

# **Einfluss von Aerosolpartikeln aus Vegetationsbränden auf die Wolkenbildung auf der regionalen Skala**

Diplomarbeit im Fach Meteorologie  
von

**Carolin Walter**

Juli 2014



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

Referent:  
Korreferent:

Prof. Dr. Christoph Kottmeier  
Prof. Dr. Corinna Hoose

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Das Modellsystem</b>	<b>10</b>
<b>3</b>	<b>Die Behandlung der Waldbrandemissionen</b>	<b>14</b>
3.1	Das Rauchfahnen-Modell . . . . .	14
3.2	Sensitivitätsstudie . . . . .	17
3.3	Emissionsdaten . . . . .	24
3.3.1	Strahlungsflussdichte der Feuer im infraroten Bereich . . . . .	24
3.3.2	Assimilation . . . . .	25
3.3.3	Tagesgang der Feuer . . . . .	26
3.4	Umsetzung in COSMO-ART . . . . .	28
3.4.1	Theorie . . . . .	28
3.4.2	Diskretisierung . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Simulationen</b>	<b>32</b>
4.1	Modellsetup . . . . .	32
4.2	Ausbreitung der Emissionen . . . . .	34
4.3	Wechselwirkungen mit Wolken . . . . .	44
4.3.1	Einfluss auf die Wolkentropfen . . . . .	44
4.3.2	Einfluss auf die Eisbildung . . . . .	52
4.3.3	Einfluss auf den Niederschlag . . . . .	58
4.4	Einfluss auf die Temperatur . . . . .	63
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>66</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>68</b>
	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>74</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>74</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>82</b>



# 1. Einleitung

Das Gemisch von feinsten festen und flüssigen Partikeln in einem Trägergas wird als Aerosol bezeichnet. Aerosol hat einen direkten Einfluss auf den Strahlungsantrieb der Atmosphäre. Der Effekt ist abhängig von der chemischen Zusammensetzung des Aerosols. Reines Sulfataerosol reflektiert die solare Strahlung zurück in den Weltraum und hat somit eine abkühlende Wirkung. Rußpartikel hingegen absorbieren Strahlung. Dadurch kommt es zur Erwärmung der Atmosphäre in der Umgebung der Rußpartikel. Die lokale Erwärmung kann zum Verdunsten von Wolkentropfen und zu Wolkenauflösung führen. Dies nennt sich semidirekter Aerosoleffekt (Lohmann und Feichter, 2001). Als indirekter Effekt wird der Einfluss von Aerosol auf die Strahlung durch die Modifikation von Wolken und Niederschlag verstanden. In Abhängigkeit ihrer Größe und chemischen Zusammensetzung, dienen Aerosolpartikel als Wolkenkondensationskeime (Cloud Condensation Nuclei, CCN) oder Eiskerne (Ice Nuclei, IN). Diese Merkmale bestimmen neben der Konzentration die Ausgangsgröße der Wolkentropfen, welche Einfluss auf die optischen Eigenschaften und mikrophysikalischen Prozesse der Wolken haben. Je höher die Aerosolkonzentration, desto mehr Wolkentropfen können sich bilden. Bei gleichem Flüssigwassergehalt wird die Größe der einzelnen Wolkentropfen abnehmen. Die Albedo der Wolke nimmt zu, da die Wolkentropfen insgesamt eine größere Oberfläche haben (Twomey, 1974). Das verstärkte Reflexionsvermögen der Wolken wird auch als Twomey-Effekt bezeichnet. In Folge der Zunahme der Wolkentropfenanzahl und der Verringerung der Größe der einzelnen Tropfen, wird die Bildung von Niederschlag erschwert und die Lebensdauer der Wolken nimmt zu (Albrecht, 1989). Dieser Effekt wird als Albrecht-Effekt bezeichnet.

Aerosol stammt entweder direkt aus Partikelemissionen (primäres Aerosol) oder es entsteht aus der Umwandlung bestimmter Gase in Partikel (sekundäres Aerosol; Seinfeld und Pandis (2006)).

Einen bedeutenden Anteil an der globalen Aerosolmasse in der Atmosphäre tragen Emissionen aus Vegetationsbränden (Stocker et al., 2013). Global verbrennen jährlich  $1,33 \cdot 10^{12}$  kg Vegetation, dabei werden  $1,27 \cdot 10^{10}$  kg PM<sub>2.5</sub>, das heißt Partikel mit einem Durchmesser von bis zu  $2,5 \mu\text{m}$ , freigesetzt (Zhang et al., 2012). Einige dieser Brände entstehen auf natürliche Weise durch Blitzschlag, andere sind anthropogen verursacht, entweder unbedacht oder durch systematische Brandrodung.

Rauchwolken können durch die Verringerung der Sichtweite den Luftverkehr beeinträchtigen. Hohe Partikelkonzentrationen sind zudem ein Risiko für die Gesundheit.

Um den Effekt von Rauch auf die Wolkenbedeckung zu analysieren, verwenden Koren et al. (2004) MODIS-Daten (Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer) vom Satelliten Aqua. Die stabilen meteorologischen Bedingungen und das regelmäßige Verhalten der Wolken in Abwesenheit von Rauch, bilden im Amazonasgebiet zur Trockenzeit optimale Bedingungen, um den Einfluss von Aerosol aus Vegetationsbränden auf die Wolkenbildung zu untersuchen. Die Quelle für die Feuchte zur Wolkenbildung und den Niederschlag in dieser Region ist Wasserdampf, der lokal aus Pflanzen evaporiert und Feuchte, die vom Atlantischen Ozean ins Landesinnere transportiert wird. Am Vormittag entstehen im Osten kleine Cumuli, die bis zur Mittagszeit große Teile der Amazonasregion bedecken. Die Wolken haben einen mittleren Durchmesser von 2-3 km und ein Reflexionsvermögen von 0,35 im sichtbaren Bereich. Die Aerosol Optische Dichte (AOD) wird in der Umgebung der Wolken gemessen. Bei einer AOD von 0,6 nimmt die Wolkenbedeckung im Mittel um 50 % ab. Bis zu einer AOD von 1,3 nimmt die Wolkenbedeckung weiter ab, bei größerer AOD sind keine Wolken mehr vorhanden. Das heißt, es kommt zu einer verminderten der Bedeckung von Cumuluswolken mit zunehmender Rauchkonzentration. Koren et al. (2004) erklären dies mit der Strahlungsabsorption von Aerosol, wodurch sich die Atmosphäre erwärmt und es zur Auflösung von Wolken kommt.

Von Andreae et al. (2004) werden für die Amazonasregion ungewöhnliche Hagelereignisse beobachtet. In rauchfreien Situationen wurde bisher noch kein Hagel in dieser Region aufgezeichnet. Die Erklärung dafür ist, dass durch den geringen Durchmesser der Wolkentropfen in Folge einer großen Anzahl an CCN, das Auswaschen und Ausregnen in den unteren Schichten der Wolken unterbunden wird. Die Bildung von Regentropfen setzt erst in größeren Höhen über der Wolkenbasis ein, als dies unter reinen Bedingungen der Fall ist. Dadurch erfolgt die Niederschlagsbildung verstärkt über die Eisphase und es wird wahrscheinlicher, dass die Eispartikel in gefrorenem Zustand den Erdboden erreichen. In einer Flugzeugmesskampagne werden die physikalischen und chemischen Eigenschaften des Aerosols untersucht, mit dem Ergebnis, dass gealterte Rußpartikel mit größerer Effizienz Wolkentropfen bilden als frisch emittierte Partikel.

Diese beiden Beobachtungen zeigen, dass Vegetationsbrände Einfluss auf das aktuelle Wettergeschehen haben können.

Ding et al. (2013) untersuchen explizit den Einfluss von extremer Luftverunreinigung durch Vegetationsbrände auf das synoptische Wetter. Für den 10. Juni 2012 wurde für Nanjing in Ostchina eine Maximaltemperatur von 34 °C vorhergesagt. Registriert wurde jedoch nur eine Maximaltemperatur von 26,5 °C. Die hohe Konzentration an streuendem und absorbierendem Aerosol verminderte die solare Einstrahlung derart, dass die Intensität um 70 % zurückging. Auch der Niederschlag am Tag und in der Nacht wurde beeinflusst. Die Wetteränderung durch die enorme Luftbelastung wird dadurch belegt, dass die Vorhersagen des Modells an den vorherigen Tagen mit geringer Luftverunreinigung sehr gut mit den Beobachtungen übereinstimmen. Mit zunehmender Belastung versagt die Modellvorhersage.

In solchen Fällen verringert sich die Vorhersagequalität numerischer Vorhersagemodelle dramatisch, da die Ausbreitung der freigesetzten Emissionen nicht berücksichtigt wird.

Die Verwendung eines regionalen Chemie-Atmosphären-Modells bietet herausragende Möglichkeiten für die Untersuchung des Einflusses des Aerosols auf die Wolkenbildung. Im Gegensatz zu Beobachtungen, kann ein und dieselbe Situation mehrfach betrachtet werden. Zum Beispiel einmal mit und einmal ohne den Einfluss von Aerosol aus Vegetationsbränden. Auch ist es möglich ein Ensemble an Modellläufen zu kreieren, um die statistische Signifikanz eines Ergebnisses herauszufinden. Auf diese Weise kann den mikrophysikalischen Prozessen in der Wolke auf den Grund gegangen werden.

Biogene und anthropogene Emissionen werden häufig mit einer Temperatur freigesetzt, die nahezu der Umgebungstemperatur entspricht, daher ist ihr Auftrieb vernachlässigbar und die Emissionen können im Modell als Oberflächenflüsse behandelt werden (Grell et al., 2011). Bei Vegetationsbränden hingegen werden heiße Partikel und Gase emittiert. Aufgrund der Wärmefreisetzung der Feuer, werden die Emissionen durch den resultierenden Auftrieb nach oben transportiert.

Die Höhe, in welcher die Freisetzung der Emissionen erfolgt, ist entscheidend für den weiteren Transportweg des Aerosols. Während sie aufgrund der stärkeren turbulenten Diffusion in der Grenzschicht effektiv entfernt werden, werden sie in der freien Atmosphäre durch den vorherrschenden Wind schnell aus dem Quellgebiet advehiert und haben eine bedeutend längere Lebensdauer. Aerosol kann außerdem chemisch altern und als CCN agieren.

Eine entscheidende Größe zur Modellierung der Aerosolverteilung ist die effektive Quellhöhe. Sie gibt an in welcher Höhe das emittierte Material in einem Modellsystem freigesetzt werden muss, um beim Transport mit dem herrschenden Wind, die Rauchfahne wieder zu spiegeln. Die Höhe der Rauchfahne hängt neben der Wärmefreisetzung durch das Feuer von den Umgebungsbedingungen der Stabilität, der Luftfeuchte und der Windgeschwindigkeit ab (Penner et al., 1986). Zusätzlicher Auftrieb kann von der Freisetzung latenter Wärme durch Kondensation kommen, wobei ein starker horizontaler Wind verhindern kann, dass das Kondensationsniveau erreicht wird (Freitas et al., 2007).

In der Standard-Version von GEOS-Chem (Goddard Earth Observing System) werden die pyrogenen Emissionen an der Oberfläche freigesetzt. Es ist jedoch nur für kleine Feuer angemessen anzunehmen, dass sich die Feueremissionen in der Grenzschicht verteilen (Tosca et al., 2011). Beobachtungen zeigen, dass sich Rauchfahnen häufig in der freien Troposphäre und sogar bis in die Stratosphäre ausbreiten (Andreae et al., 2004; Trentmann et al., 2006)

Um eine vertikale Verteilung der Feueremissionen zu erhalten, hat sich in Aerosol-Transport-Modellen die Methode verbreitet, vom Boden bis zu einer gewissen Höhe eine homogene Verteilung der emittierten Masse anzunehmen (Wang et al., 2006). Es gibt jedoch keine Übereinkunft über die Bestimmung der maximalen Höhe. Pfister et al. (2005) nehmen zum Beispiel eine vertikal homogene Verteilung der Emissionen zwischen der Oberfläche und 400 hPa an.

Die Simulationen der vertikalen Verteilung des Rauchs von Wang et al. (2013) beziehen sich auf Feuer in Südostasien von September bis Oktober 2006. Sie kommen zu dem Ergebnis, dass die Simulation mit homogenem Eintrag vom Boden bis in 800 m Höhe die besten Übereinstimmungen

---

im Aerosolprofil mit CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarisation) Beobachtungen liefert. Dieselbe Quellhöhe wird auch von Ge et al. (2013) verwendet.

Mit dem Multi-angle Imaging SpectroRadiometer (MISR) auf dem Terra Satelliten der NASA (National Aeronautics and Space Administration) kann jedoch beobachtet werden, dass bei ausreichendem Auftrieb, das Aerosol nicht bis zur maximalen Höhe homogen verteilt ist (Kahn et al., 2007; Val Martin et al., 2010). Vielmehr konzentriert es sich innerhalb einer diskreten, hochgelegenen Schicht relativer Stabilität, nachdem es durch den initialen Auftrieb durch den stabilen oberen Teil der Grenzschicht getragen wurde. In den Beobachtungen von Kahn et al. (2007) liegt die Höhe zwischen 5 und 6,5 km. Entspringt der Auftrieb nicht aus der Hauptfeuerfront, ist er eventuell zu gering und das Aerosol dieser Quellen konzentriert sich in etwa 1 km Höhe. Rauchfahnen in einer stabilen Schichtung haben eine geringere Dicke als die einer labil geschichteten Atmosphäre (Val Martin et al., 2010). Val Martin et al. (2010) zeigen, dass beides, die Feuerintensität sowie die Stabilität der Atmosphäre, eine wichtige Rolle spielt. Somit bestimmt die Intensität der Feuer die Quellhöhe in Abhängigkeit der Schichtung.

Das Einbinden eines subskaligen, eindimensionalen Rauchfahnen-Modells in bestehende Ausbreitungsmodelle besitzt das Potential den Transport von Feueremissionen in Modellsimulationen zu verbessern (Freitas et al., 2007; Sessions et al., 2011). Dazu wird zunächst überprüft an welchen Gitterpunkten ein Feuer vorhanden ist. Anschließend berechnet das eindimensionale Modell aus dem aktuellen atmosphärischen Zustand, der Feuergröße und der Intensität, den unteren und oberen Rand der Injektionsschicht. Das emittierte Material wird zwischen den beiden Grenzen freigesetzt (Freitas et al., 2007).

Sessions et al. (2011) simulieren die Quellhöhe mit dem in WRF-Chem (Weather Research and Forecast modeling system coupled with Chemistry) eingebauten eindimensionalen Rauchfahnen-Modell. Die Ergebnisse werden mit herkömmlichen Verteilungen, der Injektion in die Grenzschicht und in die Schicht 3-5 km über dem Boden, verglichen. Die Quellhöhen aus dem Rauchfahnen-Modell weisen gute Übereinstimmung mit Quellhöhen aus Satellitenbeobachtungen auf. Die Ergebnisse zeigen, dass verschiedene Quellhöhen zu unterschiedlichen Transportwegen führen.

Eine weitere Möglichkeit den Auftrieb der Feuer in die Bestimmung der Quellhöhe einfließen zu lassen, ist den Gitterabstand so weit zu verringern, dass der Auftrieb durch die Feuer direkt vom Modell erfasst werden kann. Trentmann et al. (2002) simulieren die Rauchfahne eines Waldbrandexperimentes in Quinalt (Washington, USA) im Jahr 1994 mit dem Active Tracer High-resolution Atmospheric Model (ATHAM). Das Modellgebiet hat eine Größe von 35x28x3,75 km und einen minimalen Gitterabstand im Zentrum von 50x50x20 m. Die vom Feuer freigesetzte Energie und Partikel werden von einem Emission Production Model (EPM) in Abhängigkeit der Zeit berechnet. Dieses Modell basiert auf der Brennstofflast, der Verbrennungswärme und der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Feuers. ATHAM simuliert das Windfeld aufgrund der vom Feuer

freigesetzten Wärme. Das emittierte Aerosol wird transportiert. Auch Luderer et al. (2006) und Trentmann et al. (2006) verwenden diese Methode in ATHAM, um die Pyrokonvektion vom Feuer in Chisholm, Kanada, im Jahr 2001 zu simulieren. Dabei wird die gesamte Energie, die beim Verbrennungsprozess freigesetzt wird, für Konvektion zur Verfügung gestellt. Dieses Ereignis ist so stark, dass die Emissionen bis in die Stratosphäre transportiert werden.

Ziel dieser Diplomarbeit ist es das Modellsystem COSMO-ART, um die Behandlung von Emissionen aus Vegetationsbränden zu erweitern. Dabei stehen Feuerereignisse im Vordergrund, bei denen der Wärmeeintrag der Feuer in die Atmosphäre zu einer deutlichen Überhöhung der Rauchfahne führt. In einem zweiten Schritt werden mit dem so verbesserten Modellsystem die Auswirkungen dieser Feueremissionen auf die Strahlung, die Temperatur und die Wolkenbildung am Beispiel von Waldbränden in Kanada im Juli 2010 quantifiziert.

Zunächst müssen die Emissionen der Vegetationsbrände geeignet wiedergegeben werden. Hierzu werden passende Emissionsdaten benötigt und die Quellhöhe muss bestimmt werden. Aufgrund der Berücksichtigung der relevanten physikalischen Prozesse wird das eindimensionale Rauchfahnen-Modell verwendet. Dieses wird im Rahmen dieser Diplomarbeit in das Modellsystem COSMO-ART implementiert, welches bisher noch keine Emissionen aus Vegetationsbränden berücksichtigt hat. Das Modell COSMO-ART ist in der Lage Wechselwirkungen zwischen Chemie, Aerosol und Wolken auf der regionalen Skala zu beschreiben. Dies ermöglicht Simulationen zur Untersuchung der Aerosol-Wolkenwechselwirkungen.

Im folgenden Kapitel wird kurz auf das Modellsystem COSMO-ART eingegangen. Anschließend wird das eindimensionale Rauchfahnen-Modell näher beschrieben. Die Einflussfaktoren auf die Quellhöhe werden herauskristallisiert und die Bestimmung der Emissionsdaten wird ausführlich erläutert. Das vierte Kapitel handelt schließlich vom Einfluss des Aerosols auf die Wolkenbildung. Dazu wird zunächst die Verteilung der Feueremissionen beschrieben. Änderungen in den Eigenschaften der Wolkentropfen und Eispartikel werden untersucht. Die Verschiebung des Niederschlags aufgrund einer möglichen längeren Lebensdauer der Wolke wird analysiert. Als letztes wird der Einfluss des Aerosols auf die Strahlung betrachtet.



## 2. Das Modellsystem

Für diese Arbeit werden numerische Simulationen mit dem Modellsystem COSMO-ART durchgeführt. Basierend auf dem operationellen Wettervorhersagemodell des Deutschen Wetterdienstes COSMO (COnsortium for Small-scale MOdelling), entstand am Karlsruher Institut für Technologie das Ausbreitungs- und Chemiemodell COSMO-ART (Aerosols and Reactive Trace Gases Vogel et al. (2009)). Das Modell befindet sich in kontinuierlicher Weiterentwicklung. Im Folgenden wird auf dessen wichtigste Eigenschaften eingegangen.

Das nicht-hydrostatische Modell COSMO arbeitet auf kontinentaler bis regionaler Skala. Die Modellierung erfolgt an den Gitterpunkten eines generalisierten, geländefolgenden, geographischen Koordinatensystems. Um einen nahezu isotropen Gitterabstand zu erreichen, wird das Koordinatensystem derart rotiert, dass der Äquator und der Null-Meridian in der Mitte des zu simulierenden Gebiets liegen. Subskalige Prozesse, das heißt Prozesse deren Ausdehnung geringer als der verwendete Gitterabstand ist, werden durch Parametrisierungen beschrieben. Die nicht-hydrostatischen, kompressiblen Grundgleichungen sind in Doms (2011) niedergeschrieben. Durch numerische Approximation wird aus dem Anfangszustand der nächste Zeitschritt bestimmt. Dabei werden die Gleichungen in einen schnellen und langsamen Teil aufgegliedert und mit unterschiedlichen Zeitschritten gelöst. Die Initial- und Randwerte stammen entweder aus einem Globalmodell oder aus einer vorangegangenen Simulation mit größerer Auflösung. Dieses Vorgehen wird als Nesten bezeichnet.

In COSMO-ART werden Aerosol und Gase auf demselben Gitter wie die skalaren meteorologischen Variablen berechnet. Der Transport und die mikrophysikalische Prozesse werden mit identischen numerischen Methoden konsistent zu COSMO betrachtet. Beispielsweise erfolgt die Konvektion von Spurenstoffen mittels Tiedtke-Konvektion (Tiedtke, 1989; Tröndle, 2008). Durch die Online-Kopplung können zum Beispiel Wechselwirkungen von Aerosolpartikeln mit der Strahlung berücksichtigt werden. Dies geschieht bei Aerosolklimatologien mit Hilfe des Strahlungsschemas GRAALS (Ritter und Geleyn, 1992). Für das simulierte Aerosol müssen die optischen Eigenschaften mit Parametrisierungen in Abhängigkeit ihrer Größenverteilung, chemischen Zusammensetzung sowie dem Wasser und Rußanteil berechnet werden. Die Anfangskonzentrationen und Randwerte der Chemie können entweder mit einem festen Profil vorgeschrieben werden oder es werden Daten, zum Beispiel von MOZART (Model for Ozone and Related chemical Tracers) (Emmons et al., 2010), eingelesen. Für die Parametrisierung verschiedener Emissionen werden

zudem Daten zur Landnutzung benötigt. Chemische Reaktionen in der Gasphase werden mit dem Modul RADMKA beschrieben, welches auf dem Chemiemechanismus RADM2 von Stockwell et al. (1990) basiert. Die Photolysefrequenz wird mit dem Modul PAPA (Parameterization of Photolysis Frequencies for Atmospheric Modeling) berechnet (Bangert, 2006). Die zeitliche Änderung der Konzentration  $c$  des Spurenstoffs  $i$  ergibt sich zu:

$$\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial t} = -\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{c}_i + \nabla \cdot \mathbf{K}_h \cdot \nabla \bar{c}_i + \bar{P}_i - \bar{L}_i + \bar{Q}_i. \quad (2.1)$$

Dabei beschreibt der erste Term die Advektion und der Folgende die turbulente Diffusion, wobei  $\mathbf{K}_h$  der Wärmediffusionskoeffizient ist.  $\bar{P}_i$  ist die Produktionsrate und  $\bar{L}_i$  stellt die Verlustrate dar. Beide ergeben sich aus chemischen Umwandlungen, welche mit RADMKA berechnet werden.  $\bar{Q}_i$  ist der Quellterm.

Als Quellterm gehen beispielsweise die biogenen Emissionen ein. Diese werden in Abhängigkeit der Temperatur, Strahlung und Landnutzung berechnet (Vogel et al., 1995). Natürliche Emissionen werden generell über Parametrisierungen des Atmosphärenzustandes und der Landnutzung berechnet. Auf diese Weise werden auch Seesalz (Lundgren, 2006), Mineralstaub (Vogel et al., 2006; Stanelle et al., 2010) und Pollen (Zink et al., 2012) betrachtet. Im Falle eines Vulkanausbruchs kann die Ausbreitung der Aschefahne simuliert werden (Wintzen, 2012). Hierfür, sowie zur Berücksichtigung anthropogener Emissionen, werden externe Daten eingelesen.

Die Aerosolgrößenverteilungen und -zusammensetzungen werden mit dem Modul MADEsoot berechnet (Ackermann et al., 1998; Riemer, 2002). Dabei wird das Aerosol in verschiedene Moden eingeteilt, das heißt die Größenverteilung wird durch die Summe mehrerer Einzelverteilungen approximiert. Momentan gibt es zwölf Moden, die sich in ihrer Zusammensetzung und Größenverteilung unterscheiden. Darunter sind vier intern gemischte Moden, eine reine Rußmode, jeweils drei Moden für Seesalz und Mineralstaub und eine Mode für grobe Partikel, wie direkte PM10 Emissionen.

Für jede Mode  $l$  wird die Bilanzgleichung für die gemittelte Anzahldichte  $\bar{N}_l$  und die gemittelte Massendichte  $\bar{m}_l$  gelöst:

$$\frac{\partial \bar{N}_l}{\partial t} = -\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{N}_l + \nabla \cdot \mathbf{K}_h \cdot \nabla \bar{N}_l - \frac{\partial v_{sN,l} \cdot \bar{N}_l}{\partial z} + \bar{C}a_l + \bar{N}u_l + \bar{W}_l + \bar{E}_{N,l}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \bar{m}_l}{\partial t} = -\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{m}_l + \nabla \cdot \mathbf{K}_h \cdot \nabla \bar{m}_l - \frac{\partial v_{sm,l} \cdot \bar{m}_l}{\partial z} + \bar{C}a_l + \bar{C}o_l + \bar{N}u_l + \bar{W}_l + \bar{E}_{m,l}. \quad (2.3)$$

Dabei gibt  $v_s$  die Sedimentationsgeschwindigkeit an.  $\bar{C}a$  ist die mittlere Koagulationsrate. Bei der intramodalen Koagulation wird angenommen, dass die neu entstandenen Partikel in dersel-

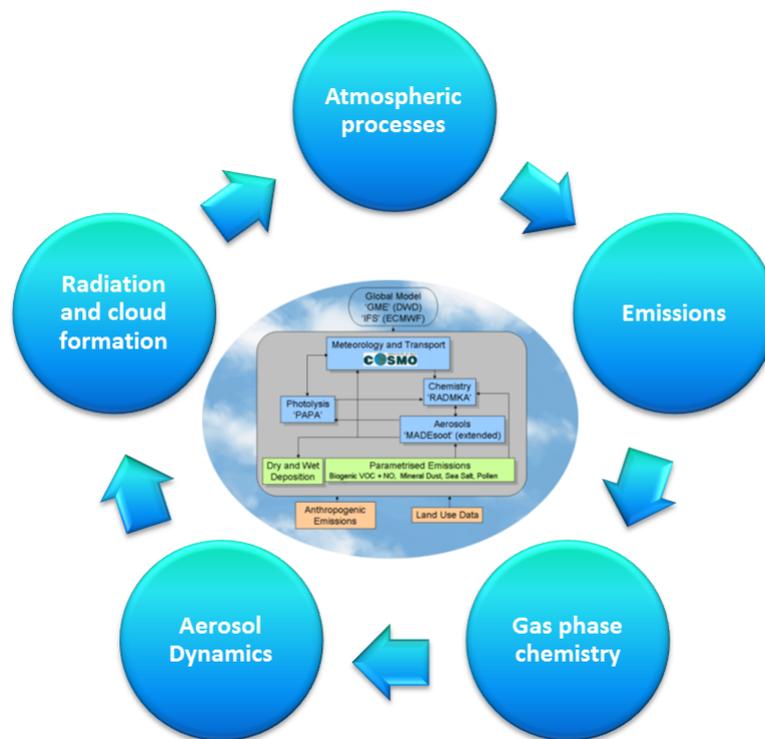


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Modellsystems COSMO-ART.

ben Mode bleiben und bei intermodaler Koagulation die Partikel der größeren Mode zugeordnet werden können. Durch die Kondensation  $\overline{C_o}$  erfolgt ein Wachstum der Partikel, während die Anzahldichte davon nicht beeinflusst wird.  $\overline{N_u}$  beschreibt die Partikelneubildung aus der Gasphase heraus durch Nukleation. Auf diese Terme wird ausführlich in Riemer (2002) eingegangen. Das Auswaschen  $\overline{W}$  der Partikel durch Regen wird in Rinke (2008) beschrieben. Zur Veranschaulichung der modularen Struktur ist die Funktionsweise des Modellsystems in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

Im operationellen COSMO-Modell wird das Bulk-Wasser-Kontinuitäts-Schema als Wolkenschema verwendet. Konkret werden dabei die Bilanzgleichungen für die Massenmischungsverhältnisse der sechs Hydrometeorklassen gelöst. Für Hydrometeore mit vernachlässigbarer Fallgeschwindigkeit, dabei handelt es sich um Wolkenwassertropfen  $c$  und Eispartikel  $i$ , ergibt sich:

$$\frac{\partial q^{c,i}}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla q^{c,i} + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot K_h \cdot \nabla q^{c,i} + S^{c,i}. \quad (2.4)$$

Für die niederschlagsbringenden Kategorien ( $x$  = Regen, Schnee, Hagel, Graupel) ergibt sich:

$$\frac{\partial q^x}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla q^x + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho q^x v_s^x}{\partial z} + S^x. \quad (2.5)$$

Die wolkenmikrophysikalischen Quellen und Senken werden durch  $S^{c,i}$  beziehungsweise  $S^x$  dargestellt. Sie beinhalten die Aktivierung, die Autokonversion, das Einfangen von Wolkentropfen

durch Regen, das Selbsteinfangen und die Phasenübergänge.  $\rho$  ist die Dichte.  $v_s^x$  gibt die mittlere Fallgeschwindigkeit der jeweiligen Kategorie an. Eine ausführliche Beschreibung befindet sich in Doms et al. (2011).

Um den Einfluss von Aerosol auf die Wolken- und Niederschlagsbildung zu untersuchen, gibt es in COSMO-ART ein erweitertes Wolkenschema (Bangert et al., 2012). COSMO-ART prognostiziert die Größenverteilung, die chemische Zusammensetzung und den Mischungszustand des Aerosols, welcher die Hygroskopizität bestimmt. Diese Informationen werden genutzt um, basierend auf der Köhler Theorie (Köhler, 1936), die verfügbaren CCN bei einer bestimmten Übersättigung zu berechnen. Dabei wird für jede Mode der minimale Trockendurchmesser für eine bestimmte spezifische maximale Übersättigung berechnet. Die Integration über die Größenverteilung ab dem minimalen Trockendurchmesser und die Summe über alle Moden liefert die Anzahl der verfügbaren CCN für diesen Wert der Übersättigung. Die Aktivierung wird mittels Parametrisierungen von Fountoukis und Nenes (2005) und Barahona et al. (2010) berechnet. Um den Einfluss des subskaligen Aufwinds auf die Aktivierung zu berücksichtigen wird eine Häufigkeitsverteilungsfunktion verwendet (Morales und Nenes, 2010; Bangert et al., 2012). Die Eisnukleation wird basierend auf Parametrisierungen von Barahona und Nenes (2009a,b) berechnet.

Unter Verwendung des Zwei-Momenten-Wolkenmikrophysikschemas (Seifert und Beheng, 2006) wird eine weitere Bilanzgleichung für die Anzahldichte aller sechs Hydrometeorklassen  $N_x$  ( $x$  = Wolkentropfen, Eispartikel, Regen, Schnee, Hagel, Graupel) aufgestellt.

$$\frac{\partial N_x}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla N_x + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{K}_h \cdot \nabla N_x + S^N \quad (2.6)$$

Die Anzahldichte der Wolkentropfen wird zur Berechnung der Autokonversionsrate von Wolkentropfen zu Regentropfen verwendet. Damit hat die Verteilung des Aerosols, durch Aktivierung und Autokonversion, einen direkten Einfluss auf die Regenbildung.

# 3. Die Behandlung der Waldbrandemissionen

Das eindimensionale, subgridskalige Rauchfahnen-Modell von Freitas et al. (2006, 2007, 2010) wird in das Modellsystem COSMO-ART implementiert, in welchem bisher keine Vegetationsbrände beschrieben werden konnten. Das eindimensionale Rauchfahnen-Modell eignet sich besonders, da es den physikalischen Prozessen innerhalb der Rauchfahne, die sich durch den Auftrieb im Zusammenhang mit den atmosphärischen Bedingungen ergeben, Rechnung trägt und die Quellhöhe für die Feueremissionen liefert. Die Prozesse die hierbei berücksichtigt werden können laufen auf einer Skala deutlich unter der Gitterweite eines Atmosphärenmodells ab. Im Folgenden werden die Eigenschaften des Rauchfahnen-Modells erläutert. Anschließend wird auf die Emissionsdaten eingegangen. Es wird aufgezeigt wie diese aus den Satellitendaten gewonnen werden und welche Bedeutung der Tagesgang der Feuer hat. Als letztes wird die Umsetzung in COSMO-ART beschrieben.

## 3.1 Das Rauchfahnen-Modell

Das eindimensionale Modell verwendet eine Gitterweite von 100 m mit 200 vertikalen Schichten. Die Umgebungsbedingungen Druck, Feuchte, Temperatur und die beiden Komponenten der horizontalen Windgeschwindigkeit, stammen aus einem Atmosphärenmodell und werden zunächst auf dieses Gitter interpoliert. Des Weiteren werden mehrere Parameter fix vorgeschrieben. Das ist zum einen die Intensität des Feuers. Für boreale Wälder werden  $80 \text{ kW m}^{-2}$  als obere Grenze angenommen. Die Fläche des Feuers wird auf 50 ha gesetzt. Der Wasserdampf der bei der Verbrennung freigesetzt wird, berechnet sich aus dem Feuchtegehalt von 10 % und der Brennstofflast von  $10 \text{ kg m}^{-2}$ . Um den Auftriebsparameter zu bestimmen wird zusätzlich die Wärmefreisetzung benötigt, welche  $19,3 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$  beträgt (Freitas et al., 2006).

Die unteren Randbedingungen basieren auf der Annahme einer virtuellen Auftriebsquelle, die sich unterhalb der Oberfläche befindet (Turner, 1973). Anhand des für Konvektion verfügbaren Energieflusses  $E_{\text{konv}}$  und der Fläche  $A$  des Feuers wird zunächst der Auftriebsparameter  $F$  nach

Briggs (1969) bestimmt:

$$F = g R_L \frac{E_{\text{konv}}}{c_p p_{e,0} \pi} A, \quad (3.1)$$

wobei  $g$  die Schwerebeschleunigung,  $R_L$  die Gaskonstante trockener Luft,  $c_p$  die Wärmekapazität bei konstantem Druck ist und  $p_{e,0}$  den Bodenluftdruck der Umgebung darstellt. Der für Konvektion zur Verfügung stehender Energiefluss ergibt sich nach McCarter und Broido (1965) aus dem 0,55-fachen der Intensität des Feuers. Mit dem Auftriebsparameter lässt sich die Vertikalgeschwindigkeit  $w_0$  an der Oberfläche bestimmen (Turner, 1973):

$$w_0 = \frac{5}{6 \alpha} \left( \frac{0,9 \alpha F}{z_v} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.2)$$

mit  $\alpha = 0,1$  der Entrainment Konstante,  $z_v = \frac{5}{6 \alpha} R_0$  und  $R_0 = \sqrt{\frac{A}{\pi}}$  dem Radius des Feuers. Nach Turner (1973) ergibt sich das Verhältnis, vom Dichteunterschied zwischen Rauchfahne und Umgebung an der Oberfläche  $\Delta \rho_0$ , zur Umgebungsdichte an der Oberfläche  $\rho_{e,0}$  wie folgt:

$$\frac{\Delta \rho_0}{\rho_{e,0}} = \frac{5}{6 \alpha} \frac{F}{g} (0,9 \alpha F)^{-\frac{1}{3}} z_v^{-\frac{5}{3}}. \quad (3.3)$$

Aus diesem Verhältnis lässt sich mit der Umgebungstemperatur an der Oberfläche die Temperatur in der Rauchfahne an der Oberfläche bestimmen (Morton et al., 1956):

$$T_0 = \frac{T_{e,0}}{1 - \frac{\Delta \rho_0}{\rho_{e,0}}} \quad (3.4)$$

Wirbel an der Grenze der Rauchfahne führen zu Entrainment von kühlerer Umgebungsluft, wodurch der Rauch verdünnt, die Temperatur in der Rauchfahne vermindert und der Auftrieb geschwächt wird. Unter Entrainment versteht man das Einmischen von Umgebungsluft durch Wirbel am Rand von Rauchfahnen oder Wolken. Des Weiteren wird der Durchmesser der Rauchfahne auf diese Weise vergrößert. Dieses turbulente Entrainment ist proportional zur Vertikalgeschwindigkeit. Ein starker Horizontalwind hingegen kann zu einem Umknicken der Rauchfahne führen, das seitliche Entrainment verstärken und somit verhindern, dass die Rauchfahne das Cumuluskondensationsniveau erreicht. Zur Veranschaulichung der beiden Entrainment Formen ist in Abbildung 3.1 links ein Beispiel für das turbulente und rechts ein Beispiel für das dynamische Entrainment gegeben.

Der Radius der Rauchfahne ist zeit- und höhenabhängig und wird durch seitliches Entrainment bestimmt. Der Radius am Boden  $R_0$  ist konstant und ergibt sich aus der Fläche des Feuers. Initialisiert wird der Radius in den verschiedenen Schichten durch die Summe des Radius in der darunterliegenden Schicht und der Änderung durch Entrainment. Die zeitliche Tendenz des Radi-



Abbildung 3.1: Turbulentes und dynamisches Entrainment (wikipedia.org).

us  $R$  wird wie folgt berechnet:

$$\frac{\partial R}{\partial t} + w \frac{\partial R}{\partial z} = \left( \frac{5}{3} \lambda_{\text{entr}} + \frac{1}{2} \delta_{\text{entr}} \right) R. \quad (3.5)$$

$w$  ist die Vertikalgeschwindigkeit, bei  $\lambda_{\text{entr}} = \frac{2\alpha}{R}|w|$  handelt es sich um das turbulente Entrainment und  $\delta_{\text{entr}} = \frac{2}{\pi R}(u_e - u)$  stellt das dynamische Entrainment dar. Die Änderung des Radius ist unabhängig vom aktuellen Radius. Diese beruht lediglich auf der Vertikalgeschwindigkeit in der Rauchfahne und der Differenz der Horizontalgeschwindigkeit innerhalb und außerhalb der Rauchfahne. Der Radius spielt eine Rolle in der vertikalen Bewegungsgleichung, der Temperaturtendenz und den Bilanzgleichungen der Wasserphasen, jeweils in den Termen, welche die Änderung durch das Entrainment beschreiben. Die vertikale Advektion von Skalarfeldern erfolgt durch ein Forward-Upstream Schema 2. Ordnung. Für die Windgeschwindigkeit wird ein Standard Leapfrog Schema angewendet. Die horizontale Windgeschwindigkeit im Masseschwerpunkt der Rauchfahne ergibt sich aus:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -(\lambda_{\text{entr}} + \delta_{\text{entr}})(u - u_e). \quad (3.6)$$

Die untere Randbedingung für die horizontale Windgeschwindigkeit ist  $u(z=0) = 0$ .

Die Vertikale Bewegungsgleichung lautet:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial z} = B - (\lambda_{\text{entr}} + \delta_{\text{entr}})w + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_m \frac{\partial w}{\partial z} \right). \quad (3.7)$$

$K_m$  kennzeichnet den turbulenten Diffusionskoeffizient für Impuls.  $B$  ist der Auftrieb durch Temperaturunterschiede zwischen Rauchfahne und Umgebung, vermindert durch die abbremsende Wirkung des kondensierten Wassers (CW):

$$B = \frac{1}{1 + \gamma} g \left( \frac{T_V - T_{V,e}}{T_{V,e}} - CW \right), \quad (3.8)$$

mit  $\gamma = 0,5$  dem virtuellen Massenkoeffizienten. Der Vorfaktor  $\frac{1}{1+\gamma}$  berücksichtigt die Abwesenheit eines Beschleunigungsterms in Verbindung mit Störungen im nicht-hydrostatischen Druck-

feld (Simpson und Wiggert, 1969).  $T_V$  ist die virtuelle Temperatur in der Rauchfahne und  $T_{V,e}$  die virtuelle Temperatur der Umgebung. Die Gleichung für die Temperaturtendenz lautet wie folgt:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + w \frac{\partial T}{\partial z} = -w \frac{g}{c_p} - (\lambda_{\text{entr}} + \delta_{\text{entr}}) (T - T_e) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_h \frac{\partial T}{\partial z} \right) + S. \quad (3.9)$$

$T$  gibt die Temperatur in der Rauchfahne und  $T_e$  die Umgebungstemperatur wieder.  $K_h$  ist der turbulente Diffusionskoeffizient für Wärme. Der erste Term der rechten Seite in Gleichung 3.9 beschreibt die Temperaturänderung durch adiabatische Prozesse. Mittels des zweiten Terms wird das turbulente und dynamische Entrainment von Umgebungsluft behandelt. Der dritte Term betrifft die Temperaturänderung durch turbulente Diffusion und der letzte Term berücksichtigt den Gewinn latenter Wärme im Fall von Kondensation.

Im Folgenden werden die Bilanzgleichungen für das Mischungsverhältnis von Wasserdampf  $r_v$ , Wolkentropfen  $r_c$  und Regentropfen  $r_r$  respektive Eispartikel  $r_i$  angegeben:

$$\frac{\partial r_v}{\partial t} + w \frac{\partial r_v}{\partial z} = -\frac{2\alpha}{R} w (r_v - r_{ve}) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_h \frac{\partial r_v}{\partial z} \right) + S^v, \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial r_c}{\partial t} + w \frac{\partial r_c}{\partial z} = -\frac{2\alpha}{R} w r_c + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_h \frac{\partial r_c}{\partial z} \right) + S^c, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial r_{r,i}}{\partial t} + w \frac{\partial r_{r,i}}{\partial z} = -\frac{2\alpha}{R} w r_{r,i} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_h \frac{\partial r_{r,i}}{\partial z} \right) + S^{r,i} + v_s^{r,i}. \quad (3.12)$$

Mit  $v_s^{r,i}$  wird die Sedimentation der festen und flüssigen Phase beschrieben. Die Wolkenmikrophysik im Rauchfahnen-Modell basiert auf Kessler (1969). Für Aggregation und Nukleation werden die Parametrisierungen von Ogura und Takahashi (1971) verwendet. Die Autokonversion wird nach Berry (1968) parametrisiert.

Die Simulation läuft mit einem dynamischen Zeitschritt ab, welcher durch das Courant-Friedrich-Lewy (CFL) Kriterium festgelegt ist. Das CFL-Kriterium gibt an wie groß der Zeitschritt maximal gewählt werden darf, damit die Lösung stabil bleibt. Dieser ist abhängig vom Gitterabstand und der höchsten auftretenden Geschwindigkeit. Der maximal verwendete Zeitschritt beträgt fünf Sekunden.

Die Obergrenze der Rauchfahne des aktuellen Zeitschritts ist erreicht, sobald die Vertikalgeschwindigkeit geringer als  $1 \text{ m s}^{-1}$  wird. Ist diese Höhe über mehrere Zeitschritte konstant, hat sich die Rauchfahne vollständig entwickelt und die Obergrenze der Injektionsschicht ist festgeschrieben. Die Untergrenze der Injektionsschicht wird berechnet, indem anstelle der  $80 \text{ kW m}^{-2}$  für die Feuerintensität  $30 \text{ kW m}^{-2}$  angenommen werden. Diese Parametrisierung ist eine robuste Methode um die Untergrenze zu erhalten mit dem Vorteil, dass die atmosphärischen Bedingungen die vertikale Ausdehnung der Emissionsschicht beeinflussen (Freitas et al. (2007), Freitas (2014),

persönliche Kommunikation).

## 3.2 Sensitivitätsstudie

Die folgende Analyse zeigt den Einfluss der atmosphärischen Bedingungen auf die Entwicklung der Rauchfahnenhöhe. Sie verdeutlicht die Bedeutung des eindimensionalen Rauchfahnen-Modells und die große Abweichung zur Realität, falls die Emissionen in einer fest vorgeschriebener Höhe emittiert werden.

Für diese Sensitivitätsstudie läuft das Rauchfahnen-Modell in einer eigenständigen Version mit zeitlich konstanten Werten für die Feuerfläche (50 ha) und die Feuerintensität ( $80 \text{ kW m}^{-2}$ ). Die verwendeten Vertikalprofile stammen aus COSMO-ART Meteogrammen für  $57.716^\circ$  Nord und  $104.018^\circ$  West, einen Ort in der Nähe aktiver Feuer im Norden der Provinz Saskatchewan, Kanada. Die Lage von diesem Ort ist der Karte in Abbildung 4.1 zu entnehmen. In Meteogrammen wird der zeitliche Verlauf für meteorologische Variablen festgehalten. Betrachtet werden die Situationen am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 12 und 16 Uhr Ortszeit.

In Abbildung 3.2 sind die vertikalen Temperaturprofile für die gewählten Zeitpunkte dargestellt. Am 16.07.2010 ist die Atmosphäre bis 1000 m sehr stabil, darüber leicht stabil geschichtet. Die Temperatur am Boden beträgt knapp  $17^\circ\text{C}$ . Vier Stunden später ist die Schichtung bis 1000 m neutral, weiter aufwärts stabil, mit einer Bodentemperatur von über  $20^\circ\text{C}$ . Am 17.07.2010 beträgt die Temperatur knapp  $20^\circ\text{C}$  und die Atmosphäre ist am Boden stark labil, danach bis zur Inversion in 1400 m leicht labil und im Folgenden stabil geschichtet. Um 16 Uhr des gleichen Tages ist die Schichtung bis 1000 m neutral und dann stabil. Die Bodentemperatur beträgt nur noch knapp  $16^\circ\text{C}$ . Als Maß für die Feuchte in der Atmosphäre ist in Abbildung 3.3 die Taupunktstemperatur dargestellt. Zum ersten Zeitpunkt geht die Feuchte bereits in Bodennähe deutlich zurück, wohingegen sie am 16.07.2010 um 16 Uhr und am 17.07.2010 um 12 Uhr erst ab 1000 m deutlich abnimmt. Zwischen 3500 und 4000 m ist sie bei letztgenanntem Termin nahezu konstant. Auffällig ist das Profil der Taupunktstemperatur vier Stunden später. Hier nimmt sie vom Boden bis in 1800 m kaum ab. Anschließend wird es bis 5000 m immer trockener von wo aus die Taupunktstemperatur wieder ansteigt.

Die horizontale Windgeschwindigkeit ist in Abbildung 3.4 aufgetragen. Am 16.07.2010 um 12 Uhr schwankt die Windgeschwindigkeit leicht mit der Höhe um den Wert  $8 \text{ m s}^{-1}$ . Das Maximum ist in 2400 m Höhe mit  $10 \text{ m s}^{-1}$  erreicht. Um 16 Uhr liegt die Windgeschwindigkeit bis zu einer Höhe von 2700 m nahezu konstant bei  $4,5 \text{ m s}^{-1}$ , anschließend steigt sie langsam auf bis zu  $8,5 \text{ m s}^{-1}$ . Am Folgetag liegen die Werte deutlich höher. Um 12 Uhr nimmt der Wind von  $14 \text{ m s}^{-1}$  in 1200 m auf  $22 \text{ m s}^{-1}$  in 2000 m zu. In 5000 m Höhe beträgt die Windgeschwindigkeit dann noch  $17 \text{ m s}^{-1}$ . Vier Stunden später schwankt die Windgeschwindigkeit zwischen 11 und  $14 \text{ m s}^{-1}$ . Erst ab 5000 m Höhe nimmt sie weiter zu.

Der Verlauf der Vertikalgeschwindigkeiten mit der Höhe, wie er vom Rauchfahnen-Modell berechnet wird, ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Obergrenze der Rauchfahne im Modell ist

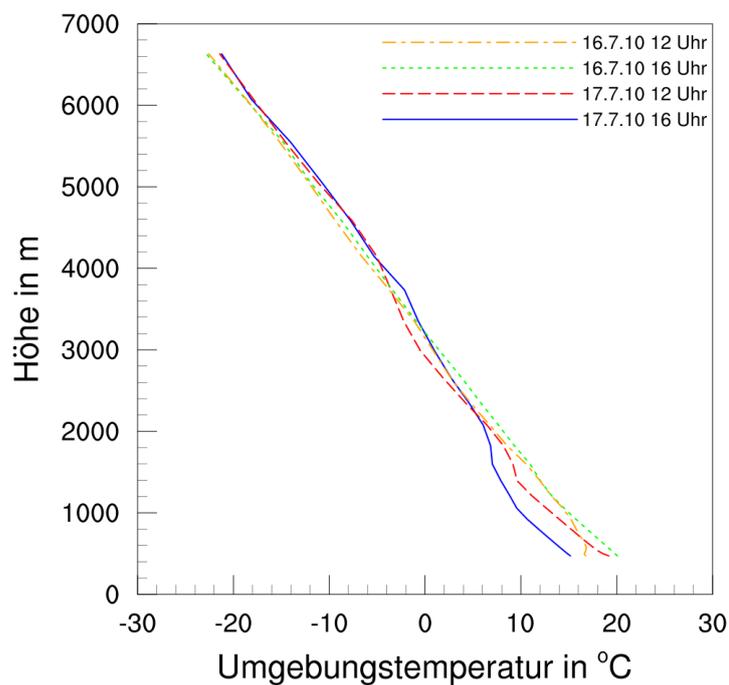


Abbildung 3.2: Vertikalprofile der Umgebungstemperatur am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit.

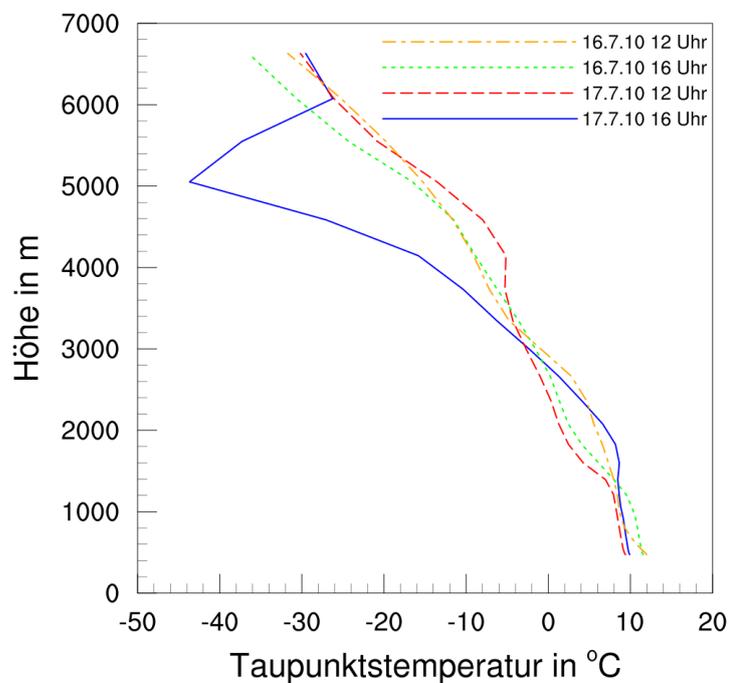


Abbildung 3.3: Vertikalprofile der Taupunkttemperatur der Umgebung am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit.

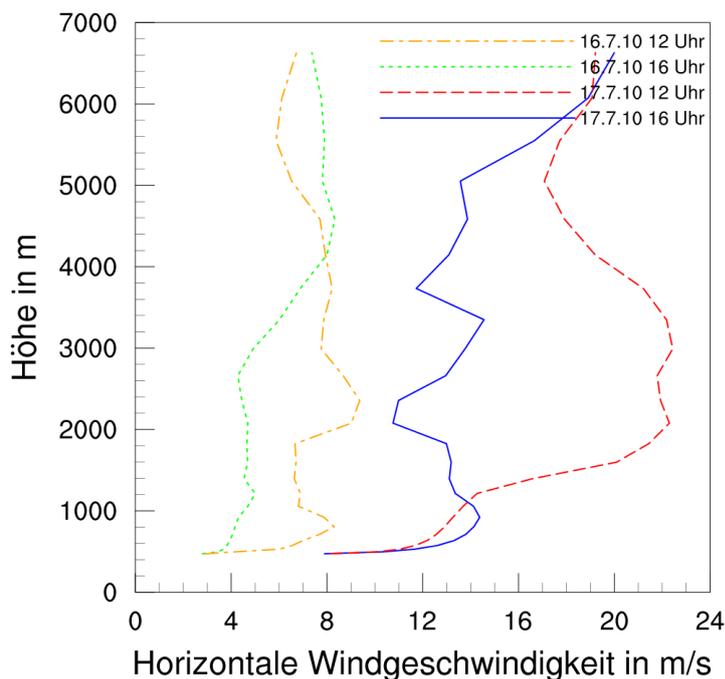


Abbildung 3.4: Vertikalprofile der horizontalen Windgeschwindigkeit der Umgebung am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit.

Tabelle 3.1: Obergrenze, Untergrenze und Schichtdicke der Rauchfahne zu verschiedenen Zeitpunkten.

Zeitpunkt	16.7.10 12 Uhr	16.7.10 16 Uhr	17.7.10 12 Uhr	17.7.10 16 Uhr
Obergrenze	5363 m	5463 m	2263 m	2163 m
Untergrenze	1563 m	4063 m	1963 m	1863 m
Schichtdicke	3800 m	1400 m	300 m	300 m

erreicht sobald die Vertikalgeschwindigkeit unter  $1 \text{ m s}^{-1}$  sinkt.

Das Rauchfahnen-Modell liefert aus den zuvor beschriebenen Profilen, die in Tabelle 3.1 eingetragenen Obergrenzen der Rauchfahne. Der Ort der Sensitivitätsstudie liegt 463 m über NN. Am 16.07.2010 reicht die Rauchfahne bis über 5000 m, am 17.07.2010 kommt sie gerade über 2000 m hinaus. Der größte Unterschied ergibt sich zwischen 16.07.2010 16 Uhr und 17.07.2010 16 Uhr und beträgt 3300 m.

In Abbildung 3.6 ist der Auftrieb innerhalb der Rauchfahne für die vier Zeitpunkte dargestellt. Der Auftrieb ist abhängig vom Temperaturunterschied zwischen der Rauchfahne und der Umgebung, sowie dem Gewicht des kondensierten Wassers (Gl. 3.8). Das Luftpaket in der Rauchfahne steigt auf und seine Temperatur nimmt adiabatisch ab, bis es zur Kondensation kommt. Nimmt nun die Temperatur in der Atmosphäre in gleichem Maße ab wird der Temperaturunterschied allein durch Entrainment verändert. Am 16.07.2010 um 12 Uhr ist der Auftrieb von Beginn an sehr viel geringer als zu den anderen Zeitpunkten. Grund hierfür ist, dass die untersten 1000 m sehr stabil

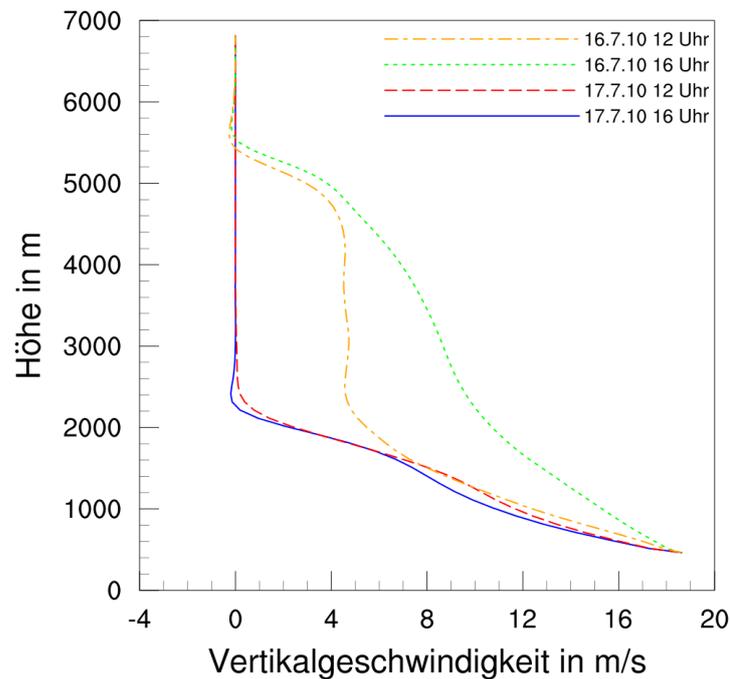


Abbildung 3.5: Vertikalprofile der Vertikalgeschwindigkeit in der Rauchfahne am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit.

geschichtet sind und die Temperatur in der Atmosphäre mit der Höhe weniger abnimmt, als innerhalb der Rauchfahne, wodurch der Temperaturunterschied verringert wird. Die Beschleunigung in der Rauchfahne wird negativ bis, ab etwa 1200 m, die Kondensation einsetzt und Wolkentropfen entstehen (siehe Abbildung 3.7 und Abbildung 3.8). Bei der Kondensation wird latente Wärme freigesetzt, der Temperaturunterschied zwischen Rauchfahne und Umgebung wird wieder größer und der Auftrieb nimmt zu. Am 16.07.2010 um 16 Uhr ist der Auftrieb von Beginn an größer und nimmt weniger stark ab, da die Atmosphäre zu Beginn neutral geschichtet ist. Wie in Abbildung 3.7 zu erkennen nimmt der Wasserdampfgehalt in der Rauchfahne ab 1500 m linear ab. Die freigesetzte latente Wärme verstärkt wiederum den Auftrieb. In diesen beiden Fällen ist der Aufstieg erst in über 5000 m Höhe beendet, wenn der Auftrieb erneut negativ wird. Am 17.07.2010 ist die horizontale Windgeschwindigkeit sehr viel größer. Es kommt verstärkt zu Entrainment. Um 12 Uhr ist der Auftrieb groß und die labile Schichtung kommt dem Temperaturunterschied zwischen Rauchfahne und Umgebung zugute. Jedoch kommt es aufgrund der trockenen Umgebungsluft (Abbildung 3.3) und der geringen Feuchte in der Rauchfahne nicht zu Kondensation. Vier Stunden später ist der initiale Auftrieb geringer, aber der Wasserdampf beginnt ab 1000 m zu kondensieren, allerdings in viel geringerem Ausmaß als am Tag zuvor. Der negative Auftrieb kann nicht mehr überwunden werden.

Die Verringerung der Feuerintensität auf  $30 \text{ kW m}^{-2}$  zur Bestimmung der Untergrenze der Emissionsschicht führt zur Verringerung des initialen Auftriebs. Wiederum ist auf komplexe Weise die atmosphärische Schichtung für die Höhe verantwortlich. Eine hohe Obergrenze bedeutet

nicht automatisch eine hohe Untergrenze und damit eine große Schichtdicke. In Tabelle 3.1 sind die Untergrenzen der jeweiligen Situation und die Dicke der Injektionsschicht aufgetragen. Für den 16.07.2010 um 12 Uhr liegt die Untergrenze der Rauchfahne bei 1563 m, woraus sich eine Schichtdicke von 3800 m ergibt. Um 16 Uhr beträgt die Schichtdicke nur noch 1400 m, obwohl die Obergrenze der Rauchfahne höher liegt als vier Stunden zuvor. Am 17.07.2010 besitzt die Rauchsicht für beide Zeitpunkte nur eine vertikale Ausdehnung von 300 m. Die Untergrenze der Rauchfahne liegt jeweils knapp unter 2000 m.

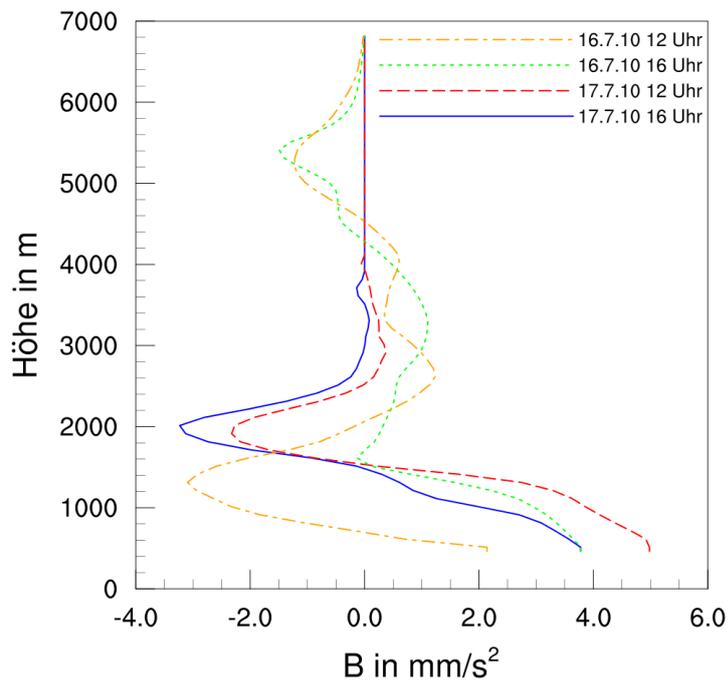


Abbildung 3.6: Vertikalprofile des Auftriebs in der Rauchfahne am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit.

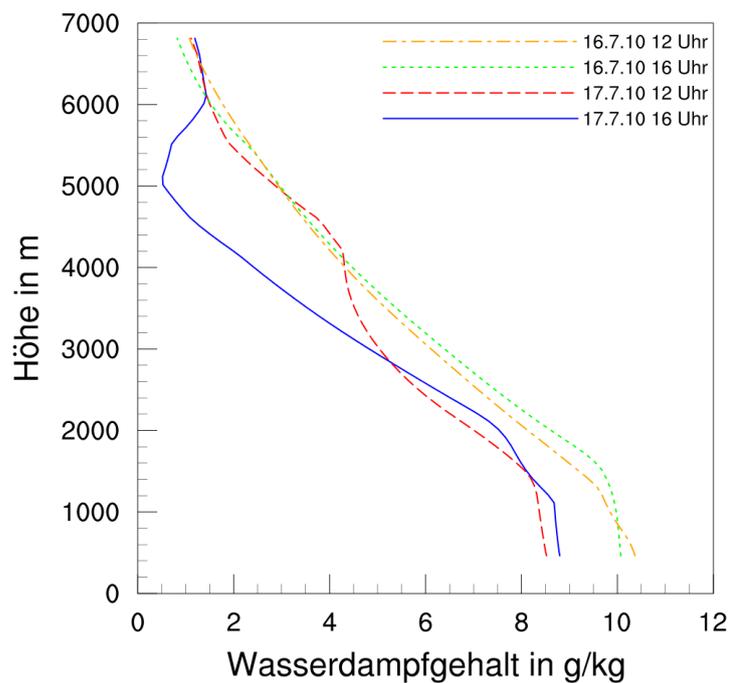


Abbildung 3.7: Vertikalprofile des Wasserdampfgehalts in der Rauchfahne am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit.

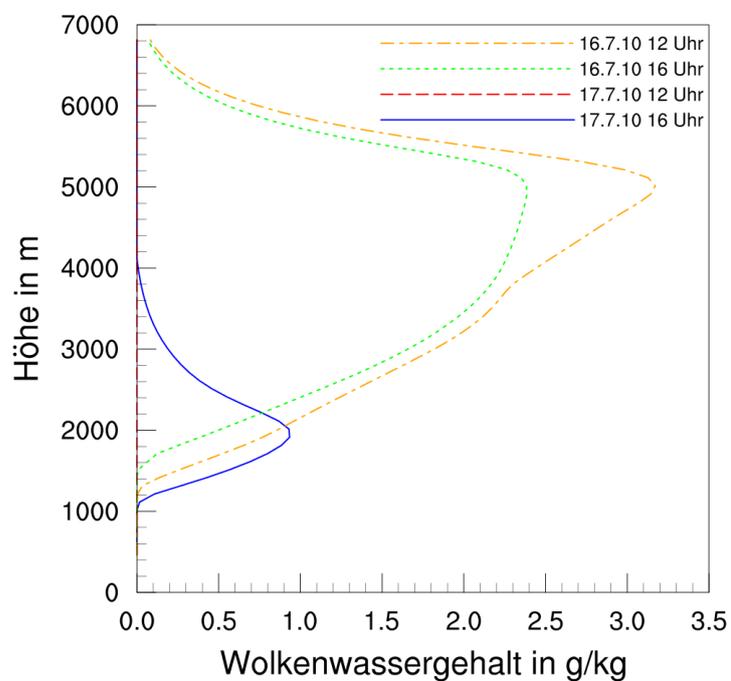


Abbildung 3.8: Vertikalprofile des Wolkenwassergehalts in der Rauchfahne am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit.

### 3.3 Emissionsdaten

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie die Emissionen der Vegetationsbrände aus Satellitenbeobachtungen abgeleitet werden. Um eine globale Abdeckung mit hoher zeitlicher Auflösung zu erhalten, werden Beobachtungen von verschiedenen Satelliten verknüpft. Dies geschieht im Global Fire Assimilation System (GFAS). Momentan basieren die täglichen Felder der Fire Radiative Power (FRP) auf Messungen von MODIS an Bord der polumlaufenden Satelliten Terra und Aqua. Globale Emissionsfelder für eine umfassende Liste an Spezies werden aus der beobachteten Fire Radiative Power abgeleitet (Kaiser et al., 2009a)

#### 3.3.1 Strahlungsflussdichte der Feuer im infraroten Bereich

Generell lassen sich die Feueremissionen durch das Produkt von verbrannter Fläche, der vorhandenen Brennstoffmenge, dem Vollständigkeitsgrad der Verbrennung und einem Emissionsfaktor in Abhängigkeit der Brennstoffklasse berechnen. Dabei sind die Fläche der Feuer und der Verbrennungsgrad der Biomasse die unsichersten Faktoren (Seiler und Crutzen, 1980). Die Bestimmung dieser Parameter kann mit Hilfe der Fire Radiative Power (FRP) umgangen werden.

Die FRP ist eine Größe zur Beschreibung des Strahlungsvermögens von Feuern. Sie ist proportional zum Brennstoffverbrauch und der Emissionsproduktion.

Da die vom Satelliten beobachteten einzelnen Feuerpixel nicht homogen sind, werden die verschiedenen Komponenten  $k$  betrachtet, welche alle eine unterschiedliche Temperatur und Fläche haben. Die FRP ist über das Stefan-Boltzmann Gesetz definiert:

$$\text{FRP} = \varepsilon \sigma \sum_{k=1}^n A_k T_k^4, \quad (3.13)$$

mit der FRP in  $\text{W m}^{-2}$ ,  $\varepsilon$  dem Emissionsvermögen des Feuers,  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$  der Stefan-Boltzmann Konstante,  $n$  der Anzahl der Komponenten,  $A_k$  die anteilige Fläche der  $k$ -ten Komponente und  $T_k$  der Temperatur der  $k$ -ten Fläche in K. Es wird angenommen, dass Feuer wie schwarze Körper strahlen. Die FRP wird mit Hilfe von Satelliten gemessen. Radiometer, die sich auf den Satelliten befinden, erfassen die thermische Strahlung von Vegetationsbränden und anderen offenen Feuern in einer Wellenlänge von  $3,8 \mu\text{m}$ . In diesem mittleren infraroten Bereich (MIR) erreicht das Signal der Feuer ein Maximum. Dieses Signal lässt sich zum Beispiel über die Radianz der Pixel quantifizieren. Dazu wird angenommen, dass die Planck Funktion  $B(\lambda, T)$ , welche die Beziehung zwischen der Emitterradianz und der Emittertemperatur festlegt, für Wellenlängen im MIR und für Temperaturen die in Feuern vorherrschen, sehr gut durch ein Energiegesetz vierter Ordnung genähert werden kann:

$$L_{\text{MIR}} = \varepsilon_{\text{MIR}} B(\lambda, T) \approx a \varepsilon_{\text{MIR}} \sum_{k=1}^n A_k T_k^4, \quad (3.14)$$

dabei ist  $\varepsilon_{\text{MIR}}$  das Emissionsvermögen des Feuers im MIR.  $a$  stellt eine Konstante in Abhängigkeit der exakten Wellenlänge dar. Sie beträgt für die Satelliten Terra und Aqua  $2,96$  bzw.  $2,98 \cdot 10^{-9} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \mu\text{m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ .  $L_{\text{MIR}}$  ist die vom Feuer emittierte Radianz in  $\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ . Sie wird berechnet aus der Differenz zwischen der Radianz eines Feuerpixels und einem Nachbarpixel ohne Feuer. Das verwendete Energiegesetz hat dieselbe Form wie das Stefan-Boltzmann Gesetz. Daher verschwindet durch Kombination der beiden Gleichungen 3.13 und 3.14 die Emittertemperatur, sodass die FRP direkt aus der MIR Radianz bestimmt werden kann:

$$\text{FRP}_{\text{MIR}} = \left( \frac{\sigma \varepsilon}{a \varepsilon_{\text{MIR}}} \right) L_{\text{MIR}} . \quad (3.15)$$

Ausführlich wird dieses Vorgehen zur Bestimmung der FRP in Wooster et al. (2005) und Roberts et al. (2005) beschrieben.

Eine andere Möglichkeit die Intensität von Feuern abzuschätzen, liefert die Bispektralmethode von Dozier (1981). Dabei wird die unterschiedliche Resonanz zwischen dem  $3,8$  und  $10,8 \mu\text{m}$  Kanal ausgenutzt. Die Hintergrundtemperatur wird über die feuerfreien Nachbarpixel gemittelt und als bekannt vorausgesetzt. Durch Lösen der nichtlinearen Gleichungen für die Radianz der mittleren und der langwelligen infraroten Strahlung, lassen sich Temperatur und Fläche des Feuers innerhalb des Pixels bestimmen. Durch das Rauschen im  $10,8 \mu\text{m}$  Kanal ist die Zuverlässigkeit dieser Methode begrenzt (Giglio und Kendall, 2001).

Zur Abschätzung der Feueremissionen wird auch häufig auf Messungen der verbrannten Fläche zurückgegriffen. Dazu werden Änderungen der Albedo bei spezifischen Wellenlängen untersucht. Der Vorteil ist, dass Vegetationsbrände in zeitweise wolkenbedeckten Gebieten auch später noch identifiziert werden können. Es fehlen jedoch Messungen zur Intensität der Feuer, sodass aufgrund der Fläche und der Vegetationsbedeckung Annahmen für die Emissionen getroffen werden müssen. Ein System, das die Feueremissionen basierend auf Messungen der verbrannten Fläche berechnet ist GFED (Global Fire Emission Database) (van der Werf et al., 2010). Aufgrund der großen räumlichen und zeitlichen Variabilität von Vegetationsbränden, empfehlen Kaiser et al. (2006) Berechnungen der Feueremissionen basierend auf Satellitenbeobachtungen aktiver Feuer durchzuführen, anstatt die verbrannte Fläche zu verwenden.

### 3.3.2 Assimilation

Fehlerhafte FRP Messungen zum Beispiel verursacht durch Vulkane, Gasfackeln und andere industrielle Aktivitäten werden durch das GFAS heraus gefiltert. Für teilweise beobachtete Gitterzellen nimmt GFAS die beobachtete Feuerverteilung für die gesamte Gitterzelle an. Somit gehen für zum Teil bewölkte Gitterzellen keine Daten verloren. Bei großflächiger persistenter Wolkenbedeckung entstehen jedoch signifikante Beobachtungslücken. Diese Beobachtungslücken werden mit Hilfe eines Kalman-Filters (Rodgers, 2000) gefüllt. Dabei wird aus den vorherigen Beobachtungen eine beste Abschätzung für den nächsten Zeitschritt gemacht (Kaiser et al., 2012).

GFAS nutzt die quantitative Information aus der FRP für die Verbrennungsrate. Aus der Intensität der FRP kann somit die Verteilung, einer ganzen Liste von emittierten Spezies, abgeleitet wer-

den. Dabei wird die Annahme zugrunde gelegt, dass in allen Feuertypen der gleiche Anteil der freigesetzten chemischen Energie in thermische Strahlung umgewandelt wird. Diese Annahme ist präziser als die Annahmen die in der herkömmlichen Berechnung getroffen werden (Kaiser et al., 2009a). GFAS verwendet einen vegetationsspezifischen Umrechnungsfaktor, um aus der FRP die Verbrennungsrate der Trockenmasse zu erhalten. Die Faktoren sind so gewählt, dass die FRP basierenden GFAS Produkte konsistent mit denen aus GFED sind. Anschließend wird die verbrannte Trockenmasse unter Verwendung von Emissionsfaktoren linear in Emissionsraten von 40 verschiedenen Spezies umgewandelt. Die Emissionsfaktoren stammen aus Feldmessungen und geben die Menge der emittierten Spezies  $s$  in kg pro kg verbrannter Trockenmasse an (Andreae und Merlet, 2001; Langmann et al., 2009).

$$\text{FRP} \propto E_s = A \cdot \text{FL} \cdot \text{CC} \cdot \text{EF} \quad (3.16)$$

Dabei beschreibt  $E_s$  den Emissionsfluss der Spezies  $s$  in  $\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$ ,  $A$  ist die Fläche des Feuers,  $\text{FL}$  ist die verfügbare Brennstoffmenge, bei  $\text{CC}$  handelt es sich um die Verbrennungsrate und  $\text{EF}$  ist der vom Vegetationstypen abhängige Emissionsfaktor.

Die Unsicherheit liegt bei ungefähr 30 %, für exotische Spezies etwas höher. Die GFASv1 Emissionen sind konsistent mit GFEDv3.1. Die Menge der Aerosolemissionen in GFASv1.0 wurden durch verschiedene Vergleiche validiert, zum Beispiel wurden Messungen der AOD mit halb-jährlichen Simulation der AOD verglichen, die durch GFASv1.0 Emissionen angetrieben wurde. Dabei ergibt sich, dass die Simulation der AOD um den Faktor 3.4 geringer ist als die Messungen. Der große Faktor rührt jedoch vielmehr aus Belangen der Aerosolmodellierung, besonders durch die schnelle Entwicklung und Alterung bei hohen Konzentrationen in Quellnähe, als aus einer Unterschätzung der Emissionen (Kaiser et al., 2012).

Ähnliche Ergebnisse liefert das Fire Assimilation System (FAS) von Sofiev et al. (2009). Kern ihrer Methode ist es Temperaturanomalien (TA) und FRP mit empirischen Emissionsfaktoren in Emissionsraten umzurechnen. In Verbindung mit einem Ausbreitungsmodell zeigen sie, dass sowohl die TA als auch die FRP geeignet sind um Emissionen von Vegetationsbränden einzuschätzen.

### 3.3.3 Tagesgang der Feuer

Die Intensität der Vegetationsbrände ist abhängig von der Tageszeit. Diese Abhängigkeit beruht auf dem Tagesgang der meteorologischen Größen Temperatur, Feuchte, Wind sowie der kurzwelligen und langwelligen Strahlung (Stull, 1988). Zur Entzündung muss die Streufeuchte generell unter 35 % liegen. Mit Streufeuchte wird der Feuchtegehalt, bezogen auf die Trockenmasse der auf dem Boden aufliegenden Biomasse, bezeichnet (DWD, 2011). Tagsüber verringert die solare Einstrahlung und die stärkere turbulente Durchmischung die Bodenfeuchte und begünstigt somit die Feuer. Die Laufgeschwindigkeit des Feuers, das heißt dessen Ausbreitung, ist abhängig von der Windgeschwindigkeit (McRae et al., 2005). Die Windgeschwindigkeit in der Grenzschicht ist tagsüber höher als nachts. Folglich haben Feuer einen Tagesgang mit maximalen Emissionen am

frühen Nachmittag und minimalen Emissionen in der Nacht (Prins et al., 1998).

Wang et al. (2006) fordern die Verwendung von stündlichen Emissionsdaten, welche entscheidend für eine realistische Simulation der Rauchverteilung in der Nähe der Quellregion sind. Die dynamische Durchmischung ist in Quellnähe relativ gering, während der Tagesgang einen größeren Einfluss auf die zeitliche Rauchverteilung hat. Mit geostationären Satelliten ist es möglich den Tagesgang der Feuer zu charakterisieren (Kaiser et al., 2009b). Zhang und Kondragunta (2008) haben die tägliche Variabilität untersucht, indem sie die Schwankungen der Größe der Feuerpixel betrachtet haben. Da der Tagesgang der Feuer neben den meteorologischen Gegebenheiten, welche die Brenneigenschaften beeinflussen, auch vom Vegetationstyp abhängt (Giglio, 2007), wird dieser separat betrachtet. Der resultierende Tagesgang der Schwankungen der Feuerpixelgröße ist gleich dem Brennstoffverbrauch (Zhang und Kondragunta, 2008) und damit der Emissionsrate des jeweiligen Vegetationstypen. Nach Zhang und Kondragunta (2008) wird das Maximum zwischen 10 und 15 Uhr Ortszeit erreicht. Während dieser Zeitspanne wird in Wäldern 52,1 % der Tagessumme der Emissionen freigesetzt. In der Nebenzeit werden pro Stunde in etwa 2-4 % der Tagessumme verbrannt. Der Tagesgang  $d$  kann unter Verwendung einer gewichteten Normalverteilung (Kaiser et al., 2009a) beschrieben werden:

$$d(t_1) = w + (1 - w) \frac{24h}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t_1 - t_0}{\sigma}\right)^2\right) \quad (3.17)$$

$$\text{mit } w = 0,3 \quad (3.18)$$

$$t_0 = 12,5 \text{ h} \quad (3.19)$$

$$\sigma = 2,5 \text{ h} , \quad (3.20)$$

wobei  $w$  die Gewichtung,  $t_1$  die Ortszeit in h,  $t_0$  der Erwartungswert und  $\sigma$  die Standardabweichung ist. Die Werte sind so gewählt, dass die Gleichung den Tagesgang, wie er von Zhang und Kondragunta (2008) für Wälder beschrieben wird, wieder gibt. In Abbildung 3.9 ist der Tagesgang in Abhängigkeit der Ortszeit dargestellt.

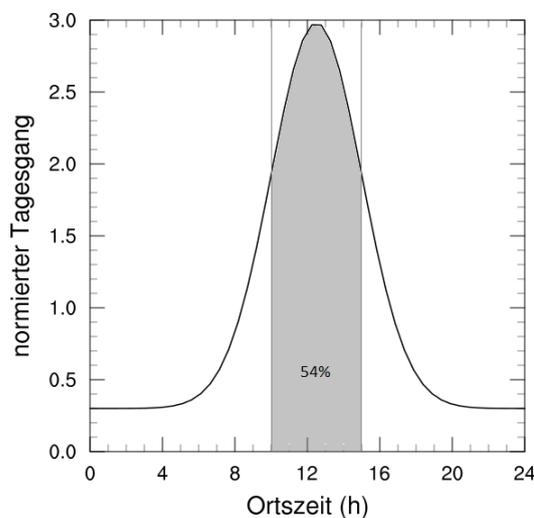


Abbildung 3.9: Normierter Tagesgang für die Emissionen, Feuerintensität und Feuergröße.

## 3.4 Umsetzung in COSMO-ART

In diesem Abschnitt wird das Vorgehen beim Einbau des Rauchfahnen-Modells in COSMO-ART beschrieben. Dabei werden die Schnittstellen der beiden Modell dargestellt. Des Weiteren wird auf die vertikale Massenverteilung, über die nicht äquidistanten Modellschichten, eingegangen.

### 3.4.1 Theorie

Es wird angenommen, dass das Feuer keinen signifikanten Einfluss auf die Dynamik und Thermodynamik von COSMO-ART hat, da die Feuer klein im Vergleich zu dem in COSMO-ART verwendeten Gitterabstand sind. Mit Hilfe des Rauchfahnen-Modells wird lediglich der Höhenbereich, in welchem die Emissionen freigesetzt werden, festgelegt. Generell werden bei der Initialisierung und zu jeder weiteren vollen Stunde von COSMO-ART die Emissionen eingelesen. Direkt im Anschluss wird überprüft an welchen Gitterpunkten sich aktive Feuer befinden. Wie in Kapitel 3.3 erläutert, basieren die Emissionsfelder auf der FRP und sind somit nur an Gitterpunkten mit vorhandener FRP belegt. Für jeden dieser Gitterpunkte wird das Rauchfahnen-Modell aufgerufen, wobei die meteorologischen Parameter übergeben werden. Die Obergrenze und die Untergrenze der Injektionsschicht werden kalkuliert. Dies sind die Ausgabegrößen des Rauchfahnen-Modells (siehe Kapitel 3.1).

Die Emissionen jeder Spezies, die für diesen Gitterpunkt von COSMO-ART eingelesen werden, werden jeweils über alle Schichten summiert. Je nach Modellsetup kann es sich neben den Feuere-

missionen auch um anthropogene Emissionen handeln. Dies ist gerechtfertigt da, sofern bei einem Feuer noch vorhanden, auch die anthropogenen Emissionen durch die konvektiven Vorgänge nach oben transportiert würden. Die vertikale Massenverteilung, der Summe der Emissionen einer jeweiligen Spezies, erfolgt zwischen der Obergrenze und der Untergrenze mit einer parabolischen Funktion. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die Modellschichten in COSMO-ART nicht äquidistant sind, sondern deren vertikale Ausdehnung nach oben zu nimmt. Die Berechnung der vertikalen Massenverteilung in den einzelnen Schichten erfolgt analog zu der Verteilung von Vulkanemissionen (Vogel (2014), persönliche Kommunikation). Zunächst wird eine dimensionslose Größe  $z^*$  verwendet. Sie ergibt sich für die Rauchfahne zu:

$$z^* = \frac{z - z_{\text{bot}}}{z_{\text{top}} - z_{\text{bot}}}, \quad (3.21)$$

sodass

$$0 \leq z^* \leq 1. \quad (3.22)$$

Hierbei ist  $z$  die Höhe,  $z_{\text{top}}$  die Obergrenze der Injektionsschicht und  $z_{\text{bot}}$  die Untergrenze der Injektionsschicht. Die parabolische Verteilungsfunktion wird wie folgt angenommen:

$$f(z^*) = 6 \cdot z^* \cdot (1 - z^*). \quad (3.23)$$

Vorausgesetzt die Gesamtemission  $Q_{\text{tot}}$  ist bekannt, kann nun das Profil der Emission  $Q(z^*)$  in Abhängigkeit von  $z^*$  berechnet werden:

$$Q(z^*) = Q_{\text{tot}} \cdot f(z^*). \quad (3.24)$$

### 3.4.2 Diskretisierung

Um den Anteil der Gesamtemission zu bestimmen, der in der jeweiligen Gitterzelle freigesetzt werden soll, wird über die Verteilungsfunktion vom unteren Rand der Gitterzelle bis zum oberen Rand der Gitterzelle integriert.

$$\int_{z_{\text{botoflayer}}^*}^{z_{\text{topoflayer}}^*} f(z^*) dz^* = [3z^{*2} - 2z^{*3}]_{z_{\text{botoflayer}}^*}^{z_{\text{topoflayer}}^*} \quad (3.25)$$

$z_{\text{botoflayer}}^*$  kennzeichnet die dimensionslose Höhe des unteren Randes der betrachteten Gitterzelle und  $z_{\text{topoflayer}}^*$  die dimensionslose Höhe des oberen Randes derselben Gitterzelle. In Abbildung 3.10 ist die vertikale Massenverteilung für einen Fall dargestellt, bei dem die Obergrenze der Injektionsschicht bei 5000 m und die Untergrenze bei 2500 m liegt.

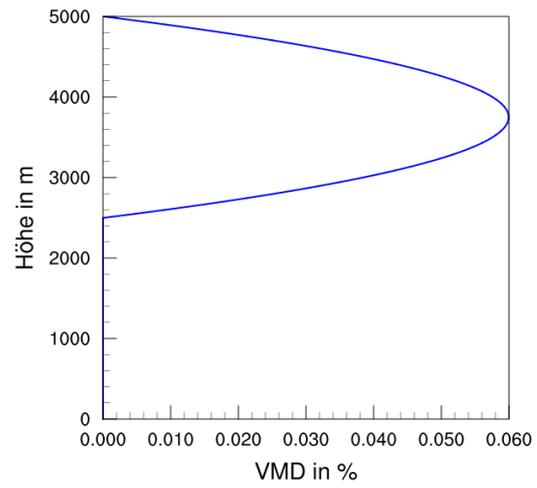


Abbildung 3.10: Vertikale Massenverteilung für  $z_{\text{top}} = 5000\text{m}$  und  $z_{\text{bot}} = 2500\text{m}$ .



## 4. Simulationen

Für die Untersuchung des Einflusses von Aerosol aus Vegetationsbränden auf die Wolkenbildung werden Simulationen mit COSMO-ART, unter Verwendung des zuvor vorgestellten Rauchfahnen-Modells, durchgeführt. Als Simulationsgebiet wird Kanada gewählt. Die borealen Waldbrände in Kanada stellen große natürliche Aerosolquellen dar. Die Feuer werden bei speziellen Wetterlagen entfacht.

Die mit diesen Wetterlagen einhergehenden Luftmassen sind durch ihre höhere Temperatur sehr effizient beim Austrocknen des Brennstoffs. Eingelagerte Gewitter führen durch Blitze zur Entzündung der Feuer. Verstärkt wird das ganze durch Störungen der westlichen Strömung. Höhenrücken bringen durch adiabatisch erwärmte Luft zusätzliche Trockenheit. Zu einer kritischen Waldbrandsituation kommt es, wenn im Folgenden Vegetation durch Blitzschlag entzündet wird. Je intensiver die Vegetation zuvor ausgetrocknet wurde, desto größer und weiter breiten sich die Feuer aus. Durch den auffrischenden Wind eines vom herannahenden Höhentrog gesteuerten Tiefs wird das Feuer oftmals zusätzlich angefacht (Johnson, 1995).

### 4.1 Modellsetup

Für die Simulationen wird COSMO 5.0 und die aktuelle ART Version 3.0, in Verbindung mit dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Rauchfahnen Modell verwendet. Die Simulationen werden für ein Gebiet von 2030 km auf 2086 km mit einer Auflösung von  $0,0625^\circ$  ( $\sim 7$  km) durchgeführt. Die Berechnungen erfolgen auf  $290 \times 298$  Gitterpunkten und 40 Schichten in der Vertikalen bis in eine Höhe von  $\sim 20$  km, mit einem Zeitschritt von 25 Sekunden. Das Simulationsgebiet erstreckt sich über weite Teile von Kanada (Abbildung 4.1). Im Zentrum liegt die Provinz Saskatchewan, in deren Norden sich während des Simulationszeitraums heftige Vegetationsbrände ereigneten. Die Simulationen starten am 10.07.2010 um 6 UTC und enden am 19.07.2010 um 6 UTC. Die Zeitdifferenz in Saskatchewan beträgt UTC – 6 Stunden.

Angetrieben werden die Simulationen durch das Globalmodel GME, welches die meteorologischen Rand- und Anfangswerte liefert. Die Rand- und Anfangskonzentrationen der Gase stammen aus Daten der MOZART-4/GEOS5 Generation (Wiedinmyer et al., 2011). Die verwendeten GFASv1.1 Daten des ECMWF haben eine räumliche Auflösung von 0.1 Grad und eine zeitliche Auflösung von 24 Stunden. Die bereit gestellten Werte beruhen auf der mittleren FRP eines Tages. Auf den Tagesgang der Emissionen, der über diesen mittleren Wert gelegt wird, wurde

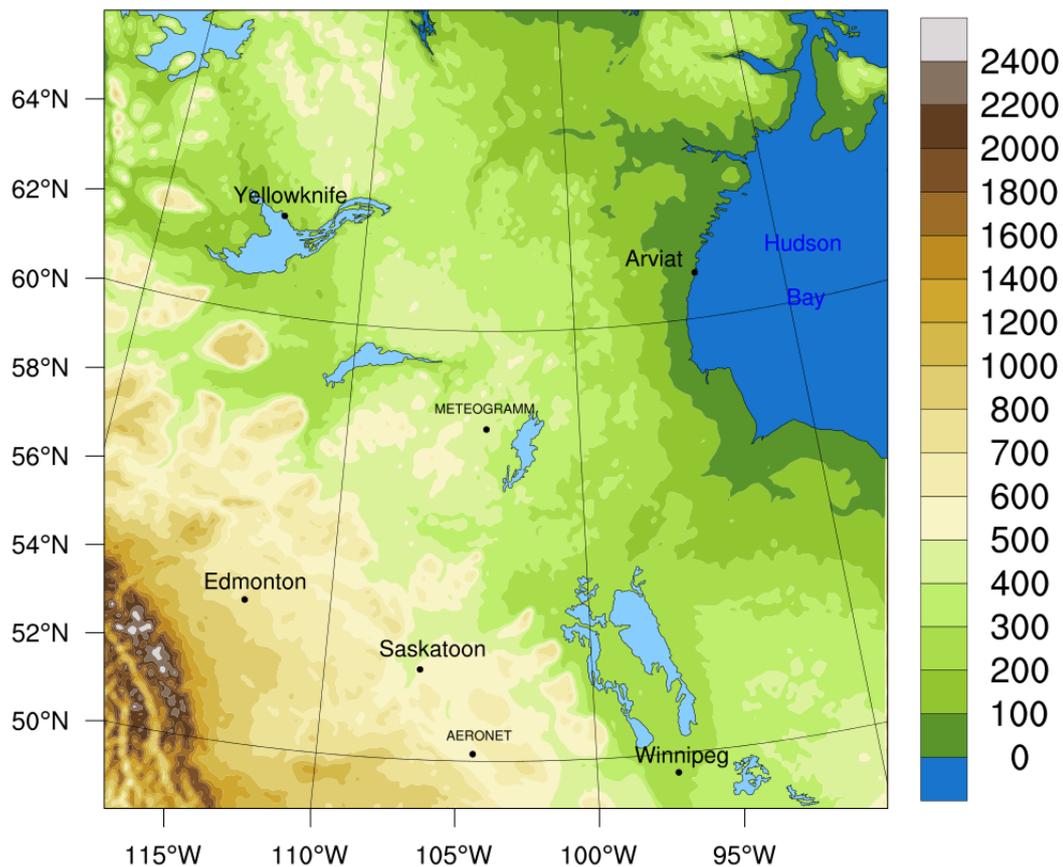


Abbildung 4.1: Das Simulationsgebiet mit Höhenprofil.

bereits in Kapitel 3.3.3 eingegangen. Im Anhang befindet sich Tabelle 6.1 in der alle verwendeten Spezies aufgelistet sind, sowie deren Zuordnung in die Gruppen von COSMO-ART. Die biogenen Emissionen werden innerhalb des Modells berechnet. Des Weiteren werden die Seesalz Emissionen berücksichtigt, da die Hudson Bay innerhalb des Simulationsgebiets liegt. Die anthropogene Emissionen werden vernachlässigt, da Kanada und speziell das Simulationsgebiet sehr dünn besiedelt sind. Jedoch wird in Alberta, der westlichen Nachbarprovinz von Saskatchewan, Ölsand abgebaut. Im Vergleich zu den Waldbrandemissionen stellt der Ölsandabbau eine kleinere Aerosolquelle, welche jedoch die ansonsten reinen Hintergrundkonzentration signifikant verändert (Howell et al., 2014). Um das Modelle noch realitätsgetreuer laufen zu lassen, könnten diese Emissionen zukünftig berücksichtigt werden.

Es werden drei verschiedene Modellläufe durchgeführt, um den Einfluss der Feueremissionen auf die Wolkenbildung zu untersuchen. Für alle Simulationen wird das erweiterte Zwei-Momenten-

Schema mit derselben Aktivierungsparametrisierung verwendet. Im Lauf aci+rad fließen die berechneten Aerosolverteilungen in die Aktivierungsparametrisierungen ein. Das heißt, das Aerosol aus den Vegetationsbränden bestimmt die Anzahl der verfügbaren CCN und IN, sowie deren Durchmesser und chemische Zusammensetzung. Das Aerosol aus den Vegetationsbränden wird zudem für die Berechnung der Strahlungsflüsse verwendet. Somit wird die Absorption und Reflexion aufgrund der chemischen Zusammensetzung berechnet. Im Lauf aci wird das Waldbrandaerosol lediglich für die Anzahl der verfügbaren CCN und IN, ihren Durchmesser und die chemische Zusammensetzung berücksichtigt. Für die Strahlung wird eine Klimatologie, das heißt ein mittleres Aerosolprofil, verwendet. Folglich kann, durch den Vergleich der beiden Läufe, der Einfluss der Feueremissionen auf die direkte Strahlung untersucht werden. Der dritte Lauf ref stellt einen Referenzfall, ohne das Aerosol aus Vegetationsbränden, dar. Da kein Aerosol im Modell vorhanden ist, müssen die CCN und IN vorgeschrieben werden. Die Anzahl der Partikel wird auf einen konstanten Wert von  $400 \text{ pro cm}^3$  gesetzt, ihre hygroskopischen beziehungsweise chemischen Eigenschaften entsprechen dem Seesalzaerosol. Für die Strahlungsrechnung wird wieder die Aerosolklimatologie verwendet.

## 4.2 Ausbreitung der Emissionen

In diesem Unterkapitel wird die horizontale und vertikale Ausbreitung der Feueremissionen während des Simulationszeitraums beschrieben. Die Simulationsergebnisse werden anhand von Beobachtungsdaten verifiziert.

Die Feuer befinden sich zunächst in östlicher Anströmung. Im Südosten des Modellgebiets befindet sich ein Tief, an dessen westlicher Flanke die Feueremissionen nach Süden transportiert werden. Der nördliche Teil der Feuer wird vom herannahenden Langwellentrog beeinflusst, die emittierten Komponenten werden zunächst in Richtung Norden transportiert. Ab einer geographischen Breite von  $64^\circ$  Nord werden sie schließlich durch die großräumige Anströmung nach Osten umgelenkt.

In Abbildung 4.2 ist eine MODIS Aufnahme des Satelliten Terra vom Überflug am 15.07.2010 um 17:55 UTC dargestellt. Zu erkennen ist die eben beschriebene Struktur der Rauchfahne. Mit roten Punkten sind die aktiven Feuer gekennzeichnet, in deren Umgebung ist Cumulus Bewölkung zu finden. Im Südosten befindet sich das Tief mit seiner frontalen Bewölkung.

Mit COSMO-ART lässt sich die Aerosol Optische Dicke (AOD) im sichtbaren Bereich für 550 nm simulieren. Abbildung 4.3 zeigt das Ergebnis für den 15.07.2010 um 18:00 UTC. Das simulierte Aerosol stimmt, von der horizontalen Verteilung, sehr gut mit der Satellitenbeobachtung überein. In Gebieten, die von den Feueremissionen nicht beeinflusst werden, beträgt die AOD 0,1 bis 0,5. In Teilen der Rauchfahne wird ein Maximum von 4 erreicht. Eine AOD von 0,1-0,15 ist typisch für Gebiete mit reiner Luft. Wird eine AOD von 4 erreicht, ist die Sonne vom Boden aus nicht mehr zu erkennen.

Um die Werte der simulierten AOD zu verifizieren, werden Satelliten Daten herangezogen. MISR

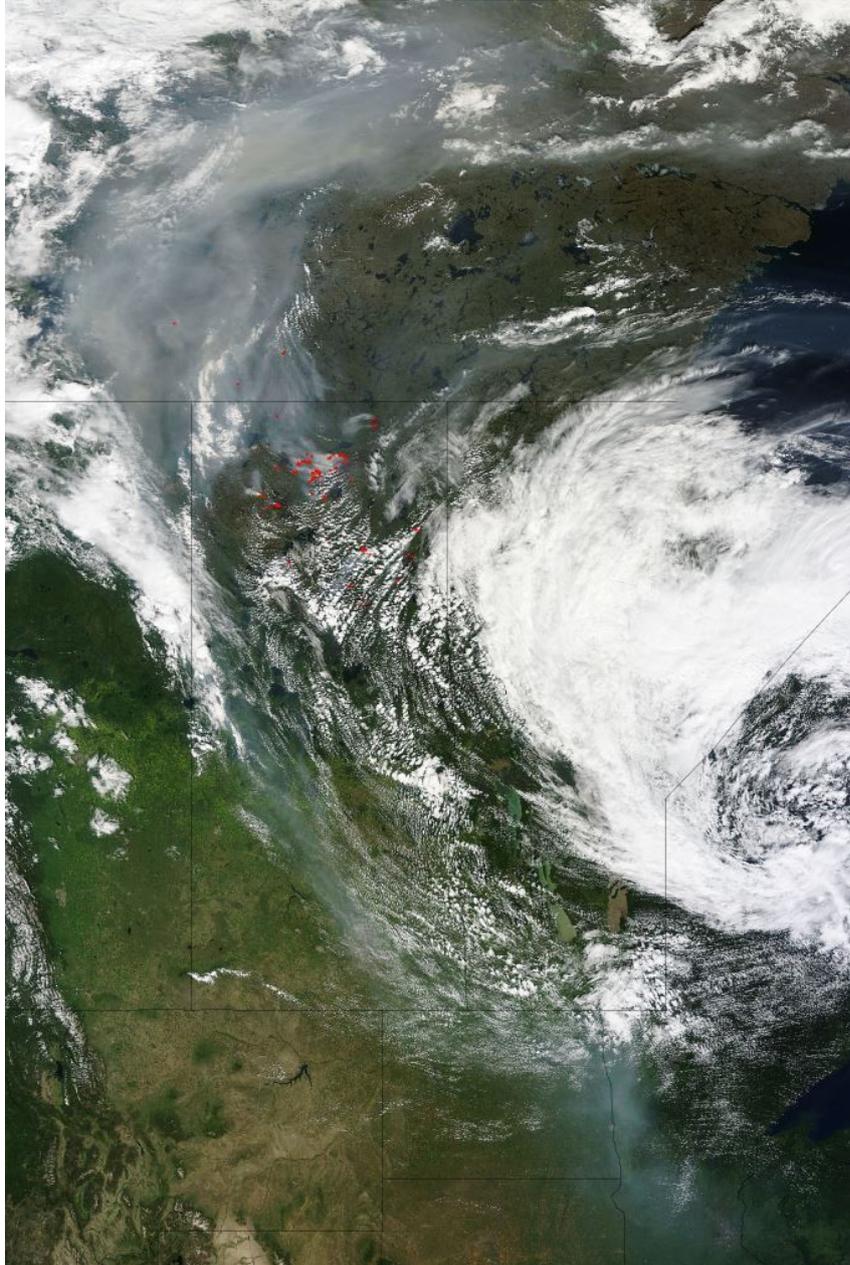


Abbildung 4.2: Satellitenbild im sichtbaren Bereich für den 15.07.2010 17:55 UTC. Das Zentrum des Satellitenbilds liegt bei 56° Nord und 102° West (LANCE Rapid Response MODIS Image Gallery, NASA).

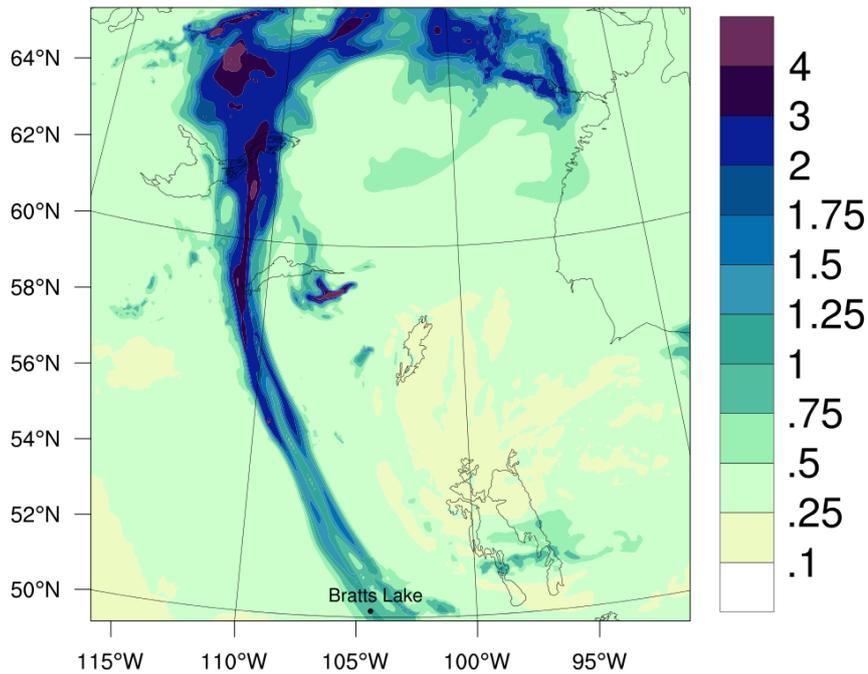


Abbildung 4.3: Simulierte Aerosol Optischen Dicke für den 15.07.2010 18:00 UTC.

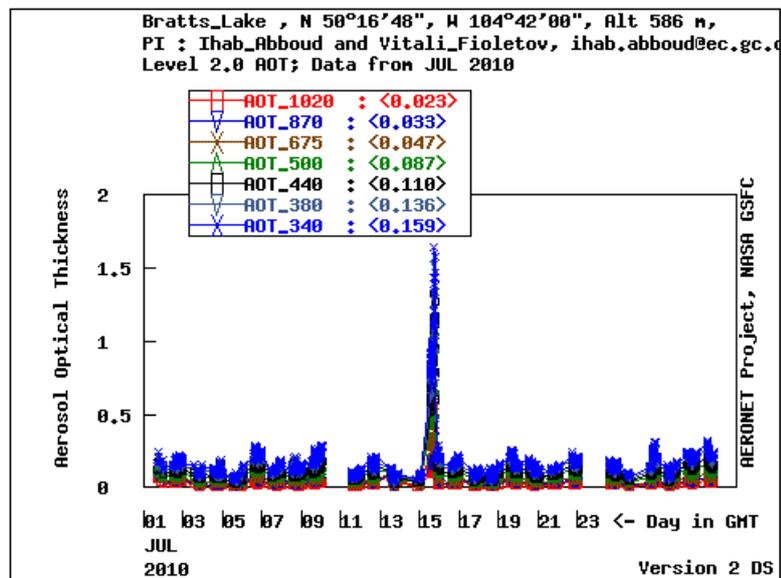


Abbildung 4.4: Verlauf der in Bratts Lake gemessenen AOD im Juli 2010 (I. Abboud und V. Fioletov, AERONET).

(Multi-angle Imaging SpectroRadiometer), ebenfalls an Bord des Terra Satelliten, liefert tägliche Level-3 Daten mit 0,5 Grad räumlicher Auflösung. Bei Level-3 Daten sind bereits alle fünf Produktionsschritte auf die Rohdaten angewendet worden. Sie liefern globale Datensätze (Acker und Leptoukh, 2007). Jedoch ist der Blickwinkel von MISR nicht so groß wie der von MODIS. Des Weiteren kann der Satellit lediglich in wolkenfreien Gebieten Aerosol Daten liefern. Der Maximalwert, der am 15.07.1010 von MISR gemessen wurde, liegt am westlichen Rand der Hudson Bay bei einer AOD von über 2,4 (Abbildung 6.1 im Anhang).

Im Süden von Saskatchewan, in Bratts Lake (50,16° Nord, 104,42° West), befindet sich eine AERONET Station. Diese liefert für den Juli 2010 AOD Level 2.0 Daten. Die Lage der AERONET Station ist in der Karte in Abbildung 4.1 und in Abbildung 4.3 eingezeichnet. Der südlichste Ausläufer der Rauchfahne erreicht am 15.07.2010 diese Station. Abbildung 4.4 zeigt den Verlauf der AOD im Juli. Am 15. ist ein Maximum zu erkennen mit einer AOD für 340 nm von über 1,5. An den restlichen Tagen liegt die AOD im Mittel bei 0,25. In Abbildung 4.5 ist die Änderung der AOD für 500 nm im Tagesverlauf für den 15. dargestellt. Zusätzlich ist die von COSMO-ART simulierte AOD für die selbe Wellenlänge aufgetragen. COSMO-ART liefert um 8 UTC einen Maximalwert von 0,9. Ein zweites Maximum wird um 17 UTC mit 1,1 erreicht. Für den Zeitraum von 2 bis 12 UTC liegen von AERONET keine Werte vor. Der maximal gemessene Wert beträgt ebenfalls 1,1 und tritt um 18 UTC auf.

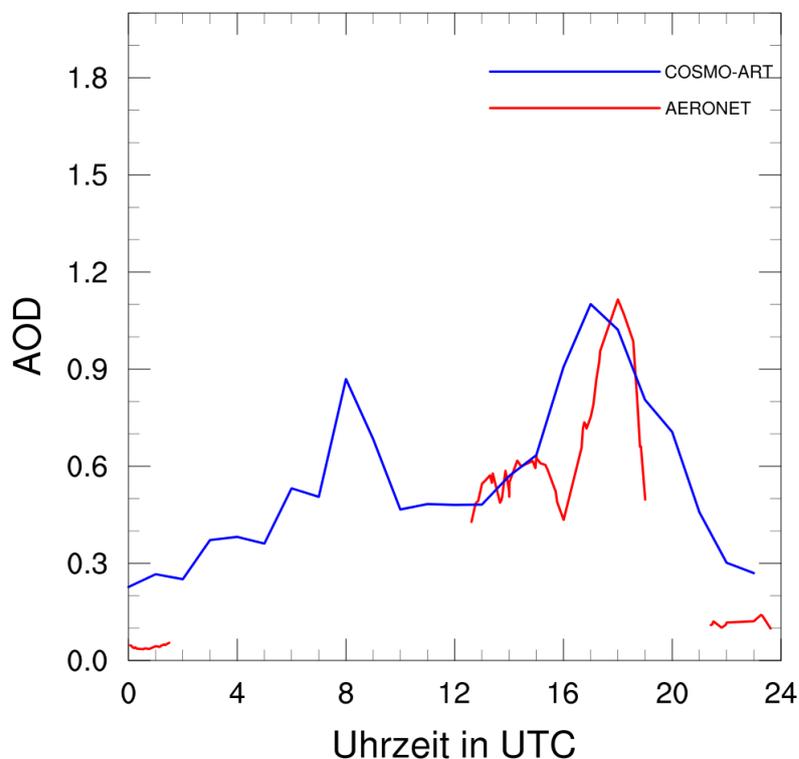


Abbildung 4.5: Vergleich der gemessenen mit der simulierten AOD in Bratts Lake für den 15.07.2010.

Anhand dieser Vergleiche ist davon auszugehen, dass die AOD zufriedenstellend simuliert wird und damit auch die Stärke der Feueremissionen richtig wiedergegeben wird, zumal die AERONET Station über 900 km von der Quellregion entfernt ist.

Zur Verifikation der Simulation der vertikalen Ausbreitung der Feueremissionen, ermöglicht Abbildung 4.2 eine grobe Abschätzung anhand der Grenzschichtbewölkung. Die wird sich etwa in Höhen bis 2 km befinden. Die Rauchfahne erreicht größere Höhen. Präzisere Werte für die Höhe von Aerosolschichten in der Atmosphäre liefert CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) an Bord des Satelliten CALIPSO. Neben dem Rückstreuoeffizienten werden sogar die Aerosoltypen abgeleitet. In den Abbildungen 4.6, 4.7 und 4.8 ist die Vertikalerstreckung der verschiedenen Aerosoltypen für die Überflüge vom 13.07.2010 10:24 UTC, 14.07.2010 19:00 UTC und 16.07.2010 9:16 UTC abzulesen. Hellblau Markiert sind die Passagen, die innerhalb des Simulationsgebietes liegen. Die Flugbahnen des Satelliten sind in Abbildung 4.9, 4.10 und 4.11 zu sehen. Zur Darstellung der Simulation wird die Rußkonzentration, für reinen und gealterten Ruß, in den einzelnen Schichten gemittelt und die vertikale Erstreckung im zeitlichen Verlauf dargestellt (Abbildung 4.12).

Nach CALIPSO Messungen verteilt sich das Aerosol der Klasse smoke (Rauch) am 13.07.2010 um 10 UTC vom Boden bis in knapp 4 km Höhe. Dies entspricht der 28. Stunde der dargestellten Rußverteilung. Der Ruß breitet sich hier bis in 3,5 km Höhe aus. Einen Tag später um 19 UTC (Stunde 61) misst CALIPSO verschiedene Rauchfahnen innerhalb des Modellgebiets, zum einen vom Boden bis 3 km Höhe und zum anderen Rauchfahnen zwischen 3,5 und 5,5 km Höhe. Der simulierte Ruß erreicht zu diesem Zeitpunkt knapp eine Höhe von 5,5 km. In Abbildung 4.8 ist der CALIPSO Überflug vom 16.07.2010 um 9 UTC dargestellt. Der Rauch wird zwischen dem Boden und 3 km, zwischen 2 und 3 km, sowie zwischen 6 und 7,5 km detektiert. Der Ruß in Abbildung 4.12 erreicht nach 99 Stunden eine Höhe von 4 km.

Die Höhenverteilung der Emissionen stimmt generell gut mit den Beobachtungen überein. Lediglich zum letzten Zeitpunkt entstehen Differenzen. Ein Grund dafür könnte sein, dass gealterter Ruß von außerhalb in das Gebiet der Modellsimulationen advehiert wird und daher nicht vom Modell dargestellt werden kann.

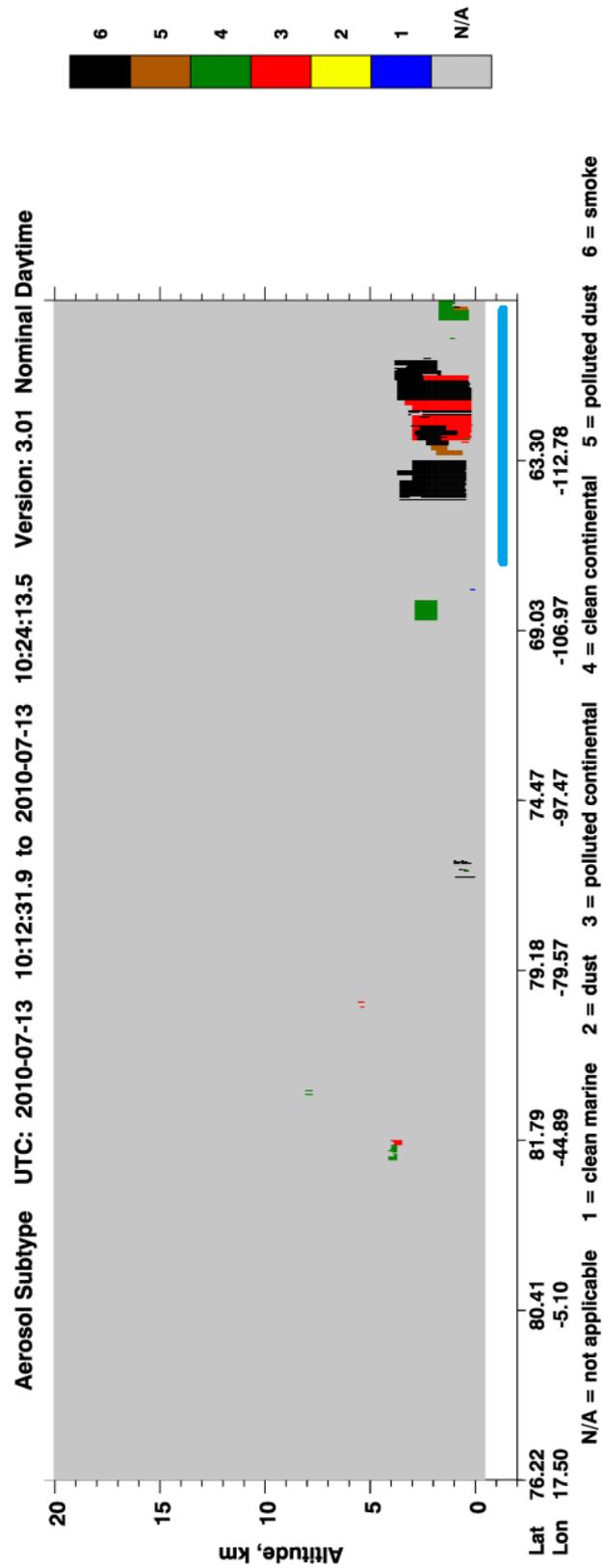


Abbildung 4.6: Vertikale Erstreckung der Aerosolschichten für den 13.07.2010. Die Abschnitte der Überflüge, die innerhalb des Modellgebiets liegen, sind hellblau markiert (CALIPSO, NASA).

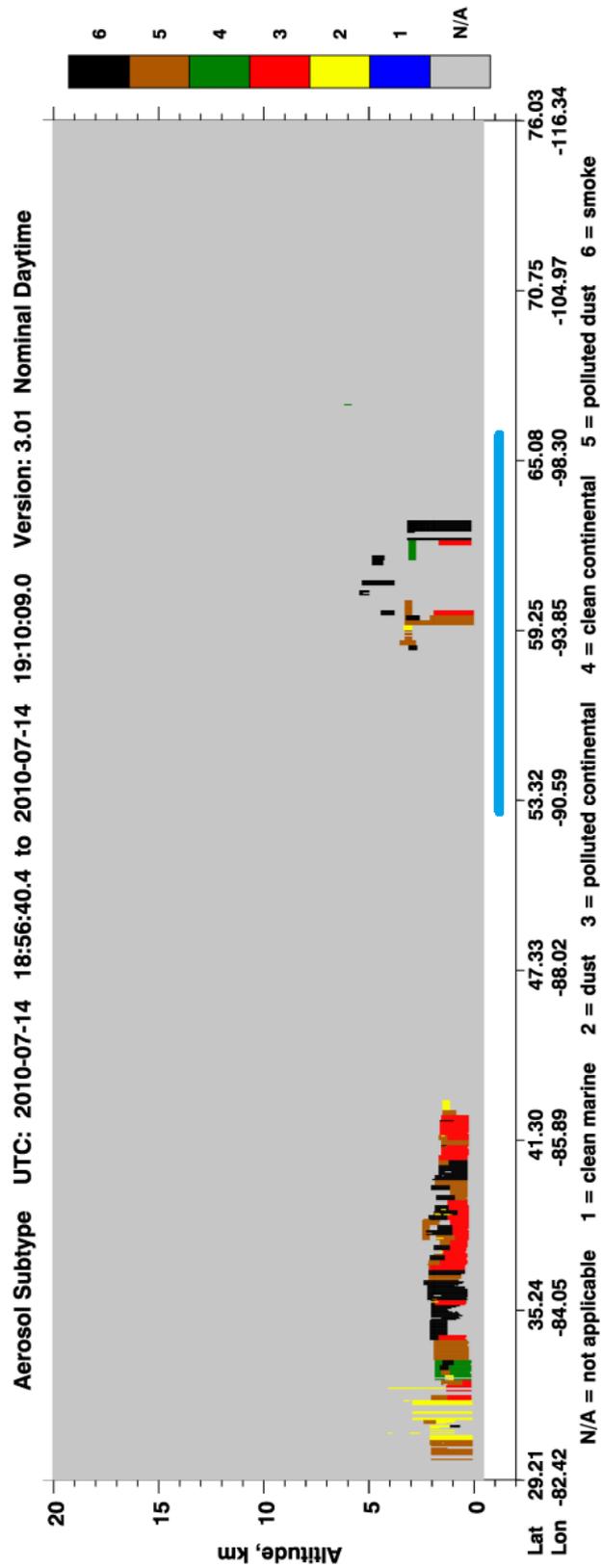


Abbildung 4.7: Vertikale Erstreckung der Aerosolschichten für den 14.07.2010. Die Abschnitte der Überflüge, die innerhalb des Modellgebiets liegen, sind hellblau markiert (CALIPSO, NASA).

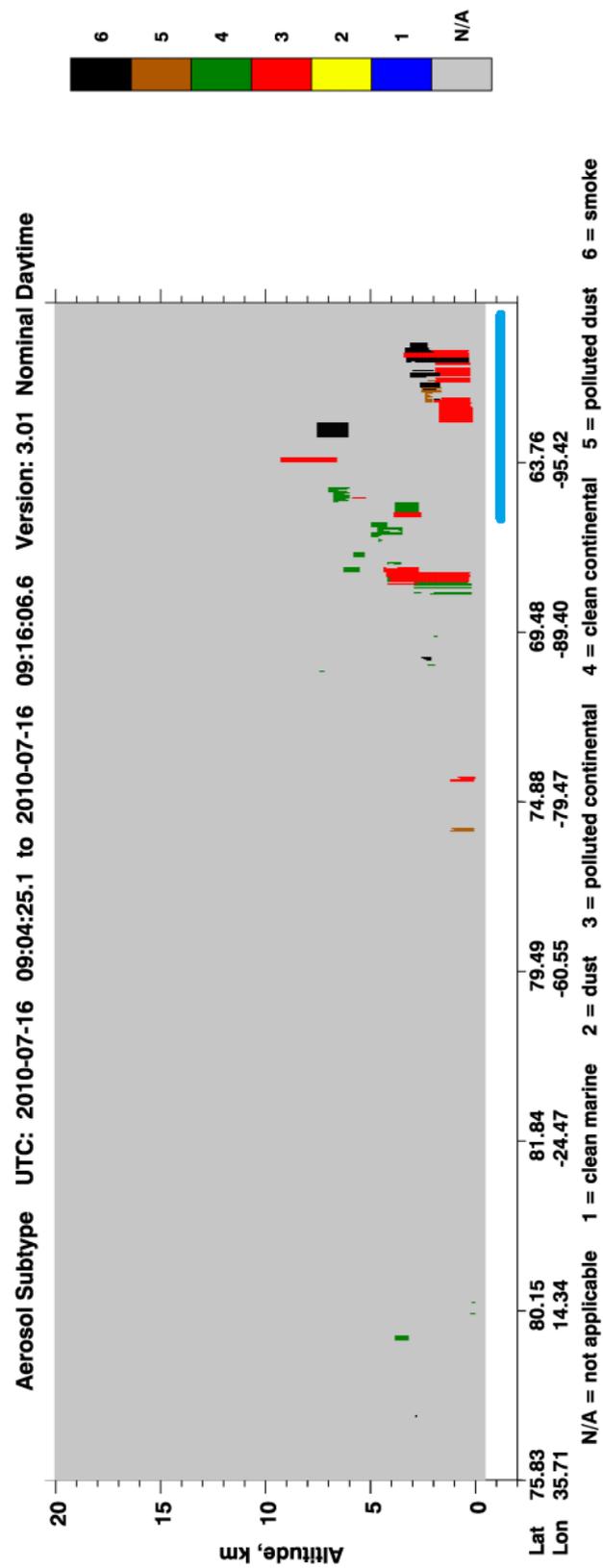


Abbildung 4.8: Vertikale Erstreckung der Aerosolschichten für den 16.07.2010. Die Abschnitte der Überflüge, die innerhalb des Modellgebiets liegen, sind hellblau markiert (CALIPSO, NASA).

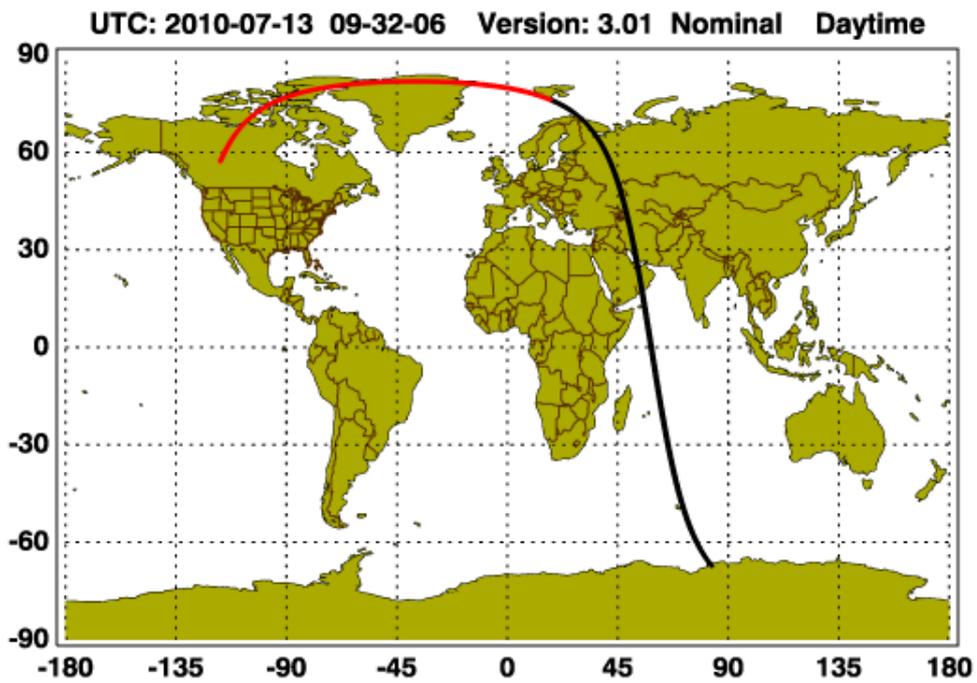


Abbildung 4.9: Flugbahn des Satelliten am 13.07.2010 (CALIPSO, NASA).

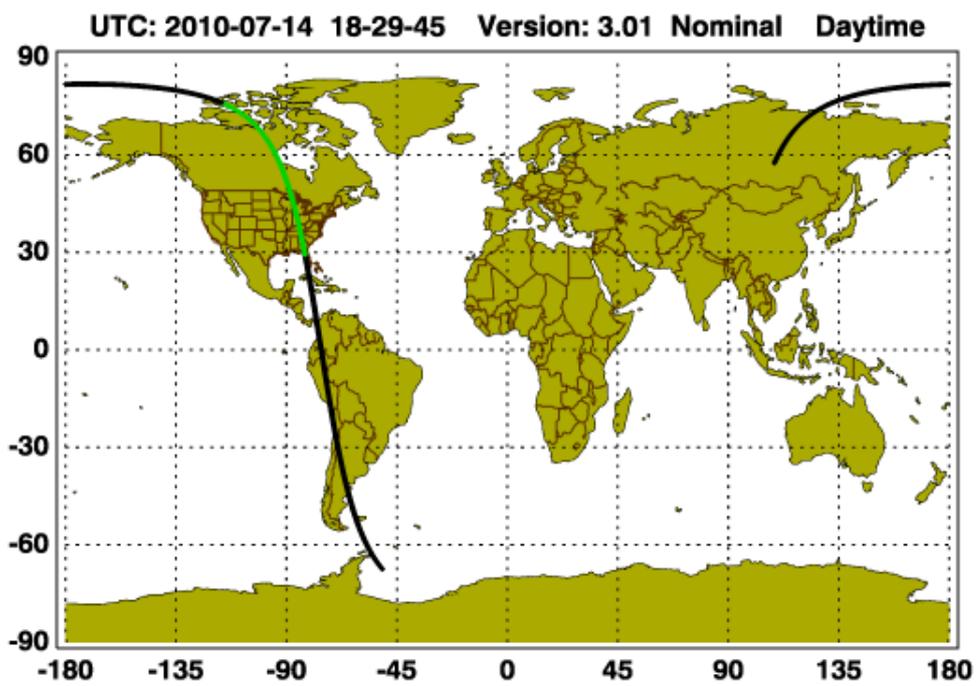


Abbildung 4.10: Flugbahn des Satelliten am 14.07.2010 (CALIPSO, NASA).

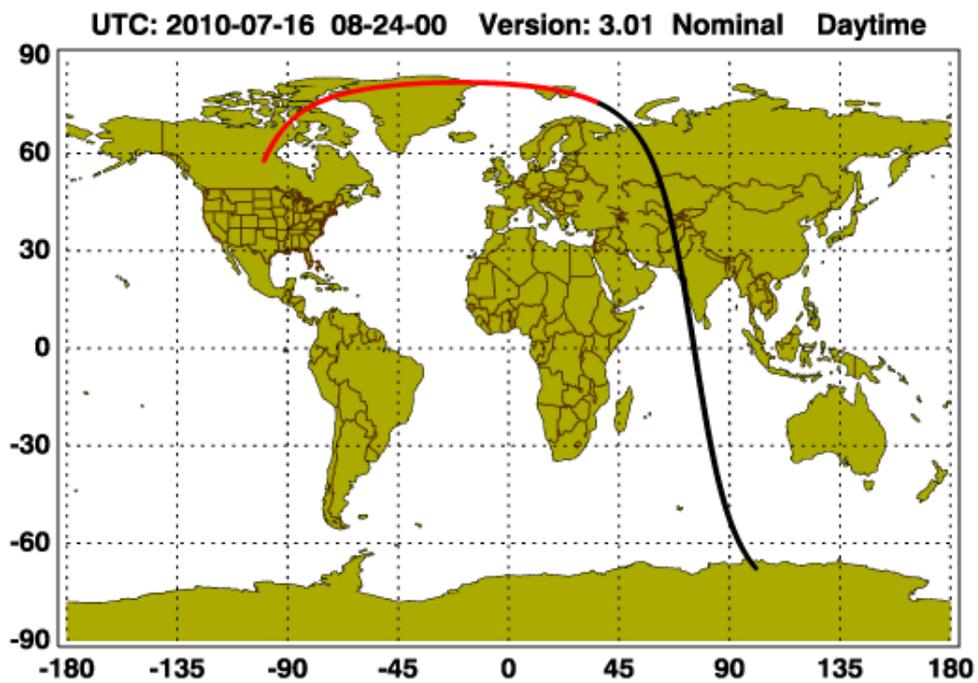


Abbildung 4.11: Flugbahn des Satelliten am 16.07.2010 (CALIPSO, NASA).

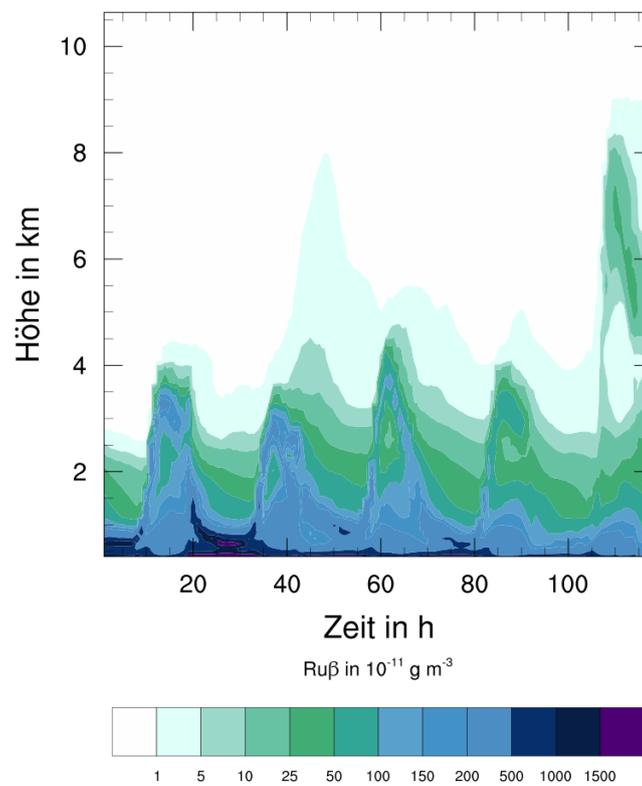


Abbildung 4.12: Zeitlicher Verlauf der vertikalen Rußverteilung gemittelt über das Simulationsgebiet beginnend am 12.07.2010 6:00 UTC.

### 4.3 Wechselwirkungen mit Wolken

In diesem Abschnitt werden die Simulationen analysiert. Es wird untersucht welchen Einfluss die Emissionen der Vegetationsbrände, sowie die bei der Alterung neu entstandenen Aerosolpartikel, auf die Größe, Anzahl und Verteilung von Wolkentropfen und Eisparkeln in der Atmosphäre haben und ob es zu einer Veränderung des Niederschlags kommt.

#### 4.3.1 Einfluss auf die Wolkentropfen

Um den Einfluss der Aerosolpartikel aus den Vegetationsbränden auf die Größe und die Anzahl der Wolkentropfen zu untersuchen, wird zunächst die horizontale Verteilung der Anzahl der Aerosolpartikel dargestellt. Dazu werden die Aerosolpartikel vom Boden bis zur Modellobergrenze integriert. Berücksichtigt werden dabei reiner Ruß, sekundäres Aerosol und Seesalzaerosol. Die Verteilung ist für jeden Simulationstag um 18 UTC in Abbildung 4.13 abgebildet. In die Auswertung fließen die jeweils äußersten 16 Gitterpunkte nicht mit ein. Auf diese Weise werden Randeffekte, welche sich durch Advektion vom Rand in das Modell hinein ergeben, klein gehalten.

Am 10.07.2010 um 18 UTC werden die Feuer aus nordwestlicher Richtung angeströmt und die Feueremissionen verteilen sich im Südosten des Modellgebiets. Unmittelbar im Abwind der Feuer sind über  $10^{14}$  Partikel pro  $m^2$  vorhanden. Mit zunehmender Entfernung zum Quellgebiet nimmt die Anzahl um eine Größenordnung ab. Das ganze Gebiet im Südosten besitzt eine Konzentration von  $10^{12}$  Partikel pro  $m^2$ . In dem Teil des Gebiets, das nur wenig von der Rauchfahne betroffen ist, ist die Anzahl der Aerosolpartikel geringer als  $10^{11}$  Partikel pro  $m^2$ . Am folgenden Tag sind die hohen Partikelanzahlen mehr im zentralen Bereich des Modellgebiets konzentriert. Es sind zusätzliche Feuer am Großen Sklavensee, im Nordwesten des Simulationsgebiets, ausgebrochen. Am 12.07.2010 befinden sich die Feuer in südlicher Anströmung. Partikelanzahlen von über  $10^{13} m^{-2}$  sind nun im Norden der Feuer zu finden. Um 18 UTC des 13.07.2010 liegt ein Tief im Nordosten des Modellgebiets. Das zyklonale Windfeld transportiert das Aerosol nach Nordwesten. Am darauffolgenden Tag hat sich das Tief nach Osten verlagert. Die Emissionen der südlichen Feuer werden nach Südwesten transportiert. Die nördlichen Feuer werden aus Süden angeströmt. Entlang des 110. westlichen Längengrads befinden sich die meisten Aerosolpartikel mit einer Anzahl von  $10^{13} m^{-2}$ . Der 15.07.2010 zeigt lokal hohe Anzahlen direkt bei den Feuern und das Band vom Tag zuvor, dessen unteres Ende nach Osten verlagert wurde. Am 16.07.2010 sind die größten Anzahlkonzentrationen bei den Feuern und in Richtung Nordwesten zu finden. Am folgenden Tag wird diese Diagonale nach Süden erweitert. Am 18.07.2010 gehen die Feueremissionen zurück. Im gesamten Modellgebiet sind Aerosolpartikelanzahlen größer  $10^{12} m^{-2}$  zu finden.

In Abbildung 4.14 sind zu denselben Zeitpunkten, wie die eben beschriebenen Partikelanzahlen, die Wolkentropfenanzahlen pro  $m^2$  angegeben. Die Wolkentropfenanzahlen sind ebenfalls vom Boden bis zur Obergrenze des Modells integriert. Am 10.07.2010 sind geringe Wolkentropfen-

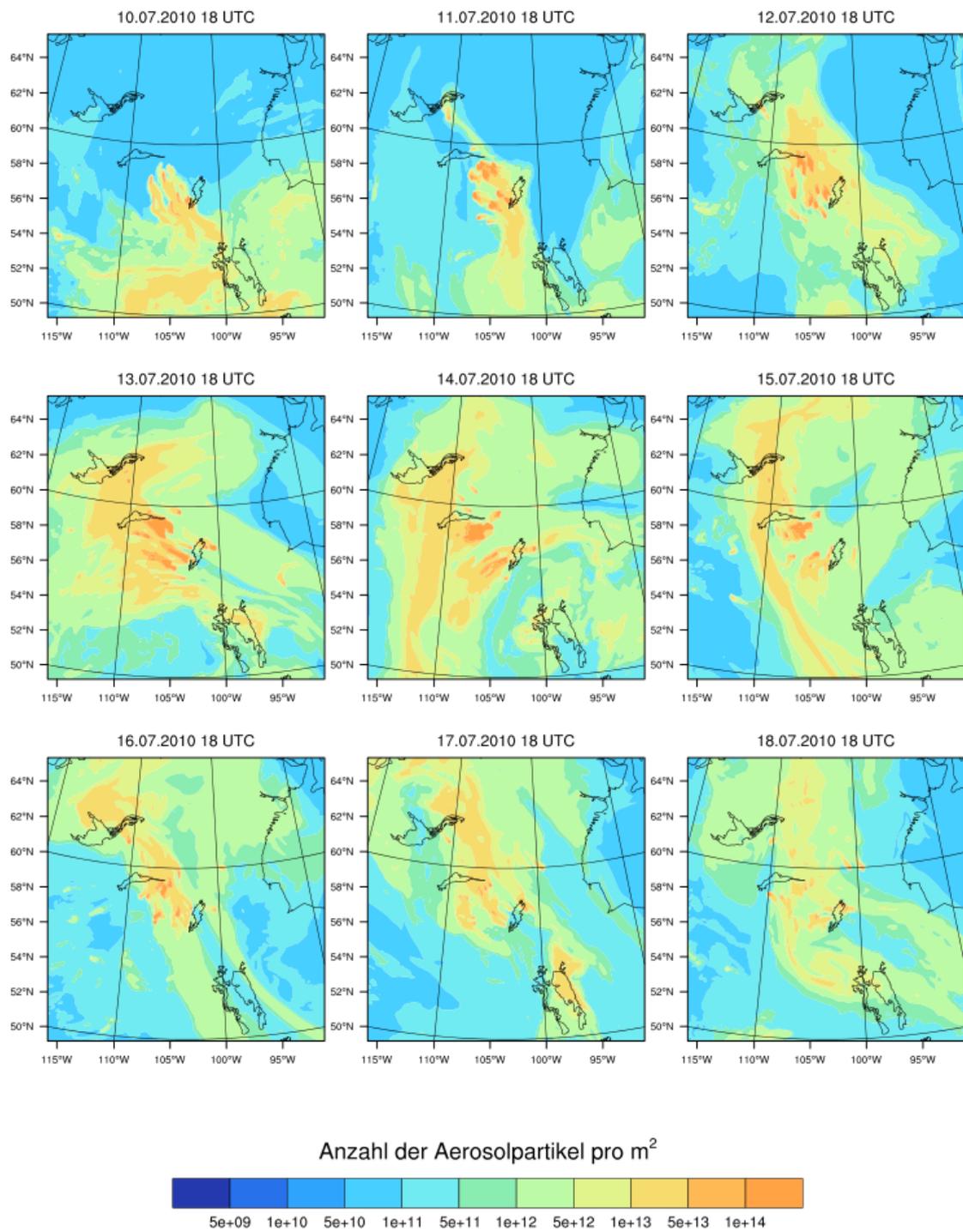


Abbildung 4.13: Horizontalen Verteilung der vertikal integrierten Aerosolpartikelanzahlen für den 10.07.2010 bis 18.07.2010 um 18:00 UTC.

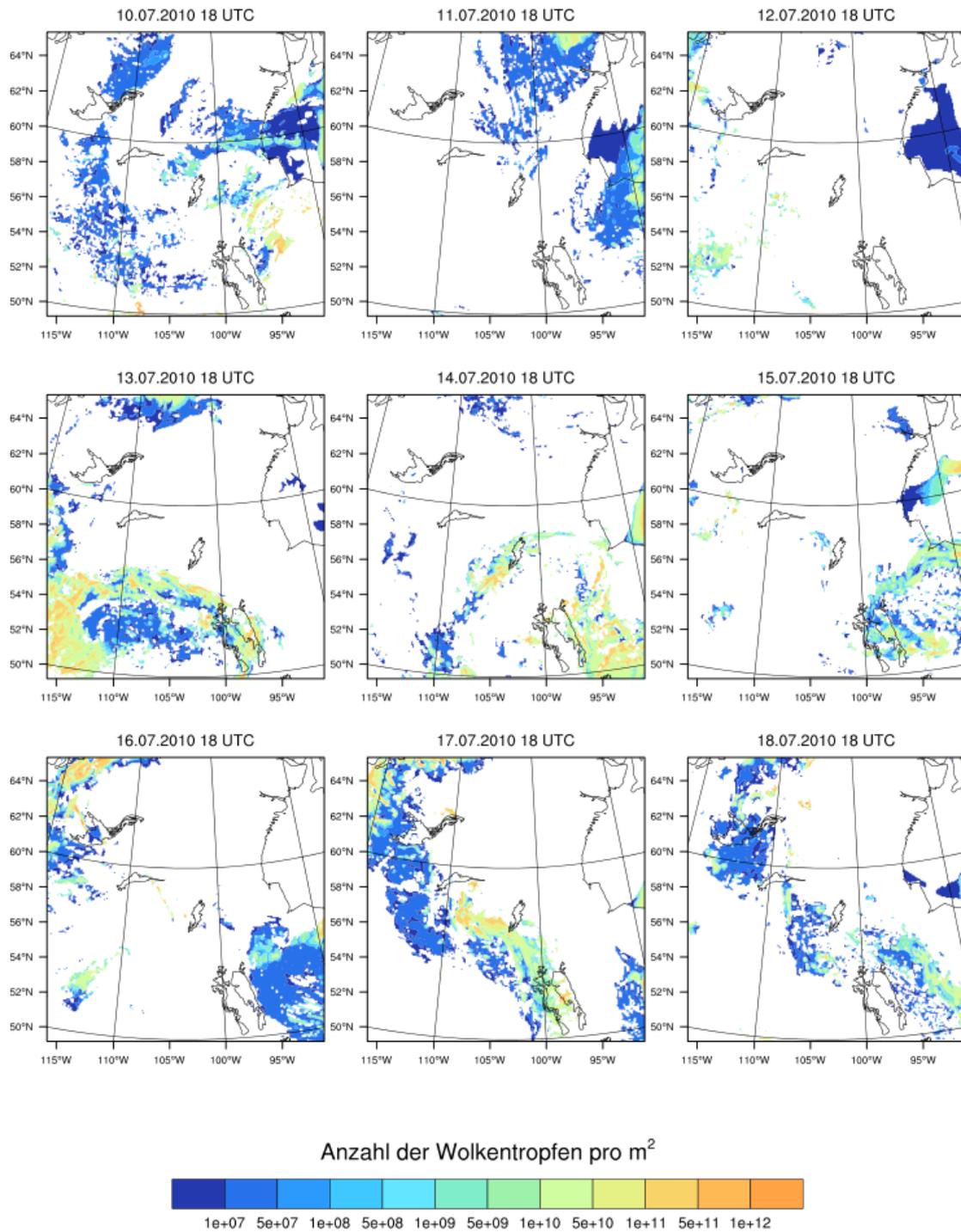


Abbildung 4.14: Horizontale Verteilung der vertikal integrierten Wolkentropfenanzahlen vom 10.07.2010 bis 18.07.2010 jeweils um 18:00 UTC.

fenanzahlen von unter  $10^8 \text{ m}^{-2}$  über das Gebiet verstreut. Über der Hudson Bay sind flächig Wolkentropfenanzahlen über mehrere Größenordnungen vorhanden. Im Südosten sind die größten Partikelanzahlen von über  $5 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-2}$  zu finden. Am 11.07.2010 um 18 UTC befinden sich nur in der nordöstlichen Hälfte des Modellgebiets Wolkentropfen. Die Anzahlen betragen  $10^7$  bis  $10^{11} \text{ m}^{-2}$  und nehmen zum Rand hin zu. Wolkentropfenanzahlen von unter  $10^7 \text{ m}^{-2}$  sind am folgenden Tag über der Hudson Bay zu beobachten. Im Südwesten des Modellgebiets treten vereinzelt Wolkentropfenanzahlen in der Größenordnung  $10^{10} \text{ m}^{-2}$  auf. Am 13.07.2010 um 18 UTC sind an deutlich mehr Stellen Wolkentropfen vorhanden. Am äußersten südwestlichen Rand betragen sie über  $10^{11} \text{ m}^{-2}$ . Etwas aufgelockerter und mit teilweise deutlich geringeren Anzahlen, erstreckt sich dieses Gebiet bis  $95^\circ$  West. 24 Stunden später bleibt noch ein Band vom Südwesten in Richtung Nordosten übrig. Im äußersten Südosten werden hohe Wolkentropfenanzahlen erreicht. In diesem Gebiet sind auch am Folgetag die meisten Wolkentropfen vorhanden. Noch einen Tag später, am 18.07.2010 befinden sich hier flächig Wolkentropfenanzahlen von  $10^7 \text{ m}^{-2}$ . Im Nordwesten treten hohe Wolkentropfenanzahlen bis  $10^{12} \text{ m}^{-2}$  auf. Diese sind auch am darauffolgenden Tag noch vorhanden, jedoch grenzt Richtung Süden ein Gebiet mit geringen Wolkentropfenanzahlen daran. In der Mitte des Modellgebiets sind Wolkentropfenanzahlen von über  $10^{11} \text{ m}^{-2}$  vorhanden, welche Richtung Südosten abnehmen. Die räumliche Verteilung der Wolkentropfen am 18.07.2010 18 UTC ist ähnlich der am Vortag und sie sind lediglich etwas nach Osten gewandert. Die Wolkentropfen treten in etwas geringerer Anzahl und weniger flächig auf.

Nachdem die horizontale Verteilung der Aerosolpartikel- und Wolkentropfenanzahlen beschrieben wurde, wird der Einfluss der Aerosolpartikel auf die Größe und Anzahlkonzentrationen der Wolkentropfen untersucht. Zur Darstellung wird die PDF (Probability Density Function), eine Häufigkeitsverteilungsfunktion, verwendet. Dabei wird geschaut wie häufig eine bestimmte Kombination an effektivem Radius und Wolkentropfenanzahl auftritt. Der effektive Radius  $r_{c,\text{eff}}$  ist wie folgt definiert:

$$r_{c,\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty n_{N,c}(r_c) r_c^3 dr_c}{\int_0^\infty n_{N,c}(r_c) r_c^2 dr_c} = \frac{M_3^c}{M_2^c}. \quad (4.1)$$

Dabei ist  $n_{N,c}$  die Wolkentropfenanzahlverteilung,  $r_c$  der Radius der Wolkentropfen und  $M_2^c$ ,  $M_3^c$  das zweite Moment respektive das dritte Moment von  $n_{N,c}(r_c)$  (Bangert, 2012). Die PDF wird unter Verwendung verschiedenen Kriterien auf die Ergebnisse der aci+rad Simulation angewendet. Dabei werden die äußersten 30 Gitterpunkte nicht berücksichtigt, um Randeffekte zu vermeiden. Von allen anderen Gitterpunkten fließen die Wolkentropfenanzahlen und effektiven Radien des Zeitraums 13.07.2010 6 UTC bis 17.07.2010 6 UTC ein. In Abbildung 4.15 ist zum Einen die PDF der Wolkentropfen innerhalb der Rauchfahne dargestellt. Ein Gitterpunkt, an dem  $400 \cdot 10^6$  Rußpartikel pro  $\text{m}^3$  vorhanden sind, wird im folgenden als Gitterpunkt der vom Rauch beeinflusst wird definiert. Zum Anderen ist die PDF für alle Gitterpunkt, die nicht diesem Kriterium entsprechen und somit in einem rauchfreien Gebiet liegen, dargestellt. Zusätzlich wird zwischen Gitterpunkten mit reinem Ruß ( $400 \cdot 10^6$  reine Rußpartikel pro  $\text{m}^3$ ) und Gitterpunkten mit geal-

tertem Ruß ( $400 \cdot 10^6$  gealterte Rußpartikel pro  $\text{m}^3$ ) unterschieden. Bei dieser Unterscheidung ist die Anwesenheit der jeweils anderen Aerosolspezies nicht ausgeschlossen.

Innerhalb der Rauchfahne sind Wolkentropfenkonzentrationen bis  $1000 \text{ cm}^{-3}$  mit einem effektiven Radius von  $1 - 9 \mu\text{m}$  möglich. Große effektive Radien bis  $19 \mu\text{m}$  treten lediglich in geringen Wolkentropfenkonzentrationen unter  $50 \text{ cm}^{-3}$  auf. Häufiger sind effektive Radien zwischen  $6$  und  $9 \mu\text{m}$  mit bis zu  $300$  Wolkentropfen pro  $\text{cm}^3$ . Am Häufigsten treten Wolkentropfenkonzentrationen unter  $50 \text{ cm}^{-3}$  mit effektiven Radien zwischen  $10$  und  $15 \mu\text{m}$  auf. Im rauchfreien Gebiet treten bei kleinen effektiven Radien nicht mehr so hohe Wolkentropfenkonzentrationen auf. Das heißt im Umkehrschluss, dass durch die Feueremissionen kleinere Wolkentropfen in größeren Anzahlkonzentrationen auftreten. Im rauchfreien Gebiet ist es bei großen Wolkentropfen möglich, dass sie in höheren Konzentrationen auftreten als in der Rauchfahne. Bei den etwas häufiger auftretenden Kombinationen zwischen effektivem Radius und der Anzahl nimmt die Anzahlkonzentration der Wolkentropfen mit größer werdendem effektivem Radius nur langsam zu. Wolkentropfenanzahlen über  $150 \text{ cm}^{-3}$  treten sehr seltener auf. Am Häufigsten ist der effektive Radius von  $11 - 16 \mu\text{m}$  zu finden. In der PDF für Wolkentropfen in Verbindung mit reinem Ruß ist der Bereich der möglichen Kombinationen von Wolkentropfenanzahl und effektiven Radien kleiner als für gealterten Ruß. Das heißt, es werden seltener Wolkentropfen an Gitterpunkten mit  $400 \cdot 10^6$  oder mehr reinen Rußpartikeln pro  $\text{cm}^3$  berechnet. Dies ist darin begründet, dass frisch emittierter Ruß schnell altert. Außerdem ist die Hygroskopizität bei reinem Ruß deutlich geringer und er ist somit ein weit ineffizienterer CCN als gealterter Ruß. Wenn reiner Ruß vorhanden ist, treten effektive Radien unter  $3 \mu\text{m}$  kaum auf. Am Häufigsten sind effektive Radien zwischen  $6$  und  $8 \mu\text{m}$  mit  $100 - 200$  Wolkentropfen pro  $\text{cm}^3$  und effektive Radien von  $12 - 14 \mu\text{m}$  mit weniger als  $50$  Tropfen pro  $\text{cm}^3$ . Die PDF für Wolkentropfen in der Umgebung von gealtertem Ruß ist nahezu identisch mit der PDF der Rauchfahne. Dies lässt darauf schließen, dass Rußpartikel in der Rauchfahne zum größten Teil aus gealtertem Ruß bestehen und der reine Ruß einen geringen Anteil trägt.

Mit Hilfe der PDF wird gezeigt, dass die Wolkentropfenanzahl in Gebieten mit Rauchbelastung zunimmt und die Größe der einzelnen Wolkentropfen abnimmt. Für gealterten Ruß ergibt sich ein größeres Spektrum der Größenverteilung und Anzahlkonzentrationen als für reinen Ruß. Durch den Alterungsprozess verändern sich die hygroskopischen Eigenschaften der Rußpartikel von hydrophob zu hydrophil. Dadurch können selbst kleine Partikel bereits bei geringeren Übersättigungen als CCN wirken.

Im Folgenden wird untersucht, welchen Einfluss das Aerosol aus den Vegetationsbränden im Vergleich zu anderen Aerosoltypen auf die Wolkentropfen haben. Das wird im Vergleich zum Referenzlauf mit horizontal und vertikal konstant vorgeschriebenen  $400 \cdot 10^6$  CCN pro  $\text{m}^3$  deutlich. Dies entspricht einem mäßig maritimen Szenario. In Abbildung 4.16 werden die Wolkentropfenanzahlen der Modellläufe aci+rad und ref, für den 13., 15. und 17.07.2010 um 18 UTC, gegenübergestellt. Die Gebiete in denen Wolkentropfen vorhanden sind, sind für beide Läufe sehr ähnlich. Leichte räumliche Verschiebungen sind lediglich am 17.07.2010 in der Feuerregion und südlich davon zu finden. Die Wolkentropfenanzahlen der beiden Läufe unterscheiden sich dagegen deutlicher. Treten im Lauf aci+rad Wolkentropfenanzahlen von  $10^{10} \text{ m}^{-2}$  auf, so sind an

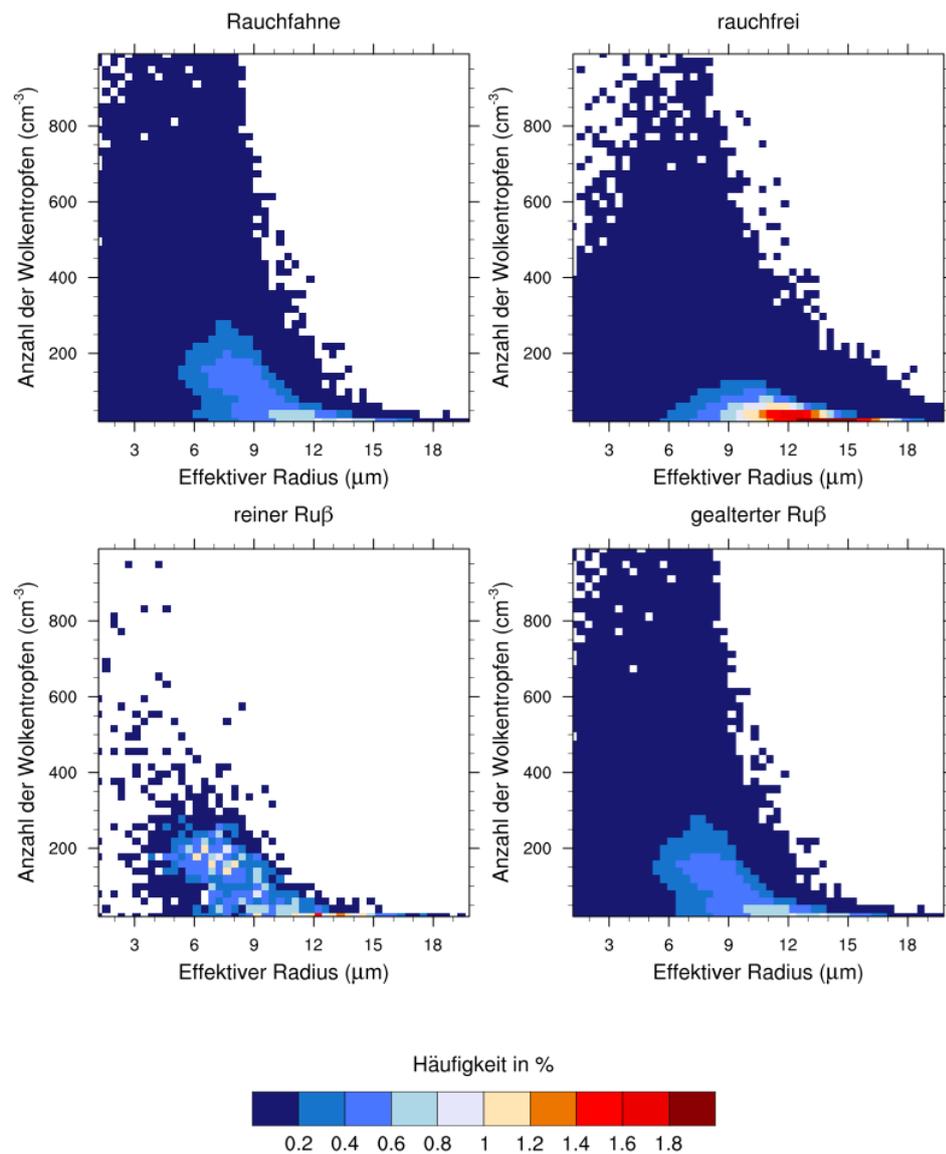


Abbildung 4.15: PDF für Wolkentropfen innerhalb der Rauchfahne, in Rauch belasteten Gebieten, in der Umgebung von reinem Ruß und von gealtertem Ruß.

diesen Orten die Tropfenanzahlen im Lauf ref um eine Größenordnung größer. Geringere Wolkentropfenanzahlen von  $10^7$  bis  $10^8 \text{ m}^{-2}$  sind gegenüber dem aci+rad Lauf nicht erhöht. Der Vergleich dieser beiden Läufe zeigt, dass trotz der gewaltigen Feueremissionen im Lauf aci+rad weniger Wolkentropfen gebildet werden als im Referenzfall. Zum Einen kann es daran liegen das nicht genügend Aerosol vorhanden ist. Dies wird überprüft, indem die vertikal integrierten Aerosolanzahl für alle Gitterpunkte mit Wolkentropfen dargestellt wird (Abbildung 6.2 im Anhang). Es zeigt sich das insgesamt mehr Aerosolpartikel als Wolkentropfen in der Simulation aci+rad vorhanden sind. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass das Aerosol aus den Vegetationsbränden bei der vorliegenden Übersättigung noch nicht als CCN wirken kann. Aerosolpartikel, welche aus wasserlöslichen und wasserbindenden Substanzen bestehen, sind am geeignetsten um Wolkentropfen zu bilden (Pruppacher und Klett, 2010). Daher ist das Seesalzaerosol aus dem Referenzlauf ein effektiverer CCN als das Aerosol aus den Vegetationsbränden. Hagen et al. (1989) haben Kohlenstoffpartikel die bei der Verbrennung von Holz entstanden sind untersucht. Partikel mit einem Durchmesser zwischen  $0,02$  und  $0,1 \mu\text{m}$  benötigen eine Übersättigung von  $0,7$  bis  $9 \%$ . Die Übersättigung ist damit ungefähr sechs Mal so hoch wie die, welche zur Aktivierung von NaCl Partikeln notwendig ist. Zudem kann es innerhalb der Aerosolschicht, aufgrund von Erwärmung durch Strahlungsabsorption, zum Verdunsten von Wolkentropfen kommen. Ein weiterer möglicher Effekt ist die konvektive Verstärkung. Dadurch erreicht in stark belasteten Gebieten mehr Aerosol höhere Schichten was zu einer Intensivierung der Eisnukleation in höheren Schichten und damit zu erhöhter Niederschlagsbildung führen kann.

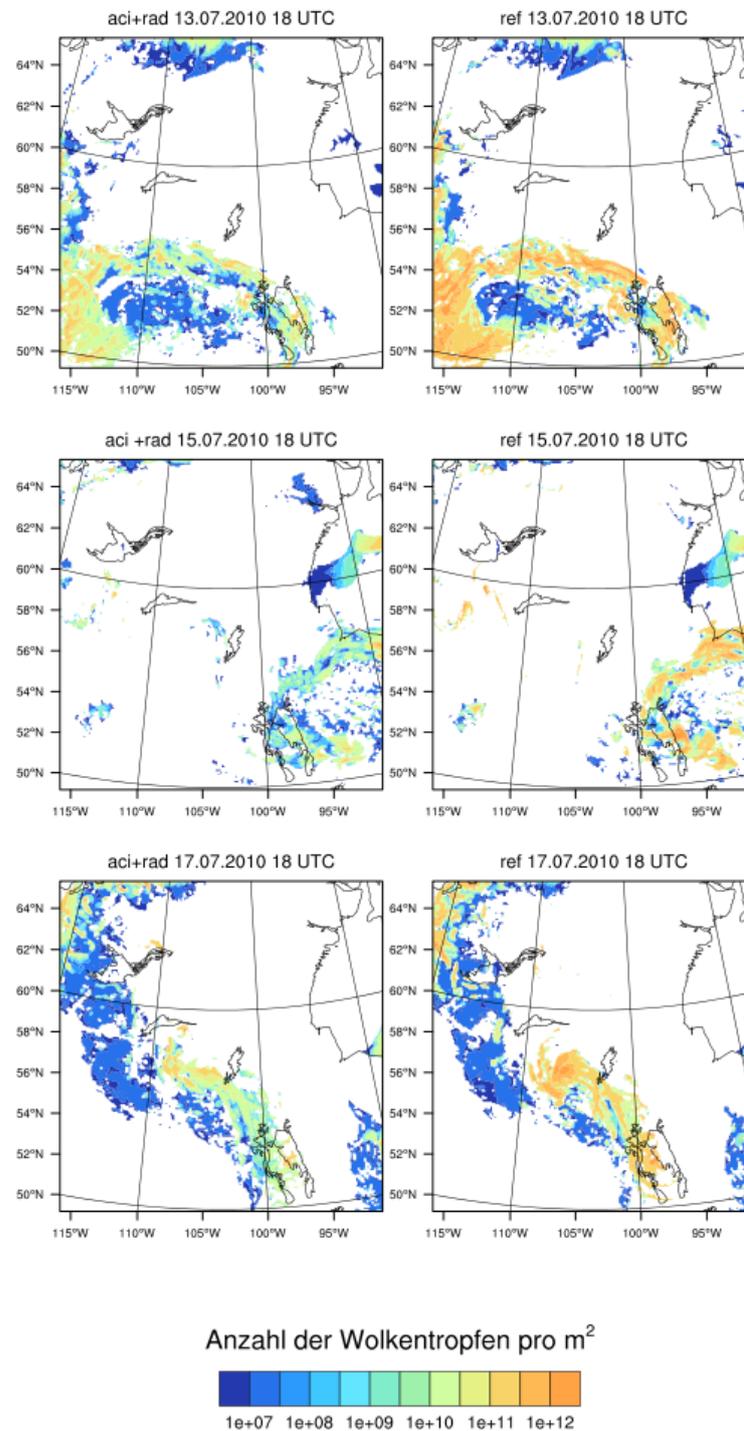


Abbildung 4.16: Vergleich der vertikal integrierten Wolkentropfenanzahlen zwischen den Läufen aci+rad und ref für den 13., 15. und 17.07.2010 um 18 UTC.

### 4.3.2 Einfluss auf die Eisbildung

Bevor der Einfluss der Aerosolpartikel auf die Eisbildung untersucht wird, wird zunächst die räumliche Verteilung der Eispartikel betrachtet. Dies geschieht wieder für die Situationen vom 10. bis 18.07.2010 um 18 UTC mittels der vom Boden bis zur Modellobergrenze integrierten Eispartikelanzahlen (Abbildung 4.17). Am 10.07.2010 sind die größten Eispartikelanzahlen mit  $10^9 \text{ m}^{-2}$  im Südosten des Modellgebiets, sowie nördlich des Großen Sklavensees, zu finden. Im Zentrum und im Nordosten sind ebenfalls Eispartikel vorhanden. Einen Tag später sind die größten Eispartikelanzahlen am westlichen und östlichen Rand des Modellgebiets und vom Zentrum bis zur nordwestlichen Ecke gelegen. Westlich der Hudson Bay sind  $10^4$  Eispartikel pro  $\text{m}^2$  zu finden. Dieser Bereich ist am 12.07.2010 frei von Eispartikeln. Eispartikelanzahlen bis  $10^9 \text{ m}^{-2}$  sind zu diesem Zeitpunkt in der gesamten südwestlichen Hälfte vorhanden. Um 18 UTC des 13.07.2010 verläuft ein Streifen hoher Partikelanzahlen durch den Süden des Modellgebiets. Diese Struktur verlagert sich innerhalb von 24 Stunden um  $10^\circ$  in Richtung Osten. Im Nordosten sind keine Eispartikel vorhanden. Am 15.07.2010 liegt das Maximum der auftretenden Eispartikel in der Feuerregion. Im Nordwesten sind flächig sehr hohe Anzahlen zu finden. Ein Band mit Partikelanzahlen von  $10^4 - 10^5 \text{ m}^{-2}$  erstreckt sich von dort bis nach Bratts Lake. Am 16.07.2010 sind die größten Partikelanzahlen östlich des Zentrums zu finden. Am Folgetag erstrecken sich zwei Bänder mit hohen Eispartikelanzahlen von Nordwesten nach Südosten. Im Südwesten sind teilweise geringe Eispartikelanzahlen vorhanden, während über der Hudson Bay keine Eispartikel vorhanden sind. Am 18.07.2010 rückt das westliche Band nach Osten und die Breite der Bänder nimmt ab.

Um die Sensitivität der Eispartikel auf das Aerosol aus Vegetationsbränden zu untersuchen, wird die PDF, wie in Kapitel 4.3.1 beschrieben, auf diese angewandt. In die Berechnung fließen wieder alle Gitterpunkte mit Ausnahme der äußersten 30 ein. Verwendet werden die stündlichen Werte der Anzahlen und effektiven Radien der Eispartikel zwischen dem 13.07.2010 6 UTC und dem 17.07.2010 6 UTC. Der effektive Radius der Eispartikel ist analog zum effektiven Radius der Wolkentropfen definiert (Gl. 4.1). Der Grenzwert, um zwischen der Rauchfahne und dem reinen Gebiet zu unterscheiden, wird im folgenden als  $4 \cdot 10^6$  Rußpartikel pro  $\text{m}^2$  definiert. In der Rauchfahne sind, bis zu einem effektiven Radius von  $60 \mu\text{m}$ , Eispartikel in einer Anzahlkonzentration von  $0,5 \text{ cm}^{-3}$  vorhanden. Die größten Partikel erreichen einen effektiven Radius von über  $150 \mu\text{m}$ . Eispartikel mit einem effektiven Radius kleiner  $90 \mu\text{m}$  treten häufiger auf. Mit abnehmendem effektivem Radius nimmt die Anzahlkonzentration der Eispartikel bis  $0,2 \text{ cm}^{-3}$  zu. Partikel kleiner  $30 \mu\text{m}$  in Anzahlen geringer als  $0,1 \text{ cm}^{-3}$  treten jedoch etwas seltener auf. Am Häufigsten ist der kleinste effektive Radius von  $6 \mu\text{m}$  in der Anzahlkonzentration von  $0,01 \text{ cm}^{-3}$ . Diese Kombination tritt im rauchfreien Gebiet auch am Meisten auf. Als nächstes fallen die Häufigkeiten über  $0,6 \%$  auf. Diese sind für effektive Radien von  $40$  bis  $60 \mu\text{m}$  und Anzahlkonzentrationen von  $0,025 \text{ cm}^{-3}$  und effektive Radien bis  $30 \mu\text{m}$  und eine Konzentration zwischen  $0,08$  und  $0,12 \text{ cm}^{-3}$  zu finden. Die großen Partikelkonzentrationen treten lediglich für geringere effektive Radien als in der Rauchfahne auf. Als nächstes wird zwischen den Eispartikeln, welche für Gitterpunkte mit reinem Ruß in einer Konzentration größer  $4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  und Gitterpunkte mit

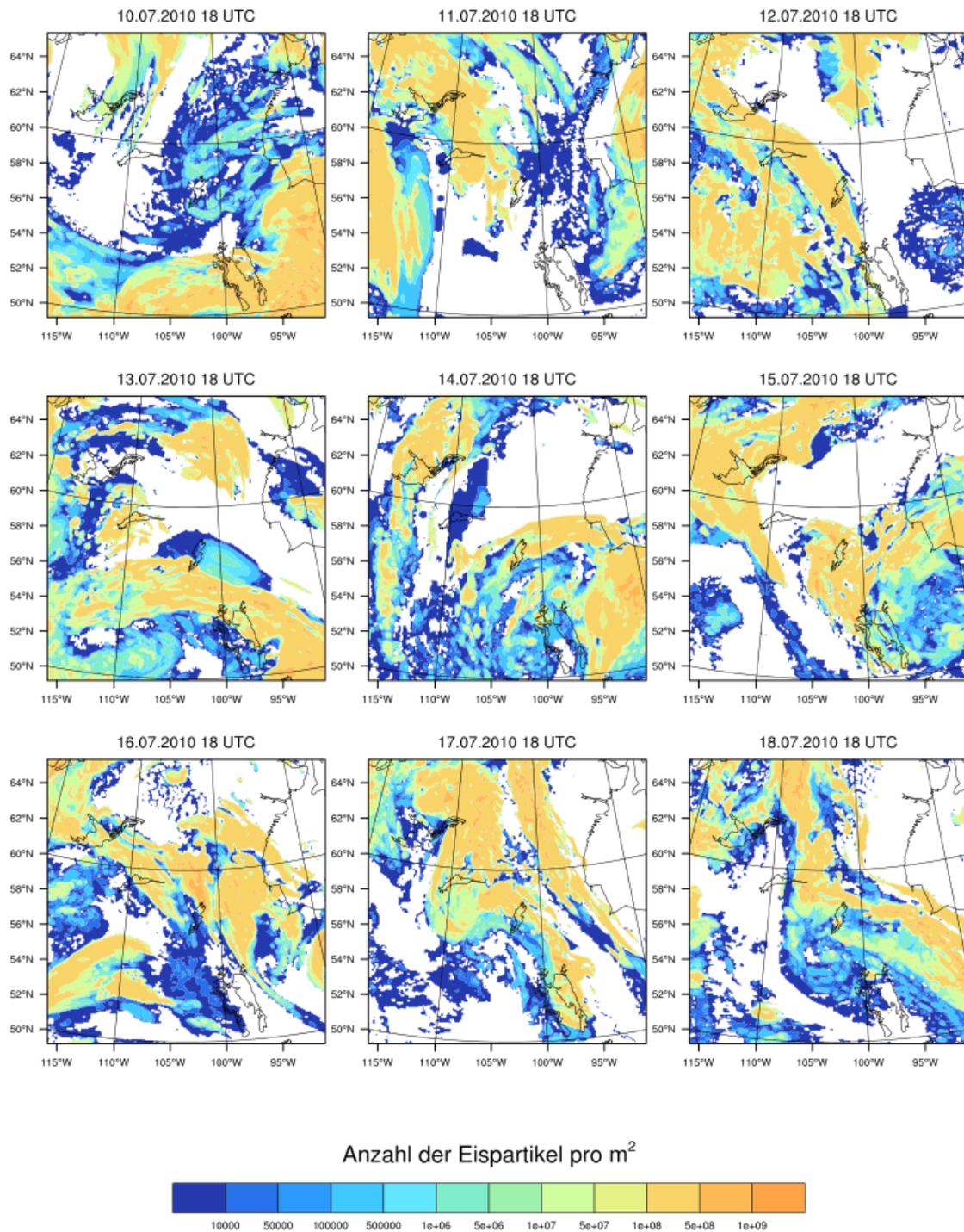


Abbildung 4.17: Horizontalen Verteilung der vertikal integrierten Eispartikelanzahlen vom 10.07.2010 bis 18.07.2010 um 18:00 UTC.

derselben Konzentration an gealtertem Ruß vorliegen, unterschieden. Für Eispartikel mit reinem Ruß treten am Häufigsten effektive Radien von 50 bis 80  $\mu\text{m}$  in der geringsten Konzentration auf. Das Maximum liegt nicht wie bei den anderen PDF beim kleinsten effektiven Radius und der geringsten Konzentration. Ein Anteil von über 0,6 % ergibt sich für verschiedenen Kombinationen eines effektiven Radius zwischen 30 und 60  $\mu\text{m}$  und Anzahlkonzentrationen bis 0,05  $\text{cm}^{-3}$ . Auffällig ist, dass effektive Radien bis 20  $\mu\text{m}$  mit Eispartikelkonzentrationen im Bereich 0,05 - 0,2  $\text{cm}^{-3}$  in reinem Ruß seltener auftreten, als in der gesamten Rauchfahne. Hohe Konzentrationen treten nur für effektive Radien bis 30  $\mu\text{m}$  auf. Der Maximale effektive Radius liegt bei 125  $\mu\text{m}$ . Die PDF für Eispartikel mit gealtertem Ruß ist sehr ähnlich der PDF der Rauchfahne. Die meisten Eispartikel für die PDF der Rauchfahne werden von gealtertem Ruß beeinflusst. Der Vergleich der PDF zwischen reinem und gealtertem Ruß zeigt, dass bei gealtertem Ruß große effektive Radien häufiger sind als für reinen Ruß. Reiner Ruß ist im Bereich von 20 - 60  $\mu\text{m}$  besonders häufig an der Eisbildung beteiligt. Allerdings könnte dieses Ergebnis durch die Menge des gealterten Ruß im Vergleich zur geringen Menge an reinem Ruß zustande kommen.

Der Vergleich der Eispartikelanzahlen zwischen aci+rad und ref wird in Abbildung 4.19, für den 13., 15. und 17.07.2010 um 18 UTC, vollzogen. Die Strukturen sind in beiden Fällen wieder ähnlich. Diesmal treten die höheren Eispartikelanzahlen im Lauf aci+rad auf. Wenn für die Simulation ref Anzahlen der Größenordnung  $10^7 \text{ m}^{-2}$  auftreten, sind diese für aci+rad um eine Größenordnung höher und die Wolken erscheinen an diesen Stellen ein wenig kompakter als in der Simulation ref. Für geringere Eispartikelanzahlen kann kein Unterschied zwischen den beiden Läufen gefunden werden.

Das Aerosol aus Verbrennungsprozessen gut als Eiskeim dienen kann (Pruppacher und Klett, 2010), wird durch den Vergleich der Eispartikelanzahlen mit dem Referenzlauf, welcher von Seesalzaerosol bestimmt ist, bestätigt.

Im Lauf mit Waldbrandaerosol sind im Vergleich zum Referenzlauf weniger Wolkentropfen vorhanden, die Eisphase ist durch den Ruß deutlich dominanter.

Ein Vergleich der Partikelkonzentrationen für den Hintergrund, die Rauchfahne und die Quellregion des Laufs aci+rad, sowie für die Partikelkonzentrationen für den Referenzlauf ist in Tabelle 4.1 zu finden. Die Anzahlen werden für die vier intern gemischten Aerosolmoden angegeben. VNU0m bezeichnet die Anzahl der Nukleationsmode mit Rußkern. VNU0 beschreibt die Anzahl der rußfreien Aerosolpartikel in der Nukleationsmode. Die Aerosolanzen der Akkumulationsmode werden ebenfalls mit Ruß (VAC0m) und ohne Ruß (VAC0) betrachtet. Die Partikelanzahlen wurden in 2000 m Höhe bestimmt.

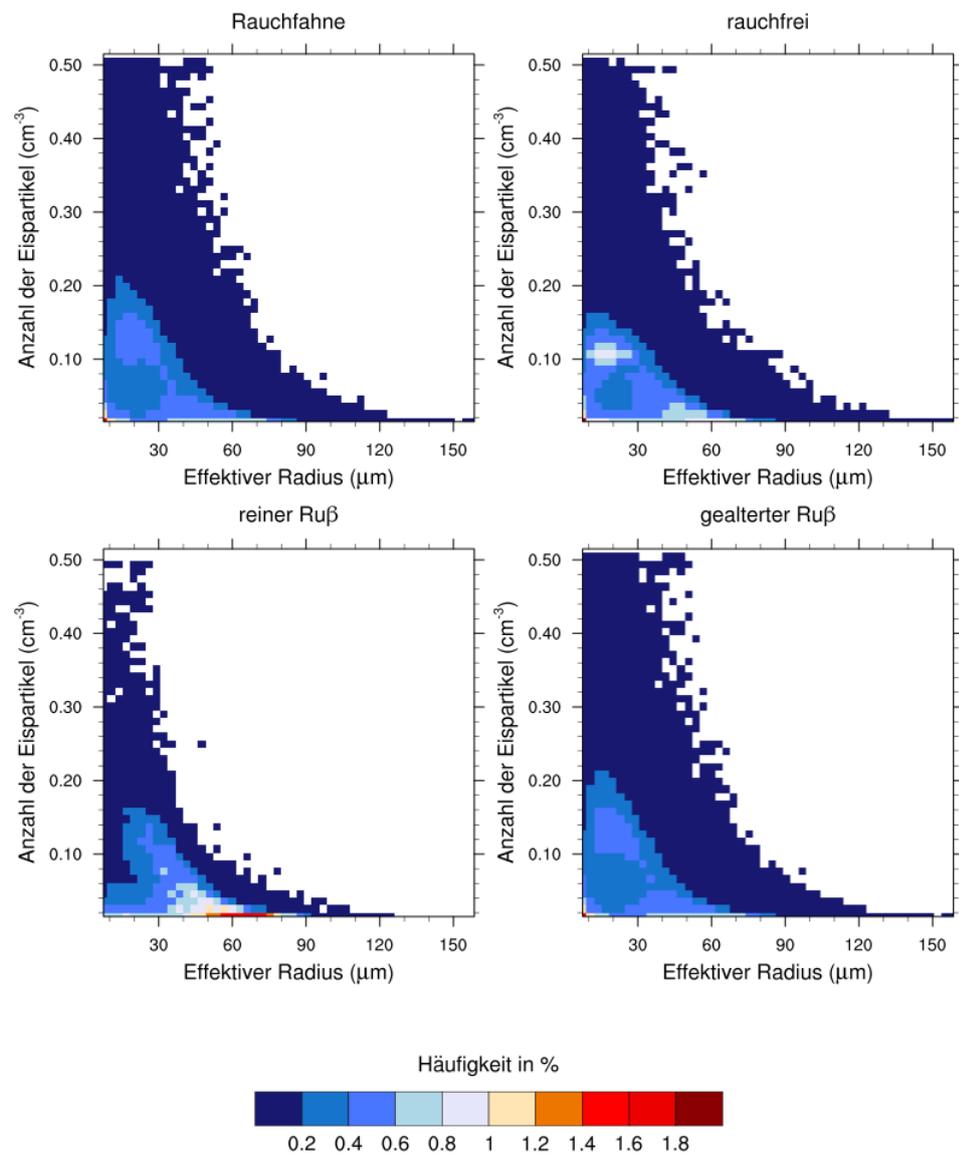


Abbildung 4.18: PDF für Eispartikel innerhalb der Rauchfahne, in reinem Gebiet, in der Umgebung von reinem Ruß und von gealtertem Ruß.

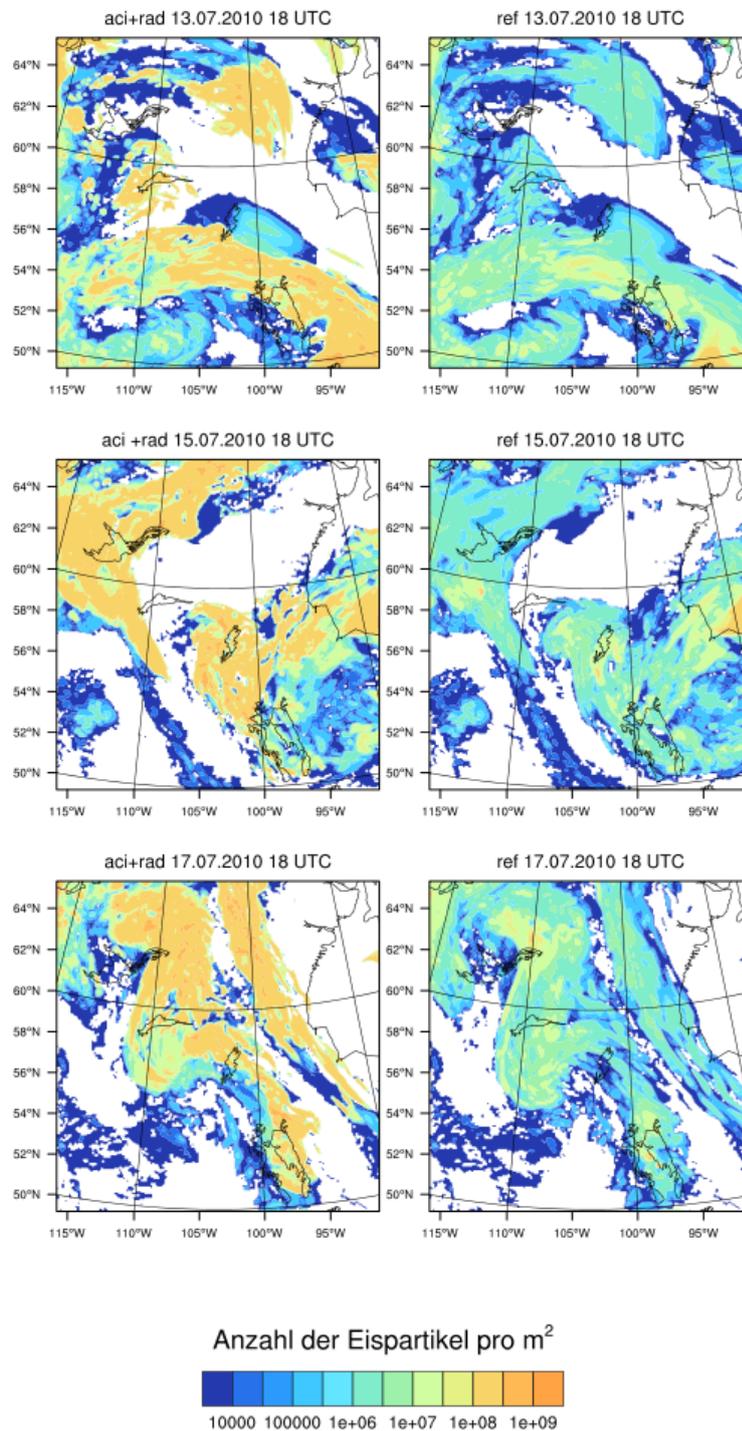


Abbildung 4.19: Vergleich der vertikal integrierten Eispartikelanzahlen zwischen den Läufen aci+rad und ref für den 13., 15. und 17.07.2010 um 18 UTC.

Tabelle 4.1: Partikelanzahlkonzentrationen für den Hintergrund, die Rauchfahne und die Quellregion im Lauf aci+rad und für den Referenzlauf in 2000 m Höhe, dies entspricht in etwa der Wolkenbasis, in  $\text{m}^{-3}$

	VNU0m	VNU0	VAC0m	VAC0
Hintergrund	$10^6$	$10^6$	$10^6$	$10^6$
Rauchfahne	$10^7 - 5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^9$	$10^7 - 2 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$
Quellregion	$2 \cdot 10^9 - 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10} - 10^{13}$	$10^7 - 10^9$	$10^{10} - 5 \cdot 10^{10}$
Referenzlauf	$10^6 - 3 \cdot 10^7$	$10^6 - 7 \cdot 10^8$	$10^6 - 2 \cdot 10^7$	$10^6 - 8 \cdot 10^8$

Die Hintergrundkonzentration liegt im Lauf aci+rad für alle Moden bei  $10^6$  Partikeln pro  $\text{m}^3$ . Die Anzahlen im Referenzlauf beginnen ebenfalls in dieser Größenordnung. In der Rauchfahne sind für jede Mode zwischen  $10^7$  und  $5 \cdot 10^9$  Partikel pro  $\text{m}^3$  vorhanden. Direkt in der Quellregion sind es  $10^7$  bis  $10^{13}$  Partikel pro  $\text{m}^3$ . Im Referenzlauf werden je nach Mode bis zu  $8 \cdot 10^8$  Partikel pro  $\text{m}^3$  simuliert. Diese Anzahlkonzentrationen können in Gebieten auftreten, in welchen für den Lauf aci+rad lediglich die Hintergrundkonzentration vorhanden ist. Somit gibt es Gebiete in denen im Referenzlauf mehr Aerosolpartikel vorhanden sind als im Lauf aci+rad mit simuliertem Aerosol. Die höchsten Partikelkonzentrationen werden jedoch wie erwartet in der Quellregion des Laufs aci+rad gefunden.

### 4.3.3 Einfluss auf den Niederschlag

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Aerosols aus Vegetationsbränden auf den Niederschlag untersucht. Da der Wassergehalt in der Atmosphäre auf den verwendeten Skalen nicht von den Aerosolpartikeln abhängt, können keine großen Differenzen im Gesamtniederschlag erwartet werden, jedoch ist eine Verschiebung des Niederschlags möglich. Kleinere Wolkentropfen und größere Wolkentropfenanzahlen führen zu einer Verzögerung gegenüber einer geringeren Anzahl an großen Regentropfen. Zur Untersuchung dieser Niederschlagsverschiebung wird der Displacement and Amplitude Score (DAS) verwendet (Keil und Craig, 2007, 2009). Entwickelt wurde er, um die Vorhersagequalität hochauflösender numerischer Wettermodelle zu beurteilen. Bisherige Validierungsmethoden betrachten meist nur die Qualität der Vorhersage an konkreten Orten. Eine Verschiebung des Wettersystems weist bei diesen Methoden einen großen Fehler auf, selbst wenn die Intensität, Größe und der Zeitpunkt des Wetterereignisses korrekt vorhergesagt wird. Ein Beobachter würde dieser Vorhersage eine gewisse Güte zusprechen. An dieser Stelle setzt der Displacement and Amplitude Score an.

DAS verwendet einen Pyramiden-Algorithmus, welcher ein Vektorfeld berechnet, um durch Verschiebung eine Vorhersage auf eine Beobachtung abzubilden. Die Beobachtung und die Vorhersage werden zunächst mit geringerer Auflösung betrachtet, indem mehrere Pixel auf ein Pixel gemittelt werden. Es wird ein Grenzwert festgelegt, sodass Pixel mit geringeren Werten nicht berücksichtigt werden. Unter Verwendung eines bestimmten Suchradius werden den einzelnen Pixeln in der Vorhersage die korrespondierenden Pixel in der Beobachtung zugewiesen. Das resultierende Vektorfeld wird auf die Vorhersage angewandt. Es ergibt sich eine gemorphte Vorhersage mäßiger Auflösung. Anschließend wird diese mit den Beobachtungen in der nächstgrößeren Auflösung verwendet. Am Ende ergibt sich das Feld der Verschiebungsvektoren aus der Summe der Vektoren aus den einzelnen Stufen. Die Länge der Vektoren gibt die Verschiebung an. Alle Elemente, die nicht auf diese Weise aufeinander Abgebildete werden, haben einen Fehler in der Intensität. Der Wert von DAS ergibt sich nach Normierung aus der Summe der Verschiebungsvektoren und dem Intensitätsunterschied.

Erstmals wurde diese Methode von Kraut (2014) auf zwei Modellsimulationen angewendet, um den Einfluss von Seesalzaerosol auf den Niederschlag zu betrachten. Um den Einfluss von Waldbrandaerosol auf den Niederschlag zu untersuchen, wird DAS auf die Simulationen aci+rad und ref angewendet. Die Berechnung basiert auf dem Gesamtniederschlag, welcher zwischen dem 17.07.2010 18 UTC und dem 18.07.2010 14 UTC gefallen ist. Als Grenzwerte werden  $t = 10$ , 20 und 30 mm für den Gesamtniederschlag gewählt. Für die Suchradien werden  $f_1 = 70,91$  km und  $f_2 = 158,41$  km verwendet. Dabei ist 70,91 km der minimal mögliche Suchradius für die vorliegende Auflösung. In Tabelle 4.2 sind jeweils die Werte für DAS, den Intensitätsunterschied (AMP) und die Verschiebung (DIS) dargestellt.

Für den Suchradius 158,41 km und den Grenzwert bei 10 mm ist der Intensitätsunterschied zwischen den beiden Läufen nach der Verschiebung am geringsten. Das heißt, aci+rad kann bei diesen Parametern am besten durch das Vektorfeld auf den Referenzlauf gemorpht werden. Für die fol-

Tabelle 4.2: DAS angewendet auf verschiedene Grenzwerte und Suchradien.

Kriterium	DAS	AMP	DIS
f1t10	0,6248	0,3504	0,2744
f1t20	0,6398	0,3904	0,2494
f1t30	0,6704	0,4312	0,2393
f2t10	0,5663	0,3441	0,2223
f2t20	0,5775	0,3670	0,2105
f2t30	0,6043	0,3779	0,2263

genden Abbildungen werden diese Parameter verwendet. In Abbildung 4.20 ist links oben der Gesamtniederschlag des Referenzlaufs für den betrachteten Zeitpunkt dargestellt. Rechts unten ist der Niederschlag für die Modellsimulation aci+rad zu sehen. In der rechten oberen Ecke ist das Feld der Verschiebungsvektoren, welche den aci+rad Lauf auf den Referenzlauf abbilden sollen, dargestellt. Links unten ist das Ergebnis, der gemorphte aci+rad Lauf, zu finden. Um diesen zu erhalten werden die Verschiebungsvektoren auf aci+rad angewandt.

Um die Verschiebung des Niederschlags genauer zu betrachten werden in Abbildung (4.21) die Verschiebungsvektoren näher betrachtet. Die Pfeile zeigen an, in welche Richtung der Niederschlag aus aci+rad verschoben werden muss, um möglichst den Niederschlag aus ref zu decken. Je dunkler die Flächen desto mehr Verschiebung ist nötig. Es ergeben sich drei Gebiete mit Verschiebungsvektoren. Zum einen nördlich des Großen Sklavensees, mit Verschiebungen Richtung Norden für die östlichsten Vektoren und Verschiebungen nach Süden für die westlichsten Vektoren. Dazwischen lässt sich keine Hauptverschiebungsrichtung feststellen, es scheint als wären die Vektoren konvergent, was eine geringere Niederschlagsfläche für ref gegenüber aci+rad bedeuten würde. Im Vektorfeld im Zentrum des Modellgebiets sind besonders lange Vektoren zu erkennen. Im nördlichen Teil zeigen diese nach Norden, im südlichen Teil in Richtung Süden und sind damit divergent. Das flächig größte Vektorfeld ist im Südosten des Modellgebiets gelegen. Die Vektoren am nördlichen Rand zeigen alle in Richtung Süden. Am östlichen unteren Rand zeigen sie nach Norden. Für die restlichen Vektoren ergibt sich eine Hauptverschiebung in Richtung Südwesten.

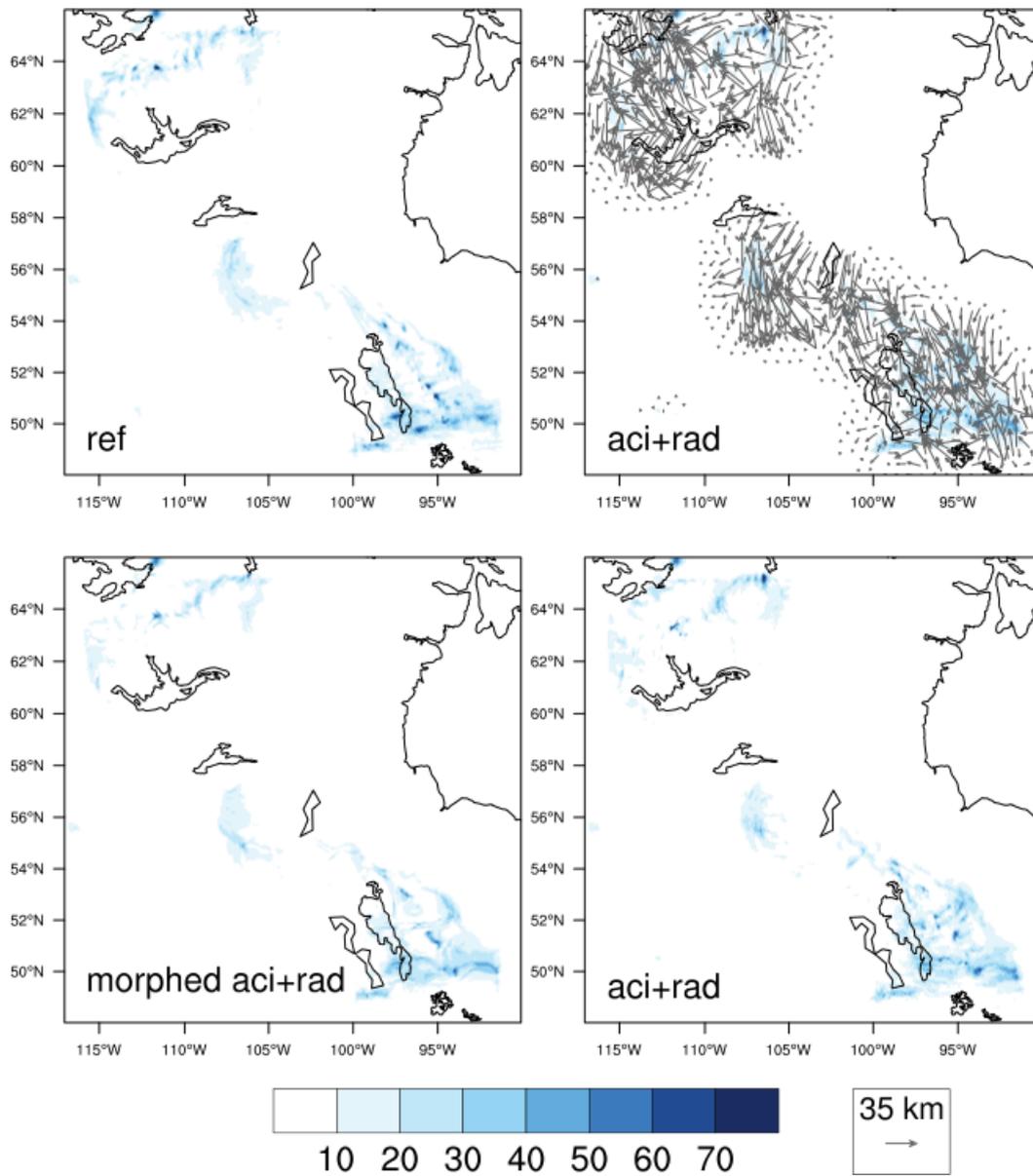


Abbildung 4.20: Niederschlag des Referenzlaufs, Feld der Verschiebungsvektoren, gemorphter aci+rad Lauf und Niederschlag des Laufs aci+rad, (I. Kraut).

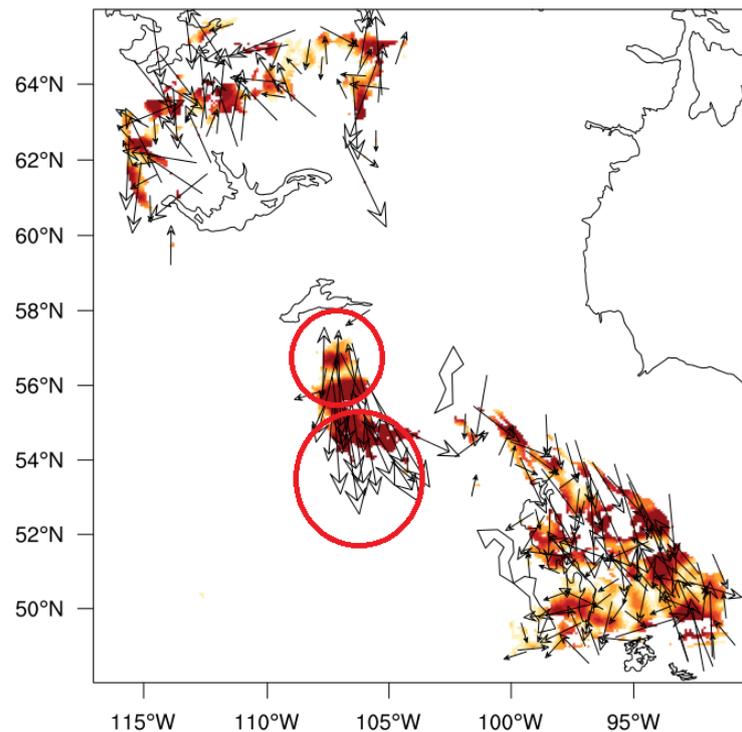


Abbildung 4.21: Verschiebungsvektoren für den Niederschlag vom 17.07.2010 18 UTC bis 18.07.2010 14 UTC, (I. Kraut).

Als Nächstes wird der Zusammenhang der Verschiebungsvektoren mit dem mittleren Windfeld desselben Zeitraums in 850 hPa betrachtet. Damit kann untersucht werden, ob der Niederschlag räumlich verzögert fällt. Die vorherrschenden Windrichtungen sind Nordwestwind im südwestlichen Teil des Modellgebiets und Südostwind in der anderen Hälfte des Modellgebiets (Abbildung 4.22). Im Norden zeigen die meisten Verschiebungsvektoren in dieselbe Richtung wie die Windvektoren, das heißt der Niederschlag des Referenzlaufs ist in Zugrichtung später gefallen als der des aci+rad Laufs. Das Selbe gilt für die südlichen Verschiebungsvektoren im mittleren Vektorfeld. Die nördlichen zeigen genau in die andere Richtung. Entgegen der Strömungsrichtung verlaufen auch die meisten der Vektoren im Südosten des Modellgebiets.

In Abbildung 4.23 ist die Anzahl der Aerosolpartikel, gemittelt über den Zeitraum 17.07.2010 18 UTC bis 18.07.2010 14 UTC, aufgetragen. Die Verschiebungsvektoren, die entgegen der Strömungsrichtung weisen, liegen in Gebieten mit besonders hohen Aerosolpartikelanzahlen aus den Vegetationsbränden. Dies spricht dafür, dass es in besonders belastetem Gebiet zu einer Verzögerung des Niederschlags aufgrund des Waldbrandaerosols kommt.

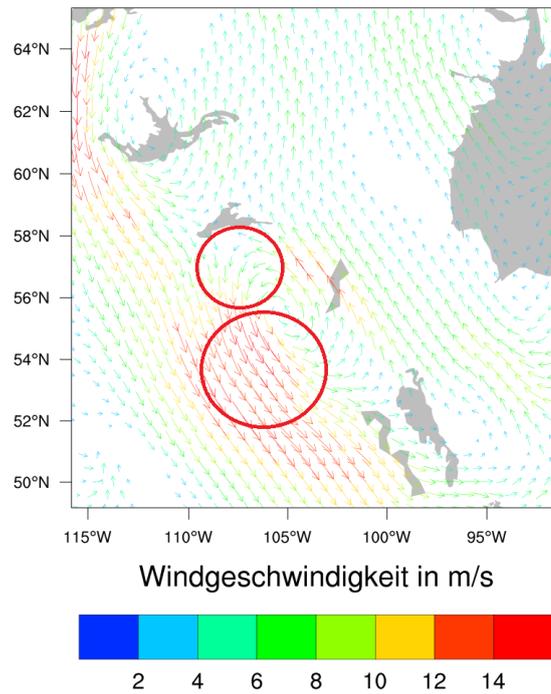


Abbildung 4.22: Mittlere Windgeschwindigkeit für den Zeitraum 17.07.2010 18 UTC bis 18.07.2010 14 UTC in 850 hPa.

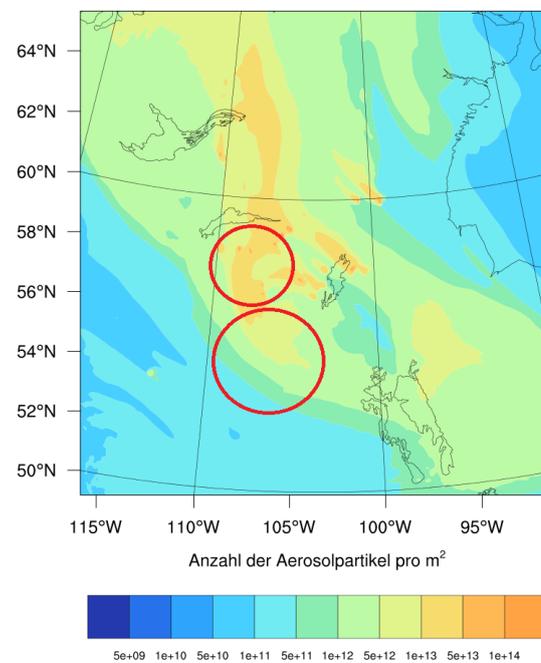


Abbildung 4.23: Mittlere vertikal integrierte Aerosolanzahlen für den Zeitraum 17.07.2010 18 UTC bis 18.07.2010 14 UTC.

## 4.4 Einfluss auf die Temperatur

In diesem Kapitel wird der direkte Einfluss des Aerosols aus den Vegetationsbränden auf die Strahlungsflüsse betrachtet. Durch Änderungen in der Temperatur und in der Stabilität spielen diese in der Wolkenbildung eine Rolle.

Die Differenz der Temperatur in zwei Metern Höhe zwischen der Simulation aci+ref und aci wird für den 15.07.2010 um 18 UTC berechnet. Dieser Zeitpunkt wird gewählt, da bereits hohe Werte für die AOD festgestellt wurden, welche einen Temperaturrückgang in Bodennähe erwarten lassen. In die Strahlungsberechnungen von aci+ref gehen explizit die optischen Eigenschaften des Aerosols aus den Vegetationsbränden ein. Diese hängen von der Größenverteilung, der chemischen Zusammensetzung, sowie dem Ruß und Wassergehalt des Aerosols ab. In aci wird eine Aerosolklimatologie verwendet. Der indirekte Aerosoleffekt wird in beiden Läufen gleichermaßen berücksichtigt. Daher wird durch diese Betrachtung der direkte Aerosoleffekt auf die Strahlung untersucht.

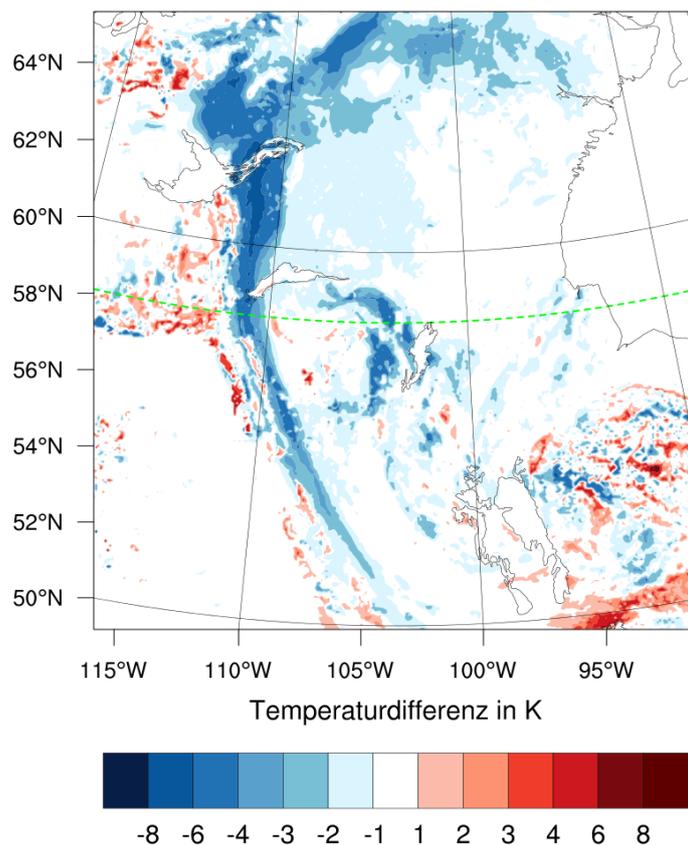


Abbildung 4.24: Temperaturunterschied in zwei Meter Höhe zwischen den Läufen aci+rad und aci am 15.07.2010 18:00 UTC.

In Abbildung 4.24 ist ein deutlicher Temperaturrückgang für die Gebiete mit den höchsten Aerosolpartikelanzahlen (Abbildung 4.13, 15.07.2010 18 UTC) zu erkennen, also ausgehend vom

Großen Sklavensee in Richtung Bratts Lake und entlang des nördlichen Modellrands, sowie direkt in der Feuerregion. Der größte Temperaturrückgang wird bei circa  $111^\circ$  West zwischen  $60$  und  $62^\circ$  Nord simuliert und beläuft sich auf bis zu  $8^\circ\text{C}$ . Es gibt weitere einzelne Orte, welche einen Temperaturrückgang verzeichnen, sowie Orte mit einer Temperaturzunahme von bis zu  $6^\circ\text{C}$ , welche sich durch eine unterschiedliche Bewölkung in den Läufen aci+rad und aci erklären lässt.

In Abbildung 4.25 ist das vertikale Temperaturprofil zu sehen. Der Vertikalschnitt erfolgt etwa bei  $58^\circ$  Nord, entlang der grünen Linie in Abbildung 4.24. Es wird wieder der Temperaturunterschied zwischen den Läufen aci+rad und aci berechnet, um Rückschlüsse auf den direkten Strahlungseffekt ziehen zu können. Zwischen  $112^\circ$  und  $106^\circ$  West ist ein Temperaturrückgang vom Boden bis in  $2\text{ km}$  Höhe zu verzeichnen. Am Boden beträgt der Temperaturrückgang lokal bis  $5^\circ\text{C}$ . In Höhen zwischen  $2,5$  und  $4\text{ km}$  nimmt die Temperatur im aci+rad Lauf gegenüber dem aci Lauf zu. Von  $107^\circ$  bis  $103^\circ$  West nimmt die Temperatur vom Boden bis in  $4\text{ km}$  Höhe ab. Weiter östlich, ist lediglich ein Temperaturrückgang bis in  $0,75\text{ km}$  Höhe zu verzeichnen. Über der Hudson Bay ergibt sich keine Temperaturdifferenz. Ganz im Westen kommt es zu einer Temperaturzunahme am Boden von bis zu  $2,5\text{ K}$ .

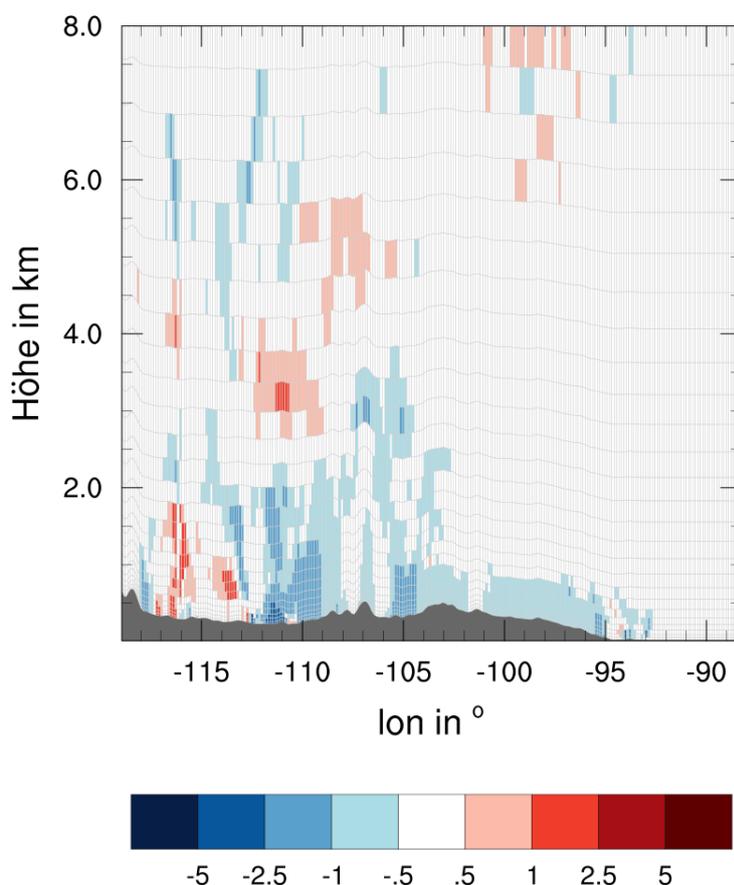


Abbildung 4.25: Temperaturdifferenz zwischen den Modellläufen aci+rad und rad im Vertikalprofil bei  $58^\circ$  West.

Die Abkühlung am Boden lässt sich durch Strahlungsabsorption oder Reflexion an Aerosol in darüber gelegenen Schichten erklären. Kommt es in diesen Schichten zur Erwärmung, handelt es sich um Absorption. Die Erwärmung in Bodennähe wird durch die Differenz zwischen den beiden Läufen in der Wolkenbedeckung und im Niederschlag verursacht.

Als nächstes wird untersucht, ob die Änderungen in der Temperatur einen Einfluss auf die Stabilität der Atmosphäre haben. Dazu wird die Temperatur über verschiedene Abschnitte entlang des 58. Breitengrads gemittelt und über die Höhe aufgetragen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.26 dargestellt.

Für den Bereich zwischen 101° West und 97° West ergibt sich bis in 750 m Höhe eine Temperaturdifferenz über einem halben Grad Celsius. Von 750 bis 1000 m nimmt die Temperaturdifferenz ab. Oberhalb von 1000 m ist der Temperaturverlauf für beide Simulationen identisch. Bis zur Inversion ist die Schichtung für beiden Fälle labil. Durch die geringere Temperatur in diesen Schichten ist für aci+rad die Inversion verstärkt. Über der Inversion ist die Atmosphäre stabil geschichtet. Für den Abschnitt 107-103° West auf dem 58. Breitengrad ist die Temperatur vom Boden bis in über 3,5 km Höhe für aci+rad niedriger als für aci. Die Schichtung wird kaum beeinflusst. Die höchste Temperaturdifferenz ergibt sich zwischen 113° und 110° West in Bodennähe. Bis in 2,4 km Höhe ist die Temperatur in aci+rad geringer, oberhalb davon ist die Temperatur für aci+rad größer als die in aci. Diese Untersuchungen zeigen, dass der direkte Strahlungseffekt durch das Aerosol signifikante Änderungen in der Temperatur, am Boden sowie in den Schichten bis 4 km Höhe, hervorruft.

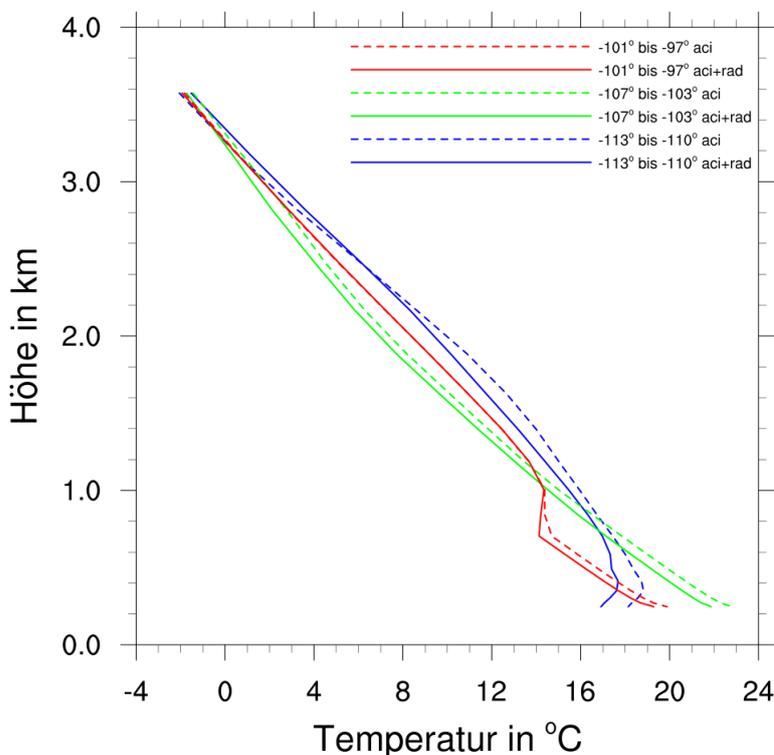


Abbildung 4.26: Temperaturverlauf mit der Höhe für verschiedene Abschnitte entlang des 58. Breitengrads, jeweils für für die Modellläufe aci+rad und aci.

## 5. Zusammenfassung

Ziel dieser Diplomarbeit ist es den Einfluss von Aerosol aus Vegetationsbränden auf die Wolkenbildung der regionalen Skala zu betrachten. Dazu wird das Modellsystem COSMO-ART verwendet. Um die Verteilung der Feueremissionen geeignet wiedergeben zu können, muss zunächst eine geeignete Parametrisierung für die Quellhöhe gefunden werden. Die Wahl fällt auf das ein-dimensionale Rauchfahnen Modell von Freitas et al. (2006). Mittels dieses Modells kann der subskalige Auftrieb berücksichtigt werden und es können die Quellhöhen in Abhängigkeit der atmosphärischen Schichtung explizit berechnet werden. Lediglich Parameter, welche das Feuer direkt betreffen, wie die Intensität und die Fläche, müssen vorgeschrieben werden. Für die Emissionen wird ein tägliches Produkt des ECMWF verwendet, welches auf Satellitenmessungen der Infrarotstrahlung der Feuer beruht. Um der variierenden Feuerstärke im Laufe eines Tages Rechnung zu tragen, wird ein Tagesgang über diese Emissionen gelegt.

Sind nun Feuer in einem Simulationsgebiet vorhanden, können deren Emissionen von COSMO-ART berücksichtigt werden. Dazu wird stündlich an jedem Gitterpunkt mit aktivem Feuer das Rauchfahnen-Modell aufgerufen. Anhand des simulierten Atmosphärenzustands wird die Quellhöhe berechnet und die aktuellen Feueremissionen werden freigesetzt. Ab diesem Zeitpunkt werden die Feueremissionen wie alle anderen Gase und Partikel in COSMO-ART betrachtet.

Der Einfluss auf die Wolkenbildung wird für Vegetationsbrände in Kanada im Juli 2010 analysiert. Die borealen Wälder in Kanada stellen eine große Aerosolquelle dar und die Feuer sind meist natürlichen Ursprungs. Zur Untersuchung des Einflusses auf die Wolkenbildungen werden verschiedene Aspekte betrachtet. Zum einen sind dies die veränderten Durchmesser und Anzahlen für Wolkentropfen und Eispartikel. Mit Hilfe von Häufigkeitsverteilungen wird festgestellt, dass in Gebieten mit Feueremissionen vermehrt kleinere Wolkentropfen in größeren Anzahlkonzentrationen auftreten. Am häufigsten treten effektive Radien zwischen 6 und 9  $\mu\text{m}$  auf. Im reinen Gebiet liegt der effektive Radius am häufigsten zwischen 11 und 16  $\mu\text{m}$ . Es sind weitaus öfter Wolkentropfen an Gitterpunkten mit gealtertem Ruß als mit reinem Ruß vorhanden. Diese Tatsache beruht darauf, dass frisch emittierter Ruß sehr schnell altert. Außerdem ist die Hygroskopizität bei reinem Ruß deutlich geringer und er ist somit ein weit ineffizienterer CCN.

Zudem werden die Wolkentropfenanzahlen und Eispartikelanzahlen mit einem Referenzlauf, bei dem ein horizontal und vertikal konstantes Aerosolprofil von 400 Seesalzpartikeln pro  $\text{cm}^3$  vorgeschrieben wird, verglichen. Dabei stellt sich heraus, dass im Referenzlauf deutlich mehr Wolkentropfen vorhanden sind. In der Simulation mit Aerosol aus Vegetationsbränden sind hingegen

deutlich mehr Eispartikel zu finden als im Referenzlauf. Dies zeigt, dass Rußpartikel gute Eiskeime sind.

Zur Untersuchung von Niederschlagsverschiebungen wurde der Displacement and Amplitude Score (Keil und Craig, 2007; Kraut, 2014) verwendet. Es werden Niederschlagsverschiebungen bezüglich des Referenzlaufs festgestellt. Für die Simulation mit Aerosol aus Vegetationsbränden gilt: In stark rauchbelastetem Gebiet setzt der Niederschlag später ein, in reinem Gebiet früher.

Das Waldbrandaerosol hat einen signifikanten Einfluss auf die direkte Strahlung. Es verursacht einen Rückgang der Temperatur in zwei Metern Höhe um 6 - 8 Kelvin über größere Flächen. Im Vertikalschnitt finden sich Bereiche in denen es vom Boden bis in 1 km respektive 4 km abkühlt, sowie Bereiche in denen es am Boden abkühlt und darüber eine erwärmte Schicht liegt. Anschließend wird der Einfluss auf die Stabilität untersucht. Durch die Abkühlung in Bodennähe kommt es zur Verstärkung einer vorhandenen Inversion.

Für alle zukünftigen COSMO-ART Simulationen ist es jetzt jederzeit möglich die Emissionen von Vegetationsbränden zu berücksichtigen, falls ein Feuer im Simulationsgebiet vorhanden ist.

## 6. Anhang

Tabelle 6.1: ECMWF Feuer Emissionen.

Faktor	Original Bezeichnung	COSMO-ART Gruppe
1.0	Wildfire flux of Carbon Monoxide	CO
0.9	Wildfire flux of Nitrogen Oxides Nox	NO
0.1	Wildfire flux of Nitrogen Oxides Nox	NO2
0.1	Wildfire flux of Organic Carbon	VORGPAI
0.9	Wildfire flux of Organic Carbon	VORGPAJ
1.0	Wildfire flux of Black Carbon	SOOT
1.0	Wildfire flux of Sulfur Dioxide	SO2
1.0	Wildfire Flux of Methanol (CH3OH)	HC3
1.0	Wildfire Flux of Ethanol (C2H5OH)	HC3
1.0	Wildfire Flux of Propane (C3H8)	HC3
1.0	Wildfire Flux of Ethene (C2H4)	OL2
1.0	Wildfire Flux of Propene (C3H6)	OLT
1.0	Wildfire Flux of Isoprene (C5H8)	ISO
1.0	Wildfire Flux of Terpenes (C5H8) <sub>n</sub>	API
1.0	Wildfire Flux of Formaldehyde (CH2O)	HCHO
1.0	Wildfire Flux of Acetaldehyde (C2H4O)	ALD
1.0	Wildfire Flux of Acetone (C3H6O)	KET
1.0	Wildfire Flux of Ammonia (NH3)	NH3
1.0	Wildfire Flux of Ethane (C2H6)	ETH
1.0	Wildfire Flux of Toluene (C7H8)	TOL
1.0	Wildfire Flux of Benzene (C6H6)	TOL
1.0	Wildfire Flux of Xylene (C8H10)	XYL
1.0	Wildfire Flux of Butenes (C4H8)	OLT
1.0	Wildfire Flux of Pentenes (C5H10)	OLI
1.0	Wildfire Flux of Hexene (C6H12)	OLI
1.0	Wildfire Flux of Octene (C8H16)	OLT
1.0	Wildfire Flux of Butanes (C4H10)	HC3
1.0	Wildfire Flux of Pentanes (C5H12)	HC5
1.0	Wildfire Flux of Hexanes (C6H14)	HC5
1.0	Wildfire Flux of Heptane (C7H16)	HC8

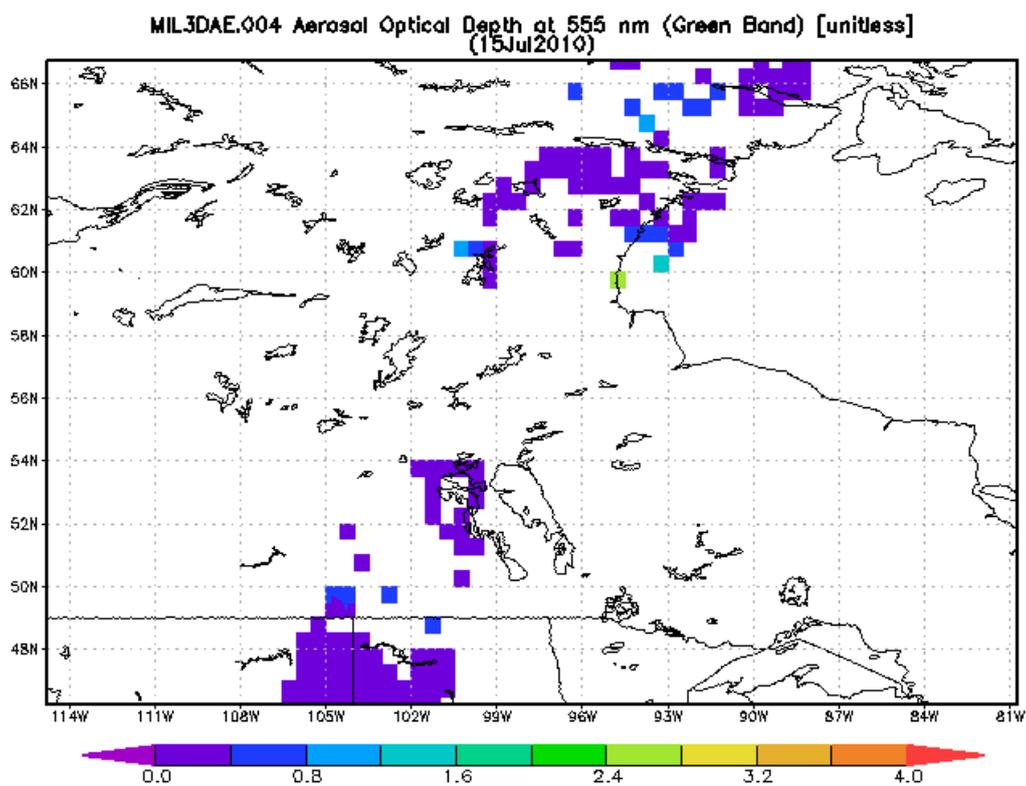


Abbildung 6.1: Aerosol optische Dicke bei 550 nm für den 15.07.2010 gemessen von MISR (NASA).

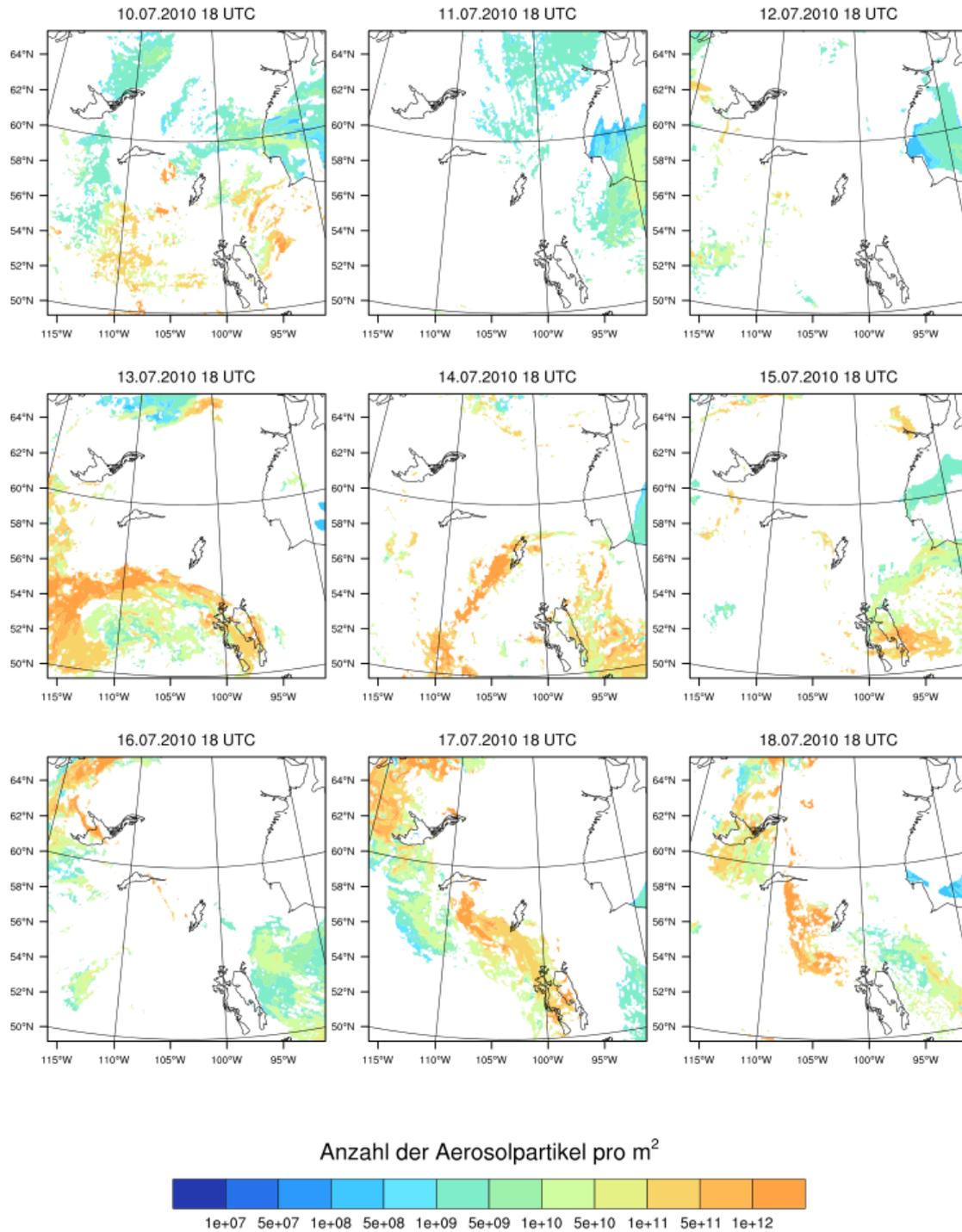


Abbildung 6.2: Vertikal integrierte Aerosolpartikelanzahlen für Gitterpunkte mit vorhandenen Wolkentropfen.



# Symbolverzeichnis

A	Fläche
B	Auftrieb
$B(\lambda, T)$	Planck Funktion
Ca	Koagulationsrate
CC	Verbrennungsrate
Co	Kondensationsrate
CW	kondensiertes Wasser
$c_i$	Konzentration des Spurenstoffs i
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
d(t)	Tagesgang
$E_{\text{konv}}$	Energiefluss der für Konvektion zur Verfügung steht
EF	Emissionsfaktor
ES	Emissionsfluss
F	Auftriebsparameter
FL	verfügbare Brennstoffmenge
FRP	Fire Radiative Power
g	Erdbeschleunigung
$K_m$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Impuls
$K_h$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Wärme
L	Radianz
$L_i$	Verlustrate des Spurenstoffs i
N	Anzahldichte
Nu	Nukleationsrate
$n_{N,c}$	Wolkentropfenanzahlverteilung
p	Druck
Q	Emission
$Q_i$	Quelle des Spurenstoffs i
r	Mischungsverhältnis
$r_c$	Radius der Wolkentropfen
$r_{c,\text{eff}}$	effektiver Radius der Wolkentropfen
R	Radius
$R_L$	Gaskonstante trockener Luft

---

S	Mikrophysikalische Prozesse
t	Zeit
T	Temperatur
$T_V$	virtuelle Temperatur
u	horizontale Windgeschwindigkeit
$\mathbf{v}$	Geschwindigkeitsvektor
$v_s$	Sedimentationsgeschwindigkeit
W	Auswaschen
w	Vertikalgeschwindigkeit
z	Höhe
$z_{\text{bot}}$	Untergrenze der Rauchfahne
$z_{\text{top}}$	Obergrenze der Rauchfahne
$\alpha$	Entrainmentkonstante
$\gamma$	virtueller Massenkoeffizient
$\delta_{\text{entr}}$	dynamisches Entrainment
$\epsilon$	Emissionsvermögen des Feuers
$\epsilon_{\text{MIR}}$	Emissionsvermögen des Feuers im MIR
$\lambda_{\text{entr}}$	turbulentes Entrainment
$\pi$	Kreiszahl
$\rho$	Dichte
$\sigma$	Stefan-Boltzmann Konstante

## Indizes

0	Wert an der Modelloberfläche
c	Wolkentropfen
e	Umgebungsvariable
i	Eispartikel
k	Flächenanteil
l	Mode
p	Rauchfahne
x	alle Hydrometeorklassen

# Literaturverzeichnis

- Acker, J. G. und G. Leptoukh, 2007: Online Analysis Enhances Use of NASA Earth Science Data. *Eos Trans. AGU*, **88** (2), 14–17.
- Ackermann, I. J., H. Hass, M. Memmesheimer, A. Ebel, F. S. Binkowski, und U. Shankar, 1998: Modal aerosol dynamics model for Europe: Development and first applications. *Atmos. Environ.*, **32** (17), 2981–2999.
- Albrecht, B. A., 1989: Aerosols, Cloud Microphysics, and Fractional Cloudiness. *Science*, **245** (4923), 1227–1230.
- Andreae, M. O. und P. Merlet, 2001: Emission of trace gases and aerosols from biomass burning. *Global biogeochemical cycles*, **15** (4), 955–966.
- Andreae, M. O., D. Rosenfeld, P. Artaxo, A. A. Costa, G. P. Frank, K. M. Longo, und M. A. F. Silva-Dias, 2004: Smoking rain clouds over the Amazon. *Science*, **303** (5662), 1337–1342.
- Bangert, M., 2006: Eine Parametrisierung für die Berechnung von Photolysefrequenzen in Chemie-Transport-Modellen. *Seminararbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe*.
- Bangert, M., 2012: Interaction of Aerosol, Clouds, and Radiation on the Regional Scale. *Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie*.
- Bangert, M., et al., 2012: Saharan dust event impacts on cloud formation and radiation over Western Europe. *Atmos. Chem. Phys.*, **12** (9).
- Barahona, D. und A. Nenes, 2009a: Parameterizing the competition between homogeneous and heterogeneous freezing in cirrus cloud formation—monodisperse ice nuclei. *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (2), 369–381.
- Barahona, D. und A. Nenes, 2009b: Parameterizing the competition between homogeneous and heterogeneous freezing in ice cloud formation—polydisperse ice nuclei. *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (16), 5933–5948.
- Barahona, D., R. West, P. Stier, S. Romakkaniemi, H. Kokkola, und A. Nenes, 2010: Comprehensively accounting for the effect of giant CCN in cloud activation parameterizations. *Atmos. Chem. Phys.*, **10** (5), 2467–2473.

- Berry, E. X., 1968: Modification of the warm rain process. *1st Natl. Conf. on Weather Modification, Am. Meteorol. Soc., Albany, NY*, 81–88.
- Briggs, G. A., 1969: Plume rise. *US Atomic Energy Commission, Div. of Techn. Information, Springfield, VA, USA*, 81 pp.
- Ding, A. J., et al., 2013: Intense atmospheric pollution modifies weather: A case of mixed biomass burning with fossil fuel combustion pollution in the eastern China. *Atmos. Chem. Phys. Disc.*, **13** (6), 14 377–14 403.
- Doms, G., 2011: A Description of the Nonhydrostatic Regional COSMO-Model – Part I: Dynamics and Numerics. *Consortium for Small-Scale Modelling, Deutscher Wetterdienst*.
- Doms, G., et al., 2011: A Description of the Nonhydrostatic Regional COSMO-Model – Part II: Physical Parameterization. *Consortium for Small-Scale Modelling, Deutscher Wetterdienst*.
- Dozier, J., 1981: A method for satellite identification of surface temperature fields of subpixel resolution. *Remote Sensing of Environment*, **11**, 221–229.
- DWD, 2011: Informationen zum Waldbrandgefahrenindex WBI. *Deutscher Wetterdienst*.
- Emmons, L. K., et al., 2010: Description and evaluation of the Model for Ozone and Related chemical Tracers, version 4 (MOZART-4). *Geoscientific Model Development*, **3** (1), 43–67.
- Fountoukis, C. und A. Nenes, 2005: Continued development of a cloud droplet formation parameterization for global climate models. *J. Geophys. Res.*, **110** (D11).
- Freitas, S., et al., 2007: Including the sub-grid scale plume rise of vegetation fires in low resolution atmospheric transport models. *Atmos. Chem. Phys.*, **7** (13), 3385–3398.
- Freitas, S. R., K. M. Longo, und M. O. Andreae, 2006: Impact of including the plume rise of vegetation fires in numerical simulations of associated atmospheric pollutants. *Geophys. Res. Lett.*, **33** (L17808).
- Freitas, S. R., K. M. Longo, J. Trentmann, und D. Latham, 2010: Technical Note: Sensitivity of 1-D smoke plume rise models to the inclusion of environmental wind drag. *Atmos. Chem. Phys.*, **10** (2), 585–594.
- Ge, C., J. Wang, und J. S. Reid, 2013: Mesoscale modeling of smoke transport over the Southeast Asian Maritime Continent: coupling of smoke direct radiative feedbacks below and above the low-level clouds. *Atmos. Chem. Phys. Disc.*, **13** (6), 15 443–15 492.
- Giglio, L., 2007: Characterization of the tropical diurnal fire cycle using VIRS and MODIS observations. *Remote Sensing of Environment*, **108** (4), 407–421.
- Giglio, L. und J. D. Kendall, 2001: Application of the Dozier retrieval to wildfire characterization: A sensitivity analysis. *Remote Sensing of Environment*, **77** (1), 34–49.

- Grell, G., S. R. Freitas, M. Stuefer, und J. Fast, 2011: Inclusion of biomass burning in WRF-Chem: impact of wildfires on weather forecasts. *Atmos. Chem. Phys.*, **11** (11), 5289–5303.
- Hagen, D., M. Trueblood, und D. White, 1989: Hydration properties of combustion aerosols. *Aerosol Science and Technology*, **10** (1), 63–69.
- Howell, S., A. Clarke, S. Freitag, C. McNaughton, V. Kapustin, V. Brekovskikh, J.-L. Jimenez, und M. Cubison, 2014: An airborne assessment of atmospheric particulate emissions from the processing of athabasca oil sands. *Atmos. Chem. Phys.*, **14** (10), 5073–5087.
- Johnson, E. A., 1995: Fire and vegetation dynamics : studies from the North American boreal forest. *Cambridge University Press, Cambridge*, 129 pp.
- Kahn, R. A., W. H. Li, C. Moroney, D. J. Diner, J. V. Martonchik, und E. Fishbein, 2007: Aerosol source plume physical characteristics from space-based multiangle imaging. *J. Geophys. Res.*, **112** (D11), D11 205.
- Kaiser, J. W., J. Flemming, M. G. Schultz, M. Suttie, und M. J. Wooster, 2009a: The MACC Global Fire Assimilation System: First Emission Products (GFASv0). *Tech. Memo. 596, ECMWF, Reading*.
- Kaiser, J. W., M. Suttie, J. Flemming, J.-J. Morcrette, O. Boucher, und M. Schultz, 2009b: Global real-time fire emission estimates based on space-borne fire radiative power observations. *AIP Conference Proceedings*, Vol. 1100, 645.
- Kaiser, J. W., et al., 2006: Observation Requirements for Global Biomass Burning Emission Monitoring. *In Proc. 2006 EUMETSAT Met. Sat. Conf.*
- Kaiser, J. W., et al., 2012: Biomass burning emissions estimated with a global fire assimilation system based on observed fire radiative power. *Biogeosciences*, **9**, 527–554.
- Keil, C. und G. C. Craig, 2007: A Displacement-Based Error Measure Applied in a Regional Ensemble Forecasting System. *Mon. Wea. Rev.*, **135** (9).
- Keil, C. und G. C. Craig, 2009: A displacement and amplitude score employing an optical flow technique. *Weather & Forecasting*, **24** (5).
- Kessler, E., 1969: On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulation. *Meteor. Monographs*, 10, *Amer. Meteor. Soc., Boston, MA*.
- Köhler, H., 1936: The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets. *Transactions of the Faraday Society*, **32**, 1152–1161.
- Koren, I., Y. J. Kaufman, L. A. Remer, und J. V. Martins, 2004: Measurement of the Effect of Amazon Smoke on Inhibition of Cloud Formation. *Science*, **303** (5662), 1342–1345.

- Kraut, I., 2014: Impact of Aerosols on the Evolution of a Medicane in November 2011. *94th American Meteorological Society Annual Meeting. The Georgia World Congress Center. Georgia, Atlanta, USA*, 4.2.2014 Conference Presentation.
- Langmann, B., B. Duncan, C. Textor, J. Trentmann, und G. R. van der Werf, 2009: Vegetation fire emissions and their impact on air pollution and climate. *Atmos. Environ.*, **43**, 107–116.
- Lohmann, U. und J. Feichter, 2001: Can the direct and semi-direct aerosol effect compete with the indirect effect on a global scale? *Geophys. Res. Lett.*, **28** (1), 159–161.
- Luderer, G., J. Trentmann, T. Winterrath, C. Textor, M. Herzog, H. F. Graf, und M. O. Andreae, 2006: Modeling of biomass smoke injection into the lower stratosphere by a large forest fire (Part II): Sensitivity studies. *Atmos. Chem. Phys.*, **6** (12), 5261–5277.
- Lundgren, K., 2006: Numerical Simulation of the Spatial and Temporal Distribution of Sea Salt Particles on the Regional Scale. *Materarbeit, Department of Meteorology Stockholm University*.
- McCarter, R. J. und A. Broido, 1965: Radiative and convective energy from wood crib fires. *Pyrodynamics*, **2**, 65–85.
- McRae, D. J., J.-Z. Jin, S. G. Conard, A. I. Sukhinin, G. A. Ivanova, und T. W. Blake, 2005: Infrared characterization of fine-scale variability in behavior of boreal forest fires. *Canadian Journal of Forest Research*, **35** (9), 2194–2206.
- Morales, R. und A. Nenes, 2010: Characteristic updrafts for computing distribution-averaged cloud droplet number and stratocumulus cloud properties. *J. Geophys. Res.*, **115** (D18).
- Morton, B. R., G. Taylor, und J. S. Turner, 1956: Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, **234** (1196), 1–23.
- Ogura, Y. und T. Takahashi, 1971: Numerical simulation of the life cycle of a thunderstorm cell. *Mon. Wea. Rev.*, **99** (12), 895–911.
- Penner, J. E., L. H. Jr, und L. L. Edwards, 1986: Smoke-plume distributions above large-scale fires: Implications for simulations of "nuclear winter". *J. Appl. Meteorol., USA*, **25** (10).
- Pfister, G., et al., 2005: Quantifying CO emissions from the 2004 Alaskan wildfires using MO-PITT CO data. *Geophys. Res. Lett.*, **32** (11).
- Prins, E. M., J. M. Feltz, W. P. Menzel, und D. E. Ward, 1998: An overview of GOES-8 diurnal fire and smoke results for SCAR-B and 1995 fire season in South America. *J. Geophys. Res.*, **103** (D24), 31 821–31 835.
- Pruppacher, H. und J. Klett, 2010: Microphysics of Clouds and Precipitation. *Springer, Dordrecht*, 954 pp.

- Rierner, N., 2002: Numerische Simulationen zur Wirkung des Aerosols auf die troposphärische Chemie und die Sichtweite. *Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH)*.
- Rinke, R., 2008: Parametrisierung des Auswaschens von Aerosolpartikeln durch Niederschlag. *Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH)*.
- Ritter, B. und J.-F. Geleyn, 1992: A comprehensive radiation scheme for numerical weather prediction models with potential applications in climate simulations. *Mon. Wea. Rev.*, **120** (2), 303–325.
- Roberts, G., M. J. Wooster, G. L. W. Perry, und N. Drake, 2005: Retrieval of biomass combustion rates and totals from fire radiative power observations: Application to southern Africa using geostationary SEVERI imagery. *J. Geophys. Res.*, **110** (D21111).
- Rodgers, C. D., 2000: Inverse methods for atmospheric sounding: Theory and Practice, Series on Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics–Vol. 2. *Singapore, World Scientific*.
- Seifert, A. und K. Beheng, 2006: A two-moment cloud microphysics parameterization for mixed-phase clouds. Part 1: Model description. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **92** (1-2), 45–66.
- Seiler, W. und P. J. Crutzen, 1980: Estimates of gross and net fluxes of carbon between the biosphere and the atmosphere from biomass burning. *Clim. Change*, **2**, 207–247.
- Seinfeld, J. H. und S. N. Pandis, 2006: Atmospheric Chemistry and Physics - From Air Pollution to Climate Change (2nd Edition). *John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, USA*, 1203 pp.
- Sessions, W. R., H. E. Fuelberg, R. A. Kahn, und D. M. Winker, 2011: An investigation of methods for injecting emissions from boreal wildfires using WRF-Chem during ARCTAS. *Atmos. Chem. Phys.*, **11** (12), 5719–5744.
- Simpson, J. und V. Wiggert, 1969: Models of precipitating cumulus towers. *Mon. Wea. Rev.*, **97** (7), 471–489.
- Sofiev, M., R. Vankevich, M. Lotjonen, M. Prank, V. Petukhov, T. Ermakova, J. Koskinen, und J. Kukkonen, 2009: An operational system for the assimilation of the satellite information on wild-land fires for the needs of air quality modelling and forecasting. *Atmos. Chem. Phys.*, **9** (18), 6833–6847.
- Stanelle, T., B. Vogel, H. Vogel, D. Bäumer, und C. Kottmeier, 2010: Feedback between dust particles and atmospheric processes over West Africa during dust episodes in March 2006 and June 2007. *Atmos. Chem. Phys.*, **10** (22), 10771–10788.
- Stocker, T., et al., 2013: IPCC, 2013: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

- Stockwell, W. R., P. Middleton, J. S. Chang, und X. Tang, 1990: The second generation regional acid deposition model chemical mechanism for regional air quality modeling. *J. Geophys. Res.*, **95 (D10)**, 16 343–16 367.
- Stull, R. B., 1988: An introduction to boundary layer meteorology. *Kluwer academic publishers, Dordrecht*, 666 pp.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117 (8)**, 1779–1799.
- Tosca, M. G., J. T. Randerson, C. S. Zender, D. L. Nelson, D. J. Diner, und J. A. Logan, 2011: Dynamics of fire plumes and smoke clouds associated with peat and deforestation fires in Indonesia. *J. Geophys. Res.*, **116 (D8)**.
- Trentmann, J., M. O. Andreae, H.-F. Graf, P. V. Hobbs, R. D. Ottmar, und T. Trautmann, 2002: Simulation of a biomass-burning plume: Comparison of model results with observations. *J. Geophys. Res.*, **107 (4013)**.
- Trentmann, J., et al., 2006: Modeling of biomass smoke injection into the lower stratosphere by a large forest fire (Part I): reference simulation. *Atmos. Chem. Phys.*, **6 (12)**, 5247–5260.
- Tröndle, T., 2008: Parametrisierung der subskaligen Konvektion für Spurenstoffe mittels des Tiedtke-Schemas in COSMO-ART. *Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe (TH)*.
- Turner, J. S., 1973: Buoyancy effects in fluids. *Cambridge University Press, New York*, 368 pp.
- Twomey, S., 1974: Pollution and the Planetary Albedo. *Atmos. Environ.*, **8 (12)**, 1251–1256.
- Val Martin, M., J. A. Logan, R. A. Kahn, F. Leung, D. L. Nelson, und D. J. Diner, 2010: Smoke injection heights from fires in North America: analysis of 5 years of satellite observations. *Atmos. Chem. Phys.*, **10 (4)**, 1491–1510.
- van der Werf, G. R., et al., 2010: Global fire emissions and the contribution of deforestation, savanna, forest, agricultural, and peat fires (1997–2009). *Atmos. Chem. Phys.*, **10 (23)**, 11 707–11 735.
- Vogel, B., F. Fiedler, und H. Vogel, 1995: Influence of topography and biogenic volatile organic compounds emission in the state of Baden-Württemberg on ozone concentrations during episodes of high air temperatures. *J. Geophys. Res.*, **100 (D11)**, 22 907–22 928.
- Vogel, B., C. Hoose, H. Vogel, und C. Kottmeier, 2006: A model of dust transport applied to the Dead Sea area. *Meteor. Z.*, **15 (6)**, 611–624.
- 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, J., S. A. Christopher, U. S. Nair, J. S. Reid, E. M. Prins, J. Szykman, und J. L. Hand, 2006: Mesoscale modeling of Central American smoke transport to the United States: 1. "Top-down" assessment of emission strength and diurnal variation impacts. *J. Geophys. Res.*, **111 (D5)**, D05S17.
- Wang, J., et al., 2013: Mesoscale modeling of smoke transport over the Southeast Asian Maritime Continent: interplay of sea breeze, trade wind, typhoon, and topography. *Atmos. Res.*, **122**, 486–503.
- Wiedinmyer, C., S. Akagi, R. Yokelson, L. Emmons, J. Al-Saadi, J. Orlando, und A. Soja, 2011: The Fire INventory from NCAR (FINN): A high resolution global model to estimate the emissions from open burning. *Geoscientific Model Development*, **4 (3)**, 625–641.
- Wintzen, A., 2012: Numerische Simulationen von anthropogenem und sekundärem Aerosol während des Ausbruchs des Eyjafjallajökull. *Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie*.
- Wooster, M. J., G. Roberts, G. L. W. Perry, und Y. J. Kaufman, 2005: Retrieval of biomass combustion rates and totals from fire radiative power observations: FRP derivation and calibration relationships between biomass consumption and fire radiative energy release. *J. Geophys. Res.*, **110 (D24)**.
- Zhang, X. und S. Kondragunta, 2008: Temporal and spatial variability in biomass burned areas across the USA derived from the GOES fire product. *Remote Sensing of Environment*, **112 (6)**, 2886–2897.
- Zhang, X., S. Kondragunta, J. Ram, C. Schmidt, und H.-C. Huang, 2012: Near-real-time global biomass burning emissions product from geostationary satellite constellation. *J. Geophys. Res.*, **117 (D14)**.
- Zink, K., H. Vogel, B. Vogel, D. Magyar, und C. Kottmeier, 2012: Modeling the dispersion of *Ambrosia artemisiifolia* L. pollen with the model system COSMO-ART. *International Journal of Biometeorology*, **56 (4)**, 669–680.



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung des Modellsystems COSMO-ART. . . . .	12
3.1	Turbulentes und dynamisches Entrainment (wikipedia.org). . . . .	16
3.2	Vertikalprofile der Umgebungstemperatur am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit. . . . .	19
3.3	Vertikalprofile der Taupunkttemperatur der Umgebung am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit. . . . .	19
3.4	Vertikalprofile der horizontalen Windgeschwindigkeit der Umgebung am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit. . . . .	20
3.5	Vertikalprofile der Vertikalgeschwindigkeit in der Rauchfahne am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit. . . . .	21
3.6	Vertikalprofile des Auftriebs in der Rauchfahne am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit. . . . .	22
3.7	Vertikalprofile des Wasserdampfgehalts in der Rauchfahne am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit. . . . .	23
3.8	Vertikalprofile des Wolkenwassergehalts in der Rauchfahne am 16. und 17. Juli 2010, jeweils um 16 und 18 Uhr Ortszeit. . . . .	23
3.9	Normierter Tagesgang für die Emissionen, Feuerintensität und Feuergröße. . . . .	28
3.10	Vertikale Massenverteilung für $z_{top} = 5000\text{m}$ und $z_{bot} = 2500\text{m}$ . . . . .	30
4.1	Das Simulationsgebiet mit Höhenprofil. . . . .	33
4.2	Satellitenbild im sichtbaren Bereich für den 15.07.2010 17:55 UTC. Das Zentrum des Satellitenbilds liegt bei $56^\circ$ Nord und $102^\circ$ West (LANCE Rapid Response MODIS Image Gallery, NASA). . . . .	35
4.3	Simulierte Aerosol Optischen Dicke für den 15.07.2010 18:00 UTC. . . . .	36
4.4	Verlauf der in Bratts Lake gemessenen AOD im Juli 2010 (I. Abboud und V. Fioletov, AERONET). . . . .	36
4.5	Vergleich der gemessenen mit der simulierten AOD in Bratts Lake für den 15.07.2010. . . . .	37
4.6	Vertikale Erstreckung der Aerosolschichten für den 13.07.2010. Die Abschnitte der Überflüge, die innerhalb des Modellgebiets liegen, sind hellblau markiert (CALIPSO, NASA). . . . .	39

4.7	Vertikale Erstreckung der Aerosolschichten für den 14.07.2010. Die Abschnitte der Überflüge, die innerhalb des Modellgebiets liegen, sind hellblau markiert (CALIPSO, NASA). . . . .	40
4.8	Vertikale Erstreckung der Aerosolschichten für den 16.07.2010. Die Abschnitte der Überflüge, die innerhalb des Modellgebiets liegen, sind hellblau markiert (CALIPSO, NASA). . . . .	41
4.9	Flugbahn des Satelliten am 13.07.2010 (CALIPSO, NASA). . . . .	42
4.10	Flugbahn des Satelliten am 14.07.2010 (CALIPSO, NASA). . . . .	42
4.11	Flugbahn des Satelliten am 16.07.2010 (CALIPSO, NASA). . . . .	43
4.12	Zeitlicher Verlauf der vertikalen Rußverteilung gemittelt über das Simulationsgebiet beginnend am 12.07.2010 6:00 UTC. . . . .	43
4.13	Horizontalen Verteilung der vertikal integrierten Aersolpartikelanzahlen für den 10.07.2010 bis 18.07.2010 um 18:00 UTC. . . . .	45
4.14	Horizontale Verteilung der vertikal integrierten Wolkentropfenanzahlen vom 10.07.2010 bis 18.07.2010 jeweils um 18:00 UTC. . . . .	46
4.15	PDF für Wolkentropfen innerhalb der Rauchfahne, in Rauch belasteten Gebieten, in der Umgebung von reinem Ruß und von gealtertem Ruß. . . . .	49
4.16	Vergleich der vertikal integrierten Wolkentropfenanzahlen zwischen den Läufen aci+rad und ref für den 13., 15. und 17.07.2010 um 18 UTC. . . . .	51
4.17	Horizontalen Verteilung der vertikal integrierten Eispartikelanzahlen vom 10.07.2010 bis 18.07.2010 um 18:00 UTC. . . . .	53
4.18	PDF für Eispartikel innerhalb der Rauchfahne, in reinem Gebiet, in der Umgebung von reinem Ruß und von gealtertem Ruß. . . . .	55
4.19	Vergleich der vertikal integrierten Eispartikelanzahlen zwischen den Läufen aci+rad und ref für den 13., 15. und 17.07.2010 um 18 UTC. . . . .	56
4.20	Niederschlag des Referenzlaufs, Feld der Verschiebungsvektoren, gemorphter aci+rad Lauf und Niederschlag des Laufs aci+rad, (I. Kraut). . . . .	60
4.21	Verschiebungsvektoren für den Niederschlag vom 17.07.2010 18 UTC bis 18.07.2010 14 UTC, (I. Kraut). . . . .	61
4.22	Mittlere Windgeschwindigkeit für den Zeitraum 17.07.2010 18 UTC bis 18.07.2010 14 UTC in 850 hPa. . . . .	62
4.23	Mittlere vertikal integrierte Aerosolanzahlen für den Zeitraum 17.07.2010 18 UTC bis 18.07.2010 14 UTC. . . . .	62
4.24	Temperaturunterschied in zwei Meter Höhe zwischen den Läufen aci+rad und aci am 15.07.2010 18:00 UTC. . . . .	63
4.25	Temperaturdifferenz zwischen den Modellläufen aci+rad und rad im Vertikalprofil bei 58° West. . . . .	64
4.26	Temperaturverlauf mit der Höhe für verschiedene Abschnitte entlang des 58. Breitengrads, jeweils für für die Modellläufe aci+rad und aci. . . . .	65

6.1	Aerosol optische Dicke bei 550 nm für den 15.07.2010 gemessen von MISR (NA-SA). . . . .	69
6.2	Vertikal integrierte Aerosolpartikelanzahlen für Gitterpunkte mit vorhandenen Wolkentropfen. . . . .	70



# Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei meinem Referenten Herrn Prof. Dr. Ch. Kottmeier für die Ermöglichung dieser Diplomarbeit und bei Prof. Dr. C. Hoose für die Übernahme des Korreferats.

Ein großer Dank gebührt Herrn Dr. Bernhard Vogel für die Unterstützung und das Vertrauen bei der Bearbeitung dieses spannenden Themas. Vielen Dank an Frau Dr. Heike Vogel für die Beschaffung der Daten, den guten Rat und die Hilfe bei Problemen.

Einen riesigen Dank an Frau Dipl.-Met. Isabel Kraut und Herrn Dipl.-Met. Daniel Rieger für die Diskussionen und die Hilfe bezüglich der Umrechnung und Verteilung der Emissionen. Danke an Isabel für die Unterstützung beim Displacement and Amplitude Score. Vielen, vielen Dank an Daniel für das Korrekturlesen mit unzähligen Anregungen und Verbesserungsvorschlägen. Danke euch beiden für die Hilfe bei jeglichem anderen Problem.

Vielen Dank an meine Zimmerkameraden Herrn Dipl.-Met. Tobias Schad und Herrn M.Sc. Met. Konrad Deetz für die angenehme Arbeitsatmosphäre. Danke auch dem Rest der Arbeitsgruppe für die angenehme Zusammenarbeit. Vielen Dank an Dipl.-Wi.-Ing. Steffen Rohnstock fürs Korrekturlesen.

Der Quellcode für das Rauchfahnen-Modell wurde freundlicher Weise von Prof. Dr. Saulo R. Freitas zur Verfügung gestellt. Vielen Dank dafür, sowie für die Tipps bezüglich den Parametern Feuergröße und Feuerintensität und dem Rat zur Bestimmung der Untergrenze der Emissionsschicht.

Besten Dank an Ihab Abboud und Vitali Fioletov für die Errichtung und Instandhaltung der AERONET Station in Bratts Lake.

Danke an alle Freunde und Kommilitonen für die schöne Zeit während meines Studiums. Danke meiner Familie für die Unterstützung und an Lars Johann, schön, dass es dich gibt.



# 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 und vervielfältigt werden darf.

Karlsruhe, den 10. Juli 2014