im Endeffekt die vereinfachte Version des Zwei-Momenten-Schemas ist darstellt (Seifert, 2008). Die Beschreibung der Eisphase und die zugehörigen Prozesse werden an dieser Stelle nicht erwähnt, da sie bei der maritimen Wolkenbildung im betrachteten Gebiet keine Rolle spielen.

q_x (mit $x = c, i, v, r, s$) der jeweilige Massenanteil gemeint ist. Als Regen wird ein Tropfen mit der Masse $2,6 \cdot 10^{-10}$ kg bezeichnet, was einem Radius von $40 \mu m$ entspricht (Seifert und Beheng (2001)). Letztendlich ergeben sich als prognostische Gleichungen:

Eine Wolke besteht im Allgemeinen aus verschieden großen Tropfen und bildet damit ein polydisperses System. Um integrale Eigenschaften dieses Systems zu beschreiben, wird im Allgemeinen die Momente der Tropfenanzahldichteverteilungsfunktion $f_w(x)$ verwendet. Allgemein definiert wird das k -te Moment, das auf die Teilchenmasse bezogen ist, mit (Seifert, 2002):

$$M_w^k = \int_0^{\infty} x^k f_w(x) dx. \quad [3.32]$$

Das nullte Moment beschreibt die Anzahldichte der Tropfen, also die Tropfenanzahl pro Volumeneinheit:

$$M_w^0 = \int_0^{\infty} f_w(x) dx = N_w. \quad [3.33]$$

Das erste Moment beschreibt die Massendichte, welche auch als Flüssigwassergehalt bezeichnet wird:

$$M_w^1 = \int_0^{\infty} x f_w(x) dx = q_w. \quad [3.34]$$

Das zweite Moment bezüglich der Masse ist proportional zur sogenannten Radarreflektivität:

$$M_w^2 = \int_0^{\infty} x^2 f_w(x) dx = Z_w. \quad [3.35]$$

Ein Grundprinzip eines Wolkenmodells wurde bereits von Kessler (1969) entwickelt, worin nur die Massendichten als Modellvariable verwendet werden. Kessler (1969) formuliert die grundlegende Idee, dass das Tropfenspektrum formal in Wolkentropfen und Regentropfen zu unterteilen ist. Erstere besitzen eine vernachlässigbare Fallgeschwindigkeit, während die Regentropfen Fallgeschwindigkeiten von mehreren Metern pro Sekunde erreichen. Daher verhalten sich die Wolkentropfen ähnlich einem Gas. Diese werden mit dem Windfeld transportiert und unterliegen der turbulenten Diffusion. Während Kessler (1969) keine Aussage darüber macht, bei welchem Tropfenradius zwischen Wolken- und Regentropfen zu trennen ist, konnte aufgrund von numerischen Simulationen der Koagulation ein Trennradius bestimmt werden, der ungefähr bei $40 \mu\text{m}$ liegt (Seifert, 2002).

Kessler (1969) formulierte zwei integrale Koagulationsprozesse:

- Die Autokonversion, also die Bildung von Regentropfen durch Kollision/Koagulation von Wolkentropfen untereinander.
- Die Akkreszenz, also das Anwachsen der Regentropfen durch Kollision/Koagulation mit Wolkentropfen.

Die Koagulationsprozesse, die Sedimentation der Regentropfen, die Nukleation und Kondensation des Wasserdampfes und die Verdunstung der Regentropfen wurden in Abhängigkeit der Massendichten für Wolken- und Regentropfen q_c und q_r parametrisiert.

Im Gegensatz dazu werden im Zwei-Momenten-Schema neben q_c und q_r die Anzahldichten N_c und N_r berücksichtigt. Neben Autokonversion und Akkreszenz, wird im Zwei-Momenten-Schema der Selbsteinfang („Self Collection“) der Tropfen berücksichtigt.

Um eine Parametrisierung für die Autokonversion und Akkreszenz zu erhalten, ist es notwendig die Tropfenverteilung zu kennen. Da diese nicht bekannt ist, wird mit Hilfe einer empirischen Verteilungsfunktion eine Annahme über die Verteilung der Tropfen gemacht. Für Regentropfen wird eine Exponentialfunktion (Marshall-Palmer-Verteilung) gewählt:

$$f(D_r) = N_0 e^{-\gamma D_r}, \quad [3.36]$$

wobei D_r für den Durchmesser der Regentropfen steht. Für Wolkentropfen hingegen wird eine Gamma-Verteilung angenommen:

$$f(x) = Ax^\nu e^{-\gamma x}, \quad [3.37]$$

wobei hier mit x die Teilchenmasse gemeint ist. Für die erste Näherung der Autokonversionsrate entsteht ein differentielles Gleichungssystem mit höheren Momenten in den jeweiligen Gleichungen. Um das Problem zu schließen, werden die oben genannten Annahmen für die gesamte Verteilungsfunktion $f_w(x)$, bzw. die partiellen Verteilungsfunktionen von Wolkentropfen $f_c(x)$ und Regentropfen $f_r(x)$, angewendet, um die höheren Momente auf die Anzahl- und Massendichte zurückzuführen.

Mit der Annahme, dass in der Anfangsphase des Koagulationsprozesses die Autokonversion gegenüber der Akkreszenz und dem Selbsteinfang der bestimmende Faktor ist. Man berücksichtigt, dass der Selbsteinfang der Wolkentropfen keinen Beitrag zum Regenwassergehalt q_r beiträgt, erhält man eine erste Näherung der Autokonversion (Seifert, 2002):

$$\left. \frac{\partial q_r}{\partial t} \right|_{au} = \frac{k_{cc}}{20x^*} \frac{(v_c + 2)(v_c + 4)}{(v_c + 1)^2} q_c^2 \bar{x}_c^2. \quad [3.38]$$

Wobei $x^* = 2.0 \cdot 10^{-10}$ kg die Trennmasse beschreibt, q_c der Wolkenwassergehalt und $\bar{x}_c = \frac{q_c}{N_c}$ die mittlere Masse der Wolkentropfen. Mit der Annahme, dass die mittlere Masse der Regentropfen deutlich größer ist als die mittlere Masse der Wolkentropfen, also $\bar{x}_r \gg \bar{x}_c$, folgen die Näherungen für die Akkreszenzraten zu:

$$\left. \frac{\partial N_c}{\partial t} \right|_{ac} = -k_{cr} N_c q_r, \quad [3.39]$$

$$\left. \frac{\partial q_c}{\partial t} \right|_{ac} = -k_{cr} q_c q_r, \quad [3.40]$$

und die Näherung für den Selbsteinfang von Regentropfen zu:

$$\left. \frac{\partial N_r}{\partial t} \right|_{sc} = -k_{rr} N_r q_r. \quad [3.41]$$

Nähere Beschreibung und Werte für die Koeffizienten k_{xx} sind in Seifert (2002) zu finden.

Da die bisherigen Annahmen die Entwicklung des Spektrums zu sehr einschränken, werden die Raten der Autokonversion und Akkreszenz weiter verallgemeinert. Hierfür wird eine dimensionslose Zeitskala τ ($\tau = 1 - \frac{q_c}{q_r + q_c}$) eingeführt, die so gewählt wurde, dass bei einem reinen Wolkentropfenspektrum, also beim Anfang des Koagulationsprozesses, $\tau = 0$ und bei einem reinen Regentropfenspektrum $\tau = 1$ ist. Des Weiteren wird eine numerisch bestimmte Ähnlichkeitsfunktion ($\Phi_{au}(\tau) = 400\tau^{0,7} (1 - \tau^{0,7})^3$)

eingeführt.

Dadurch folgt für die Autokonversionsrate:

$$\left. \frac{\partial q_r}{\partial t} \right|_{au} = \frac{k_{cc}}{20x^*} \frac{(v_c + 2)(v_c + 4)}{(v_c + 1)^2} q_c^2 \bar{x}_c^2 \left[1 + \frac{\Phi_{au}(\tau)}{(1 - \tau)^2} \right]. \quad [3.42]$$

Da $\bar{x}_c = \frac{q_c}{N_c}$, kann 3.42 geschrieben werden als:

$$\left. \frac{\partial q_r}{\partial t} \right|_{au} = \frac{k_c}{20m_c} \frac{(v + 2)(v + 4)}{(v + 1)} \frac{L^4}{N_c^2} \left[1 + \frac{\Phi_{au}(\tau)}{(1 - \tau)^2} \right]. \quad [3.43]$$

Für die Akkreszenzraten findet sich:

$$\left. \frac{\partial N_c}{\partial t} \right|_{ac} = -k_{cr} N_c q_r \Phi_{au}(\tau), \quad [3.44]$$

$$\left. \frac{\partial q_c}{\partial t} \right|_{ac} = -k_{cr} q_c q_r \Phi_{au}(\tau). \quad [3.45]$$

Detaillierte Informationen zur Parametrisierungen des Zwei-Momenten-Schema sind zu finden in Seifert (2002) und Seifert und Beheng (2001).

Das Ein-Momenten-Schema berücksichtigt nun nur noch die Massendichten für Wolken- und Regentropfen, q_c und q_r , wodurch das Schema zwar sehr effizient wird, aber der Einfluss von Aerosolen nicht berücksichtigt werden kann. So basiert zum Beispiel die Parametrisierung der Autokonversion des Ein-Momenten-Schemas auf der des Zwei-Momenten-Schemas (Gl. 3.43), allerdings mit vorgeschriebener Wolkentropfenanzahl N_c . Diese wird im operationellem Betrieb auf einen konstanten Wert von $N_c = 500 \text{ cm}^{-3}$ festgesetzt (Seifert, 2008).

3.2.1 Berechnung der Wolkenkondensationskeime

Da COSMO-ART die Größenverteilung und die chemische Zusammensetzung der Aerosole simuliert, kann diese Information für die Berechnung der Wolkenkondensationskeime (CCN) verwendet werden (Bangert et al., 2011). Die Berechnung der verfügbaren CCN basiert auf der Köhler-Theorie (Köhler, 1936). Es wird eine ideale Lösung angenommen, da das nicht-ideale Verhalten eines Lösungstropfens von der Tropfengröße abhängt.

Es wird der minimale Trockendurchmesser einer jeden Mode l D_l^* , welcher eine Funktion der chemischen Zusammensetzung ist, für die maximale Übersättigung s berechnet:

$$D_l^* = \left(\frac{4A^3}{27\bar{B}_l s^2} \right)^{1/3}, \quad \bar{B}_l = \frac{M_w \sum_i v_i r_i \epsilon_i / M_i}{\rho_w \sum_i r_i / \rho_i}, \quad A = \frac{4\sigma_w M_w}{RT \rho_w}. \quad [3.46]$$

\bar{B}_l ist die mittlere Hygroskopizität der chemischen Zusammensetzung der Partikel in der Mode l , A ist der Krümmungs-Parameter, σ_w die Oberflächenspannung, ρ_w die Dichte und M_w die Molmasse von Wasser, v_i der Dissoziationsfaktor, ε_i der Lösungsanteil, M_i die Molmasse, ρ_i die Dichte, r_i das Massenmischungsverhältnis der Komponente i in der Mode l .

Eine Integration über die Größenverteilung jeder Mode l und die Summation über alle Moden liefert die Anzahl der verfügbaren CCN:

$$CCN(s) = \sum_l \int_{D_l^*}^{\infty} n_l(D) dD. \quad [3.47]$$

$n_l(D)$ berechnet sich wie bereits in Gleichung 3.4 angegeben. Allerdings bestehen die Moden l nicht nur aus den drei Seesalzmoden, sondern aus fünf weiteren Moden (Vogel et al., 2009).

3.2.2 Aktivierungsrate

Um nun die Aerosolpartikel mit den Wolken in einem dreidimensionalen Modell zu verbinden ist die Berechnung der Aktivierungsrate der Partikel notwendig, welche von der maximalen Übersättigung, die während der Wolkentropfenbildung auftritt, abhängt.

Um die Aktivierung der Aerosolpartikel in COSMO-ART zu beschreiben, wird die Parametrisierung von Kumar et al. (2009); Barahona und Nenes (2009) verwendet. Hierbei wird die maximale Übersättigung s_{max} in einem aufsteigendem Luftpaket auf der Basis der Aerosoleigenschaften und der Aufwindgeschwindigkeit berechnet (Bangert et al., 2012).

Obwohl mesoskalige Modelle den Ort und die Charakteristika größerer einzelner Wolkensystemen simulieren können, können die Aufwindgeschwindigkeiten während der Wolkenbildung quantitativ nicht von der gridskaligen vertikalen Windgeschwindigkeit w wiedergegeben werden. Dies führt zu einer Unterschätzung der Aufwinde im Modell. Dies führt wiederum zu einer Unterschätzung der Übersättigungen und letztendlich zu geringen Wolkentropfenanzahlen. Um die subskaligen Aufwinde an der Wolkenbasis zu berücksichtigen wird der Ansatz von Lohmann et al. (1999) verwendet, bei dem ein zusätzlicher Faktor auf w addiert wird. Dieser Faktor ist proportional zur turbulenten kinetischen Energy TKE .

Da im Bereich des großräumigen Absinkens und der Ausbildung der scharfen Temperaturinversion im Südostpazifik auch Strahlungsprozesse eine Auswirkung auf die Bildung und Aufrechterhaltung der Temperaturinversion und die Stratocumuluswolken haben, wird dies bei der Aktivierung mit berücksichtigt. Um die Kühlung und Erwärmung durch Strahlung mit zu berücksichtigen wird eine Pseudoaufwindgeschwindigkeit berechnet und auf w aufaddiert (Seinfeld und Pandis, 2006). Daher wird die Aufwindgeschwindigkeit an der Wolkenbasis w_{cb} um die Übersättigung zu berechnen zu

$$w_{cb} = w + 0,7\sqrt{TKE} - \frac{c_p}{g} \left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{rad}}, \quad [3.48]$$

mit der Gravitationsbeschleunigung g und der Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p . Weitere Details in Bangert et al. (2011, 2012).

4 Einfluss von künstlichen Seesalzemissionen auf die Bewölkung im Südostpazifik auf regionaler Skala

4.1 Modellsetup

Für das Simulationsgebiet wurde das Gebiet des Südostpazifiks gewählt, welches etwas größer ist als das Gebiet der VOCALS-Rex Messkampagne. In dieser Kampagne lag wie schon in Kapitel 2.5 erwähnt ein Schwerpunkt auf dem südlichen 20. Breitengrad. Die Abbildung 4.1 zeigt das verwendete Modellgebiet. Dargestellt ist zusätzlich die im Modell verwendete Orographie.

Für das Gebiet wurde ein Ausschnitt des Südostpazifiks ausgewählt, der sowohl einen Teil des Pazifiks abdeckt, als auch einen Teil der Küsten Südamerikas. Hierbei wurde darauf geachtet, dass die Anden ebenfalls im Modell repräsentiert werden, da sie einen merklichen Einfluss auf die Meteorologie Südamerikas haben (siehe Kapitel 2.4).

Die Domäne erstreckt sich in etwa von 90°W bis 60°W , sowie von 3°S bis 30°S . Während der Auswertung wird immer wieder das betrachtete Gebiet in weitere Teilgebiete unterteilt. So wird oft ein kleineres Teilgebiet betrachtet, das sich von 85°W bis 70°W , sowie 25°S bis 15°S (schwarzes Rechteck in Abb. 4.1) erstreckt. Dieses Gebiet wurde so gewählt, dass sich der 20. Breitengrad in dessen Mitte befindet. Zudem deckt sich das Gebiet in etwa mit der VOCALS-Rex Messkampagne und es sollte verhindert werden, dass beim Betrachten des Mittels der Modellergebnisse die Konvektion, die im Nordosten vorzufinden ist, die eigentlich interessanten Ergebnisse über dem Südostpazifik verfälschen.

Wenn nicht anders angegeben, bezieht sich der zeitliche Verlauf des räumlichen Mittels immer auf dieses Teilgebiet. Da während der VOCALS-Rex Messkampagne ein Schwerpunkt auf dem südlichen 20. Breitengrad gelegt wurde ist dieser in der Abbildung 4.1 zur Orientierung hervorgehoben (weißer Strich). Bei der Auswertung werden die Modellergebnisse nicht wie in der Messkampagne direkt entlang des 20. Breitengrades dargestellt. Wird Bezug auf den südlichen 20. Breitengrad genommen, so werden die Modellergebnisse in einem Gebiet gemittelt, das ein halbes Grad über und unterhalb des 20. Breitengrades liegt.

Bevor die eigentliche Auswertung beginnt, sollen noch kurz ein paar Worte über Begrifflichkeiten verloren werden. Aufgrund der Gegebenheiten im Südostpazifik liegt es nahe, das betrachtete Gebiet in einen küstennahen Bereich, sowie einen küstenfernen Bereich zu untergliedern. Ähnliches wurde auch in anderen Arbeiten vorgenommen (z. B. Abel et al., 2010) und erweist sich bei den Betrachtungen als nützliche Unterteilung. Das Gebiet zwischen der Küste und 75°W wird als küstennah bezeichnet. Westlich von 75°W folgt der küstenferne Bereich.

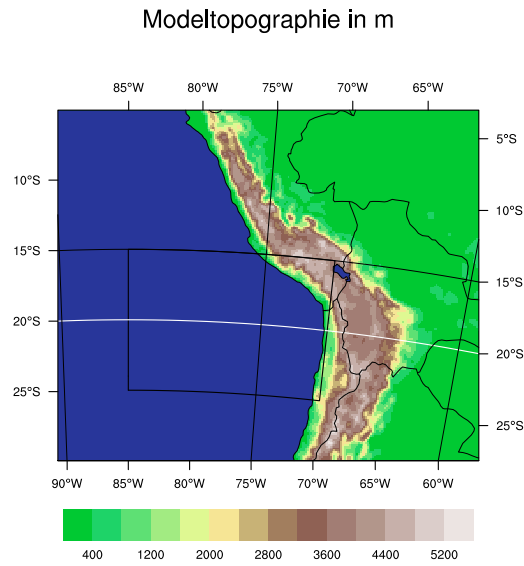


Abb. 4.1: Verwendetes Modelgebiet mit der Orographie im Model.

Es wurden verschiedene Sensitivitätsstudien durchgeführt, sowie verschiedene Modellkonfigurationen verwendet, wodurch es einer entsprechenden Bezeichnung der einzelnen Modellläufe bedarf. Diese sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Wird COSMO mit dem Zwei-Momenten-Schema betrieben, so kann man zwischen mehreren Aerosolszenarien wählen. So wurde im Fall dieser Arbeit jeweils ein Lauf mit einem maritimen und einem kontinentalem Szenario gerechnet. Diese schreiben jeweils eine konstante Aerosolverteilung vor, die durch Segal und Khain (2006) beschrieben werden. Die Anzahlkonzentration beim maritimen Szenario liegt bei einem Wert von $N = 100 \text{ cm}^{-3}$, der mittlere Durchmesser d bei $0,08 \mu\text{m}$ und die Standardabweichung σ bei 2,5. Das kontinentale Szenario schreibt einen Wert von $N = 1700 \text{ cm}^{-3}$, mit Werten von $d=0,08 \mu\text{m}$ und $\sigma=1,68$, vor. Damit herrscht also im Gegensatz zu COSMO-ART eine feste Aerosolverteilung.

| Abkürzung | Setup ⁶ | Wolkenschema | Aerosol |
|-----------|--|----------------------|--|
| 1MOM | $TKH_{min}=TKM_{min}$ $= 1,0 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ | Ein-Momenten-Schema | |
| 1MOM - DC | $TKH_{min}=TKM_{min}$ $= 0,0001 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ | Ein-Momenten-Schema | |
| 2MOMmarit | $TKH_{min}=TKM_{min}$ $= 0,0001 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ | Zwei-Momenten-Schema | vorgeschriebenes maritimes Aerosolszenario |
| 2MOMconti | $TKH_{min}=TKM_{min}$ $= 0,0001 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ | Zwei-Momenten-Schema | vorgeschriebenes kontinentales Aerosolszenario |
| A | $TKH_{min}=TKM_{min}$ $= 0,0001 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ | Zwei-Momenten-Schema | nur Seesalz ⁷ |
| AM | $TKH_{min}=TKM_{min}$ $= 0,0001 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ | Zwei-Momenten-Schema | Seesalz, sowie Mozart-Initial- und Randdaten |
| AMD | $TKH_{min}=TKM_{min}$ $= 0,0001 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ | Zwei-Momenten-Schema | Seesalz, Berücksichtigung von DMS, sowie Mozart-Initial- und Randdaten |
| ACLIMa | $TKH_{min}=TKM_{min}$ $= 0,0001 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ | Zwei-Momenten-Schema | wie A nur mit Climate Engineering auf Seesalz-mode A |
| AMCLIMa | $TKH_{min}=TKM_{min}$ $= 0,0001 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ | Zwei-Momenten-Schema | wie AM nur mit Climate Engineering auf Seesalz-mode A |
| AMDCLIMa | $TKH_{min}=TKM_{min}$ $= 0,0001 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ | Zwei-Momenten-Schema | wie AMD nur mit Climate Engineering auf Seesalz-mode A |

Tab. 4.1: Nomenklatur der einzelnen Modellläufe. Die ersten vier Läufe beziehen sich auf Modellläufe nur mit COSMO. Läufe beginnend mit „A“ sind allesamt Läufe mit COSMO-ART, also explizit berechneter Aerosolverteilung.⁶ Das Setup unterscheidet sich nur durch die minimalen Werte der turbulenten Diffusionskoeffizienten von Impuls und latenter Wärme (vgl. Kapitel 4.2.1).⁷ Parametrisierungen siehe Kapitel 3.1

4.2 Vergleich mit VOCALS-Rex

Für den Vergleich mit VOCALS-Rex werden Daten verwendet, die wie in Wood et al. (2010) beschrieben innerhalb des Felddatenkatalogs der VOCALS-Rex Kampagne zur Verfügung gestellt werden⁸.

4.2.1 COSMO

Für den COSMO-Referenzlauf wurden die Standardeinstellungen (Doms et al., 2011) von COSMO gewählt. Für die Modellgebietseinstellungen gelten folgende Parameter:

- Zeitschritt: Δt : 30s
- Gitterbreite Δx : ≈ 14 km
- Vertikale Auflösung: 40 Schichten (max. ≈ 20 km)
- Antriebsdaten: GME
- Simulationszeitraum: 19.10.2008 00UTC - 22.10.2008 00 UTC

Zunächst wird, wenn nicht anders angegeben, nur der Lauf 1MOM betrachtet. In der Abbildung 4.2 ist das zeitliche Mittel über den gesamten Simulationszeitraum des Bodendruckes und des 10-Meter-Winds aufgetragen. Wie schon in Kapitel 2.4 erwähnt herrscht in dieser Gegend oft ein stark ausgebildetes Hochdruckgebiet. Man kann, auch wenn der Kern des Hochdruckgebietes selbst nicht mehr im Modellgebiet ist, sehr deutlich die Einflüsse des Hochdrucksystems sehen. Im südwestlichen Bereich der Modelldomäne herrscht ein mittlerer Druck von 1024 hPa. Dies deckt sich sehr gut mit den Simulationsergebnissen aus der Arbeit von Rahn und Garreaud (2010).

Beim Vergleich mit Messergebnissen aus der Arbeit von Bretherton et al. (2010) zeigte sich allerdings, dass die vertikale Verteilung einiger meteorologischen Größen zunächst nicht sonderlich gut wiedergegeben wurde. Die Abbildung 4.3a zeigt die vertikale Verteilung von q_t am 21.10.2008 um 9 UTC am Punkt 85° W und 20° S. q_t ist die Summe der spezifischen Feuchte q_v , dem Wolkenwassergehalt q_c und dem Gehalt von Regenwasser q_r . Ein Kreis in der Abbildung bedeutet das Überschreiten von q_c über einen Schwellenwert von 0,01 g/kg. Wie man erkennen kann, wird q_t hauptsächlich durch q_v bestimmt.

Definiert man nun die Grenzschicht dort, wo die schärfsten Gradienten herrschen, so fällt beim Vergleich zu den Ergebnissen von Bretherton et al. (2010) (dort Abb. 4) auf, dass die Grenzschicht in der Simulation mit ≈ 900 m deutlich zu niedrig wiedergegeben wird. Bei Bretherton et al. (2010) ist sie bei ≈ 1500 m zu finden. Die absoluten Werte in den untersten Schichten mit ungefähr 9 g/kg stimmen dennoch gut überein. Auch die Simulation 2MOM gibt die Grenzschicht in einer vergleichbaren und ebenfalls zu niedrigen Höhe wieder (nicht gezeigt).

Diesbezüglich wurden verschiedene Sensitivitätsstudien durchgeführt in denen unter anderem der Einfluss von Entrainment und den turbulenten Diffusionskoeffizienten von Impuls und latenter Wärme auf

⁸<http://catalog.eol.ucar.edu/vocals/>

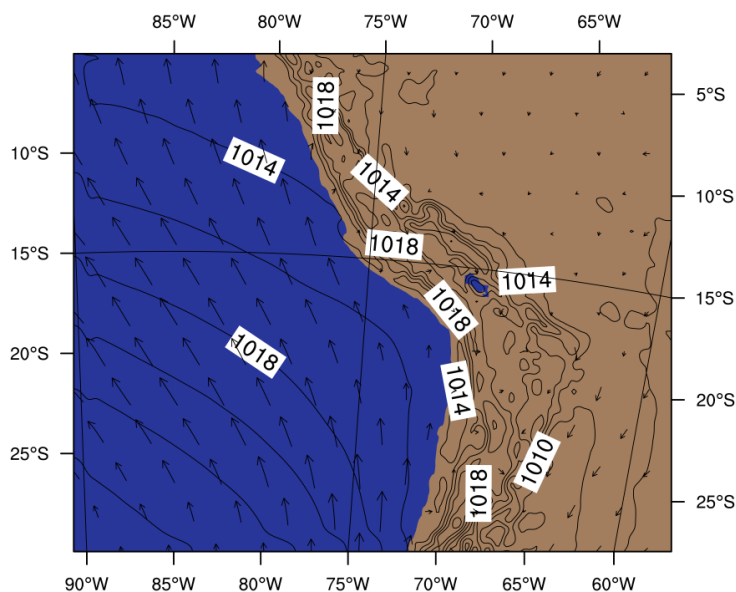


Abb. 4.2: Zeitliches Mittel des Bodendrucks in hPa und 10-Meter-Wind über den Vorhersagezeitraum.

maritime Bewölkung und Grenzschichthöhe untersucht wurde. Hierbei hat es sich herausgestellt, dass die beste Verbesserung durch die Modifikation der turbulenten Diffusionskoeffizienten erzielt werden konnte. In den Standardeinstellungen des COSMO-Modells sind die Minimalwerte der turbulenten Diffusionskoeffizienten für Impuls TKM_{\min} und latente Wärme TKH_{\min} auf einen Wert von $1,0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gesetzt. Diese wurden herabgesetzt auf Werte von $0,0001 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Die Werte der turbulenten Diffusionskoeffizienten werden im operationellen Bereich auf diese hohen Werte gesetzt, um ein Entkoppeln der untersten Schicht von der Atmosphäre bei sehr stabilen Verhältnissen und schwachen Winden und Probleme bei maritimen Grenzschichtbewölkung zu verhindern. Allerdings erzeugt dies auch eine zu hohe turbulente Mischung, was wiederum zu einer schlechten Simulation wichtiger Charakteristika einer stabilen Grenzschicht, wie etwa einem „low level jet“ oder einer ausgeprägten Temperaturinversion, führt (Buzzi et al., 2011).

Die Inversion ist zwar in den Simulationen vorhanden, allerdings zu niedrig. Auch die Gesamtbewölkung wurde mit zu geringen Werten des Bedeckungsgrades eher schlecht wiedergeben (nicht gezeigt). Dies ist auf die hohen Werte der turbulenten Diffusionskoeffizienten zurückzuführen, die im operationellen Betrieb zum Beispiel eine zu hohe maritime Bewölkung verhindern sollen. Um nun diese künstlich hoch gehaltene vertikale turbulente Durchmischung zu verringern wurden die Minimalwerte der Diffusionskoeffizienten auf niedrigere Werte gesetzt. Dies führt dazu, dass nun auch geringere Werte als $1,0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ möglich sind.

Das Ergebnis für die herabgesetzten turbulenten Diffusionskoeffizienten ist in Abbildung 4.3b dargestellt. Man erkennt, dass die Grenzschicht höher ist als in den Modellrechnungen zuvor. Sie liegt bei $\approx 1100 \text{ m}$, damit aber immer noch etwa 400 m tiefer als bei Bretherton et al. (2010). Auch die Simula-

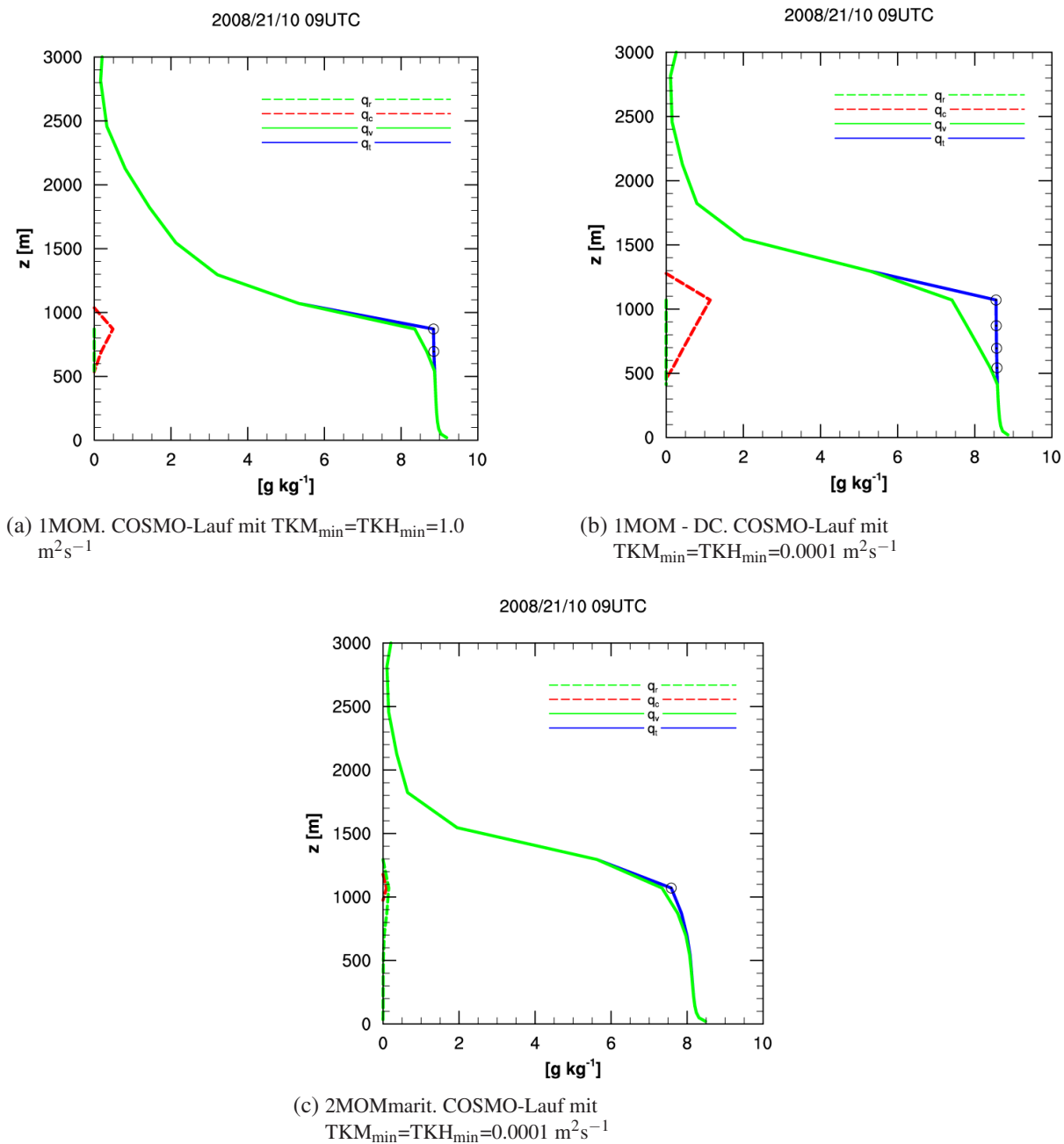
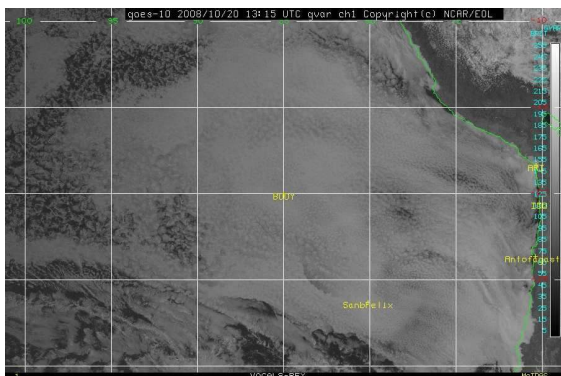


Abb. 4.3: Vertikale Verteilung von q_r , q_v , q_c und q_t um 9 UTC am 21.10.2008 am Punkt 85°W und 20°S . Mittel aus 5×5 Gitterpunkten. Ein Kreis bedeutet $q_c > 0.02 \text{ g/kg}$

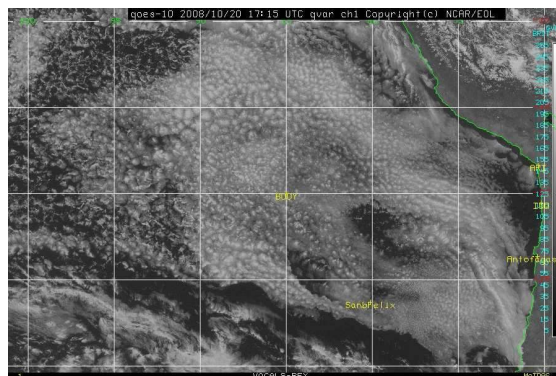
tion 2MOM - DC produziert eine ähnliche Vertikalverteilung, allerdings zeigt sich hier ein nicht ganz so scharfer Gradient, wie bei 1MOM - DC. Auch wird der Grenzwert für q_c nur in einer Modellschicht überschritten, anders als bei 1MOM - DC.

Es wird angenommen, dass die Änderungen der turbulenten Diffusionskoeffizienten im Moment das beste zu erzielende Ergebnis liefert. Die ab sofort dargestellten Ergebnisse wurden alle mit den niedrigeren

Werten für TKM_{min} und TKH_{min} gerechnet.

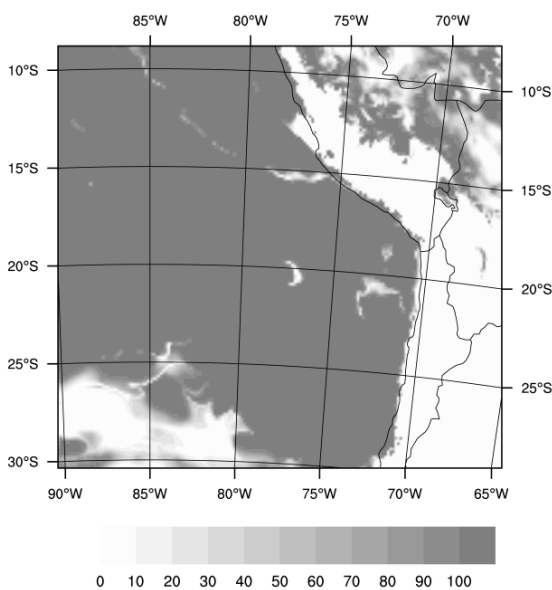


(a) 20.10.2008 13.15UTC

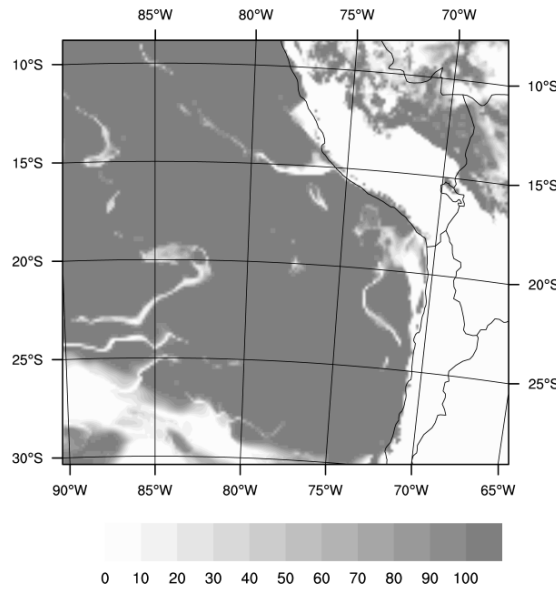


(b) 20.10.2008 17.15UTC

Abb. 4.4: Satellitenbilder des Südostpazifiks während VOCALS-Rex. GOES-10.



(a) 20.10.2008 13UTC



(b) 20.10.2008 17UTC

Abb. 4.5: 1MOM - DC. Modellergebnis des Wolkenbedeckungsgrad niedriger Wolken in %.

Als Erstes bietet es sich an Satellitenbilder im sichtbaren Wellenlängenbereich mit dem Wolkenbedeckungsgrad der Modellergebnisse zu vergleichen. Die Abbildung 4.4 zeigt derartige Satellitenbilder des Südostpazifiks am 20.10.2008 um jeweils 13:15 UTC und 17:15 UTC. Die beiden Bilder zeigen, wie um 13:15 UTC noch eine dichte Stratocumulusdecke über dem Südostpazifik liegt, diese sich aber während des Tages teilweise auflöst. Die Modellergebnisse sind in Abbildung 4.5 abgebildet. Es zeigt sich bei 1MOM - DC eine relativ gute Wiedergabe des Wolkenbedeckungsgrad niedriger Wolken. Zwar ist der Tagesgang und die Auflösung der Stratocumulusdecke erkennbar, aber nicht sonderlich stark ausgeprägt und tendiert eher dazu die Wolkendecke um 17 UTC zu überschätzen.

Auf den Vergleich 2MOMmarit und 2MOMconti mit Satellitenbilder im visuellen Wellenlängenbereich wird hier nicht ausführlicher eingegangen.

Betrachtet man nun die horizontale Niederschlagsverteilung von 1MOM - DC (Abb. 4.6a), so stellt man fest, dass COSMO über dem Südostpazifik keinen Niederschlag produziert. Dies gilt auch für den über den Simulationszeitraum aufsummierten Niederschlag. Dies scheint vor allem daraus zu resultieren, dass bei der Parametrisierung der Autokonversion die Wolkentropfenanzahl auf einen konstanten Wert von $N_c = 500 \text{ #cm}^{-3}$ festgelegt wird. Der in diesem Bereich vorherrschende Niesel (sh. z.B. Boutle und Abel, 2012) kann also nicht entsprechend wiedergegeben werden. Was auch nicht verwundert bei der hohen, konstanten Wolkentropfenanzahl. Selbst die höchsten gemessenen Werte während VOCALS-Rex lagen bei Werten von $N_c \approx 300 \text{ #cm}^{-3}$. Also deutlich unter dem konstanten Wert von $N_c = 500 \text{ #cm}^{-3}$. Und selbst die gemessenen 300 #cm^{-3} wurden in Küstennähe ermittelt, während küstenfern eher Werte von unter 100 #cm^{-3} die Regel sind (vgl. (Painemal und Zuidema, 2011)).

Andere Ergebnisse zeigt die Simulationen 2MOMmarit und 2MOMconti. Da dort die Wolkentropfen über eine konstante Vorgabe einer Aerosolkonzentration errechnet wird, ergibt sich dort bereits ein besseres Bild (vgl. Abb. 4.6b und 4.6c).

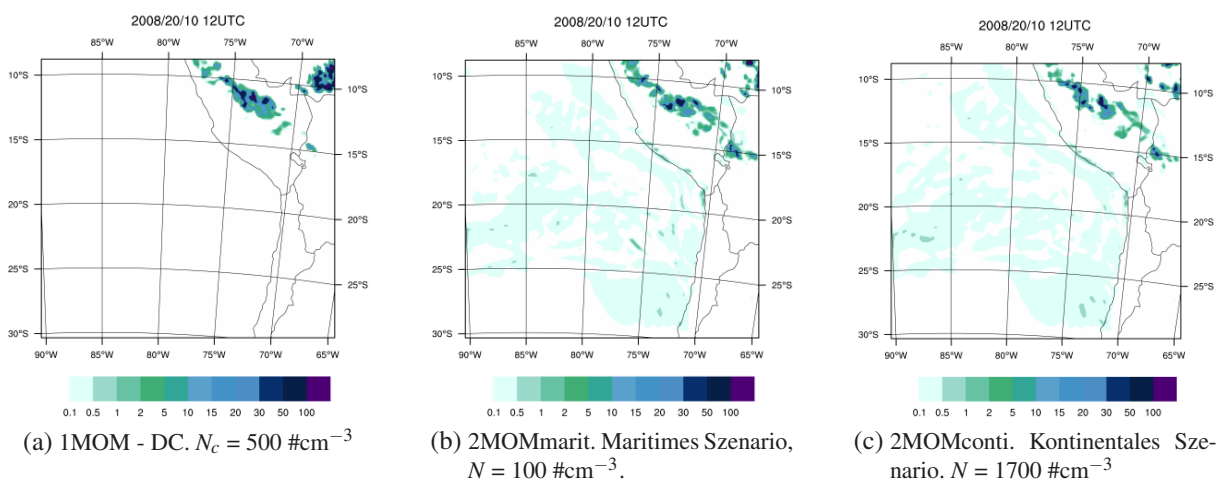


Abb. 4.6: Akkumulierter sechsstündiger Niederschlag um 12UTC am 20.10.2008.

Eine weitere interessante Größe ist der vertikal integrierte Flüssigwassergehalt (im Englischen „Liquid Water Path“ = LWP). In der Abbildung 4.7a ist der durch Satellitenbeobachtungen erhaltene vertikal integrierte Flüssigwassergehalt am 20.10.2008 um 13:15 UTC abgebildet. Man kann gut eine Zweiteilung zwischen dem küstennahen und dem küstenfernen Bereich erkennen. Beim Letzteren ist der integrierte Flüssigwassergehalt deutlich höher als in der Nähe der Küste. Die Abbildung 4.7b zeigt den integrierten Flüssigwassergehalt am 20.10.2008 um 17:15 UTC. Zu erkennen ist eine deutliche Abnahme des Flüssigwassergehalts. Dieser hat demnach einen ausgeprägten Tagesgang.

Das Ergebnis aus dem Lauf 1MOM - DC ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Das Ergebnis um 13UTC weist eine in etwa ähnliche Struktur auf, wie die Beobachtung (Abb. 4.7). Allerdings gibt es auch gravierend Unterschiede. So sind wie in der Messung höhere Werte des Flüssigwassergehalts in den küstenferneren Gebieten zu sehen, als in den küstennahen Gebieten. Allerdings übersteigen die Absolutwerte deutlich

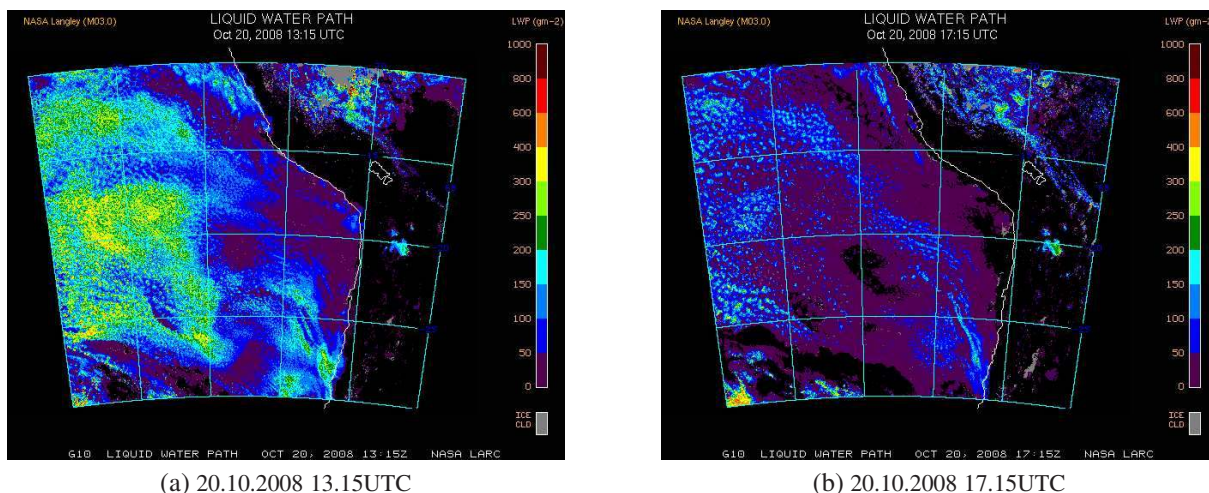


Abb. 4.7: Vertikal integrierter Flüssigwassergehalt (LWP) über dem Südostpazifik während VOCALS-Rex.

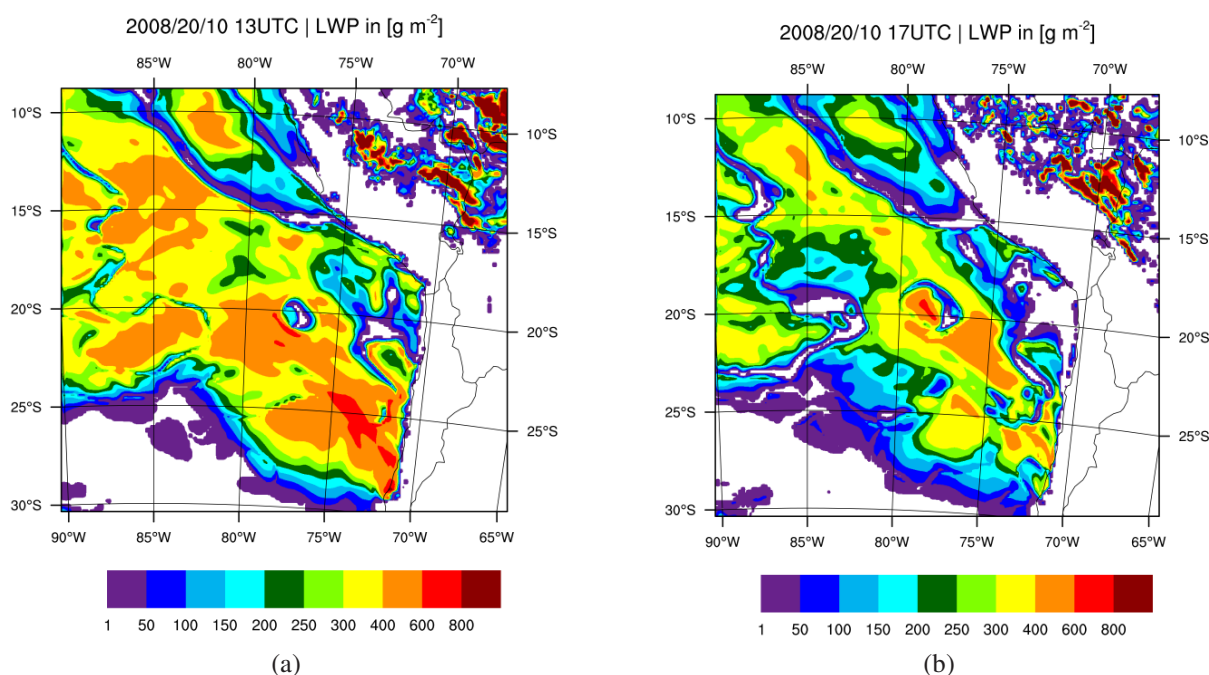


Abb. 4.8: 1MOM - DC. Modellergebnis des vertikal integrierten Flüssigwassergehalts (LWP) zum jeweiligen Zeitpunkt der Beobachtung (vgl. Abb. 4.7).

die der Messungen. Sehr gut ist dies zum Beispiel in der Gegend um 25°S und 70°W - 75°W zu sehen.

Gleiches zeigt sich vier Stunden später um 17 UTC. Ebenfalls weist das Modellergebnis eine ähnliche Struktur, wie in den Satellitenbeobachtungen auf. Allerdings sind wiederum die Absolutwerte deutlich höher. Hier deutlich sichtbar um 20°S und 80°W. Aber auch in den Modellergebnissen zeigt sich ein gewisser Tagesgang, auch wenn dieser nicht sehr deutlich ausgeprägt ist. Dies zeigt sich auch in Abbildung 4.9a, in der der zeitliche Verlauf des räumlichen Mittels von Wolkenwasser im Modell wiedergegeben wird. Gemittelt wurde hier über das Teilgebiet, wie es in Abbildung 4.1 als schwarzes Rechteck darge-

stellt ist. Hier ist ein Tagesgang nicht so sehr in den Absolutwerten zu sehen, die über 125 mg/kg liegen, sondern eher in der Dicke der Schicht mit Wolkenwasser.

Als Fazit kann man ziehen, dass die Einstellungen der Simulation 1MOM - DC so nicht ausreicht, um die Gegebenheiten im Südostpazifik besser zu simulieren, da zum Beispiel schon der Flüssigwassergehalt deutlich überschätzt wird. Deswegen wird auch auf eine weitere Auswertung nicht weiter eingegangen.

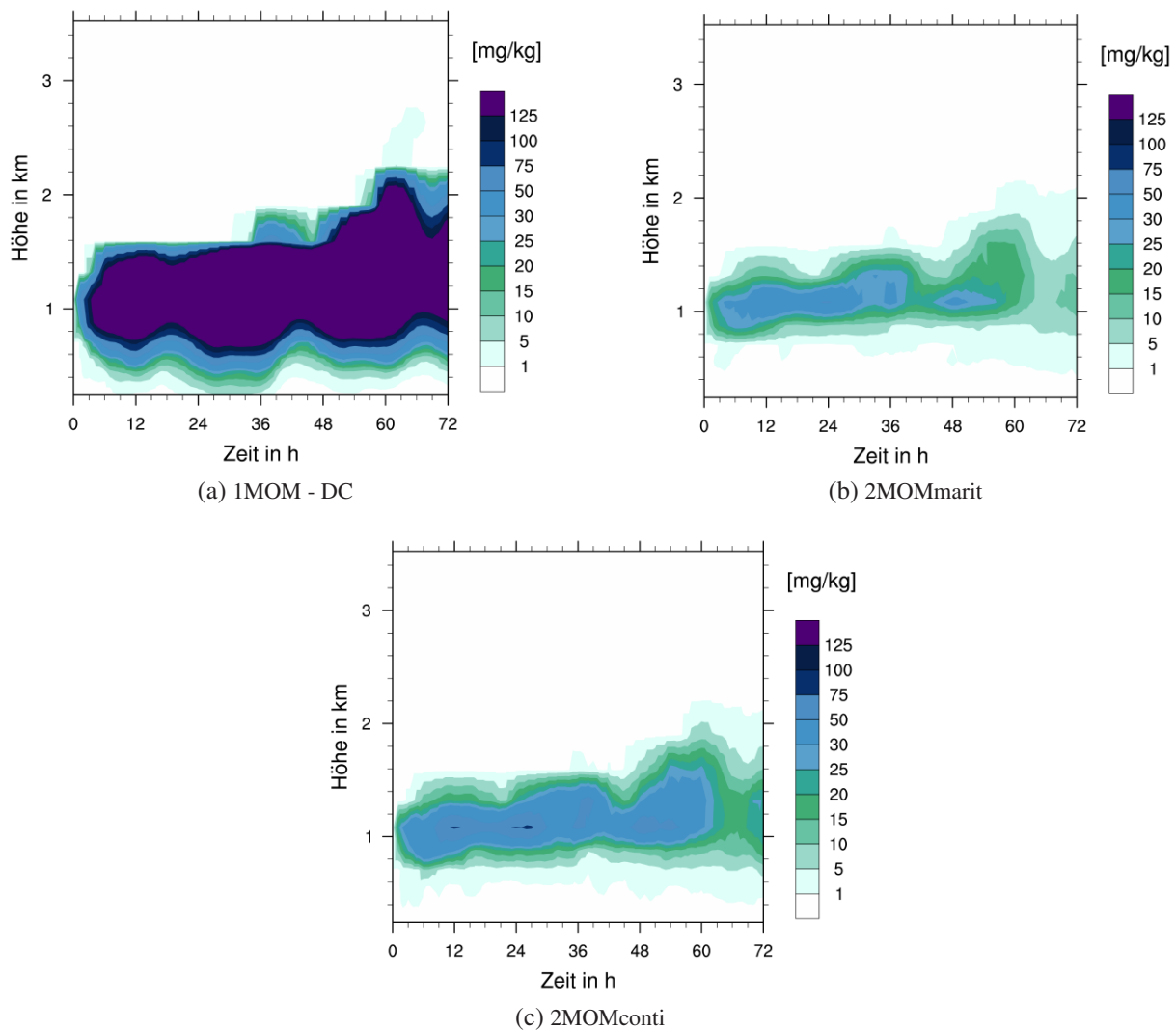


Abb. 4.9: Zeitlicher Verlauf des räumlichen Mittels des Wolkenwassergehalts q_c des Teilgebiets über dem Pazifik (vgl. schwarzes Rechteck in Abbildung 4.1). Die x-Achse zeigt die Stunden ab dem 19.10.2008 00 UTC

Die Simulationen 2MOMmarit und 2MOMconti zeigen auch hier etwas bessere Ergebnisse, siehe Abbildung 4.10. Dargestellt ist der Fall des maritimen Szenarios. Hier zeigen sich um 13 UTC (Abb. 4.10a) des 20.10.2008 weitaus geringere Absolutwerte des integrierten Flüssigwassergehalts, als noch bei 1MOM - DC. Auch erhält der Flüssigwassergehalt mehr Struktur, die eher der Satellitenbeobachtungen ähnelt. Genauso ist der Tagesgang deutlicher ausgeprägt, als noch beim Ein-Momenten-Schema (vgl. dazu Abb. 4.9b). Ähnliches gilt für den Simulationslauf 2MOMconti (vgl. Abb. 4.11 und 4.9c).

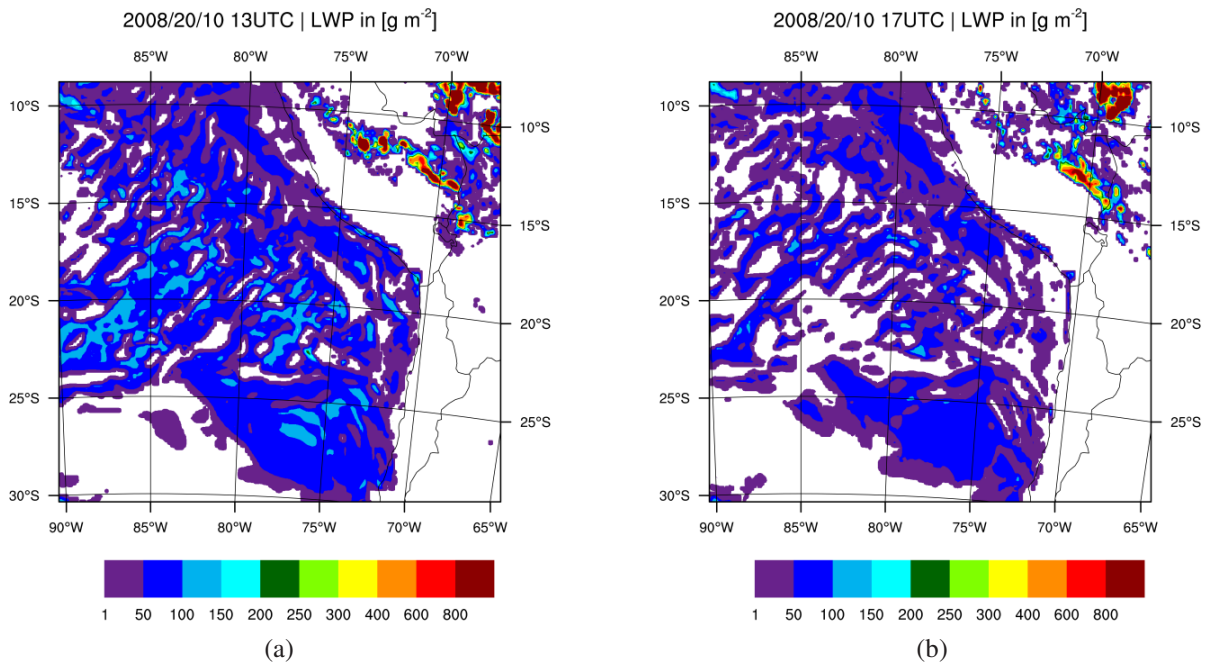


Abb. 4.10: 2MOMmarit. Modellergebnis des vertikal integrierten Flüssigwassergehalts (LWP) zum Zeitpunkt der Beobachtung (vgl. Abb. 4.7).

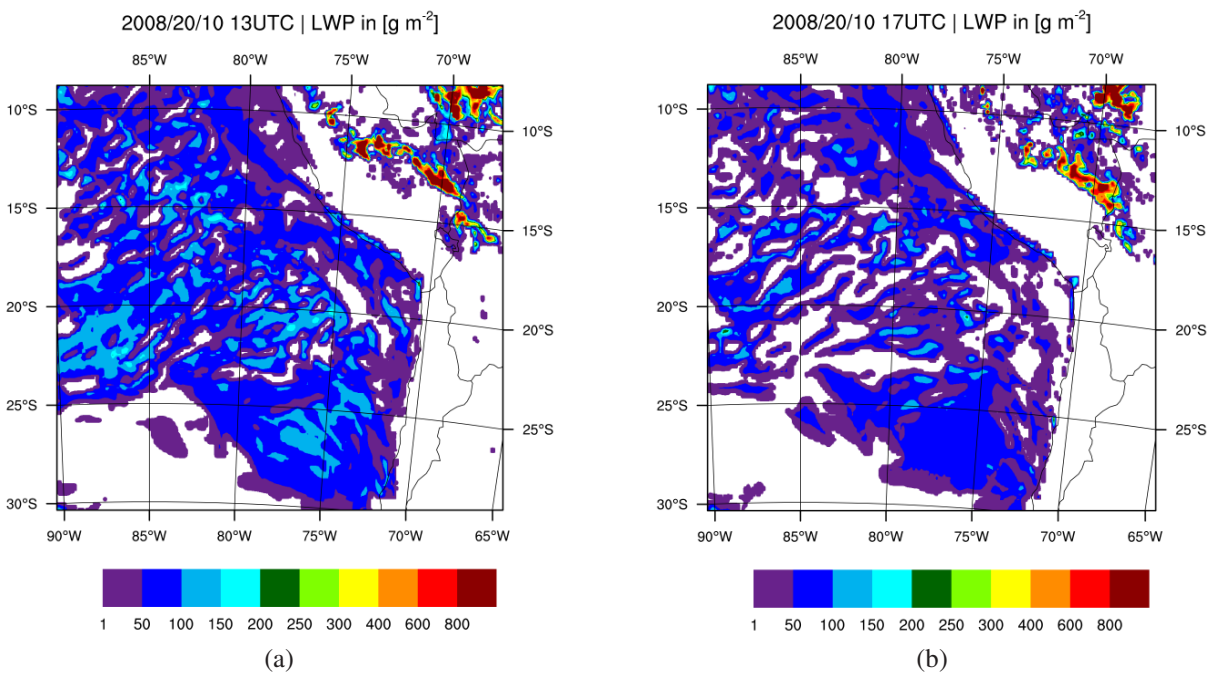


Abb. 4.11: 2MOMconti. Modellergebnis des vertikal integrierten Flüssigwassergehalts (LWP) zum Zeitpunkt der Beobachtung (vgl. Abb. 4.7).

Hier hätte man zum Beispiel ein Aerosol-Szenario wählen können, das weder dem maritimen, mit sehr niedriger Partikelanzahl, noch dem kontinentalem Szenario, mit sehr hoher Partikelanzahl, entspricht und damit irgendwo in der Mitte liegen würde. Allerdings würden sich dadurch wiederum nur neue Ungenau-

igkeiten ergeben. Denn in der betrachteten Region herrschen im Endeffekt beide Aerosolszenarien vor. Sowohl ein maritimes, als auch ein kontinentales, da die küstennahen Gebiete des Südostpazifiks von eben der Küste und den dortigen Emissionen beeinflusst werden. Die von der Küste entfernteren Gegenden sind davon unbeeinflusst. Dies zeigt sich auch gut am mittleren Wind in 10 m Höhe der Modellsimulation (Abb. 4.2), denn dieser weht nahezu parallel zur Küstenlinie Südamerikas, wodurch Emissionen eher entlang der Küste transportiert werden, anstatt auf das offene Meer.

Aufgrund dieser Gradienten in der Aerosolkonzentration ist es notwendig ein Modell zu verwenden, das auch die Ausbreitung von Aerosolen beherrscht. Deswegen wird das Modellsystem COSMO-ART verwendet.

4.2.2 COSMO-ART

In diesem Kapitel werden nun die Ergebnisse von COSMO-ART diskutiert. Hierbei wurden bei der Auswertung verschiedene Teilgebiete des Modellgebiets betrachtet. Diese wurden schon zuvor in Kapitel 4 und in Abbildung 4.1 erläutert und erklärt.

Da für die Modellrechnungen mit COSMO-ART nicht mehr das Ein-Momenten-Schema verwendet wurde, sondern nur noch ausschließlich das Zwei-Momenten-Schema, wird darauf im folgenden Kapitel nicht mehr explizit hingewiesen.

COSMO-ART benötigt eine gewisse Zeit, bis sich eine Aerosolverteilung eingestellt hat. Hierfür ist es notwendig, dass innerhalb dieser Zeit für das Zwei-Momenten-Schema eine Partikelzahl für die Aktivierung vorgeschrieben werden muss. Diese wurde auf einen Wert von $N = 150 \text{ #cm}^{-3}$ gesetzt. Erst nach 18 Stunden wird die Aktivierung über die von COSMO-ART berechneten Aerosolfelder bestimmt.

Wie schon in Kapitel 4 und in Tabelle 4.1 erläutert, wurden verschiedene Sensitivitätsläufe für COSMO-ART durchgeführt. So wurde ein Lauf durchgeführt, der nur Seesalzemissionen berücksichtigt. Es werden also keine weiteren Aerosole berücksichtigt. Das chemische Transportmodell MOZART (Brasseur et al., 1998) liefert die globale Verteilung von 56 chemischen Bestandteilen und kann in COSMO-ART als Initial- und Randdaten jener Bestandteile dienen. Im Folgenden wird dann nur noch von Mozartdaten gesprochen.

Es wurde ein Lauf mit Mozartdaten durchgeführt, die sowohl Initial-, als auch Randdaten zu jeder sechsten Stunde liefern. Emissionsdaten wurden nicht berücksichtigt, da angenommen wurde, dass im betrachteten Gebiet aufgrund des relativ kurzen Simulationszeitraums von drei Tagen die Verteilung des anthropogene Aerosols über dem Meer hauptsächlich von den Initial- und Randdaten bestimmt wird (Hauptemissionsquellen, z.B. Kupferschmelzen, liegen außerhalb des Simulationsgebiets, Wood et al., 2010). Es wird sich dennoch zeigen, dass die anthropogenen Beiträge eine wichtige Rolle im küstennahen Bereich des Südostpazifiks spielen.

Dimethylsulfid (DMS) wird zu den größten natürlichen Quellen atmosphärischen Schwefels gezählt (Langner und Rodhe, 1991). Das Gas steigt an die Wasseroberfläche und gelangt an die Luft und in Folge von Oxidationprozessen entsteht Schwefelsäure. Woraus sich wieder Sulfate bilden können. Daher ist auch DMS eine Quelle für natürliche Wolkenkondensationskeime und wird daher auch in den Simulation berücksichtigt. Eine genauere Beschreibung der Parametrisierung von DMS in COSMO-ART ist zu finden in Lundgren (2010).

Betrachten wir zunächst wieder die Vertikalverteilung am Punkt 85°W und 20°S der Simulation A. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.12a abgebildet. Es zeigt sich eine ähnliche Verteilung wie bei 2MOMmarit (vgl. Abb. 4.3c). Allerdings tritt auch eine interessante Änderung auf. Im Bereich von 500 Metern gibt es einen Knick, der so in den zuvor diskutierten Simulationen nicht zu sehen war. Beim Lauf AMD sieht das Ergebnis sehr ähnlich aus (vgl. Abb. 4.12b). Dieser Knick zeigt sich auch in den Messungen von

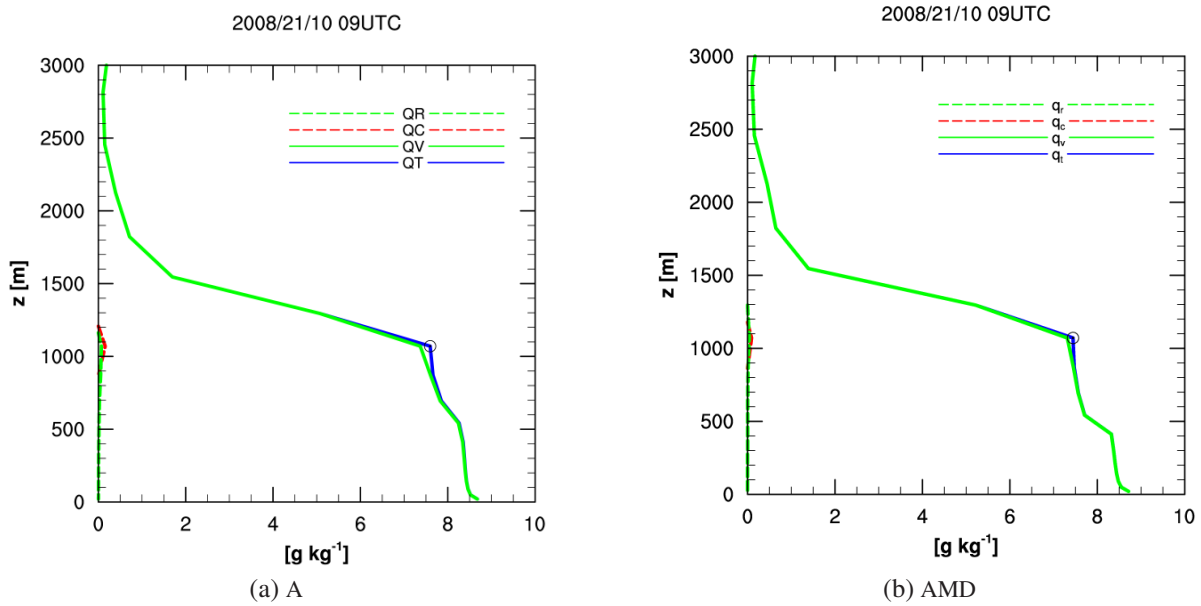


Abb. 4.12: Vertikale Verteilung von q_r , q_v , q_c und q_r um 9 UTC am 21.10.2008 am Punkt 85°W und 20°S . Mittel aus 5×5 Gitterpunkten. Ein Kreis bedeutet $q_c > 0,02 \text{ g/kg}$.

Bretherton et al. (2010), wodurch COSMO-ART näher an den Messungen liegt, als COSMO.

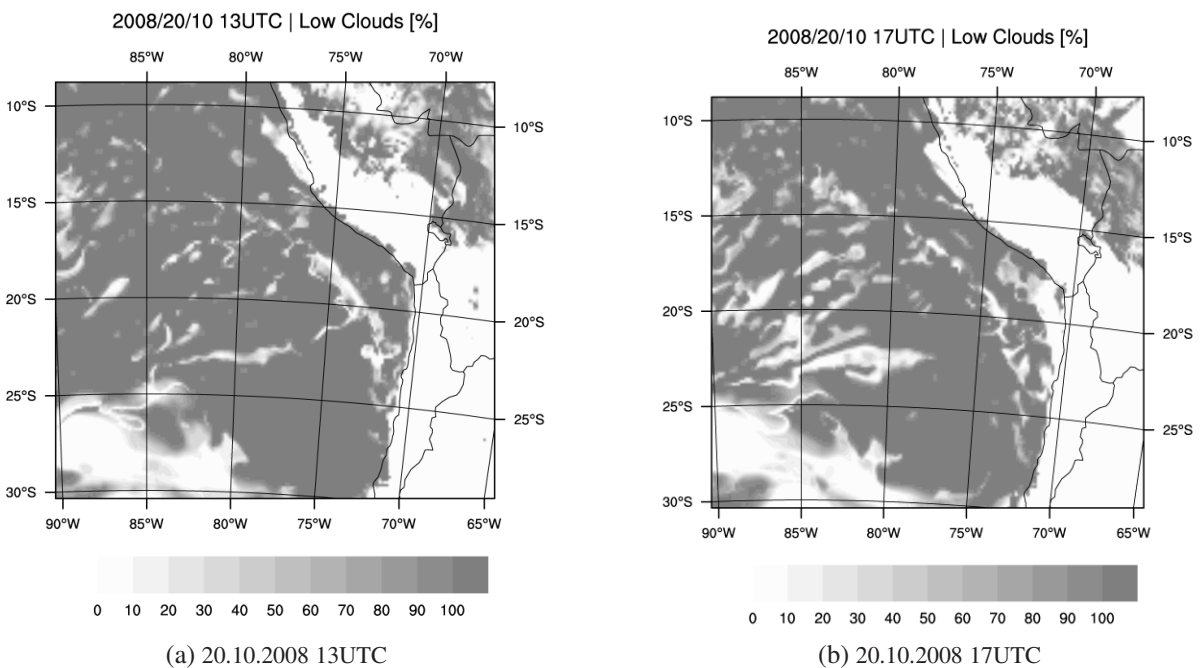


Abb. 4.13: Lauf: AMD. Modellergebnis des Wolkenbedeckungsgrad niedriger Wolken in %.

Vergleicht man die Modellergebnisse wieder mit den Satellitenbildern aus Abbildung 4.4 so zeigt sich im Vergleich zu den vorherigen Modellergebnissen ein deutlich stärker ausgeprägter Tagesgang (Abbildung 4.13). Ist noch, wie in den Beobachtungen, um 13 UTC noch ein großer Teil des betrachteten Gebiets von

tiefen Wolken bedeckt, löst sich die Stratocumulusdecke im Laufe des Tages teilweise auf. Vor allem entlang der Küste zeigt sich wie in den Beobachtungen ein Aufklaren der Wolkendecke. Besonders deutlich sieht man dies im Küstenbereich um 20°S. Weiter südlicher davon bleibt an der Küste die Wolkendecke zum späteren Zeitpunkt wie in den Beobachtungen bestehen. Es lassen sich auch im küstenfernen Gebiet wolkenbedeckte und wolkenfreie Strukturen ausmachen, die denen auf den Satellitenbildern sehr ähneln. Die simulierte Struktur der Bewölkung ist aufgrund der hohen Modellauflösung gröber als in den Beobachtungen. Dennoch ist dies ein zufriedenstellendes Ergebnis. Der Wolkenbedeckungsgrad des Laufs A sieht dem des Laufes AMD sehr ähnlich.

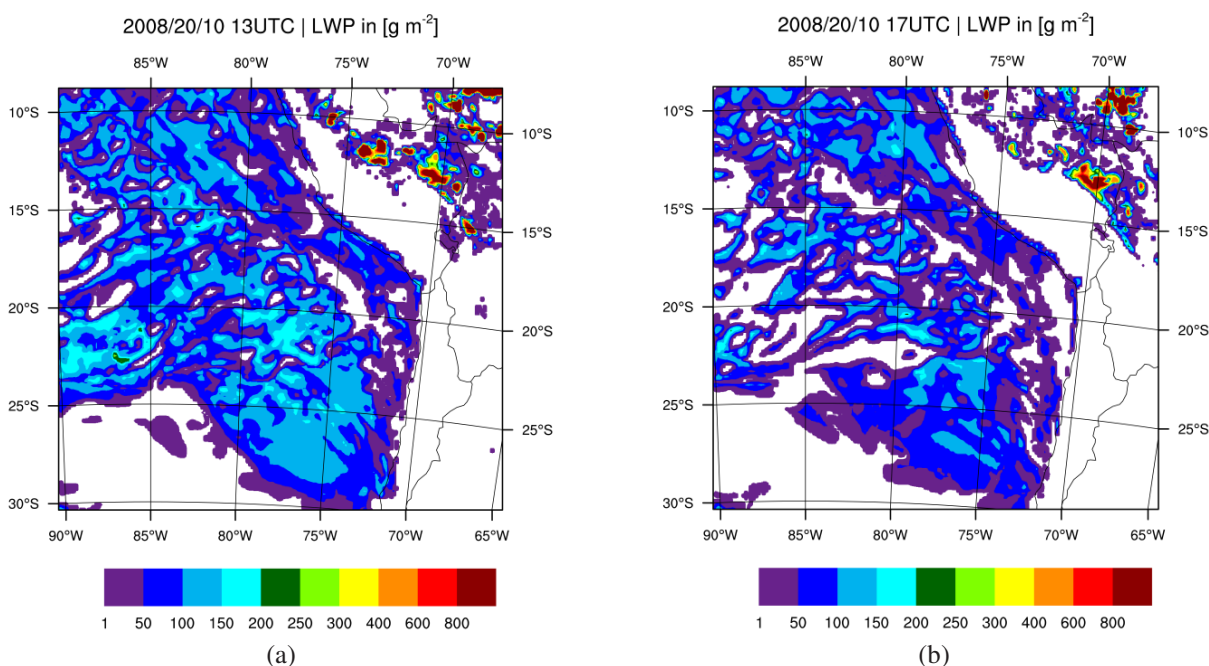


Abb. 4.14: Lauf: A. Vertikal integrierter Flüssigwassergehalt (LWP) zum Zeitpunkt der Messungen.

Betrachten wir wieder den vertikal integrierten Flüssigwassergehalt. Vergleichen wir den Lauf A aus Abbildung 4.14 mit den Beobachtungen aus Abbildung 4.7. Die Abbildung 4.14 zeigt die Ergebnisse des Laufes A am 20.10.2008, um jeweils 13UTC (Abbildung 4.14a) und 17UTC (4.14b).

Die allgemeine Struktur ist zwar vergleichbar mit den Beobachtungen, allerdings zeigen sich auch hier wieder Unterschiede. Lässt sich das küstennahe Gebiet noch gut vergleichen, so gibt es erkennbare Unterschiede im küstenfernen Gebiet. Dort herrschen deutlich höhere Absolutwerte, als in den Modellrechnungen. Spitzenwerte von $\approx 400 \text{ gm}^{-2}$ werden im Modell so gut wie nie erreicht. Zudem zeigt der südwestliche Teil des betrachteten Gebiets im Modell kaum einen Wert über 1 gm^{-2} , was im Gegensatz zu den Beobachtungen steht. Hier kann man annehmen, dass dort wahrscheinlich nicht genug Seesalzpartikel für die Aktivierung bereitgestellt werden. Die Produktion von Seesalzpartikel setzt in diesem Bereich erst ein paar Gitterpunkte entfernt vom unteren Rand statt. Dies mag einerseits daran liegen, dass dort die Windgeschwindigkeiten nicht hoch genug sind, andererseits wohl auch daran, dass keine

Seesalzpartikel über den Rand ins Gebiet hereintransportiert werden.

Werden mittels Mozartdaten anthropogene Aerosolpartikel in COSMO-ART mit berücksichtigt (Simulation AMD), zeigt sich ein anderes Bild als zuvor.

Betrachtet man nun zunächst wieder den vertikal integrierten Flüssigwassergehalt, so zeigt sich das Bild, wie es in Abbildung 4.15 dargestellt ist. Anders als noch beim Lauf ohne Mozartdaten, zeigen sich vor allem in den küstennahen Gebieten höhere Werte des Flüssigwassergehalts (Abbildung 4.15a). Dies ist vor allem den anthropogenen Aerosolen an der Küste Chiles geschuldet. Allerdings haben die zusätzlichen Eingabedaten einen eher geringeren Einfluss auf das küstenferne Gebiet. Da die zusätzlichen Gase und Aerosole hauptsächlich an der Küste lokalisiert sind und der Wind hauptsächlich parallel zur Küste weht, wird davon kaum etwas in das küstenferne Gebiet advehiert (vgl. Abb. 4.2).

Die Ergebnisse sind nicht ganz zufriedenstellend. COSMO-ART unterschätzt den Flüssigwassergehalt in den küstenfernen Gebieten und gleichzeitig überschätzt es in der Simulation AMD den Flüssigwassergehalt in den küstennahen Gebieten. Vor allem an der Küste Perus im Bereich von 73°W und 17°S zeigen sich sehr hohe Werte des Flüssigwassergehalts, die so nicht in den Beobachtungen zu finden sind. Das gilt auch für den Termin um 17 UTC (Abb. 4.15b). Hier zeigt sich zudem ein Gebiet mit sehr hohen Werten ($\approx 400 \text{ gm}^{-2}$) im Bereich von 75°W und 21°S , was in den Beobachtungen ebenfalls nicht so deutlich zu sehen ist.

Abgesehen von den vorher diskutierten unterschätzten Werten ist das Ergebnis zufriedenstellend. Bereiche wie zum Beispiel zwischen 90°W bis 85°W und 25°S bis 20°S werden gut wiedergegeben. Das Gleiche gilt für den nördlichsten Bereich an der Küste Perus (um 80°W und 12°S).

Betrachtet man die Resultate einen Tag später so zeigt sich allgemein eine bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen (Abb. 4.16). Von der chilenischen Küste aus, ab ca. 25°S , erstreckt sich ein Band mit sehr hohen Werten des Flüssigwassergehalts nach Norden aus. Eine ähnliche Struktur lässt sich in den Beobachtungen erkennen. Im ganz südwestlichen Bereich des Gebiets lässt sich ein Gebilde mit sehr hohen Werten ausmachen. Auch in den Satellitenbildern lässt sich dies erkennen. An der Küste Perus, bei 75°W und 15°S , ist ebenfalls ein Bereich mit sehr hohen Absolutwerten zu sehen. In den Beobachtungen ist ein vergleichbares Gebilde allerdings etwas weiter nördlich auszumachen.

Wie schon zuvor wird der Flüssigwassergehalt im küstenfernen Gebiet teilweise unterschätzt. Im Nordwesten zum Beispiel wird ein kompletter Bereich stark unterschätzt. Es ist aber auch nicht auszuschließen, dass diese nördlichen Bereiche im Modell zu weit südlich simuliert werden, da sich im Bereich von 15°S im Modell Bereiche finden lassen, die ähnlich hohe Werte aufweisen, wie sie weiter nördlich in den Beobachtungen zu finden sind.

Dies gilt im Grunde auch für den Termin um 17 UTC. Hier sieht man zudem sehr gut den Tagesgang des vertikal integrierten Flüssigwassergehalts, der vom Modell ebenfalls erfasst wird.

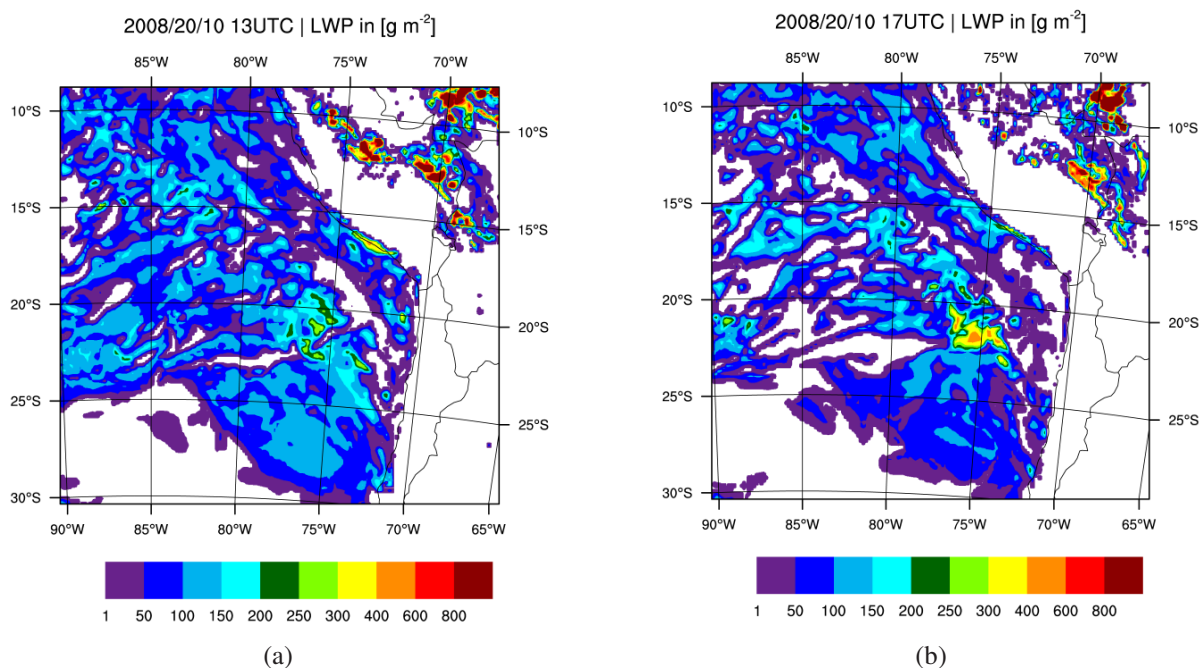


Abb. 4.15: COSMO-ART-Lauf: AMD. Vertikal integrierter Flüssigwassergehalt (LWP) zum Zeitpunkt der Messungen am 20.10.2008.

Es ist nicht auszuschließen, da die Mozartdaten nur Gase bereitstellen, dass die Partikelneubildung am 20.10.2008 in COSMO-ART noch nicht weit genug fortgeschritten ist und damit die Wolkentropfenzahl und der vertikal integrierte Flüssigwassergehalt in manchen Bereichen unterschätzt wird. Die bessere Übereinstimmung am 21.10.2008 ist ein Hinweis darauf. Gleichermäßen ist es aber nicht auszuschließen, dass Gase, die zur Partikelneubildung beitragen, in den Mozartdaten von realen Werten abweichen und damit zu einer Unter- oder Überschätzung führen können.

Eine weitere Größe, die vor allem später bei den Climate-Engineering Läufen von Interesse sein wird, ist der effektive Radius der Wolkentropfen r_c . Die Satellitenbeobachtungen sind in Abbildung 4.17 abgebildet. Es zeigt sich ein deutlicher Kontrast zwischen dem küstennahen Gebiet und dem küstenfernen Gebiet. Nahe der Küste herrschen hauptsächlich geringe Radien vor, während auf hoher See eher größere Radien vorherrschen.

Bei den Ergebnissen wurden effektive Radien nur dort berücksichtigt, wo der Wolkenwassergehalt q_c einen Wert von 0,001 g/kg überschreitet. Weiter wurde bei den Horizontalplots das Mittel über die vertikalen Schichten gebildet. Im Falle des Laufs A erreichen im Bereich der Küste die effektiven Radien sehr hohe Werte, über 20 μm (hier nicht gezeigt). Dies steht stark im Kontrast mit den Beobachtungen.

Eine Verbesserung zeigt wieder der Lauf AMD (Abb. 4.17). Hier zeigen sich auch in etwa die Charakteristika, wie sie auch in den Beobachtungen (Abb. 4.17a und 4.17b) zu finden sind. An der Küste herrschen in den Ergebnissen geringe Werte der effektiven Radien vor, während im küstenfernen Gebiet eher größere Radien vorherrschen. So liegen sie im küstennahen Bereich größtenteils in einem Intervall von 5 bis 13 μm . Auf offener See liegen die Werte meist über 17 μm , wenn auch Bereiche mit kleineren

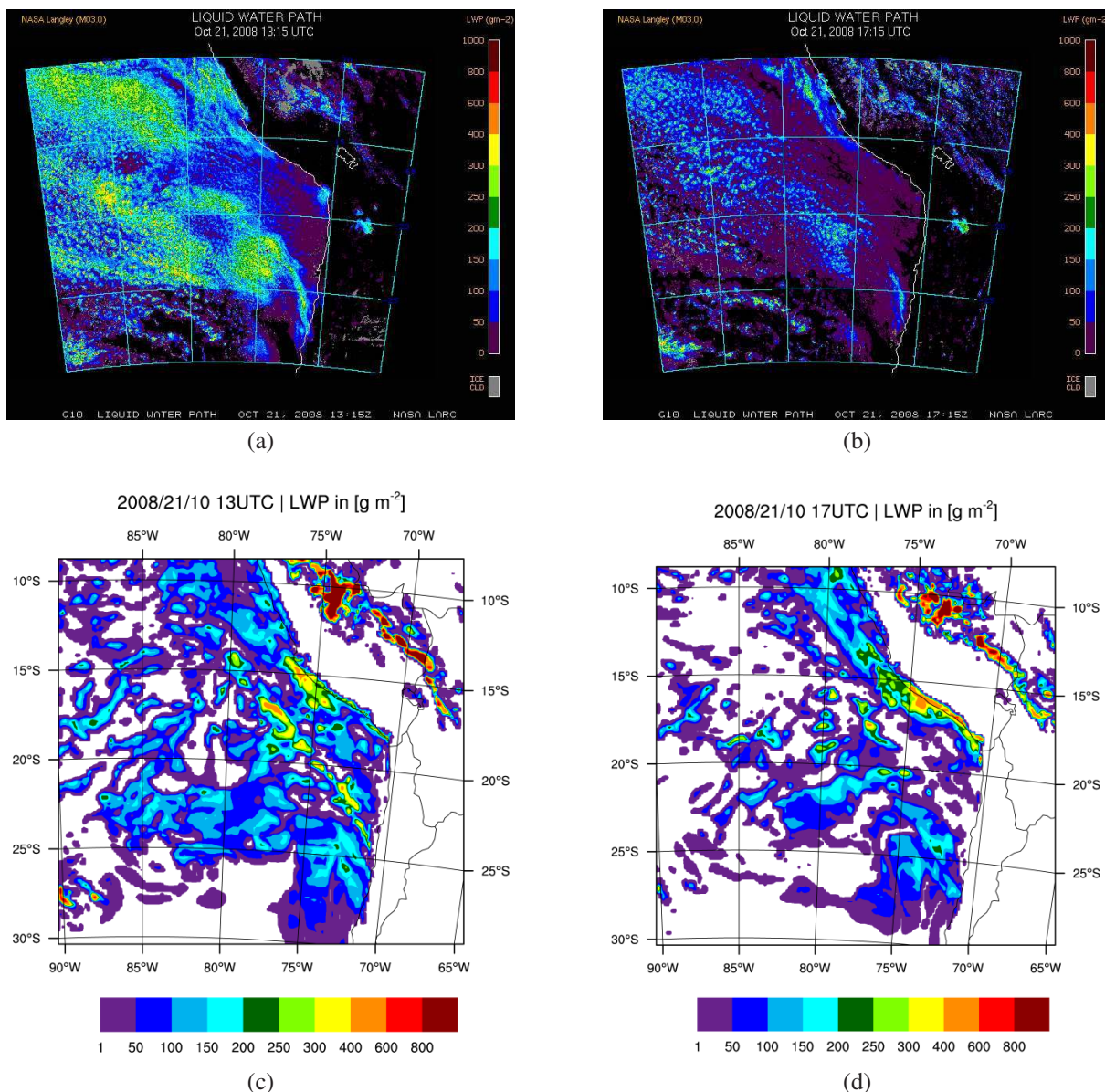


Abb. 4.16: Satellitenbeobachtungen GOES-10 (a,b) und COSMO-ART-Lauf: AMD (c,d). Vertikal integrierter Flüssigwassergehalt (LWP) am 21.10.2008.

Radien eingemischt sind. Diese liegen dennoch mit 13 bis 15 μm über denen in Küstennähe. Es zeigt sich also auch im Modell die Zweiteilung, wie sie in den Satellitenbeobachtungen zu sehen ist. Zudem liegen die Modellergebnisse innerhalb einer vergleichbaren Größenordnung wie die Beobachtungen.

Es zeigt sich also, wie schon zuvor, dass die anthropogenen Aerosole einen großen Einfluss auf die Mikrophysik im Südostpazifik haben und dadurch nicht zu vernachlässigen sind. Diesen Einfluss sieht man deutlich, wenn man das zeitliche Mittel über zwei Simulationstage vom 20.10. bis 21.10.2008 betrachtet. Die beiden Mittel der Simulationen A und AMD sind in Abbildung 4.18 zu sehen. Hier zeigt sich deutlich der Einfluss anthropogener Aerosole. Der Lauf A zeigt entlang der Küste von Peru Radien im Bereich von 20 μm und darüber. Werden die Mozartdaten berücksichtigt, befinden sich die effektiven

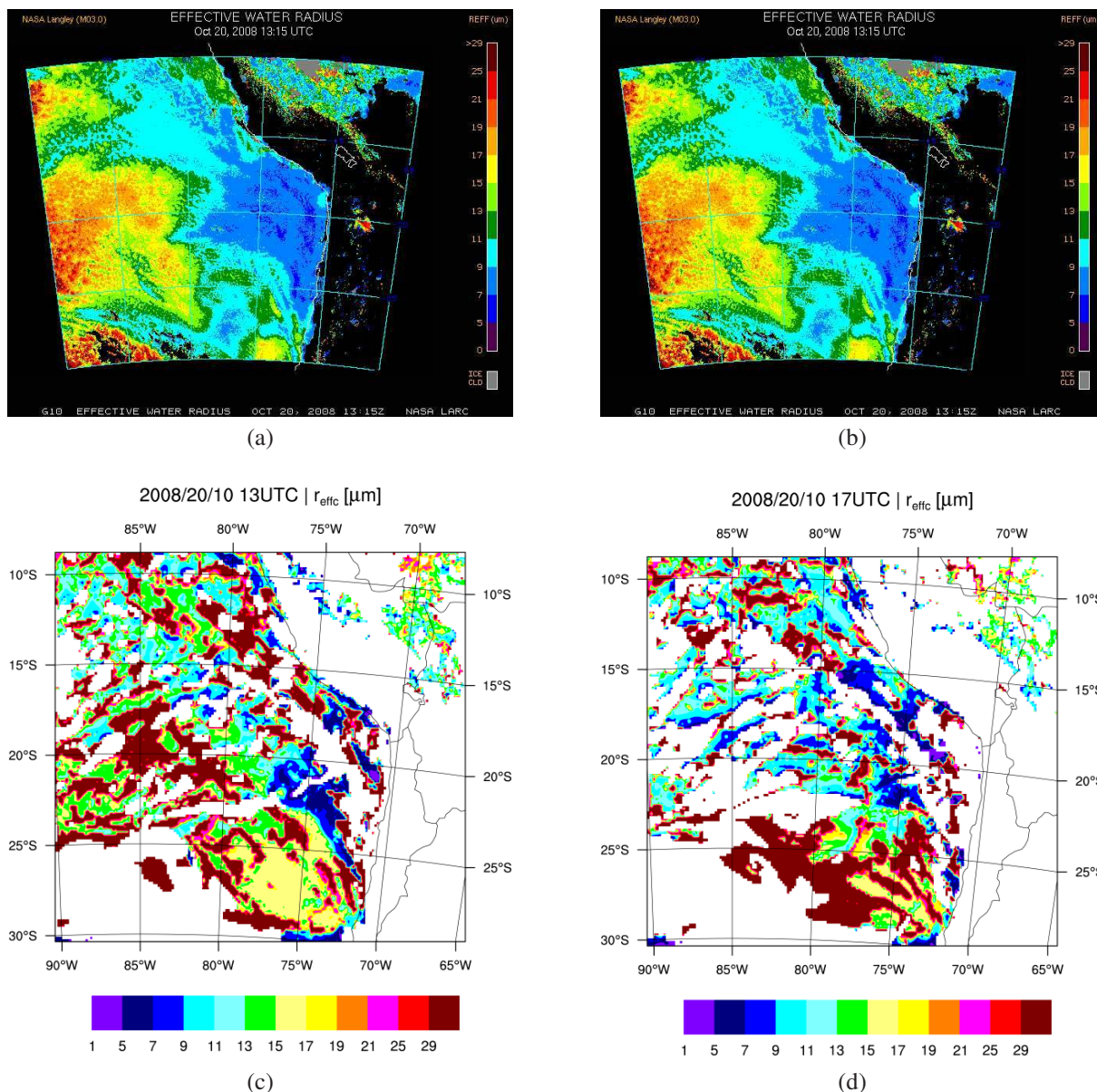


Abb. 4.17: Satellitenbeobachtungen GEOS-10 (a,b) und COSMO-ART-Lauf: AMD (c,d). Effektiver Radius am 21.10.2008. Bei den Modellergebnissen wurden nur Gitterpunkte berücksichtigt mit $q_c > 0,001$ g/kg und r_c wurde vertikal gemittelt.

Radien entlang der peruanischen Küste hauptsächlich in einem Intervall von 13 bis 17 μm . Gut erkennt man auch das „Loch“ ganz im Süden von 75° bis 85°W. Da keine Seesalzpartikel über den Rand ins Gebiet hereingetragen werden, scheint dies ein Grund dafür zu sein, warum dort keine Werte sowohl für den vertikalen Flüssigwassergehalt (vgl. Abb. 4.16), als auch den effektiven Radien zu sehen sind. Auf der anderen Seite lassen sich auch in den Beobachtungen in diesem Bereich immer wieder Lücken des vertikalen Flüssigwassergehalts erkennen.

Betrachten wir noch den Verlauf einiger Größen entlang des südlichen 20. Breitengrades und vergleichen den Lauf AMD mit Flugzeugmessungen. Der Forschungsflug begann am 21.10.2008 um 06UTC (For-

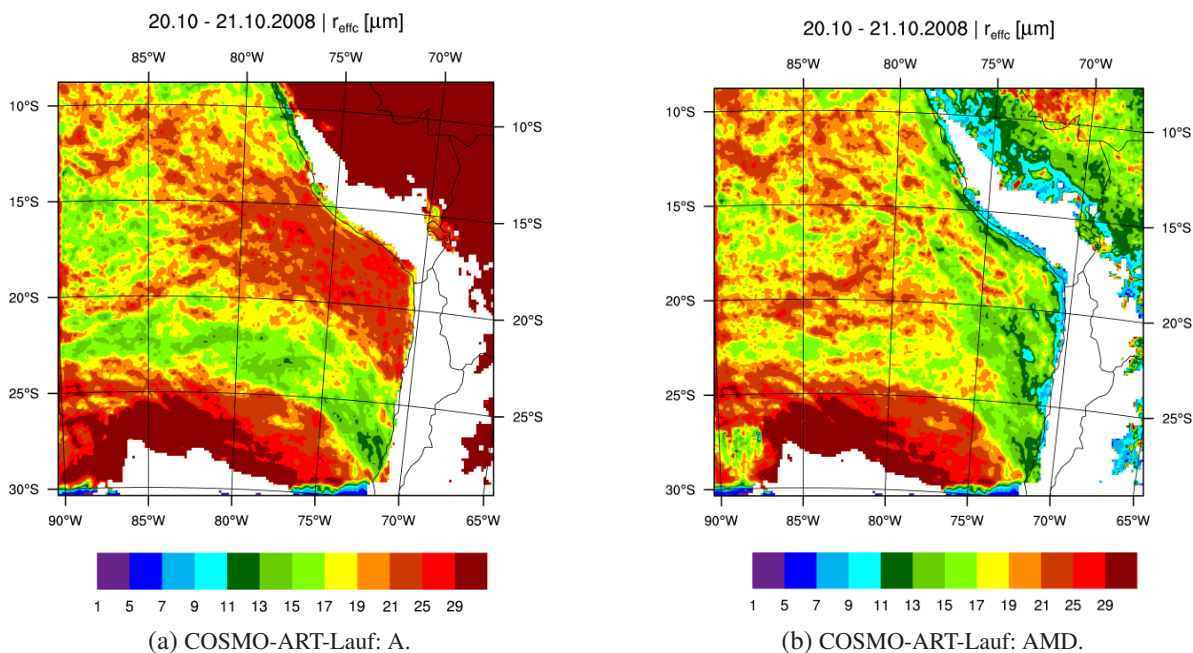


Abb. 4.18: Zeitliches, sowie vertikales Mittel der effektiven Radien an Punkten mit $q_c > 0,001 \text{ g/kg}$ über einen Zeitraum von zwei Tagen.

schungsflug Nr. 3 der C-130, Wood et al., 2010) ausgehend von der Küste entlang des 20. Breitengrades hinaus auf das offene Meer, um beim 85. westlichen Längengrad umzudrehen und zurück zu fliegen. Die Flugdauer von der Küste zum 85. Längengrad betrug ungefähr vier Stunden. Da es immer etwas schwierig ist derartige Daten mit Modelldaten zu vergleichen, wurden einige Annahmen getroffen. So wird zum Beispiel angenommen, dass sich der Zustand der Atmosphäre aufgrund der relativ stabilen Verhältnisse nicht gravierend während der Flugzeit änderte. Weiter wurde nur der einmalige Flug von der Küste auf das offene Meer betrachtet. Die Modelldaten wurden daher, wie schon erwähnt, räumlich in einem Gebiet gemittelt, das ein halbes Grad über und unter dem 20. Breitengrad liegt. Weiter wurden die Ergebnisse zeitlich über die vier Stunden Flugzeit gemittelt.

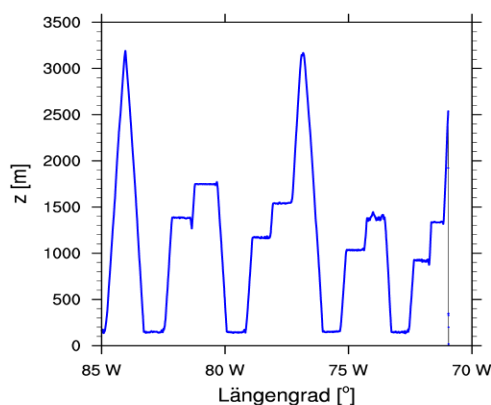
Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Zusätzlich wurde die Flughöhe des Forschungsflugzeuges (Abb. 4.19a) geplottet. Befindet sich das Flugzeug in einer Höhe über 1500 m, so befindet es sich im Grunde nicht mehr innerhalb einer Wolke. In niedrigeren Flughöhen befindet es sich meist in einer Wolke. Da die Modellergebnisse vertikal gemittelt wurden, wird dies in der Darstellung nicht berücksichtigt. Auch hier wurden bei den Modelldaten nur Werte gemittelt, bei denen $q_c > 0,001 \text{ g/kg}$ ist.

Für die effektiven Radien erkennt man eine gute Übereinstimmung im küstennahen Bereich von 70°W bis 75°W (Abb. 4.19b). Im Bereich um 80°W stimmen die Werte der effektiven Radien auch gut überein, zusätzlich fehlen zwischen 75°W und 80°W vergleichbare Daten. Nach 80°W liegen die Modellergebnisse meist etwas über den Messungen. Im Bereich um 85°W, besonders dort wo die effektiven Radien im Modell auf einen Wert von über 30 μm anwachsen, fehlen leider vergleichbare Daten. Dennoch ergibt

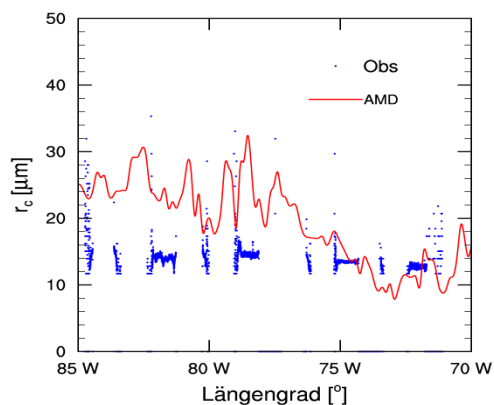
sich eine gute Übereinstimmung.

Der Wolkenwassergehalt q_c liegt im Modell zwischen 70°W und 75°W immer über dem der Messungen (Abb. 4.19c). Bei 75°W folgt eine kurze Passage guter Übereinstimmung, danach liegt der Wolkenwassergehalt meist unter dem der Messung, bis auf einen Bereich um 81°W . COSMO-ART unterschätzt also auf dem offenen Meer grundsätzlich den Wolkenwassergehalt. Dies ist gut zu vergleichen mit den Ergebnissen des vertikal integrierten Flüssigwassergehalts (vgl. Abb. 4.15).

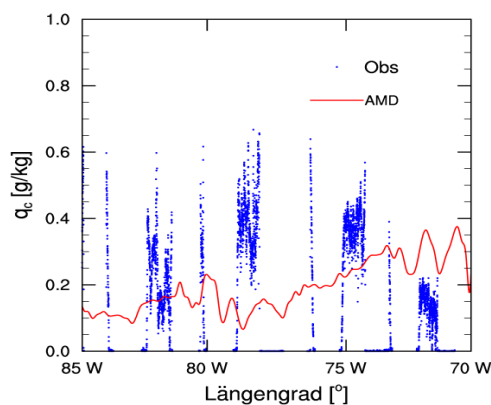
Bei der Wolkentropfenanzahl liegt COSMO-ART in der Nähe der Küste über den Werten der Messungen (Abb. 4.19d). Um 75°W gibt es einen kleinen Bereich, in dem Messungen und Ergebnisse gut übereinstimmen. Danach liegen die Werte unter denen der Messungen. COSMO-ART unterschätzt also auf offener See auch die Wolkentropfenanzahl. Die Erkenntnis der letzten beiden Vergleiche, lässt auch darauf schließen, dass die effektiven Radien über dem Meer auch deshalb überschätzt werden, da die Wolkentropfenanzahl unterschätzt wird.



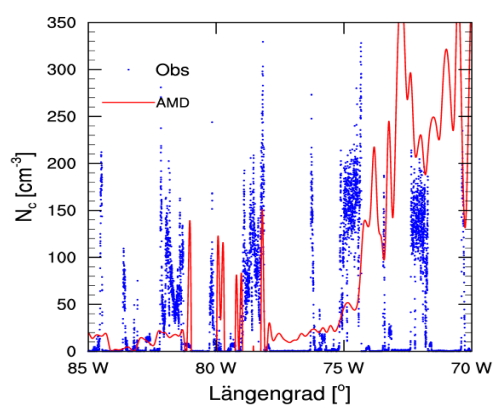
(a) Flughöhe des Forschungsfluges in m.



(b) Effektive Radien r_c in μm .



(c) Wolkenwassergehalt q_c in g/kg .



(d) Wolkentropfenanzahl N_c in $\#\text{cm}^{-3}$.

Abb. 4.19: Vergleich zwischen dem Lauf AMD und Messungen des Forschungsfluges während VOCALS-Rex am 21.10.2008. Erläuterungen siehe Text.

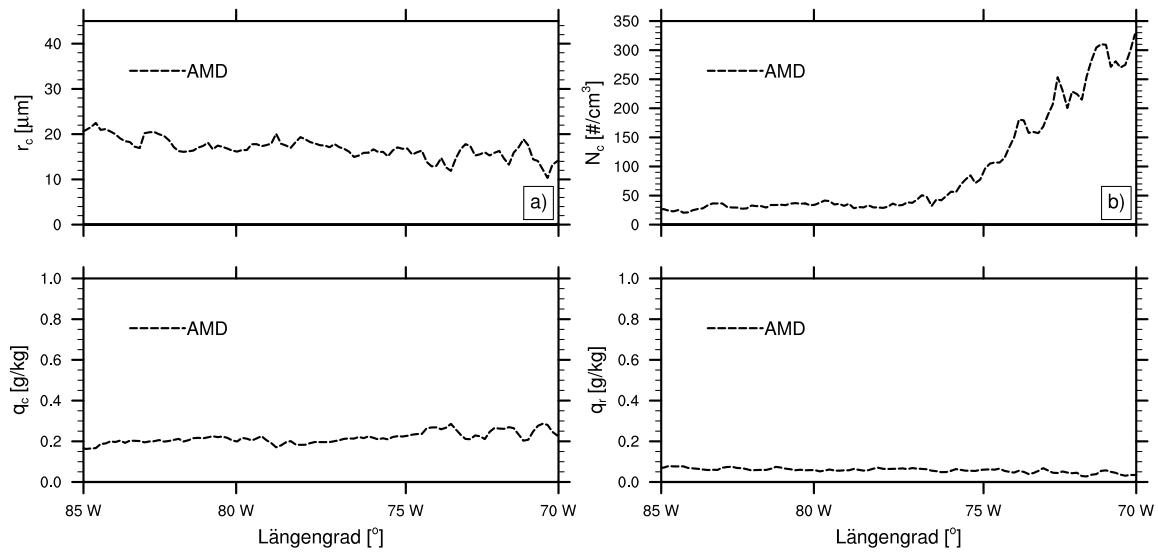


Abb. 4.20: COSMO-ART-Lauf: AMD. Zeitliches Mittel entlang 20°S. 20.10. - 21.10.2008.

Dies zeigt sich auch, wenn man das zeitliche Mittel über die Tage vom 20.10. bis 21.10.2008 entlang des 20. Breitengrades betrachtet. In Abbildung 4.20 sind die zeitlichen Mittel der Effektiven Radien r_c , der Wolkentropfenanzahl N_c , dem Wolkenwassergehalt q_c und dem Regenwassergehalt q_r abgebildet. Man kann gut erkennen, wie die Werte der effektiven Radien von der Küste auf das offene Meer zu nehmen. Umgekehrt nimmt die Anzahl der Wolkentropfen ab. Letzteres ist zum Beispiel auch gut in Messergebnissen von Bretherton et al. (2010) zu sehen. Die Werte bei Bretherton et al. (2010) liegen in der küstenfernen Region bei $N_c \approx 100 \#/\text{cm}^3$. Dies ist auch in anderen Arbeiten zu finden, was deutlich über den Ergebnissen von COSMO-ART liegt. Der Wolkenwassergehalt ist in der Nähe der Küste etwas höher als auf offener See. Der Regenwassergehalt nimmt leicht von der Küste in den küstenfernen Bereich zu. Letzteres ist zum Beispiel auch bei Bretherton et al. (2010) zu beobachten.

4.3 Climate-Engineering

Parametrisierung künstlicher Seesalzemissionen

Die Idee von Latham et al. (2008) ist es künstliche Seesalzpartikel auszubringen, um die verfügbaren Wolkenkondensationskeime zu erhöhen, was zu einer Erhöhung der Wolkentropfenanzahl und schließlich zu einer erhöhten Wolkenalbedo führen soll. Die Freisetzung dieser zusätzlichen Seesalzpartikel soll mit Hilfe von Schiffen durchgeführt werden (Salter et al., 2008).

Daher wurden bei den Climate-Engineering Simulationen mit COSMO-ART künstlich an jedem Gitterpunkt über dem Meer zusätzliche Seesalzemissionen emittiert. Die Annahme, dass an jedem Gitterpunkt über dem Meer zusätzliche Seesalzpartikel freigesetzt werden, ist realistisch gesehen wohl eine Überschätzung der eigentlichen technischen Machbarkeit. Aber bei einer horizontalen Auflösung von ~ 14 km erscheint die Überschätzung nicht besonders gravierend. Auf der anderen Seite bringt die Berücksichtigung aller Gitterpunkte über dem Meer den Vorteil, dass der Einfluss zusätzlicher Partikel sowohl in Gegenden mit geringen Wolkentropfenanzahlen, als auch mit hohen Wolkentropfenanzahlen untersucht werden kann.

Um den zusätzlichen Partikelfluss an Seesalzpartikeln zu beschreiben, wurde die Parametrisierung von Korhonen et al. (2010) verwendet. Der Fluss der Emissionen ist abhängig von der Windgeschwindigkeit und basiert auf der Sprüheffizienz der geplanten Schiffe (Salter et al., 2008). Bei diesen Schiffen wird der Maximalausstoß bei einer Windgeschwindigkeit von $6 - 8 \text{ ms}^{-1}$ erreicht. Wie in Korhonen et al. (2010) wurde bei den Simulationen mit COSMO-ART der Grenzwert des maximalen Ausstoßes auf einen Wert von 7 ms^{-1} gesetzt. Bei niedrigeren Windgeschwindigkeiten ist der Fluss abhängig von $u_{10}^{1,5}$, mit u_{10} als Windgeschwindigkeit in 10-Metern Höhe (Korhonen et al., 2010).

Am besten wäre es, die höchsten Sprühraten schon bei niedrigen Windgeschwindigkeiten zu erreichen, bei denen die Hintergrundkonzentration von Aerosolen am geringsten und die Wolken am empfindlichsten auf die Modifikation reagieren. Allerdings gibt es bisher kein anderes Schiffsdesign, als das von Salter et al. (2008). Der maximale Partikelfluss bei $> 7 \text{ ms}^{-1}$ basiert auf Berechnungen von Latham (2002) für einen Fluss, um eine zusätzliche Wolkentropfenanzahl von 400 \#cm^{-3} zu produzieren.

Die zusätzlichen Partikel werden wie die natürlichen Seesalzpartikel in die unterste Modellschicht eingebracht. Einmal emittiert unterlaufen sie die gleichen mikrophysikalischen Prozesse und Transport wie die natürlichen Partikel.

Der Fluss künstlicher Partikel wird folgendermaßen parametrisiert:

$$\begin{aligned} F &= 5,4 \cdot 10^4 \cdot u_{10}^{1,5} \text{ [m}^{-2}\text{s}^{-1}] && \text{wenn } u_{10} < 7 \text{ms}^{-1} \\ F &= 5,4 \cdot 10^4 7^{1,5} = 10^6 \text{ [m}^{-2}\text{s}^{-1}] && \text{wenn } u_{10} \geq 7 \text{ms}^{-1} \end{aligned} \quad [4.1]$$

Da von Latham et al. (2008) angesprochen wurde, nur sehr kleine Seesalzpartikel zu emittieren, wurde die Parametrisierung (Gl. 4.1) des zusätzlichen Seesalzpartikelflusses auf Mode A der Seesalzpartikel (0,02 bis $1 \mu\text{m}$) angewandt.

Ergebnisse der Climate-Engineering-Läufe

Betrachten wir nun die Auswirkungen zusätzlicher Seesalzemissionen auf den Südostpazifik. Durchgeführt wurden wiederum Modellläufe mit und ohne Mozartdaten (auf diese wurde schon in Kapitel 4.2.2 näher eingegangen), sowie Climate-Engineering-Läufe. Diese beziehen sich immer auf die entsprechenden Modellläufe mit den gleichen Voraussetzungen, nur mit den zusätzlichen Seesalzemissionen als Unterschied. Es wird zum Beispiel ein Climate-Engineering-Lauf mit Mozartdaten immer nur mit einem Referenzlauf mit Mozartdaten verglichen. Die zusätzlichen Seesalzemissionen wurden entsprechend der Parametrisierung aus Gleichung 4.1 emittiert. Außerdem werden nun keine einzelne Termine mehr betrachtet, sondern im Falle von Horizontalplots wird nur noch das zeitliche Mittel betrachtet. Wenn nicht anders angegeben, wird wieder über zwei Tage gemittelt, dem 20.10.2008 und 21.10.2008. Bei Abbildungen mit der zeitlichen Entwicklung des räumlichen Mittels, wird wieder über das Teilgebiet gemittelt, wie es in Abbildung 4.1 (schwarzes Rechteck) zu sehen ist.

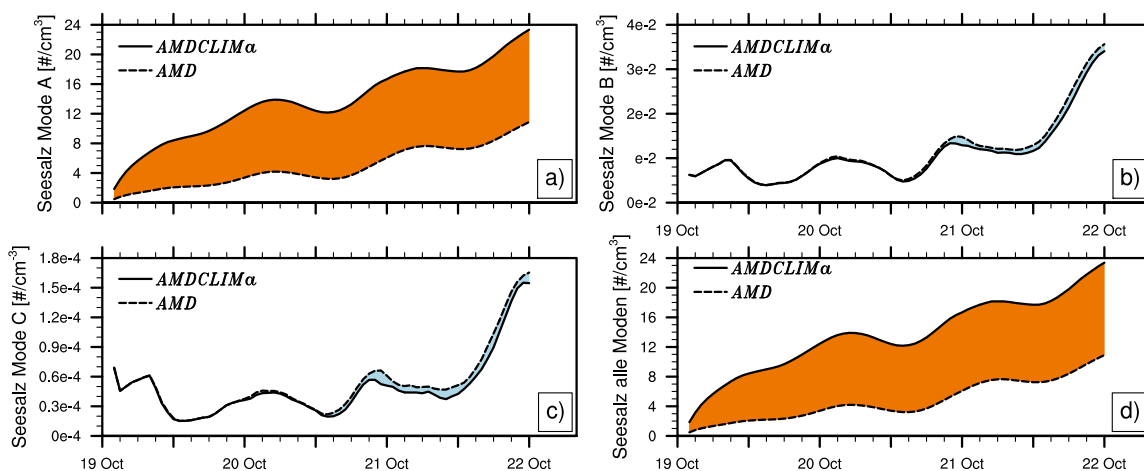


Abb. 4.21: Vergleich zwischen AMD und AMDCLIM α . Zeitliche Entwicklung des räumlichen Mittels im Teilgebiet (vgl. Abb. 4.1) des Südostpazifiks der Anzahlkonzentration der drei verschiedenen Seesalzmoden.

Wie sich die Anzahl der Seesalzpartikel mit und ohne künstliche Emissionen zeitlich ändert, lässt sich gut in Abbildung 4.21 erkennen. Dort ist die zeitliche Entwicklung des räumlichen Mittels der jeweiligen Seesalzmoden (vgl. Kap. 3.1.3) dargestellt. Es zeigt sich wie erwartet, dass die gesamte Anzahlkonzentration von den zusätzlichen Partikeln der kleinsten Mode dominiert wird. Die Anzahlendichten des Climate-Engineering-Laufes liegen deutlich über denen des Referenzlaufes. Gleiches gilt, wenn auch nicht gezeigt, für die Läufe A und ACLIM α , die nur Seesalzemissionen berücksichtigten. Trotzdem ist auffällig, dass es bei den größeren Moden einen Zeitraum gibt, an dem die Werte des Climate-Engineering-Laufes unterhalb des Referenzlaufes liegen. Da der Partikelfluss der Seesalzemissionen dieser Moden nur über den 10-Meter-Wind parametrisiert wird, muss es in der Windgeschwindigkeit zu Unterschieden zwischen dem Referenzlauf und dem Climate-Engineering-Lauf kommen. Darauf wird später noch einmal näher eingegangen.

Eine Erhöhung der Seesalzkonzentration muss nicht zwangsweise zu einer Erhöhung der Tropfenanzahl führen, da eine Wechselwirkung mit der maximalen Übersättigung während der Wolkenentstehung existiert.

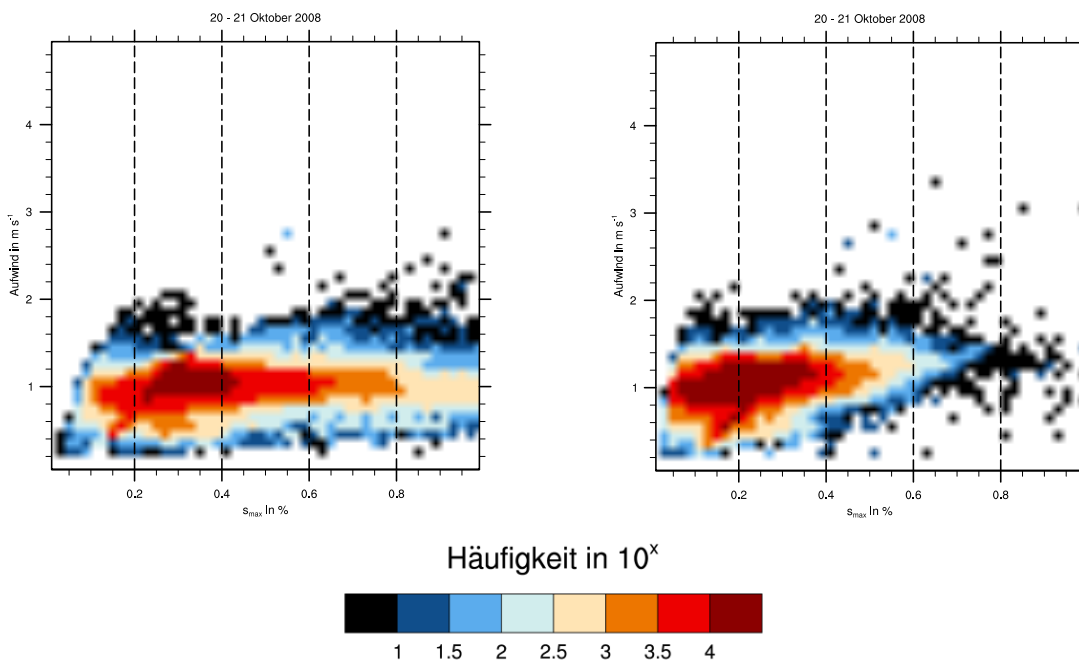


Abb. 4.22: COSMO-ART -Lauf: A (links) und ACLiMa (rechts). Jointpdf

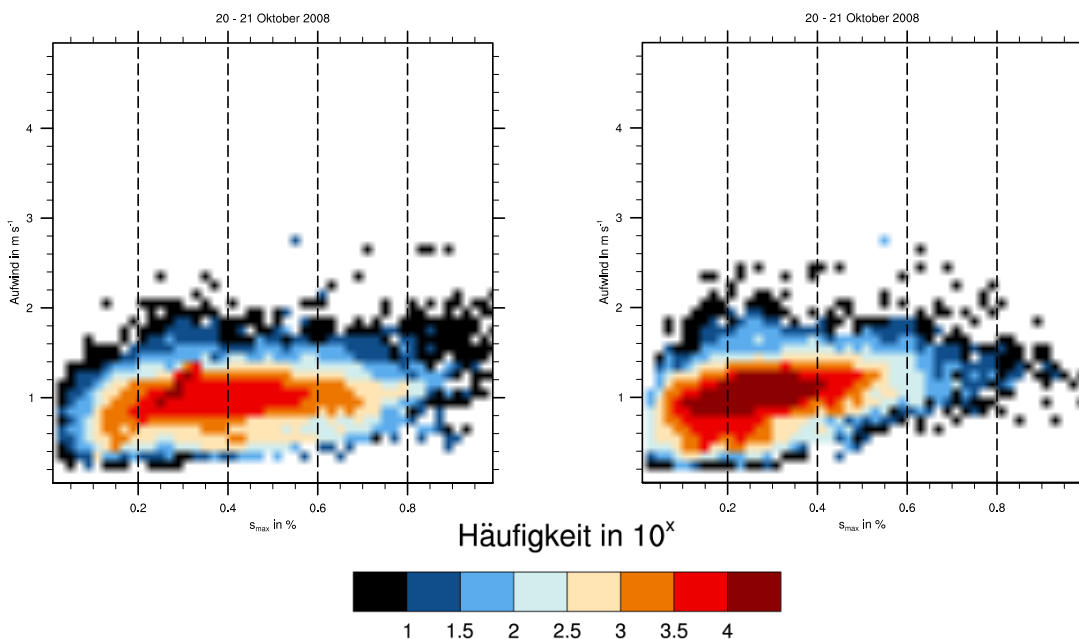


Abb. 4.23: COSMO-ART -Lauf: AM (links) und AMCLiMa (rechts). Jointpdf

tiert. Diese schwächen potentiell den Einfluss des Climate-Engineerings ab, da Partikel, die ohne zusätzliche Seesalzemissionen aktiviert worden wären mit zusätzlichen Seesalzemissionen aber nicht aktiviert werden. Dies liegt vor allem daran, dass die Aktivierung von Partikeln abhängig von ihrem Durchmesser und der Übersättigung ist. Kleinere Partikel benötigen für ihre Aktivierung eine höhere Übersättigung als größere Partikel. Um dies besser zu betrachten, wurde über den Zeitraum vom 20.10.2008 und 21.10.2008 die maximale Übersättigung s_{max} an jedem Gitterpunkt an dem q_c einen Wert von 0,001 g/kg

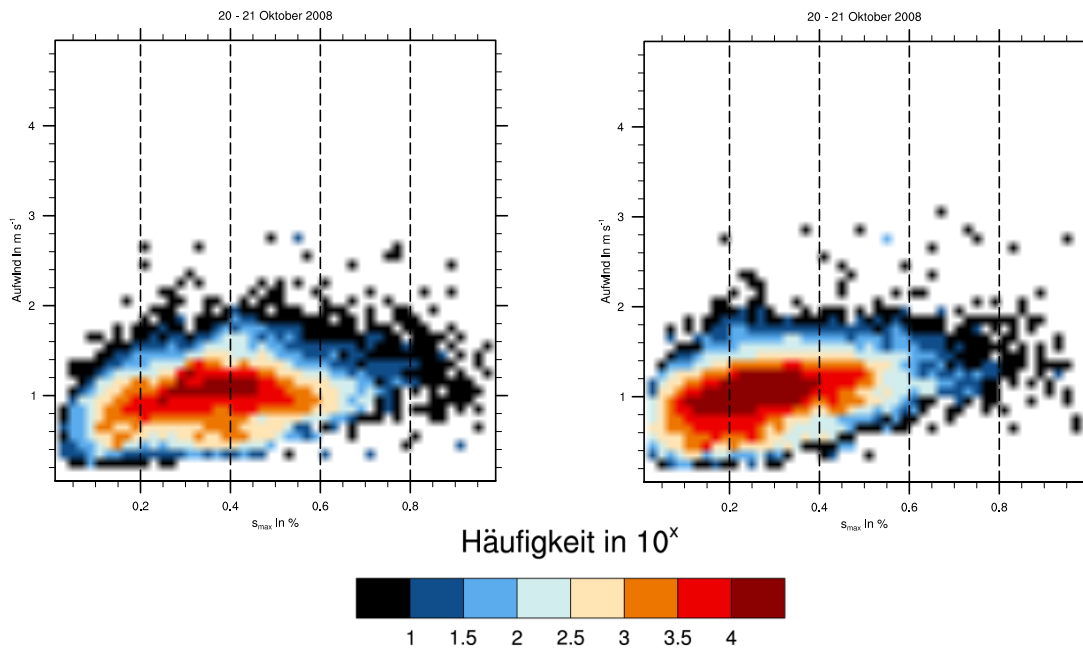


Abb. 4.24: COSMO-ART -Lauf: AMD (links) und AMDCLIMA (rechts). Jointpdf

überschreitet, sowie der dazu gehörige Aufwind geplottet (Abb. 4.22 bis 4.24). Die Farbskala zeigt die Häufigkeit der maximalen Übersättigung und ist logarithmisch.

Es ist deutlich zu sehen, wie sich die Häufigkeit der maximalen Übersättigung im Falle des Laufs A im Lauf ACLIMA verschiebt (Abb. 4.22). Werden zuvor noch relativ häufig Übersättigungen über 0,6 % erreicht, so treten durch das Climate-Engineering deutlich seltener Übersättigungen über 0,6 % auf. Zudem ist eine deutliche Verlagerung des Maximums zu sehen, dass bei A bei 0,3 % liegt und bei ACLIMA bei 0,2 %. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich beim Lauf AM im Vergleich zum Lauf AMCLIMA (Abb. 4.23). Die Häufigkeit sehr hoher maximaler Übersättigungen beim Referenzlauf liegt hier allerdings etwas niedriger als beim noch beim Lauf A. Dennoch zeigt sich auch hier eine deutliche Verlagerung des Maximums. Sind die Werte der Übersättigungen noch bei AM breiter verteilt über einen Bereich von 0,2 bis 0,6%, so konzentriert sich die Häufigkeit bei AMCLIMA um 0,2 bis 0,3 %. Ähnliches gilt für den Lauf mit AMD und AMDCLIMA (vgl. Abb. 4.24).

Die eigentliche Aussage hinter diesen Abbildungen ist, dass die künstlich eingebrachten Seesalzpartikel die Übersättigung verringern und dadurch mit bereits vorhandenen Partikeln konkurrieren können. Besonders kleine Partikel könnten dadurch nicht mehr aktiviert werden, obwohl sie zuvor aktiviert worden wären. Dies kann im Extremfall den eigentlich gewollten Effekt des Wolkenimpfens umkehren.

Zwischen dem Lauf A und ACLIMA zeigen sich erhebliche Unterschiede bei der Betrachtung der effektiven Radien. Diese sind in Abbildung 4.25 abgebildet. Die Radien verlagern sich deutlich von hohen zu geringeren Werten. Lagen die niedrigsten Werte noch bei $\approx 11 \mu\text{m}$, so liegen diese nun bei $\approx 9 \mu\text{m}$. Ziemlich deutlich ist der Effekt auch an der Küste Perus zu sehen, an der deutlich geringere Werte vor-

herrschen, die um eine Größenordnung von $\approx 10 \mu\text{m}$ niedriger sind.

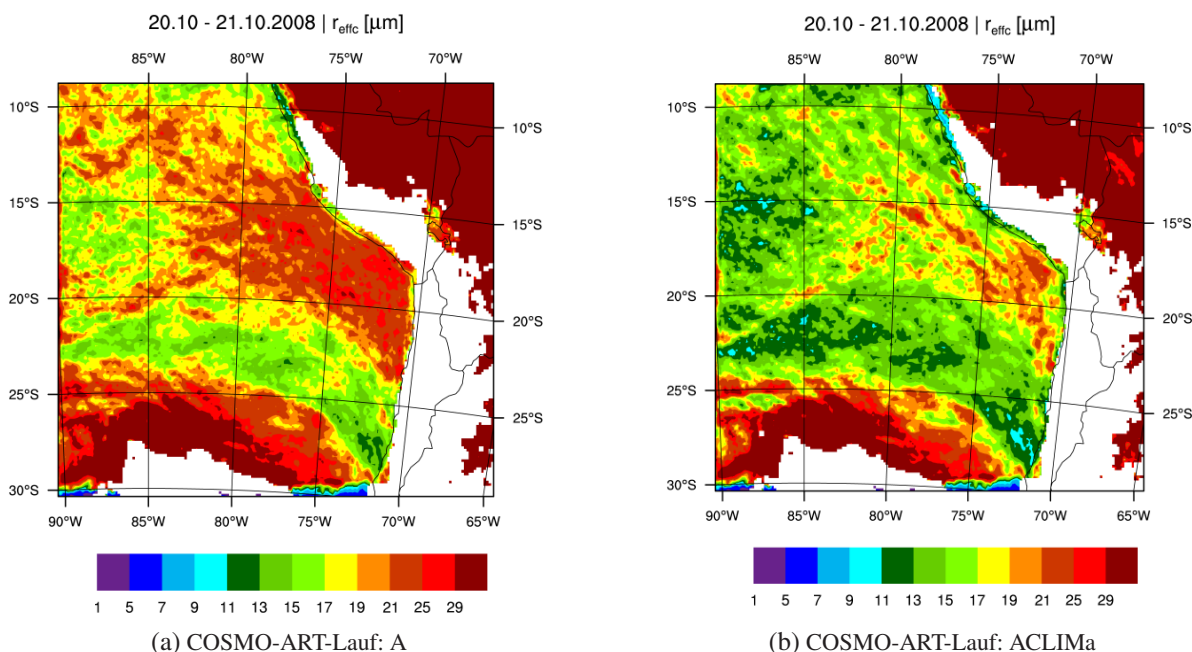


Abb. 4.25: Zeitliches Mittel effektiver Radien der Wolkentropfen über zwei Tage.

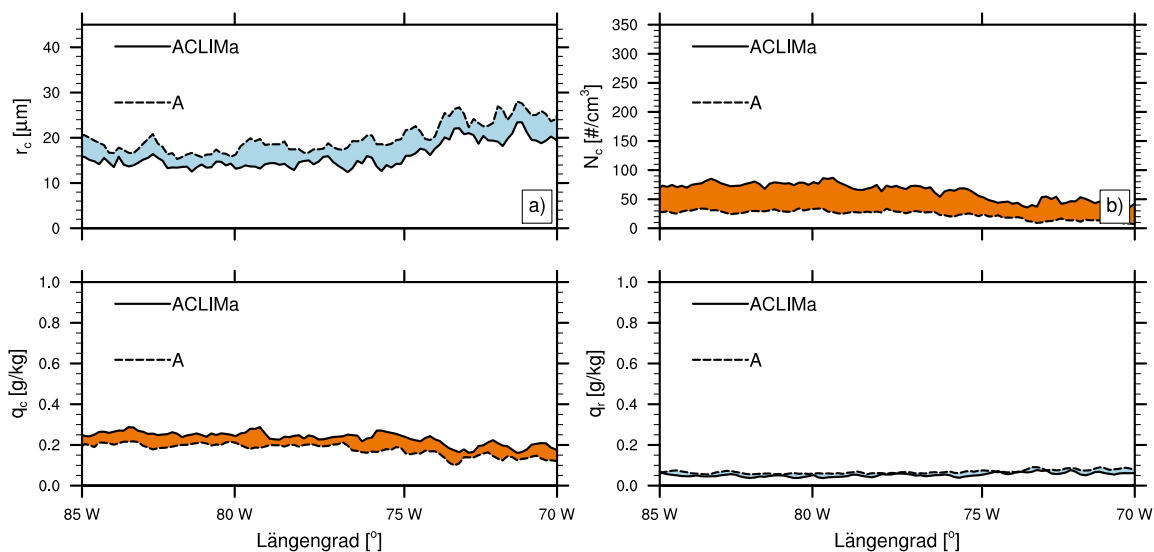


Abb. 4.26: Vergleich zwischen dem COSMO-ART-Lauf A und COSMO-ART-Lauf ACLIMa. Zeitliches Mittel entlang 20°S . a) effektive Radien der Wolkentropfen, b) Anzahlkonzentration der Wolkentropfen, c) Wolkenwasser- und d) Regenwasser-gehalt.

Der gleiche Effekt lässt sich auch gut beim zeitlichen Mittel entlang des 20° südlichen Breitengrades in Abbildung 4.26 sehen. Hier bedeutet eine rote Schattierung, dass die Werte des Climate-Engineering-Laufs über den Werten des Referenz-Laufes liegen. Bei einer blauen Schattierung ist es umgekehrt. Gut zu erkennen ist wie die effektiven Radien geringere Werte aufweisen. Ein deutlicher Effekt der zusätz-

lichen Seesalzpartikel. Gleichzeitig lässt sich auch eine erhöhte Anzahl von Wolkentropfen ausmachen. Die bei einem Wert von $N_c \approx 70/\text{cm}^{-3}$ liegen. Im Vergleich zu $N_c \approx 30 \text{ cm}^{-3}$ ohne Climate-Engineering. Letzterer Effekt lässt sich auch gut in der horizontalen Verteilung erkennen (Abb. 4.27).

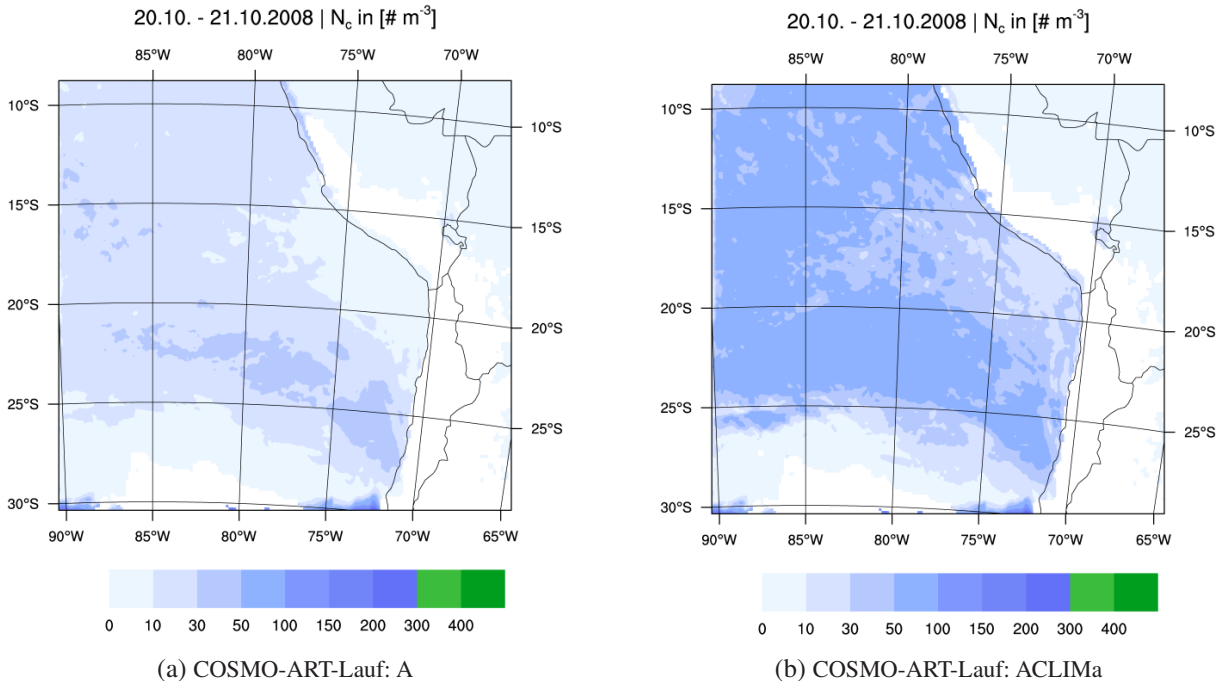


Abb. 4.27: Zeitliches Mittel der Wolkentropfenanzahl N_c .

Betrachtet man nun die Läufe mit Mozartdaten, also AM und AMCLiMa, so zeigt der Vergleich zwischen dem Referenzlauf und dem Climate-Engineering-Lauf etwas andere Ergebnisse. Das zeitliche Mittel der effektiven Radien ist in Abbildung 4.28 abgebildet. Deutlich ist wieder der Unterschied im küstenfernen Gebiet. Dort unterscheiden sich die Radien um $\approx 5 - 10 \mu\text{m}$. Im gesamten küstenfernen Bereich ist der Effekt zusätzlicher Seesalzpartikel deutlich zu erkennen. In Küstennähe ist der Effekt allerdings kaum bis gar nicht mehr zu erkennen. Erscheint dieses Ergebnis auf den ersten Blick etwas paradox, so wird man schnell eines Besseren belehrt, wenn man sich an die Abbildung 2.3 aus Kapitel 2.1.2 erinnert.

Dort sieht man, dass bei einer Umgebung mit einer bereits hohen Anzahl an Wolkentropfen wenig empfindlich auf eine Änderung der Anzahlkonzentration ist. Andererseits reagiert eine Umgebung mit niedrigen Anzahlkonzentration deutlich empfindlicher auf eine Änderung der Aerosolanzahl.

Das gleiche Verhalten lässt sich auch in der horizontalen Verteilung der Wolkentropfenanzahl wiederfinden. In Abbildung 4.29 sieht man sehr gut, wie die küstenfernen Bereiche eine erhöhte Wolkentropfenanzahl aufweisen. Die Gebiete entlang der Küste, die schon zuvor hohe Werte von N_c aufweisen, zeigen ebenfalls kaum bis gar keine Änderung. Sie reagieren weniger empfindlich auf die erhöhten Seesalzemissionen.

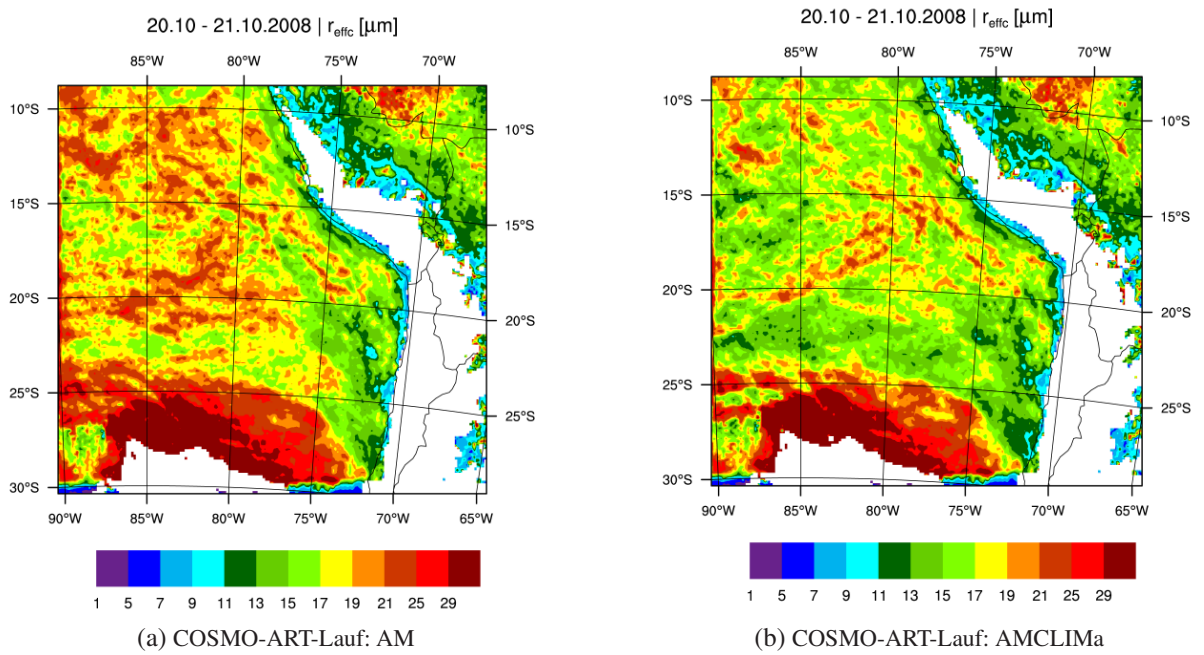


Abb. 4.28: Zeitliches und vertikales Mittel effektiver Radien an Punkten mit $q_c > 0,001 \text{ g/kg}$ über zwei Tage.

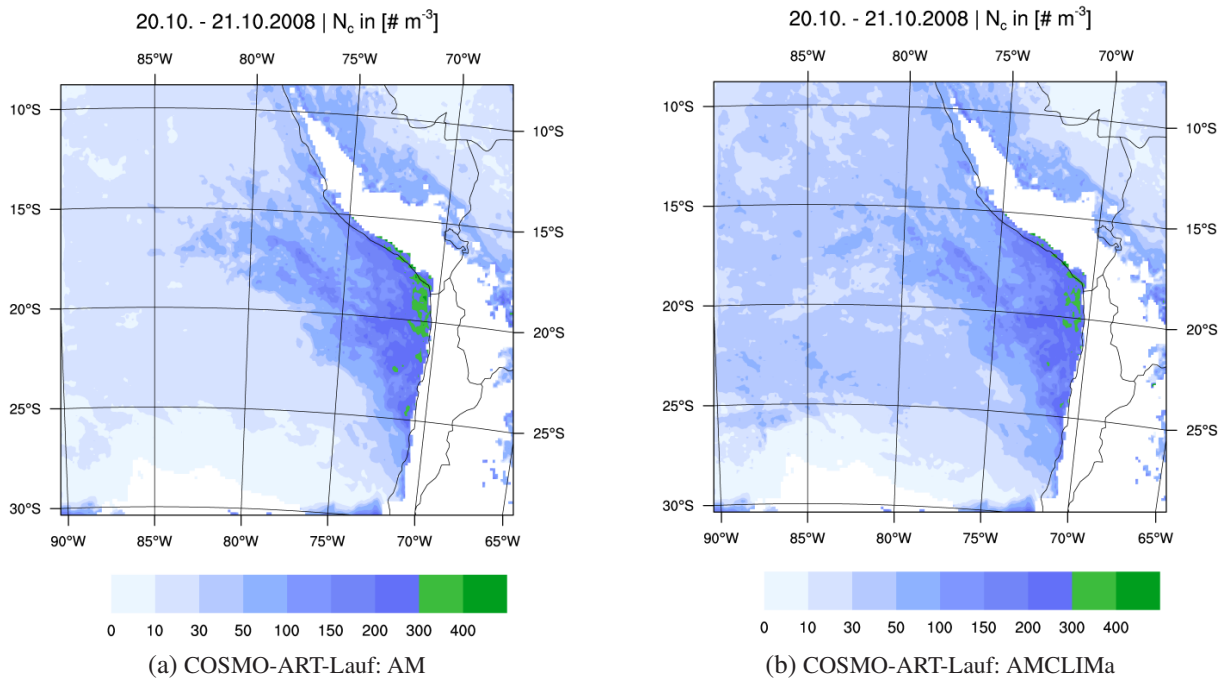


Abb. 4.29: Zeitliches und vertikales Mittel der Wolkentropfenanzahl N_c an Punkten mit $q_c > 0,001 \text{ g/kg}$ über zwei Tage.

Betrachtet man anstatt eines Horizontalplots die zeitliche Entwicklung des räumlichen Mittels einer Größe, so kann man den Effekt der zusätzlichen Seesalzpartikel ebenfalls deutlich sehen. Die Abbildung 4.30 vergleicht vier Größen der Läufe A und ACLIMa. Zunächst ist gut die Phase mit vorgeschriebener konstanter Aerosolanzahl zu sehen. In dieser Phase gleichen sich die beiden Läufe. Erst zum Zeitpunkt an

dem COSMO-ART freiläuft, werden die Unterschiede beider Modellläufe deutlich sichtbar. Die effektiven Radien nehmen im Climate-Engineering Lauf deutlich ab und bleiben über die Zeit betragsmäßig unter denen des Referenzlaufs. Gleichzeitig nimmt die Anzahl der Wolkentropfen deutlich zu, sowie der Wolkenwassergehalt.

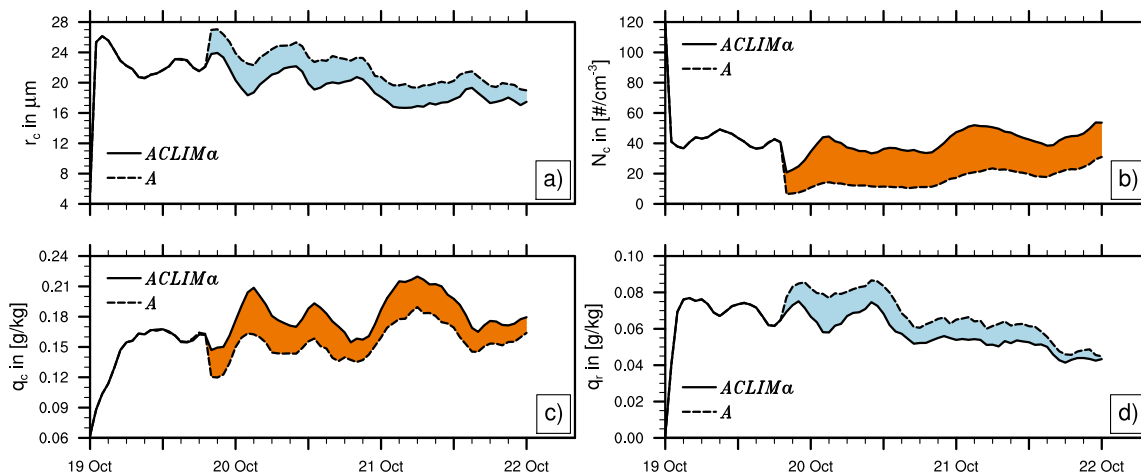


Abb. 4.30: Vergleich zwischen dem COSMO-ART-Lauf A und COSMO-ART-Lauf ACLIMA. Zeitlicher Verlauf des räumlichen Mittels von a) effektiven Radien der Wolkentropfen, b) Anzahlkonzentration der Wolkentropfen, c) Wolkenwassergehalt und d) Regenwassergehalt an Punkten mit $q_c > 0,001$ g/kg.

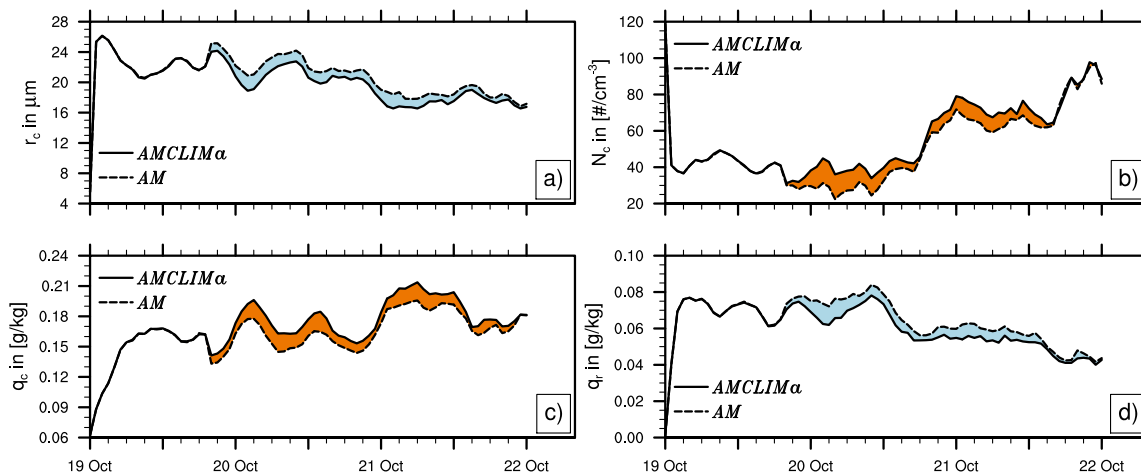


Abb. 4.31: Vergleich zwischen AM und AMCLIMA. Zeitlicher Verlauf des räumlichen Mittels im Teilgebiet des Südostpazifiks von a) effektiven Radien der Wolkentropfen, b) Anzahlkonzentration der Wolkentropfen, c) Wolkenwassergehalt und d) Regenwassergehalt an Punkten mit $q_c > 0,001$ g/kg.

Der deutliche Effekt wie zuvor, ist beim Vergleich des Laufs AM und dessen Climate-Engineering-Laufs AMCLIMA nicht mehr so deutlich sichtbar. Wie man in Abbildung 4.31a erkennen kann, nehmen die Werte der effektiven Radien des Climate-Engineering-Lauf im Vergleich zum Referenzlauf zwar auch ab, aber nicht mehr so deutlich. Die Anzahl der Wolkentropfen (Abb. 4.31b) nimmt zwar auch zu, aber

ebenfalls geringer als bei den Läufen A und ACLIMa. Interessant ist auch die gesamte zeitliche Entwicklung. Die Wolkentropfenanzahl nimmt zunächst im Vergleich zum Referenzlauf zu, aber am 20.10. um ungefähr 18 UTC verschwindet die Differenz der beiden Läufe nahezu. Danach liegen die Werte des Climate-Engineering-Laufs wieder über denen des Referenzlaufes. Gegen Ende der Simulationszeit verschwindet aber letztendlich die Differenz der Anzahl der Wolkentropfen beider Läufe. Der Wolkenwassergehalt des Laufs AMCLIMa (Abb. 4.31c) liegt wiederum meist etwas über dem des Referenzlaufes. Der Regenwassergehalt des Climate-Engineering-Laufs (Abb. 4.31d) liegt meist leicht unter dem des Referenzlaufes. Alle Größen ähneln sich darin, dass sich die Differenz der Größen gegen Ende der Simulationszeit zunehmend verringert.

Es scheint also, dass im betrachteten Gebiet die anthropogenen Aerosole die Wolkenmikrophysik dominieren und das Climate-Engineering einen kleineren Einfluss hat, als zum Beispiel bei Bedingungen gänzlich ohne anthropogene Aerosole.

Dies lässt sich gut entlang 20°S beobachten. Die Abbildung 4.32 zeigt das zeitliche Mittel am 20° Breitengrad. Gut zu sehen ist, dass im Mittel r_c beim Climate-Engineering-Lauf im küsternen Bereich, also westlich von 75°W , geringere Werte hat als im Referenzlauf. Küstennah ist dies allerdings nicht mehr der Fall. Hier zeigt sich sogar, dass im Falle des Climate-Engineering-Laufs die Werte leicht höher liegen, als im Vergleich zum Referenzlauf. Ein ähnliches Bild zeigt sich für die Anzahl der Wolkentropfen. Weisen diese im Bereich der offenen See im Falle des Climate-Engineering-Laufs höhere Werte als der Referenzlauf auf, so gibt es ab 75°W bis zur Küste Bereiche in denen die Differenzen von N_c jeweils das Vorzeichen wechseln. Meistens liegen aber die Werte von N_c beim Climate-Engineering-Laufs unterhalb der Werte des Referenzlaufes. Für den Wolkenwassergehalt zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei der Wolkentropfenanzahl. Der Regenwassergehalt zeigt allerdings kaum Unterschiede. Allein im küsternen Gebiet liegen die Werte geringfügig unter dem des Referenzlaufes.

Betrachten wir noch die Auswirkung des Climate-Engineerings auf den Modelllauf AMD. Im zeitlichen Verlauf des räumlichen Mittels (Abb. 4.33) zeigt sich, dass die Werte von r_c , bis auf eine kurze Episode am 20.10.2008, unter den Werten des Referenzlaufes liegen. Betrachtet man die Werte von N_c , so stellt man fest, dass diese nicht mehr einheitlich über den Werten von AMD liegen. Hier zeigen sich auch Episoden, bei denen sie unterhalb des Referenzlaufes liegen. Zudem wird der Unterschied gegen Ende des immer geringer und ist nicht mehr so deutlich ausgeprägt. Dennoch ist der Wolkenwassergehalt q_c meist über den Werten des Referenzlaufes, bis auf eine kurze Episode, wie sie schon bei r_c zu finden war. Auch q_r liegt meist unter den Werten von AMD.

Entlang 20°S (Abb. 4.34) zeigt sich auf dem Meer eine Verringerung von r_c , in Küstennähe, ab 75°W , liegen die Werte der effektiven Radien über denen des Referenzlaufes. Hier bewirkt das Climate-Engineering also einen gegenteiligen Effekt. Gut ist dies auch in der Wolkentropfenanzahl N_c zu erkennen. Auch hier zeigt sich in Küstennähe (ab 75°W) im Lauf AMDCLIMa niedrigere Werte als bei AMD. Auf offener See liegen die Werte über denen des Referenzlaufes, wenn auch nicht mehr so deutlich wie in den Läufen zuvor. Für q_r lassen sich leicht höhere Werte in Küstennähe und leicht niedrigere Werte im küsternen

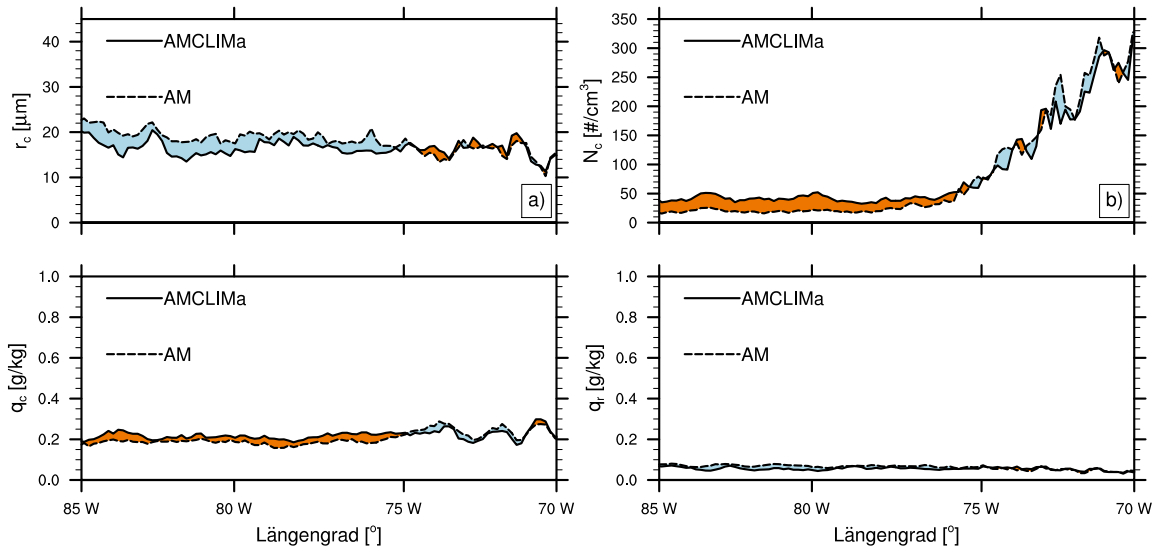


Abb. 4.32: Vergleich AM und AMCLIMa. Zeitliches Mittel (20. - 21.10.2008) entlang 20°S. a) effektive Radien der Wolkentropfen, b) Anzahlkonzentration der Wolkentropfen, c) Wolkenwassergehalt und d) Regenwassergehalt. Überall dort wo $q_c > 0,001$ g/kg.

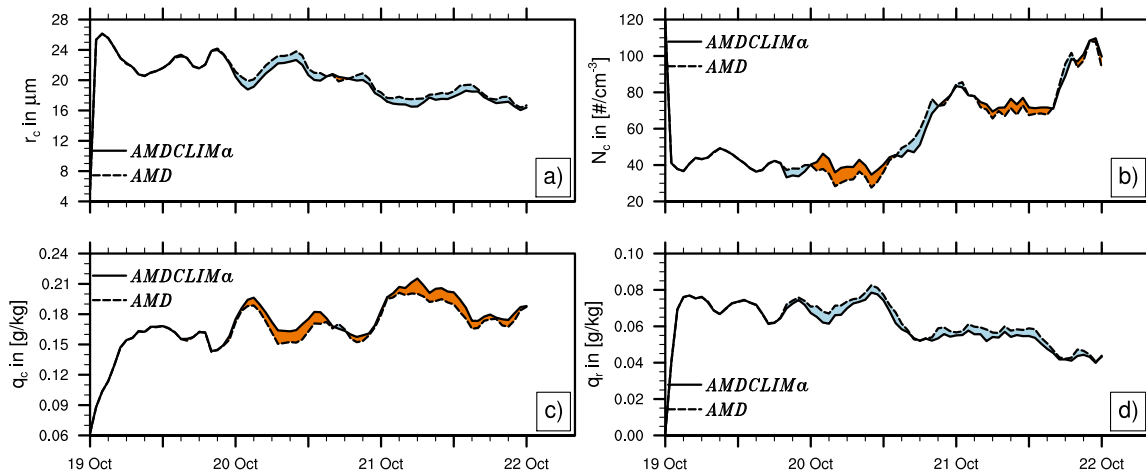


Abb. 4.33: Vergleich zwischen AMD und AMDCLIMa. Zeitlicher Verlauf des räumlichen Mittels im Teilgebiet des Südpazifiks von a) effektiven Radien der Wolkentropfen, b) Anzahlkonzentration der Wolkentropfen, c) Wolkenwassergehalt und d) Regenwassergehalt an Punkten mit $q_c > 0,001$ g/kg.

Gebiet ausmachen.

Nach der Theorie von Latham et al. (2008) soll durch zusätzlich eingebrachte Seesalzpartikel eine Änderung der Wolkenalbedo hervorgerufen werden. Diese ist abhängig von der optischen Dicke der Wolken (vgl. Gl. 2.11). Ändert sich also die optische Dicke, so ändert sich auch die Wolkenalbedo. Betrachten wir also die optische Dicke in den Modellergebnissen. Zwar wurde diese im vorherigen Kapitel nicht gezeigt, aber die optische Dicke der Wolken innerhalb des COSMO-ART-Laufs AM stimmt in der Größenordnung gut mit den Satellitenbeobachtungen überein.

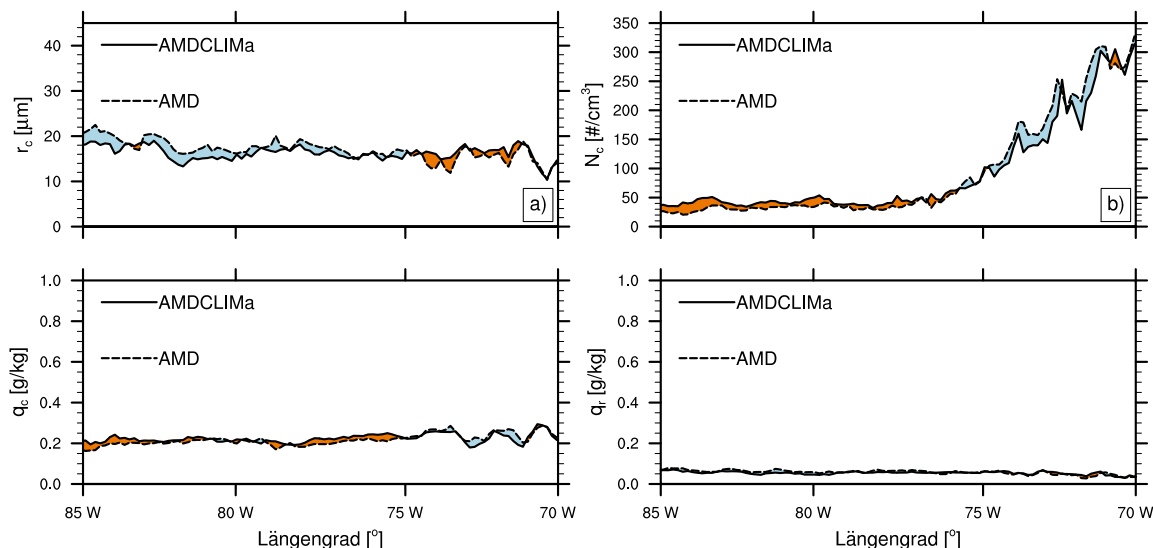


Abb. 4.34: Vergleich -AMD und -AMDCLIMa. Zeitliches Mittel (20. - 21.10.2008) entlang 20°S. a) effektive Radien der Wolkentropfen, b) Anzahlkonzentration der Wolkentropfen, c) Wolkenwassergehalt und d) Regenwassergehalt. Überall dort wo $q_c > 0,001$ g/kg.

Das zeitliche Mittel der optischen Dicken der beiden Läufe AMD und AMDCLIMa ist in Abbildung 4.35 zu sehen. Deutlich ist wieder der Einfluss anthropogener Emissionen entlang der Küste Perus zu sehen. Weiter erkennt man sehr gut eine Zweiteilung des küstennahen und küstenfernen Gebiets. Die küstennahen Gebiete mit bereits hohen optischen Dicken, die küstenfernen Bereiche mit niedrigeren optischen Dicken. Betrachtet man nun den Lauf AMDCLIMa (Abb. 4.35b), so stellt man fest, dass wieder die küstenfernen Gebiete deutlicher auf die Änderung der Seesalzkonzentrationen reagieren, als die Küstengebiete. Die optischen Dicken ändern sich dort teilweise um einen Wert von ≈ 10 . Relativ Unverändert bleiben die Küstengebiete. Teilweise kann man schwach sogar eine verringerte optische Dicke sehen.

Schlussendlich stellt sich nach den gesamten Betrachtungen die Frage, ob das Climate-Engineering nur eine Auswirkung auf die Mikrophysik hat oder ob es auch Auswirkungen auf die kurzwellige Strahlung gibt. Letztendlich ist die kurzwellige Strahlung die Größe, die man durch die Erhöhung der Wolkenalbedo beeinflussen möchte - im Idealfall diese zu verringern. Hierfür betrachten wir in Abbildung 4.36 den zeitlichen Verlauf des räumlichen Mittels der kurzwelligen, einfallenden Strahlung an der Erdoberfläche. Da angenommen wird, dass mehr Strahlung in das Weltall zurück reflektiert wird, muss auch weniger Strahlung am Boden ankommen. Zum besseren Vergleich wurde ein Bereich zwischen 360 und 470 W/m^2 auf der Y-Achse gewählt, damit hauptsächlich die Spitzenwerte abgebildet werden. Man kann gut den Tagesgang der kurzwelligen Strahlung sehen.

Die Auswirkungen des Climate-Engineerings auf die kurzwellige Strahlung lässt sich gut erkennen. So unterscheiden sich die Spitzenwerte am 20.10.2008 der Läufe AM und AMCLIMa deutlich voneinander. Die Werte von AMCLIMa liegen erkennbar unter denen des Referenzlaufes. Es kommt also weniger Strahlung am Boden an, als beim Lauf AM. Der zweite Peak unterscheidet sich deutlicher als der dritte

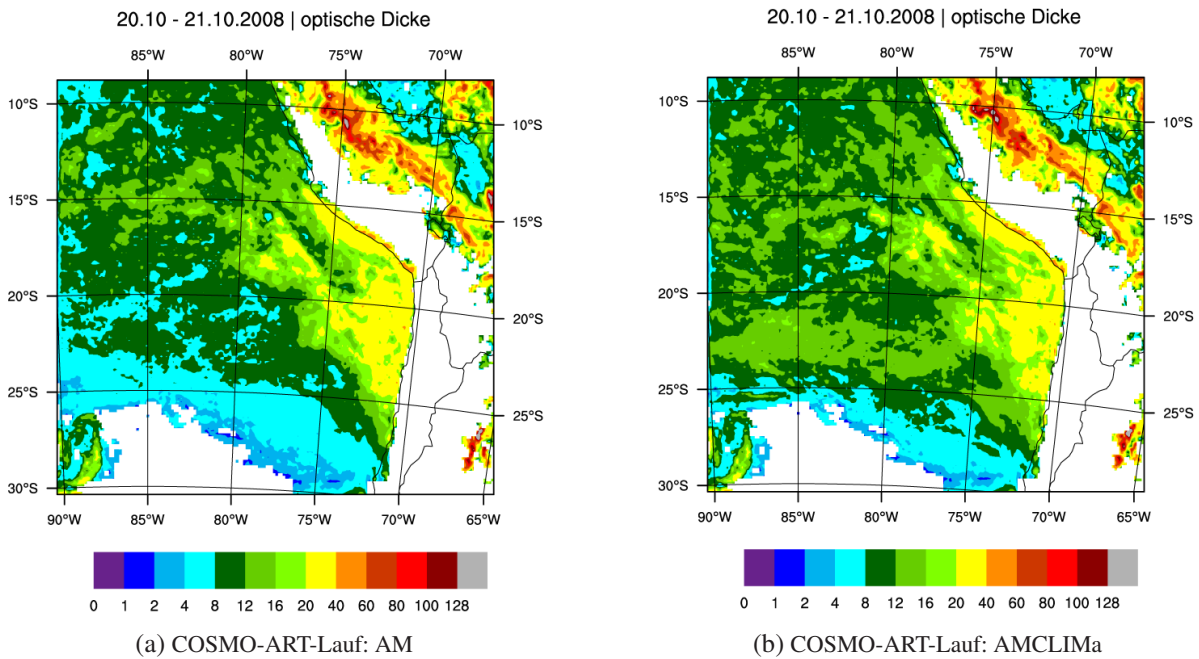


Abb. 4.35: Zeitliches Mittel der optischen Dicke von Wolken über zwei Tage (20.10.2008 und 21.10.2008).

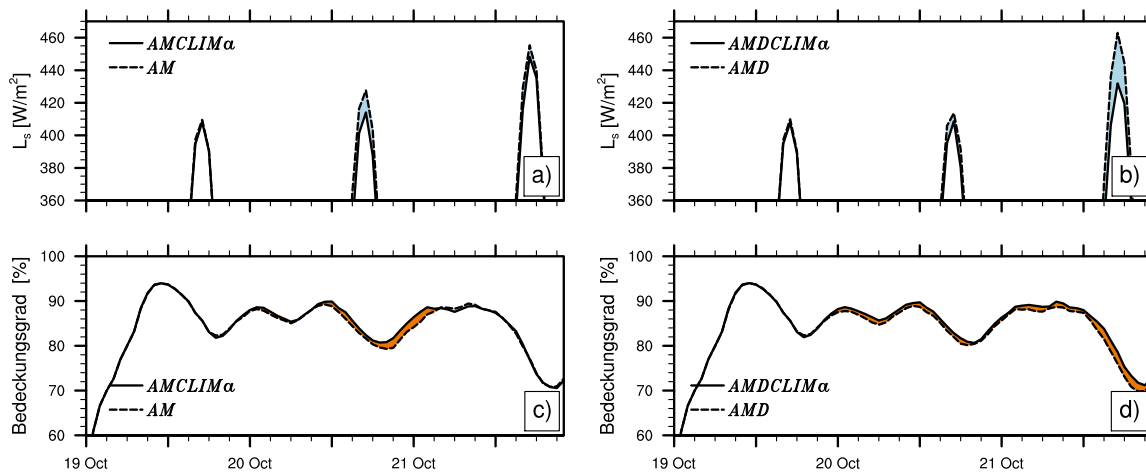


Abb. 4.36: Vergleich -AMD und -AMDCLIMA (a,c), sowie -AMD und AMDCLIMA (b,d). Zeitlicher Verlauf des räumlichen Mittels der einfallenden kurzwelligen Strahlung L_s an der Erdoberfläche (jeweils oben) und dem Wolkenbedeckungsgrad (unten).

Peak der kurzwelligen Strahlung. Der erste Peak unterscheidet sich wieder nicht aufgrund der vorgeschriebenen Werte für das Zwei-Momenten-Schema innerhalb der ersten 18 Stunden.

Die Differenz des zweiten Peaks zwischen den beiden Läufen AM und AMCLIMA beträgt $\approx 10 \text{ W/m}^2$. Der des dritten Peaks $\approx 2 \text{ W/m}^2$. Im Mittel über die beiden Tage 20. und 21.10.2008 beträgt die kurzwellige Strahlung für den Referenzlauf $L_s^{AM} \approx 131 \text{ W/m}^2$. Im Falle AMCLIMA beträgt die kurzwellige Strahlung $L_s^{AMCLIM\alpha} 127 \text{ W/m}^2$. Also eine Differenz von $\Delta L_s = 4 \text{ W/m}^2$.

Wird nun zusätzlich DMS (Läufe AMD und AMDCLIMa) mit berücksichtigt, so zeigt sich ein etwas anderes Bild. Hier ist der Unterschied im zweiten Peak nicht mehr so deutlich wie im Beispiel zuvor. Hier ist nur ein Unterschied von ungefähr 1 W/m^2 . Allerdings zeigt sich der Unterschied im dritten Peak deutlich markanter. Hier liegt der Unterschied bei $\approx 25 \text{ W/m}^2$. Im Falle von AMD liegt das Mittel über beide Tage bei $L_s^{AMD} \approx 127 \text{ W/m}^2$ und bei AMDCLIMa bei $L_s^{AMDCLIMa} \approx 122 \text{ W/m}^2$. Also einer Differenz von $\Delta L_s = 5 \text{ W/m}^2$.

Spannen wir noch einmal kurz den Bogen zum Anfang des Kapitels. Dort ist in Abbildung 4.21 der zeitliche Verlauf der Seesalzemissionen dargestellt und es zeigte sich bei den Seesalz-Moden B und C ein Bereich, in dem die Werte der Anzahlkonzentrationen des Climate-Engineering-Laufs geringer sind als die Werte des Referenzlaufes. Vergleicht man nun diesen Zeitpunkt mit dem Verlauf der kurzwelligen Strahlung in Abbildung 4.36, so wird man feststellen, dass die niedrigeren Seesalzemissionen zeitlich kurz nach dem zweiten Peak der kurzwelligen Strahlung auftritt. Die verringerte Strahlung scheint also einen Effekt auf das horizontale Windfeld zu haben, was wiederum zu einer Verringerung der natürlichen Seesalzemissionen führt.

4.3.1 Empfindlichkeit der Wolkentropfenanzahl auf künstliche Impfung

Wir wollen nun aufgrund der in den vorherigen Kapiteln erworbenen Erkenntnisse betrachten, wie empfindlich die betrachtete Region auf die Änderungen in den Seesalzpartikeln reagiert. Hierfür wird die Größe β definiert, die der Definition der Empfindlichkeit von Niederschlag auf Änderungen in der Aerosolkonzentration in Stevens und Feingold (2009) nachempfunden ist. Die Empfindlichkeit β der Wolkentropfen auf Änderungen in der Aerosolkonzentration wird nun wie folgt definiert:

$$\beta = \frac{\log(N_{cclim}) - \log(N_{c0})}{\log(N_{seascclim}) - \log(N_{seas0})}. \quad [4.2]$$

Hierbei ist N_{c0} die Anzahl der Wolkentropfen ohne Climate-Engineering und N_{cclim} die Wolkentropfenanzahl mit Climate-Engineering. Die Anzahl der Seesalzpartikel ohne Climate-Engineering werden durch N_{seas0} und die mit Climate-Engineering durch $N_{seascclim}$ beschrieben. Die Anzahlen der Seesalzpartikel ist die Summe aller Seesalzmoden. Eine Empfindlichkeit $\beta \geq 1$ bedeutet eine hohe Empfindlichkeit auf künstliche Seesalzemissionen. Kleinere Werte sind mit einer geringeren Empfindlichkeit gleichzusetzen. In den Grafiken wird wieder ein zeitliches Mittel gebildet und wieder wurde die Empfindlichkeit nur dort definiert, wo $q_c > 0.001 \text{ g/kg}$ ist. Zudem wird nur das Gebiet über dem Südostpazifik betrachtet. Das nordöstliche Gebiet östlich der Anden, in dem hauptsächlich Konvektion vorherrscht, ist bei den Betrachtungen auszuschließen, auch wenn es mit abgebildet wird.

Wie in den Ergebnissen im vorherigen Kapitel zeigt sich für den idealen Fall einer anthropogen „reinen“ Atmosphäre, dass alle Wolken über dem Südostpazifik sehr sensibel auf das künstliche Impfen mit Seesalzpartikeln reagieren (Abb. 4.37a). Der relativ dünne Streifen im Süden mit geringen Werten von β rührt daher, dass sowohl im COSMO-ART-Lauf A, als auch im COSMO-ART-Lauf ACLIMa relativ wenig Wolkentropfen existieren (Abb. 4.27).

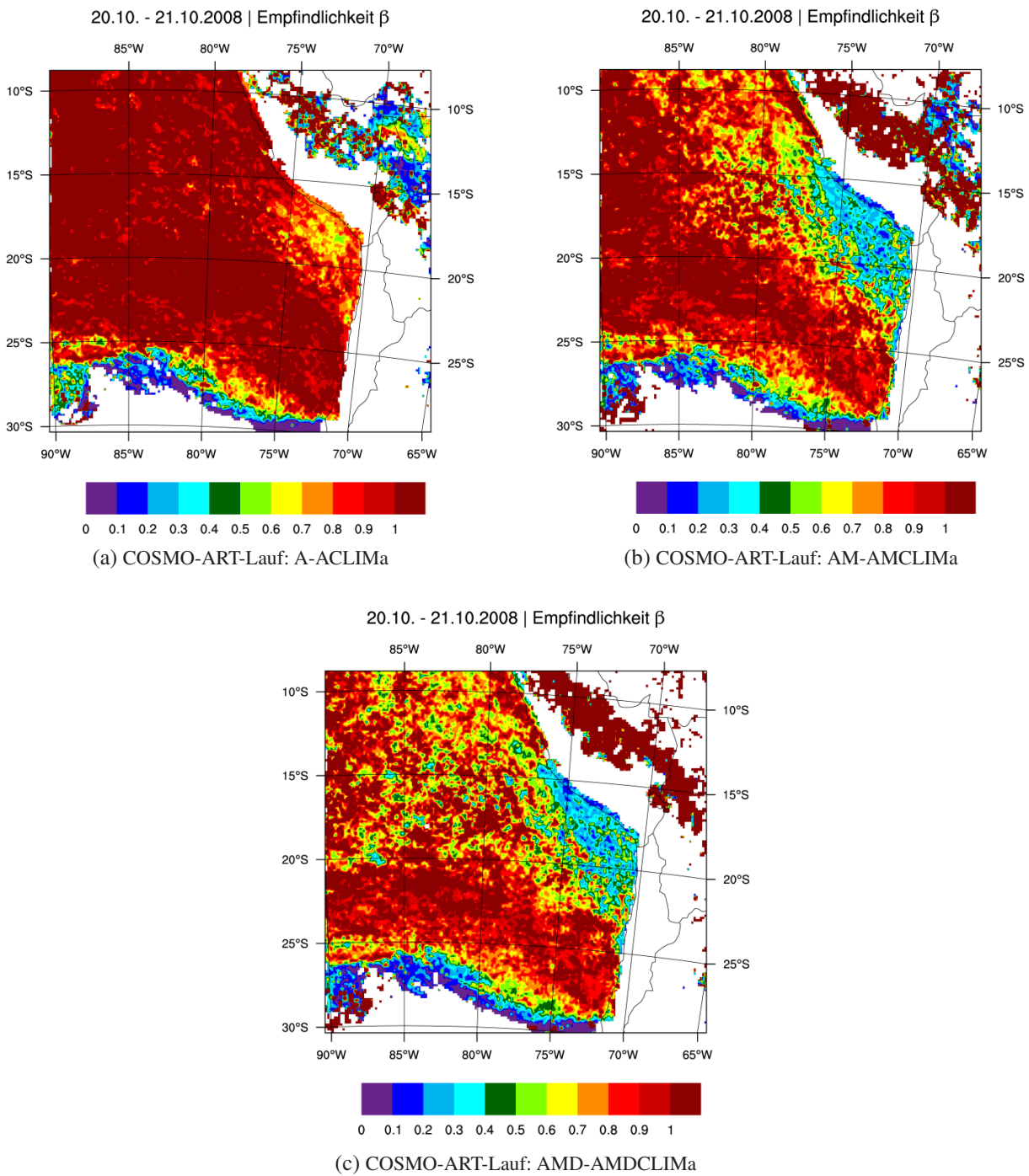


Abb. 4.37: Empfindlichkeit β der Wolkentropfen auf künstlich eingebrachte Seesaltpartikel.

Berücksichtigt man die Emissionen, so zeigen sich an der Küste Bereiche mit relativ geringer Werten von β . Hier ist das künstliche Impfen der Wolken weniger bis gar nicht effektiv und kann im Extremfall sogar die eigentlich gewollte Intention umkehren (vgl. Abb. 4.23 und 4.32).

Das Gleiche gilt für den Lauf mit DMS. Niedrige Werte von β dominieren an der Küste Perus. Zusätzlich zeigen sich aber auch über dem nördlichen Teil des Südostpazifiks kleine Bereiche, mit relativ

geringen Werten von β . Hier gibt es also auch Bereiche die eher unempfindlich auf die Änderung in den Seesalzkonzentrationen reagieren, anders als noch beim Lauf bei dem DMS nicht berücksichtigt wurde. Dies ist wohl hauptsächlich darauf zurückzuführen, dass durch DMS schon beim Lauf ohne Climate-Engineering mehr Wolkentropfen produziert werden, als beim Lauf ohne DMS (Abb. 4.29a und Abb. 4.29a). Ist die Umgebung schon von vornherein durch eine erhöhte Anzahl an Wolkentropfen gekennzeichnet, so reagiert dieser Bereich weniger empfindlich auf Änderungen in der Seesalzkonzentration, als eine Umgebung mit einer niedrigen Tropfenanzahl.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Modellsystem COSMO-ART verwendet, um den Einfluss künstlicher Seesalzemissionen als Climate-Engineering-Maßnahme auf Stratocumulusbewölkung zu erfassen. Da Aerosolpartikel als Wolkenkondensationskeime dienen und daher mit Wolken und deren Eigenschaften interagieren können, ist es notwendig die Auswirkungen künstlich eingebrachter Seesalzpartikel zu untersuchen. Mit COSMO-ART existiert ein Werkzeug, um die Interaktion von Aerosolen mit Wolken zu untersuchen und zu quantifizieren.

Hierfür wurden zunächst Modellergebnisse ohne Climate-Engineering mit Mess- und Simulationsergebnissen der Messkampagne VOCALS-Rex verglichen, um einen Überblick zu bekommen, wie gut die meteorologischen Größen im Südostpazifik durch COSMO-ART wiedergegeben werden.

Trotz einer horizontalen Gitterweite von ~ 14 Kilometern, wurden gute Ergebnisse erzielt. Zwar zeigte sich eine Unterschätzung der Wolkentropfenanzahl auf offener See, aber die grundsätzliche Struktur, dass in Küstennähe eine höhere Wolkentropfenanzahl herrscht als küstenfern zeigte sich gut in den Modellergebnissen. Auch für andere meteorologische Größen wie die effektiven Radien der Wolkentropfen und dem Wolkenwassergehalt, zeigte sich eine gute Übereinstimmung mit Messergebnissen.

Die eigentliche Fragestellung dieser Arbeit ist es, den Einfluss künstlicher Seesalzemissionen auf die Wolkenmikrophysik im Südostpazifik und deren Auswirkung auf die Strahlung zu untersuchen. Hierfür wurden wiederum Simulationen durchgeführt, bei denen im Unterschied zu den vorherigen Modellläufen künstliche Seesalzpartikel über dem Meer eingebracht wurden. Die Simulationen unterschieden sich durch eine idealisierte (anthropogen „reine“ Atmosphäre) Simulation und Simulationen mit realistischen Vorraussetzungen (anthropogenes Aerosol und DMS). Dabei stellte sich heraus, dass Climate-Engineering nicht überall im betrachteten Modellgebiet den gewünschten Effekt erzielt.

Gegenden mit zuvor sehr niedrigen Wolkentropfenanzahldichten zeigten eine sehr hohe Empfindlichkeit auf die künstlichen Seesalzemissionen (sehr gut in den idealisierten Climate-Engineering-Simulationen zu sehen), wohingegen Gegenden mit bereits sehr hohen Wolkentropfenanzahldichten weniger empfindlich auf die künstlichen eingebrachten Seesalzpartikel reagierten. Teilweise konnte in diesen Gebieten eine Verringerung der Anzahldichte der Wolkentropfen, also dem Gegenteil des gewünschten Effekts, festgestellt werden.

Vor allem bei der Climate-Engineering-Simulation mit Berücksichtigung von anthropogenem Aerosol und DMS zeigten sich im Modellgebiet Bereiche mit hoher, aber auch mit sehr geringer Empfindlichkeit auf die künstliche Einbringung von Seesalzpartikeln. Letzteres ist darauf zurückzuführen, dass anthropogene Aerosole zum Beispiel an der Küste Chiles und Perus bereits einen merklichen Einfluss auf die Wolkenmikrophysik haben und Partikel die zuvor aktiviert wurden, durch das künstliche Freisetzen von Seesalzpartikeln, aufgrund der vorherrschenden geringeren Übersättigung, nicht mehr aktiviert werden. Daher kann man die Fragestellung, ob Climate-Engineering überhaupt eine Auswirkung auf die Mikro-

physik der Wolke hat mit Ja beantwortet. Merklich zeigten sich Unterschiede in den optischen Dicken der Wolken. Weiter kann man die Fragestellung, ob das Climate-Engineering auch Auswirkungen auf die kurzwellige Strahlung hat, ebenfalls mit Ja beantworten, da sich innerhalb des Simulationszeitraumes durch die künstlichen Seesalzemissionen eine Änderung der kurzwelligen Strahlung an der Erdoberfläche gezeigt hat.

Diese Arbeit konnte damit einen ersten Einblick auf die Auswirkungen künstlich eingebrachter Seesalzpartikel auf Stratocumulusbewölkung bieten. In dieser Arbeit werden nur naturwissenschaftliche Fragen beantwortet. Fragen politischer oder ethischer Tragweite kann hier nicht beantwortet werden und würden auch den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

Es zeigte sich wie schon zuvor erwähnt, dass Climate-Engineering durch Einbringen zusätzlicher Seesalzpartikel nicht in jeder Umgebung den gewünschten Effekt erzielt. Von daher ist diese Technik, es sei denn sie wird irgendwann technisch und politisch möglich, mit Bedacht einzusetzen. Ein blindes Impfen der Wolken kann im Extremfall zum Gegenteil des erwünschten Effekts führen.

6 Literaturverzeichnis

- Abdul-Razzak, H. und S. J. Ghan (2000). A parameterization of aerosol activation, 2, multiple aerosol types. *J. Geophys. Res.* *105*, 6837–6844.
- Abdul-Razzak, H. und S. J. Ghan (2002). A parameterization of aerosol activation 3. sectional representation. *J. Geophys. Res.-Atmos.* *107*, 4026.
- Abdul-Razzak, H., S. J. Ghan und C. Rivera-Carpio (1998). A parameterization of aerosol activation 1. single aerosol type. *J. Geophys. Res.* *103*, 6123–6132.
- Abel, S., D. Walters und G. Allen (2010). Evaluation of stratocumulus cloud prediction in the met office forecast model during vocals-rex. *Atmos. Chem. Phys.* *10*, 10541–10559.
- Albrecht, B. A. (1989). Aerosols, cloud microphysics, and fractional cloudiness. *Science* *245*, 1227–1230.
- Angel, R. (2006). Feasibility of cooling the earth with a cloud of small spacecraft near the inner lagrange point (11). *Proc. Natl. Acad. Sci.* *103*, 17184–17189.
- Arking, A. (1991). The Radiative Effects of Clouds and their Impact on Climate. *B. A.M. Meteorol. Soc.* *72*, 795–953.
- Bangert, M., C. Kottmeier, B. Vogel und H. Vogel (2011). Regional scale effects of the aerosol cloud interaction simulated with an online coupled comprehensive chemistry model. *Atmos. Chem. Phys.* *11*, 4411–4423.
- Bangert, M., A. Nenes, B. Vogel, H. Vogel, D. Barahona, V. A. Karydis, P. Kumar, C. Kottmeier und U. Blahak (2012). Saharan dust event impacts on cloud formation and radiation over western europe. *Atmos. Chem. Phys.* *12*, 4045–4063.
- Barahona, D. und A. Nenes (2009). Parameterizing the competition between homogeneous and heterogeneous freezing in cirrus cloud formation–monodisperse ice nuclei. *Atmos. Chem. Phys* *9*, 369–381.
- Boutle, I. und S. Abel (2012). Microphysical controls on the stratocumulus topped boundary-layer structure during vocals-rex. *Atmos. Chem. Phys* *12*, 2849–2863.
- Brasseur, G., D. Hauglustaine, S. Walters, R. Rasch, J. Müller, C. Granier und X. Tie (1998). Mozart, a global chemical transport model for ozone and related chemical tracers 1. model description. *J. Geophys. Res.* *103*, 28265–28.

- Bretherton, C., R. Wood, R. George, D. Leon, G. Allen und X. Zheng (2010). Southeast pacific stratocumulus clouds, precipitation and boundary layer structure sampled along 20° s during vocals-rer. *Atmos. Chem. Phys* 10, 921–15.
- Buzzi, M., M. Rotach, M. Raschendorfer und A. Holtslag (2011). Evaluation of the comso-sc turbulence scheme in a shear-driven stable boundary layer. *Meteorol. Z.* 20, 335 – 350.
- Coakley, J., R. Bernstein und P. Durkee (1987). Effect of ship-stack effluents on cloud reflectivity. *Science (New York, NY)* 237, 1020.
- Doms, G., J. Förstner, E. Heise, H.-J. Herzog, D. Mironov, M. Raschendorfer, T. Reinhardt, B. Ritter, R. Schrodin, J.-P. Schulz und G. Vogel (2011). A description of the nonhydrostatic regional cosmo model .
- Feichter, J. und T. Leisner (2009). Climate engineering: A critical review of approaches to modify the global energy balance. *Eur. Phys. J-Spec. Top.* 176, 81–92. 10.1140/epjst/e2009-01149-8, URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2009-01149-8>.
- Fountoukis, C. und A. Nenes (2005). Continued development of a cloud droplet formation parameterization for global climate models. *J. Geophys. Res.* 110.
- Garreaud, R. (2009). The andes climate and weather. *Adv. Geosci.* 22, 3–11.
- Herzog, H. und D. Golomb (2004). Carbon capture and storage from fossil fuel use. *Encyclopedia of energy* 1, 1–11.
- Jones, A., J. Haywood und O. Boucher (2009). Climate impacts of geoengineering marine stratocumulus clouds. *J. Geophys. Res.* 114.
- Kessler, E. (1969). On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *A. Met. Soc.* .
- Köhler, H. (1936). The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets. *Trans. Faraday Soc.* 32, 1152–1161.
- Korhonen, H., K. S. Carslaw und S. Romakkaniemi (2010). Enhancement of marine cloud albedo via controlled sea spray injections: a global model study of the influence of emission rates, microphysics and transport. *Atmos. Chem. Phys.* .
- Kramm, G., K. Beheng und H. Müller (1992). Modeling of the vertical transport of polydispersed aerosol particles in the atmospheric surface layer. *Precipitation Scavenging and Atmosphere-Surface Exchange Processes* 2, 1125–1141.
- Kumar, P., I. Sokolik und A. Nenes (2009). Parameterization of cloud droplet formation for global and regional models: including adsorption activation from insoluble ccn. *Atmos. Chem. Phys* 9, 2517–2532.

- Lampitt, R., E. Achterberg, T. Anderson, J. Hughes, M. Iglesias-Rodriguez, B. Kelly-Gerreyn, M. Lucas, E. Popova, R. Sanders, J. Shepherd et al. (2008). Ocean fertilization: a potential means of geoengineering? *Phil. Trans. R. Soc. A* 366, 3919–3945.
- Langner, J. und H. Rodhe (1991). A global three-dimensional model of the tropospheric sulfur cycle. *J. Atmos. Chem.* 13, 225–263.
- Latham, J. (2002). Amelioration of global warming by controlled enhancement of the albedo and longevity of low-level maritime clouds. *Atmos. Sci. Lett.* 3, 52–58.
- Latham, J., K. Bower, T. Choulaton, H. Coe, P. Connolly, G. Cooper, T. Craft, J. Foster, A. Gadian, L. Galbraith et al. (2012). Marine cloud brightening. *Philos. T. Roy. Soc. A.* 370, 4217–4262.
- Latham, J., P. Rasch, C.-C. Chen, L. Kettles, A. Gadian, A. Gettelman, H. Morrison, K. Bower und T. Choulaton (2008). Global temperature stabilization via controlled albedo enhancement of low-level maritime clouds. *Phil. Trans. R. Soc. A* 366, 3969–3987.
- Levin, Z. und W. Cotton (2009). Aerosol pollution impact on precipitation: A scientific review , 386.
- Lewis, E. und S. Schwartz (2006). Comment on "Bize distribution of sea-salt emissions as a function of relative humidity". *Atmos. Environ.* 40, 588–590.
- Lohmann, U., J. Feichter, C. Chuang und J. Penner (1999). Prediction of the number of cloud droplets in the echam gcm. *J. Geophys. Res.* 104, 9169–9198.
- Lundgren, K. (2006). Numerical simulation of the spatial and temporal distribution of sea salt particles on the regional scale.
- Lundgren, K. (2010). *Direct Radiative Effects of Sea Salt on the Regional Scale*. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK), Karlsruhe.
- Lunt, D., A. Ridgwell, P. Valdes und A. Seale (2008). Sunshade world: A fully coupled gcm evaluation of the climatic impacts of geoengineering. *Geophys. Res. Lett.* 35.
- Mårtensson, E. M., E. D. Nilsson, G. de Leeuw, L. H. Cohen und H.-C. Hansson (2003). Laboratory simulations and parameterization of the primary marine aerosol production. *J. Geophys. Res.-Atmos.* 108, 4297.
- McCormick, M. P., L. W. Thomason und C. R. Trepte (1995). Atmospheric effects of the Mt Pinatubo eruption. *Nature* 373, 399–404.
- Monahan, E., S. E. und D. K. (1986). *A model of marine aerosol generation via whitecaps and wave disruption*. D. Reidel Publishing Company.
- Painemal, D. und P. Zuidema (2011). Assessment of modis cloud effective radius and optical thickness retrievals over the southeast pacific with vocals-rex in situ measurements. *J. Geophys. Res.* 116, D24206.

- Partanen, A.-I., H. Kokkola, S. Romakkaniemi, V.-M. Kerminen, K. E. J. Lehtinen, T. Bergman, A. Arola und H. Korhonen (2012). Direct and indirect effects of sea spray geoengineering and the role of injected particle size. *J. Geophys. Res.* 117.
- Peters, K., J. Quaas und H. Graßl (2011). A search for large-scale effects of ship emissions on clouds and radiation in satellite data. *J. Geophys. Res.* 116.
- Pruppacher, H. R. und J. D. Klett (1997). *Microphysics of clouds and precipitation*. Atmospheric and oceanographic sciences library ; 18. Kluwer, Dordrecht [u.a.], zweite Aufl.
- Rahn, D. und R. Garreaud (2010). Marine boundary layer over the subtropical southeast pacific during vocals-rex-part 2: Synoptic variability. *Atmos. Chem. Phys.* 10, 4507–4519.
- Ramanathan, V., R. Cess, E. Harrison, P. Minnis, B. Barkstrom, E. Ahmad und D. Hartmann (1989). Cloud-radiative forcing and climate: Results from the earth radiation budget experiment. *Science* 243, 57–63.
- Randall, D. und J. Coakley (1984). Outlook for research on subtropical marine stratiform clouds. *B. A.M. Meteorol. Soc.* .
- Rasch, P., P. Crutzen und D. Coleman (2008a). Exploring the geoengineering of climate using stratospheric sulfate aerosols: The role of particle size. *Geophys. Res. Lett.* 35, L02809.
- Rasch, P., S. Tilmes, R. Turco, A. Robock, L. Oman, C. Chen, G. Stenchikov und R. Garcia (2008b). An overview of geoengineering of climate using stratospheric sulphate aerosols. *Phil. Trans. R. Soc. A* 366, 4007–4037.
- Rinke, R. (2008). *Parametrisierung des Auswaschens von Aerosolpartikeln durch Niederschlag*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Robock, A. und J. Mao (1995). The Volcanic Signal in Surface Temperature Observations. *J. Climate* 8, 1086–1103.
- Robock, A., L. Oman und G. Stenchikov (2008). Regional climate responses to geoengineering with tropical and arctic so₂ injections. *J. Geophys. Res.* 113, D16101.
- Roelofs, G. J., P. Stier, J. Feichter, E. Vignati und J. Wilson (2006). Aerosol activation and cloud processing in the global aerosol-climate model echam5-ham. *Atmos. Chem. Phys.* 6, 2389–2399.
- Salter, S., G. Sortino und J. Latham (2008). Sea-going hardware for the cloud albedo method of reversing global warming. *Phil. Trans. R. Soc. A* 366, 3989–4006.
- Schuiling, R. und P. Krijgsman (2006). Enhanced weathering: An effective and cheap tool to sequester co₂. *Climatic Change* 74, 349–354.
- Schwartz, S. E. und A. Slingo (1995). Enhanced shortwave cloud radiative forcing due to anthropogenic aerosols. *NASA STI/Recon Technical Report N* 95, 34214.

- Segal, Y. und A. Khain (2006). Dependence of droplet concentration on aerosol conditions in different cloud types: Application to droplet concentration parameterization of aerosol conditions. *J. Geophys. Res.-Atmos.* 111.
- Seifert, A. (2002). *Parametrisierung wolkenmikrophysikalischer Prozesse und Simulation konvektiver Mischwolken*. Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK), Karlsruhe.
- Seifert, A. (2008). A revised cloud microphysical parameterization for cosmo-lme. *COSMO Newsletter* 7, 25–26.
- Seifert, A. und K. D. Beheng (2001). A double-moment parameterization for simulating autoconversion, accretion and selfcollection. *Atmos. Res.* 59–60, 265 – 281. <ce:title>13th International Conference on Clouds and Precipitation</ce:title>.
- Seinfeld, J. H. und S. N. Pandis (2006). *Atmospheric chemistry and physics : from air pollution to climate change*. Wiley, Hoboken, NJ, zweite Aufl. Previous ed.: 1998.
- Slinn, S. und W. Slinn (1980). Predictions for particle deposition on natural waters. *Atmos. Environ.* 14, 1013 – 1016. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0004698180900323>.
- Smith, M. H., P. M. Park und I. E. Consterdine (1993). Marine aerosol concentrations and estimated fluxes over the sea. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 119, 809–824.
- Stevens, B. und G. Feingold (2009). Untangling aerosol effects on clouds and precipitation in a buffered system. *Nature* 461, 607–613.
- Stevens, B. und A. Seifert (2008). Understanding macrophysical outcomes of microphysical choices in simulations of shallow cumulus convection. *J. Meteorol. Soc. Jpn.* 86, 143–162.
- Tröndle, T. (2008). *Parametrisierung der subskaligen Konvektion für Spurenstoffe mittels des Tiedtke-Schemas in COSMO-ART*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH)/Forschungszentrum Karlsruhe.
- Twomey, S. (1977). The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds. *J. Atmos. Sci.* 34, 1149–1152.
- Twomey, S. (1991). Aerosols, clouds and radiation. *Atmos. Environ. A-Gen.* 25, 2435–2442.
- UBA/Umweltbundesamt (2011). Geo-engineering. wirksamer klimaschutz oder größenwahn? methoden - rechtliche rahmenbedingungen - umweltpolitische forderungen URL <http://www.umweltbundesamt.de/uba-info-medien/4125.html>.
- Vogel, B. (2006). Cosmo-art - a new online coupled regional scale model system to treat the dispersion of aerosols and reactive gases.
- Vogel, B., H. Vogel, D. Bäumer, M. Bangert, K. Lundgren, R. Rinke und T. Stanelle (2009). The comprehensive model system COSMO-ART–Radiative impact of aerosol on the state of the atmosphere on the regional scale. *Atmos. Chem. Phys* 9, 8661–8680.

- Wang, Y., S. Xie, H. Xu und B. Wang (2004). Regional model simulations of marine boundary layer clouds over the southeast pacific off south america. part i: Control experiment*. *Mon. Weather Rev.* 132, 274–296.
- Whitby, K. T. (1978). The physical characteristics of sulfur aerosols. *Atmos. Environ.* 12, 135 – 159. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0004698178901968>.
- Wood, R., C. Bretherton, C. Mechoso, R. Weller, B. Huebert, F. Straneo, B. Albrecht, H. Coe, G. Allen, G. Vaughan et al. (2010). The vamos ocean-cloud-atmosphere-land study regional experiment (vocals-rex): goals, platforms, and field operations. *Atmos. Chem. Phys. Discuss* 10, 20769–20822.
- Zhou, J. und K.-M. Lau (1998). Does a monsoon climate exist over south america?. *J. Climate* 11, 1020–1040.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich noch einigen Leuten danken, die direkt oder indirekt an der Entstehung dieser Arbeit mitgewirkt haben. Die Reihenfolge soll keine Gewichtung der Wichtigkeit ausdrücken.

Zuerst möchte ich Herrn Prof. Dr. Christoph Kottmeier danken, der das Referat übernommen und die Arbeit ermöglicht hat.

Auch Herrn Prof. Dr. Thomas Leisner, der das Koreferat übernommen hat möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.

Weiter möchte ich Dr. Max Bangert danken, der die intensive Korrekturlesung und Betreuung übernommen hat und mir wichtige, sowie interessante Verbesserungsvorschläge gegeben hat. Auch die Diskussionen über Ergebnisse und deren Darstellungsform sowie das Modellsystem waren immer eine Bereicherung für mich.

Einen Dank möchte ich auch an Dr. Kristina Lundgren aussprechen, die in der Anfangsphase die Betreuung übernommen hat, aber aufgrund ihres Arbeitswechsels abgeben musste.

Auch Dr. Bernhard Vogel möchte ich danken, der diese Arbeit überhaupt erst möglich gemacht hat.

Bedanken möchte ich mich auch beim Rest der Arbeitsgruppe, bei der man immer ein offenes Ohr für Fragen und Probleme findet. Ganz besonders möchte ich hier Dr. Andrew Ferrone danken. Die wissenschaftlichen und nicht wissenschaftlichen Diskussionen bereiteten immer eine willkommene Abwechslung zum Alltag.

Weiter möchte ich mich bei all meinen Studienkollegen bedanken, die mich während meines Studiums begleitet haben. Allen voran Dipl.-Phys. Valentin Bolsinger, der ebenfalls die Korrekturlesung übernommen hat und feststellen musste, dass Meteorologen auch Mathematik können.

Zum Schluss möchte ich dennoch die für mich wichtigsten Personen, die zuvor genannten mögen es mir verzeihen, nennen.

Zuerst möchte ich meiner Lebenspartnerin Reentje Meyer danken, die mich immer unterstützt hat, einen großen Teil durch Korrekturlesen beigetragen hat und eine Bereicherung für mein Leben darstellt. Denn sie wusste immer, wie sie mich wieder auf die Spur bringen konnte.

Ich möchte meinem Bruder Dipl.-Ing. Norbert Schad danken, der den Ehrgeiz in mir geweckt hat zu studieren, mir dann aber auch immer den Rat gegeben hat mehr zu tun. Heute weiß ich, dass er damit immer recht hatte und ich in manchen Abschnitten wirklich mehr hätte tun sollen.

Ich danke meiner Mutter Christa Schad, da sie mich immer in jeglicher Hinsicht unterstützt hat und dies auch immer tun wird und immer hinter meinen Entscheidungen stand.

Zum Schluss möchte ich meinem Vater Manfred Schad danken, der leider nicht mehr das Ende meines Studiums miterleben durfte, mich aber auf jede Weise unterstützt hat und ich jede Diskussion mit ihm genossen hatte und mich durch seine Ansichten maßgeblich geprägt hat.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbst verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Ich bin damit einverstanden, dass diese Arbeit in Bibliotheken eingestellt wird.

Karlsruhe, den 31. Oktober 2012

Name