

Einfluss dreidimensionaler Bewölkung auf den breitbandigen solaren Strahlungstransport

Diplomarbeit
von
Mario Schewski



Kiel, Oktober 2001

MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE FAKULTÄT DER
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE

Zusammenfassung

Die Vereinfachung der geometrischen Wolkenstrukturen hin zu planparallelen und horizontal homogenen Schichten erzeugt bei der Berechnung der solaren Strahlungsflussdichten qualitativ bekannte, systematische Fehler im Vergleich zu realistischen, dreidimensional inhomogenen (3D) Wolken. Die vorliegende Arbeit untersucht, inwieweit die Wolkeninformation, die in großräumigen, also nicht wolkenauflösenden Atmosphärenmodellen vorliegt, benutzt werden kann, um die Strahlungsflussdichten von dreidimensional inhomogen bewölkten Atmosphären zu bestimmen. Dazu wurden anhand einer großen Anzahl von Wolken, die aus einem kleinskaligen 3D wolkendynamischen Modell stammen, die räumlich gemittelten Wolkeneigenschaften mit den räumlich gemittelten Ergebnissen der Strahlungstransportrechnungen für ebendiese Wolken korreliert.

Die wichtigsten Informationen über die Albedo, die diffuse und die direkte Transmission sind im mittleren Flüssigwasserpfad und im Bedeckungsgrad enthalten, desweiteren im mittleren Regenwasserpfad für die Albedo und in der Wolkendicke für die diffuse Transmission. Mit der gesamten Transmission korrelieren gut der mittlere Flüssigwasser-, Regenwasser- und Schneewasserpfad, während die Absorption am stärksten von der mittleren Wolkendicke, Temperatur der Wolkenoberkante und dem Eisswasserpfad abhängt. Die Variation des Azimutwinkels der einfallenden Strahlung erbrachte bei den meisten Wolken keine großen Änderungen der Strahlungsflussdichten. Nur bei der direkten Transmission zeigten Wolken mit starken Inhomogenitäten und Bedeckungslücken teilweise größere Abhängigkeiten vom Azimutwinkel.

Die Korrelationen der Strahlungsflussdichten mit den Hauptkomponenten, die sich aus den ersten drei empirischen Orthogonalfunktionen (EOF) der mittleren Wolkenparameter ergeben haben, deuten andere Abhängigkeiten zwischen Wolken- und Strahlungseigenschaften an als die Kombinationen von Wolkenparametern, die die höchsten Korrelationskoeffizienten mit den Strahlungsflussdichten tragen. Die Muster der EOF aus den Wolkeneigenschaften lassen damit keine geeignete Interpretation durch die Strahlungseigenschaften der Wolken zu.

Die Wolkeninhomogenität, die in Form der Standardabweichung aus der Extinktion der Hydrometeore gerechnet wurde, nimmt starken Einfluss auf die Strahlungsflussdichten. Trotzdem gibt eine multiple Regression zwischen den räumlich gemittelten Wolkeneigenschaften und Strahlungsflussdichten die tatsächlichen, räumlich gemittelten Strahlungseigenschaften der 3D-Wolkenfelder gut wieder. Somit scheinen die Mittelwerte der Wolkenvariablen ausreichend Informationen über die Wolkeninhomogenität zu enthalten, wodurch die Möglichkeit der realistischen Parametrisierung der solaren Strahlungsflussdichten in großskaligen Atmosphärenmodellen gegeben ist, ohne explizit die individuelle 3D Struktur der spezifischen Wolkenfelder kennen zu müssen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einfluss von Wolken auf das Klimasystem	1
1.2	Physikalische Eigenschaften von Wolken	3
1.3	Albedo-Fehler bei der Annahme planparalleler Wolken	4
1.4	Zielsetzung der Arbeit und Vorgehensweise	5
2	Wolkenmodell	7
2.1	Eigenschaften des GESIMA-Modells	7
2.2	Grundlagen des GESIMA-Modells	8
2.3	Das Wolkenmodul	9
2.4	Initiierung und Ablauf der Wolkenentwicklung	12
2.5	Verwendete Wolken	13
2.6	Umrechnung der Gesima-Daten für das Strahlungstransportmodell	13
3	Strahlungstransportmodell	19
3.1	Möglichkeiten zur Strahlungstransportberechnung	21
3.2	Das Monte-Carlo Strahlungstransportmodell	23
3.3	Die verwendeten Streu- und Absorptionseigenschaften der Wolkenpartikel	24
3.4	Vorgaben in dieser Arbeit	25
4	Ergebnisse	27
4.1	Zusammenhänge zwischen gebietsgemittelten Wolkengrößen und solaren Strahlungsflussdichten	28
4.1.1	Gesamtes solares Spektrum	28
4.1.2	UV- und sichtbarer Bereich	40
4.1.3	Solarer IR-Bereich	42
4.2	Inhomogenität	44
4.2.1	Korrelationslänge	46
4.2.2	Zusammenhang zwischen Inhomogenität und normierten solaren Strahlungsflussdichten	49
4.3	Hauptkomponentenanalyse	53
4.3.1	Vorgehensweise der PCA	53

4.3.2	Einfluss der einzelnen Wolkenparameter	54
4.4	Parametrisierung der solaren Strahlungsflussdichten	57
4.4.1	Parametrisierung nach Ergebnissen der PCA	58
4.4.2	Parametrisierung mit den stärksten Korrelationen	60
5	Schlussbetrachtung	65
	Literatur	68

Abbildungsverzeichnis

1.1	Mittlere globale Energiebilanz der Erde	2
1.2	Darstellung des Albedo-Bias	5
2.1	In Gesima parametrisierte mikrophysikalische Umwandlungsprozesse .	11
2.2	Beispiel einer GESIMA-Wolke	14
3.1	Verwendete Streufunktionen der Wolkenpartikel	25
4.1	Abhängigkeit der Strahlungsflussdichten vom Gesamtwasserpfad . . .	32
4.2	Zusammenhang zwischen Strahlungsflussdichten und Bedeckung . . .	34
4.3	Zusammenhang zwischen Strahlungsflussdichten und Wolkendicke . .	36
4.4	Abhängigkeit der optischen Dicke vom Gesamtwasserpfad	38
4.5	Zeitliche Entwicklung der Wolken	41
4.6	Beziehung zwischen Gesamtwasserpfad und Albedo für UV- und sicht- baren Bereich	43
4.7	Zusammenhang zwischen Strahlungsflussdichten und Bedeckung für ein Wellenlängenintervall im solaren Infrarot	45
4.8	Zusammenhang zwischen Standardabweichung und Korrelationslänge	47
4.9	Entwicklung der Wolkeninhomogenität (Standardabweichung)	48
4.10	Entwicklung der Wolkeninhomogenität (Korrelationslänge)	49
4.11	Zusammenhang zwischen Strahlungsflussdichten und Inhomogenität (Standardabweichung)	50
4.12	Zusammenhang zwischen Strahlungsflussdichten und Inhomogenität (Korrelationslänge)	52
4.13	Homogene und heterogene Korrelationen mit Hauptkomponenten . .	55
4.14	Streuplot der Parametrisierung: Parameterwahl nach EOF	59
4.15	Streuplot der Parametrisierung: Parameterwahl nach bestem Ergebnis	62

Tabellenverzeichnis

2.1	Koeffizienten des Rayleigh-Streuquerschnitts nach Buchholtz (1995)	16
3.1	Spektrale Bänder der Strahlungstransportrechnung	26
4.1	Variation der Strahlungsflussdichten bei verschiedenen Azimutwinkeln	31
4.2	Bestimmende Wolkenparameter der EOF's	56
4.3	Koeffizienten der Parametrisierung nach EOF	58
4.4	Beste Parametrisierungen mit 1, 2 oder 3 Wolkeneigenschaften	60
4.5	Wolkenvariablen, die die Strahlungsflussdichten optimal parametrisieren	61
4.6	Koeffizienten der Parametrisierung mit bestem Ergebnis	61

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einfluss von Wolken auf das Klimasystem

Wasser ist die einzige Substanz, die von Natur aus in allen drei Aggregatzuständen auf der Erde vorkommt. Entsprechend dieser Sonderstellung haben Wasserdampf, Flüssigwasser und Eis einen maßgeblichen Einfluss auf das Klima unseres Planeten.

Der Wasserdampf spielt nicht nur in der Wasserbilanz der Erde eine wichtige Rolle, sondern wirkt sich durch die bei der Verdunstung aufzubringende und bei Kondensation freiwerdende latente Wärme ebenso auf den Energiehaushalt aus. Zusätzlich greift Wasser in Form von Wolken durch ihren Einfluss auf den Strahlungstransport in die Energiebilanz ein. Dabei streuen und absorbieren die Hydrometeore die solare Strahlung, während sie im Bereich des terrestrischen Infrarots zusätzlich noch emittieren. Auch Wasserdampf hat als wichtigstes Treibhausgas eine starke Einwirkung auf die Strahlungsbilanz.

Eine grobe Einteilung der Wolkenarten erhält man durch die Höhe, in der diese gewöhnlich auftreten. Im unteren Stockwerk (0–2 km Höhe) bestehen Wolken aus flüssigem Wasser. Typische Wolken dieser Region sind Stratus und Stratocumulus. Das mittlere Stockwerk (0,5–9 km Höhe) weist hauptsächlich Mischwolken auf, das heißt Wolken, die sowohl aus unterkühltem Wasser als auch aus Eis bestehen. Hierbei sind die Gattungen Altocumulus, Altostratus und Nimbostratus zu nennen. Das obere Stockwerk (5–13 km Höhe) besteht aus reinen Eiswolken, nämlich Cirrus, Cirrocumulus und Cirrostratus (Lenoble, 1993). Die Höhenangaben der Stockwerke beziehen sich auf mittlere Breiten. Zum Pol hin liegen die Grenzen tiefer, zum Äquator hin steigen sie an. Konvektive Wolken erstrecken sich oft über mehrere Stockwerke, z.B. Cumulus und Cumulonimbus, und sind deshalb häufig Mischwolken.

Der Einfluss der Wolken auf die Strahlungsbilanz lässt sich in zwei gegensätzliche Effekte aufteilen. Der Albedoeffekt (abhängig von Wasser- und Eisgehalt) kühlt das Klimasystem durch die Reflexion der solaren Strahlung zurück in den Weltraum ab. Dagegen absorbieren Wolken die terrestrische Ausstrahlung der Erdoberfläche und emittieren selbst nur mit der niedrigeren Temperatur der Wolkenoberseite in den Weltraum, weshalb der Treibhauseffekt (abhängig von der Wolkenhöhe) einen

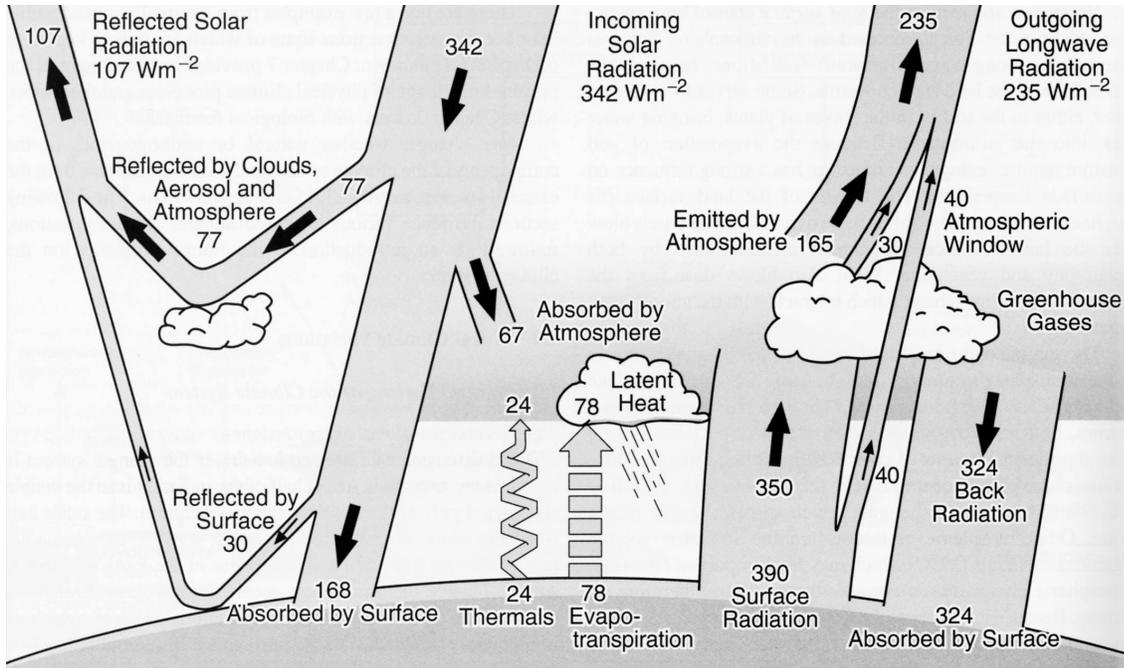


Abbildung 1.1: Wolken in der globalen Energiebilanz: Der kurzwellige Wolkenstrahlungsantrieb (Albedoeffekt) beträgt ca. -50 W m^{-2} (-7 W m^{-2} durch Absorption, -43 W m^{-2} durch Reflexion), der langwellige Wolkenstrahlungsantrieb (Treibhauseffekt) macht 30 W m^{-2} aus. Aus Kiehl und Trenberth (1997)

erwärmenden Einfluss auf die Atmosphäre hat (vgl. Abbildung 1.1). Wolken unterteilen sich nach ihrem Nettoeinfluss auf die Strahlung in zwei Klassen. Hohe, dünne Wolken lassen auf Grund ihrer geringen optischen Dicke im sichtbaren Bereich einen großen Teil der solaren Strahlung zur Erde durch, während sie im langwelligeren Bereich nur mit einer geringen Temperatur ausstrahlen. Deshalb haben sie in der Gesamtbilanz einen erwärmenden Einfluss auf die Atmosphäre. Mittelhohe und tiefe, dicke Wolken transmittieren hingegen nur einen geringen Teil der einfallenden solaren Strahlung. Dafür emittieren sie sehr viel Energie im terrestrischen Infrarot, weil sie mit der höheren Temperatur der unteren Atmosphärenschichten ausstrahlen, wodurch sie einen abkühlenden Nettoeffekt besitzen.

Im globalen Mittel ist der Nettoeffekt der Bewölkung eine Abkühlung des Klimasystems. Die Differenz von globaler Nettostrahlungsbilanz H und der Strahlungsbilanz aller unbewölkter Areale H_{clr} ergibt den Wolkenstrahlungsantrieb (cloud radiative forcing, CF), der den weltweiten Einfluss der Wolken auf den Strahlungstransport beschreibt

$$CF = H - H_{clr} . \tag{1.1}$$

Er unterteilt sich in einen kurzwelligen (SCF) und in einen langwelligen (LCF) Wolkenstrahlungsantrieb, die jeweils die mittlere Änderung der solaren Strahlungsbilanz und der terrestrischen Strahlungsbilanz durch die globale Bewölkung im Ver-

gleich zu einer unbewölkten Atmosphäre angeben. Der Vergleich mehrerer Messungen des Wolkenstrahlungsantriebs ergibt einen Nettoeinfluss der Wolken auf die Energiebilanz zwischen -18 W m^{-2} (ERBE), -27 W m^{-2} (NIMBUS-7) und -30 W m^{-2} (ISCCP). Die Änderung der kurzwelligen Strahlungsbilanz SCF beläuft sich auf eine Abkühlung um -50 W m^{-2} , während die Änderung der langwelligen Strahlungsbilanz LCF eine Erwärmung um 25 W m^{-2} erzeugt (Rossow, 1993).

Neuere Beobachtungen zeigen, dass reale Wolken möglicherweise mehr kurzwellige Strahlung absorbieren, als aus globalen Modellrechnungen hervorgeht. Danach ergibt sich eine Unsicherheit von $20-25 \text{ W m}^{-2}$ im kurzwelligen Strahlungsbudget der Erde (Kiehl und Trenberth, 1997). Aber in dem gleichen Maß variieren auch die erwähnten Messungen des Wolkenstrahlungsantriebs voneinander. Diese Ungewissheit übertrifft alle Änderungen des Klimasystems in den letzten Jahrhunderten. Beispielsweise resultiert aus der Zunahme der Treibhausgase, der wichtigsten bekannten Ursache von Klimavariabilität, in den letzten 250 Jahren eine Erwärmung des Klimasystems von ca. $2,4 \text{ W m}^{-2}$ (Ramaswamy et al., 2001). Dadurch ist die mangelnde Kenntnis der genauen Stärke des Wolkeneinflusses auf die globale Strahlungsbilanz die größte Fehlerquelle in der Modellierung des anthropogenen Einflusses in zukünftigen Klimaszenarien.

1.2 Physikalische Eigenschaften von Wolken

Nach Art ihrer Entstehung unterscheidet man Wolken in solche stratiformer und solche konvektiver Natur. Stratuswolken (stratus, lat. = ausgebreitet) oder auch Schichtwolken entstehen meist aufgrund großräumiger Hebungsprozesse bei stabiler Schichtung der Atmosphäre, beispielsweise bei der Aufgleitbewegung einer Luftmasse an Warmfronten. Sie bestehen aus gleichförmigen Wolkenfeldern oder -schichten, die den ganzen Himmel bedecken können. Im Gegensatz dazu entstehen Konvektionswolken während einer Cumulusthermik (cumulus, lat. = Haufen), die sich in einer labil geschichteten Atmosphäre bilden kann. Überschreitet die Konvektion das Cumuluskondensationsniveau, so entstehen mehr vertikal als horizontal entwickelte Einzelwolken in der Form von Flocken, Haufen oder Türmen.

Konvektionswolken weisen eine sehr hohe räumliche Inhomogenität in ihren Wolkeneigenschaften auf. Diese entsteht durch die erzwungene und rasche Aufstiegsbewegung der Luft mit vertikalen Geschwindigkeiten zwischen 1 m s^{-1} und 25 m s^{-1} . Dabei wird an den Seitenrändern der Wolken trockene Umgebungsluft durch Turbulenz eingemischt (entrainment), während die Wolke selbst feuchte Luftmassen an die sie umgebende Atmosphäre abgibt (detrainment). Dadurch wird nicht nur der Auftrieb der Wolkenluftmasse herabgesetzt, sondern auch die stark variierende innere Struktur der Wolke noch verstärkt. Es kommen weitere Elemente von Inhomogenität hinzu, indem die konvektiven Wolken häufig von wolkenfreien Gebieten umgeben sind, die durch die Konvektion ausgleichende Absinken der Luftmassen entstehen.

Dadurch, dass Stratuswolken oft den gesamten Himmel bedecken, und weil sie unter großräumig ähnlichen Bedingungen entstehen, besitzen sie im Vergleich zu Cumuluswolken nur wenig Inhomogenität und die Approximation von homogenen, planparallelen Wolken kann bei ihnen mit geringeren Fehlern angewandt werden. Vor allem nachts strahlt jedoch die Oberseite dieser Wolken durch thermische Emission Energie in den Weltraum hinaus und kühlt dadurch ab. Gleichzeitig wird durch die Verdunstung von ausfallenden Tropfen unterhalb der Wolke die Luft durch die freiwerdende latente Energie erwärmt. Zusätzlich kann sich bei einem warmen Untergrund die Temperatur der Wolkenunterkante durch Absorption der terrestrischen Emission des Bodens erhöhen. Durch die eintretende lokale Labilisierung können die drei Effekte zu Konvektion innerhalb der Stratuswolke führen, wodurch diese eine deutliche innere Struktur, also zunehmend Inhomogenität ausbilden kann. Diese macht sich manchmal auch optisch beispielsweise durch eine wabenartige Struktur der Wolke bemerkbar. (Houze, 1993)

1.3 Albedo-Fehler bei der Annahme planparalleler Wolken

Die Inhomogenität von Wolken spaltet sich in zwei Formen auf. Die äußere Inhomogenität entsteht, indem in einem betrachteten Gebiet sowohl Wolken als auch wolkenfreie Bereiche nebeneinander liegen, während die innere Inhomogenität aus der Variation des Wolkenwassergehalts innerhalb einer Wolke entsteht.

In aktuellen Vorhersage- und Klimamodellen wird jede teilweise bewölkte Gitterbox in einen vollständig bedeckten und einen unbedeckten Anteil aufgeteilt, wodurch ein Teil der äußeren Inhomogenität verloren geht. Innerhalb des bedeckten Teils werden die Wolkeneigenschaften nicht weiter aufgelöst, sondern als homogen verteilt betrachtet, weswegen die innere Inhomogenität vollständig unberücksichtigt bleibt.

Durch den Wechsel zwischen Wolken und unbedeckten Gebieten erreicht die solare Einstrahlung auch die Seitenflächen der Wolken, sodass sich bei größeren Sonnenzenitwinkeln die bestrahlte Fläche jeder Wolke vergrößert. Daneben erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass die Photonen nicht wieder zur Wolkenoberseite zurückgestreut werden, indem die Strahlung an der Seite der Wolke in diese eindringen kann.

Auch die innere Inhomogenität beeinflusst den Strahlungstransport deutlich. Bei niedrigen optischen Dicken nimmt die Albedo noch annähernd linear mit dieser zu. Dagegen strebt die Albedo bei großen optischen Dicken einem Sättigungswert zu, der bei nicht absorbierten Wellenlängen eins beträgt. Hieraus ergibt sich eine konvexe Gestalt der Abhängigkeit der Albedo von der optischen Dicke, woraus bei planparalleler Behandlung dreidimensional inhomogener Wolken eine Erhöhung der Albedo resultiert (Abbildung 1.2). Denn die Albedo, die sich aus dem Mittelwert der Verteilung der optischen Dicken ergibt, liegt oberhalb des Mittelwerts der

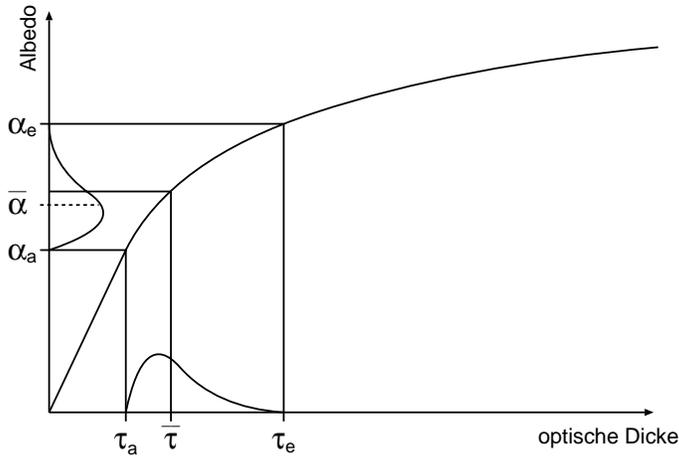


Abbildung 1.2: Qualitative Darstellung der nichtlinearen Beziehung zwischen Albedo und optischer Dicke: Die Albedo der mittleren optischen Dicke $\bar{\tau}$ liegt oberhalb der Albedo $\bar{\alpha}$, die sich aus Ableitung der Albedo aus der Verteilung der optischen Dicken ergibt.

Albedo-Verteilung, die aus den einzelnen optischen Dicken berechnet wurde (vgl. auch Pincus und Klein (2000)).

Dieses Verhalten lässt sich an Wolken mit hoher optischer Dicke, die jedoch auch Flächen mit sehr geringer optischer Dicke besitzen, veranschaulichen. Durch die optisch dünnen Felder kann Licht fast ungehindert transmittieren und den Boden erreichen. Bei planparalleler Betrachtung der Wolken werden diese Fenster zugemittelt, wodurch sich die Transmission vermindert und Reflexion und Absorption zunehmen.

Durch diese Vereinfachung zu planparallelen homogenen Wolken kann sich in der Strahlungstransportrechnung eine Erhöhung der Albedo bis zu 18 % der einfallenden solaren Strahlungsflussdichte ergeben (Scheirer, 2001). Dabei wird die Änderung der Albedo durch die inhomogene Verteilung der Wolkeneigenschaften zu ungefähr gleichen Teilen von der internen Inhomogenität und von der begrenzten horizontalen Ausdehnung der einzelnen Wolken bestimmt (Macke et al., 1999).

Um in Vorhersage- oder Klimamodellen mithilfe der planparallelen, homogenen Approximation zumindest im Durchschnitt eine korrekte Strahlungsbilanz erstellen zu können, wird häufig die optische Dicke, die sich aus dem in einer Gitterbox enthaltenen Flüssigwasser ergibt, mit einem festen Faktor skaliert, sodass diese Verringerung der optischen Dicke die fälschliche Erhöhung der Albedo durch Vernachlässigung der Wolkeninhomogenität im Mittel ausgleicht. Dabei wird noch zwischen Korrekturfaktoren für stratiforme Schichtbewölkung und für stark inhomogene Konvektionsbewölkung unterschieden. Trotzdem kann hierdurch nicht die Richtigkeit der Strahlungsbilanz für jeden einzelnen Modellpunkt gewährleistet sein, da die Vielfalt an Wolkenstrukturen nicht mittels einer konstanten Korrektur berücksichtigt werden kann.

1.4 Zielsetzung der Arbeit und Vorgehensweise

In Klima- und Vorhersagemodellen wird aufgrund mangelnder Rechenkapazität pro Gitterbox nur eine Strahlungstransportrechnung für eine horizontal unendlich ausgedehnte, planparallele Wolke ausgeführt, was zu starken Fehlern führen kann. Jedoch haben Wolken einen bedeutenden Einfluss auf die Entwicklung des Klimasystems. Durch die fehlende Auflösung innerhalb der Zellen werden die Wolken in großskaligen atmosphärischen Zirkulationsmodellen zum vorherrschenden Unsicherheitsfaktor.

In dieser Arbeit sollen die mittleren optischen Eigenschaften dreidimensional inhomogen bewölkter Gebiete, nämlich Albedo, Transmission und Absorption, aus räumlich gemittelten Parametern abgeleitet werden. Als Parameter wurden Flüssig-, Eis-, Regen- und Schneewasserpfad, Bedeckungsgrad, Wolkenoberseitentemperatur, vertikale Erstreckung und Höhe der Wolkenbasis gewählt, da sie in den Modellen zur Verfügung stehen.

Nach der Untersuchung, auf welche Weise die einzelnen Parameter mit den Strahlungsgrößen zusammenhängen, wird geprüft, ob eine direkte Abhängigkeit der Strahlungsflussdichten von der Inhomogenität besteht.

Um abzuschätzen, welche Parameter wie stark in die optischen Größen eingehen, wird eine EOF-Analyse zur Identifizierung der wichtigsten Komponenten durchgeführt. Darauf folgt die Erstellung einer empirischen multiplen Parametrisierung für die Strahlungsflussdichten.

Kapitel 2

Wolkenmodell

Um den Einfluss der Inhomogenität von Wolken auf den Strahlungstransport untersuchen zu können, müssen die internen Strukturen der Wolken mit einer hinreichenden räumlichen Auflösung in allen drei Raumrichtungen bekannt sein. Jedoch existieren keine dreidimensionalen Messungen von realen Wolken in der gewünschten Auflösung und Genauigkeit. Einerseits ist es nur schwer möglich, Wolken in mehreren Höhenschichten entlang eines Rasters mit Flugzeugen in einer so kurzen Zeitspanne zu durchfliegen, dass die Wolken sich in dieser Zeit nicht stark verändern können. Andererseits sind bei der Messung der Wolkeneigenschaften z.B. bei der Bestimmung von Größe und Volumen der Eiskristalle noch Verbesserungen in der Genauigkeit notwendig. Mit einem Wolkenradar vom Boden aus gewonnene Datensätze erfüllen zwar die Anforderungen hinsichtlich räumlicher Auflösung und Messgenauigkeit, zeigen aber nur einen zweidimensionalen Schnitt durch das über das Radar hinwegziehende Wolkenfeld. Außerdem wird hierbei nur das Rückstreuverhalten der Hydrometeore gemessen, aus dem dann die benötigten Wolkenvariablen abgeleitet werden müssen. Aus diesen Gründen ist es notwendig, Wolken basierend auf gemessenen Atmosphärenzuständen zu modellieren.

2.1 Eigenschaften des GESIMA-Modells

Die in dieser Arbeit verwendeten Wolken wurden mit GESIMA¹, einem dreidimensionalen, nicht-hydrostatischen Atmosphärenmodell mit mesoskaliger Auflösung errechnet. Mesoskalige Modelle sind in der Lage, atmosphärische Prozesse, die auf Längenskalen zwischen 1 km und 250 km stattfinden, zu simulieren (Etling, 1981). Damit schließen sie die Lücke zwischen dem Geschehen auf globalen Skalen und lokalem Antrieb. Im Vergleich zu globalen Vorhersagemodellen sind ihre Modellgleichungen bessere Annäherungen an die theoretischen allgemeinen Erhaltungsgesetze (siehe 2.2). So kann auf diesen Skalen der Druck nicht mehr alleine hydrostatisch betrachtet werden, sondern es ist auch der dynamische Druck in den Gleichungen

¹Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre

mit eingeschlossen. Ohne Beachtung dieser Druckänderung beispielsweise durch vertikale Beschleunigungen wäre eine realistische Modellierung von Cumuluswolken mit Konvektionsgeschwindigkeiten von mehreren 10 m s^{-1} nicht möglich. Wegen der genaueren Gleichungen und aufgrund der höheren Auflösung können Mesoskalenmodelle dazu dienen, die subskaligen Parametrisierungen von Globalmodellen oder die Behandlung von Prozessen, die sich aufgrund ihres nichtlinearen Verhaltens nicht aus einem Mittelwert alleine berechnen lassen, zu verbessern.

Da in mesoskaligen Modellen auch mehr physikalische Prozesse integriert und genauer parametrisiert werden können, eignen sie sich für viele unterschiedliche Aufgabengebiete wie zur Simulation von großräumiger Turbulenz, für Prozessstudien, zur Kurzfrist-Wettervorhersage oder zur Untersuchung von Umweltproblemen wie Schadstofftransport oder Klimaauswirkungen. So wurde bei der Entwicklung von GESIMA besonders Wert auf detaillierte Parametrisierungen der Grenzfläche Atmosphäre-Erdboden, der Wolkenentwicklung und der Wechselwirkung mit Strahlung gelegt (Kapitza und Eppel, 1992).

2.2 Grundlagen des GESIMA-Modells

Die Dynamik des Modells GESIMA basiert auf den Grundgleichungen der Impuls-, Massen- und Energieerhaltung. Sie werden in Form der anelastischen Boussinesq-Approximation verwendet. Dadurch, dass keine Dichteschwankungen zugelassen sind mit Ausnahme in Kombination mit der Schwerebeschleunigung (Auftriebsterm), werden Schallwellen aus den Modellgleichungen herausgefiltert. Schallwellen transportieren im Vergleich zur Advektion oder zu Schwerewellen kaum Energie, besitzen aber eine sehr hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit. Durch die Unterdrückung der Schallwellen werden größere zeitliche Integrationschritte zugelassen, ohne das Courant-Friedrichs-Levy-Kriterium (CFL-Kriterium)

$$v_{max} \leq \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (2.1)$$

v_{max} = größte auftretende Geschwindigkeit

Δs = Gitterweite des Modells

Δt = Integrationszeitschritt

zu verletzen.

Das in GESIMA zugrunde liegende Gleichungssystem hat die Gestalt:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}} \bar{\mathbf{v}}) = -\nabla p - 2\bar{\rho} \boldsymbol{\Omega} \times \bar{\mathbf{v}} - \nabla \cdot \overline{(\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}')} + g\bar{\rho} \mathbf{k} \left(\frac{\Theta'}{\Theta} - \bar{q}_L - \bar{q}_R - \bar{q}_I - \bar{q}_S \right) \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\mathbf{v}}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\bar{\Theta}) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\bar{\mathbf{v}}\bar{\Theta}) = -\nabla \cdot (\overline{\rho\mathbf{v}'\Theta'}) + \bar{\rho}Q_{\bar{\Theta}} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\bar{C}_i) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\bar{\mathbf{v}}\bar{C}_i) = -\nabla \cdot (\overline{\rho\mathbf{v}'C'_i}) + \bar{\rho}Q_{\bar{C}_i} \quad (2.5)$$

mit $\bar{q}_{L,R,I,S}$ = Massenmischungsverhältnis der Hydrometeore
 $Q_{\bar{\Theta}}$ = Quellterm für Temperatur
 $Q_{\bar{C}_i}$ = Quellterm für atmosphärische Beimengungen
 \bar{C}_i = atmosphärische Beimengungen (Wasserdampf, Wolkenwasser, Regen, Eis, Schnee, Schadstoffe) .

Im Quellterm $Q_{\bar{\Theta}}$ der Temperaturgleichung (2.4) sind mikrophysikalische Prozesse wie strahlungsbedingte, diabatische Erwärmung oder Wärmeänderung durch Phasenumwandlung enthalten. Über die potentielle Temperatur Θ im Auftriebsterm von (2.2) wirken sich diese Effekte auch auf die Impulsbilanz aus. Hierdurch und durch Berücksichtigung des Gewichts der Wolkenpartikel (q_x) im Auftriebsterm von (2.2) ist die Dynamik in GESIMA stark mit der inneren Energie gekoppelt (Jacob, 1991).

Die Modellgleichungen wurden auf einem versetzt angeordneten Gitter (Arakawa-C-Gitter) diskretisiert. Zur Berücksichtigung natürlicher Orographie besitzt es ein Terrain-folgendes Koordinatensystem.

Eine tiefergehende Beschreibung der Modellphysik findet sich in Eppel et al. (1992).

2.3 Das Wolkenmodul

Zur Behandlung der Mikrophysik stehen in GESIMA zwei verschiedene Wolkenmodule zur Auswahl: das Parametrisierungsschema nach Jacob (Jacob, 1991; Eppel et al., 1995) und das nach Levkov (Levkov et al., 1992). Wegen der detaillierteren Umsetzung der Eisphasenmikrophysik und der zusätzlichen Betrachtung der Teilchenzahlen der unterschiedlichen Hydrometeore wurden die in dieser Arbeit verwendeten Wolken mit den Parametrisierungen nach Levkov errechnet.

In der Routine nach Levkov wird neben Wasserdampf zwischen vier verschiedenen Erscheinungsformen von Wasser unterschieden: Wolkenwasser, Regen, Eiskristalle und Schnee. Innerhalb dieser Klassen sind sowohl die Form der Partikel als auch die der Größenverteilungen vorgegeben. Beispielsweise wird für die Größenklassenverteilung der Niederschlagspartikel eine exponentielle Verteilung nach Marshall und Palmer (1948) angenommen.

$$n_x(D) = n_{0x} \exp(-\lambda_x D_x) \quad (2.6)$$

mit x = Regen oder Schnee

- n_x = Partikelanzahl pro Einheitsvolumen und Durchmesserintervall
- n_{0x} = Wert für n_x bei $D = 0$ ($8 \cdot 10^6 m^{-4}$ für Regen, $3 \cdot 10^6 m^{-4}$ für Schnee)
- λ_x = Verteilungsparameter, abhängig von Massenmischungsverhältnis q_x und Luftdichte ρ_a
- D_x = Durchmesser der Partikel

Die Änderung des Massenmischungsverhältnisses q_x der einzelnen Feuchtevariablen ergibt sich aus der Advektion derselben (*ADV*), der Diffusion (*DIF*), dem Sedimentationsfluss durch Ausfallen von Regen, Schnee oder Eis und der Umwandlung durch mikrophysikalische Prozesse *B*.

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} = ADV(q_x) + DIF(q_x) + \frac{\partial}{\partial z}(q_x U_x) + B_{q_x} \quad (2.7)$$

Der Index x bezeichnet die fünf Klassen Wasserdampf (V), Wolkenwasser (L), Regen (R), Wolkeneis (I) und Schnee (S). Das im Sedimentationsfluss enthaltene $U(x)$ ist die massengewichtete Fallgeschwindigkeit mit $U_V = U_L = 0$. Eine äquivalente Gleichung ergibt sich für die Teilchenanzahl N_x anstatt des Mischungsverhältnisses q_x . Dabei treten an die Stelle des Wasserdampfes (q_V) die Aerosolpartikel (N_V).

Die mikrophysikalischen Prozesse, also der Austausch zwischen und die Änderung innerhalb der Partikelklassen, wird durch Bulk-Parametrisierungen beschrieben. In diesen wird sowohl das Massenmischungsverhältnis q_x als auch die Teilchenzahl N_x in den Klassen berücksichtigt. Diese Wechselwirkungen sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Im einzelnen werden folgende Umwandlungsmechanismen parametrisiert (Levkov et al., 1992):

- Wolkenwasserzu- bzw. abnahme durch Kondensation oder Verdunstung (BWCOND)
- Zunahme des Regens (BWAUTR) oder des Schnees (BAUTIS) durch Autokonversion
- Zunahme des Regens (BRACRW) oder des Schnees (BSACRI) durch Akkreszenz
- Regenabnahme durch Evaporation des Regens zu Wasserdampf und Wolkenwasser (BREVAP)
- Zusammenfließen von Regentropfen untereinander (self collection) (BSELFR)
- Niederschlag, Ausfallen von Regen (BFALLR), Schnee (BFALLS) oder Eiskristallen (BFALLI)
- direkte Umwandlung von Wasserdampf in Eiskristalle durch Nukleation (BIDEP / NUQN)
- Deposition von Wasserdampf an vorhandenen Eiskristallen oder Sublimation der Eiskristalle zu Wasserdampf (BDEPI / NDEPI)
- Wolkeneisbildung durch Verbindung von unterkühlten Wolkentropfen mit Aerosolpartikeln (contact nucleation) (BCONTW)
- Wolkeneisbildung durch Gefrieren von Wolkentropfen (BFREZW)

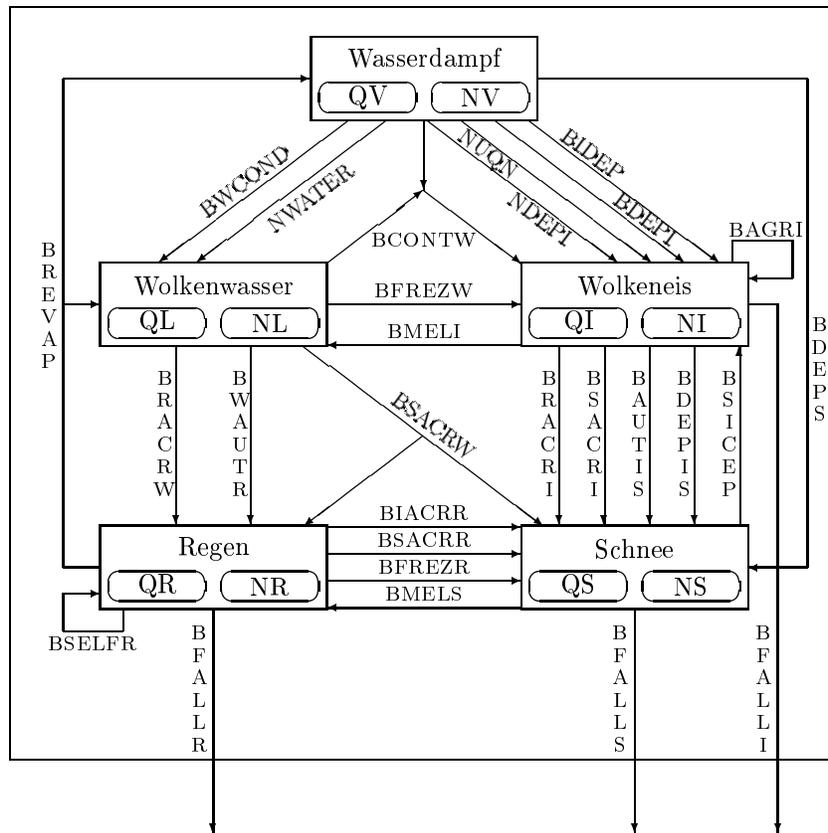


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der im GESIMA-Wolkenmodul parametrisierten mikrophysikalischen Umwandlungsprozesse (aus Hagedorn, 1996)

- Abnahme der Anzahl der Eiskristalle durch Zusammenlagerung kleiner Eiskristalle (Aggregation) (BAGRI)
- Schmelzen von Wolkeneis zu Wolkentropfen (BMELI)
- Schneezunahme durch Deposition von Wasserdampf an Schnee (BDEPS)
- Schneezunahme durch Deposition von Wasserdampf an Wolkeneis (BDEPIS)
- Wolkeneiserzeugung durch Kollision von Schnee mit Wolkentropfen (splintering) (BSICEP)
- Schneezunahme durch Einfangen von Eiskristallen durch Regentropfen (BIACRR)
- Schneezunahme durch Einfangen von Regentropfen durch Eiskristalle (BRACRI)
- Schneezunahme durch Einfangen von Regentropfen durch Schnee (BSACRR)
- Gefrieren von Regentropfen zu Schnee (BFREZR)
- Schmelzen von Schnee zu Regentropfen (BMELS)
- Schnee- bzw. Regenzunahme durch Einfangen von Wolkentropfen durch Schnee (BSACRW)

2.4 Initiierung und Ablauf der Wolkenentwicklung

Zur Erzeugung der Wolken wurden $52 \times 52 \times 26$ Gitterzellen verwendet. Bei einer horizontalen Auflösung von 2 km erstreckt sich das Modellgebiet über 104×104 km. Die vertikale Auflösung reicht von 100 m über dem Boden bis zu 1000 m in den oberen Schichten. Insgesamt erstreckt sich das Modellgebiet bis in 10 km Höhe. Von diesen Gitterpunkten werden aber nur für die inneren Boxen die Integrationsgleichungen gelöst. Die äußeren Gitterzellen enthalten die Randbedingungen der Integration, die konstant gehalten werden. Die Länge der Integrationsschritte beträgt zehn Sekunden, wobei die gesamte Simulationszeit jeweils zwei Stunden umfasste. Alle zehn Minuten wurde der Zustand des Modells als eine Wolkenrealisation abgespeichert, sodass jeder Modelllauf eine Zeitreihe von 12 Wolken ergab.

Der atmosphärische Startzustand des Modellgebiets wurde aus Radiosondenaufstiegen des DWD aus dem Jahr 1989 über den Ozeanen abgeleitet. Diese Druck-, Temperatur- und Feuchteprofile wurden vertikal auf das Modellgitter übertragen, während in horizontaler Richtung homogene Startbedingungen vorgegeben wurden. Der gemessene Wind in 10 m Höhe wurde als geostrophischer Wind angenommen. Da alle Modellläufe über offener See stattfanden, verfügt die Bodenschicht über keine Orographie und besitzt die bei den Aufstiegen gemessene Meeresoberflächentemperatur (SST). Die Wolken wurden auf drei verschiedene Arten klassifiziert. So wurden sie den Monaten, in denen das Startprofil gemessen wurde, zugeordnet. Aufgrund des Herkunftsortes der Radiosondenaufstiege wurden die Wolken in die Klassen REG1 bis REG18 eingeteilt, die die geographische Breite in 10° Schritten beginnend am Nordpol darstellen. Außerdem wurden die Wolken durch die maximal erreichte relative Feuchte ihres Startprofils den drei Feuchteklassen rh94, rh96 oder rh98 zugeordnet.

Sämtliche Wolken entstanden erst während der Modellintegration, das heisst, die Modellläufe wurden wolkenfrei gestartet. Weil nicht alle Startprofile die Bildung von Wolken gewährleisten konnten und weil die Wolkenentwicklung möglichst bald nach dem Modellstart einsetzen sollte, wurde die Wolkenbildung künstlich angeregt. Durch Hinzufügen von künstlichen Feuchtestörungen in das Modellgebiet und der daraus resultierenden Übersättigung wurde die Schichtung der Atmosphäre labilisiert und Konvektion angeregt. Diese Störungen wurden auf zwei Arten eingebracht: zum einen über 70 Minuten im gesamten Modellgebiet und zum anderen für 50 Minuten in elf zufällig ausgewählten Stellen des Modellgebiets (von Bremen, 2001).

Die sich hieraus entwickelnden Wolken weisen eine hohe interne Variabilität auf. Aufgrund des Antriebs durch die künstliche Feuchtezugabe hängt die Form und die Struktur der resultierenden Wolken auch von der zufällig ermittelten Form der Wasserdampfstörung ab.

2.5 Verwendete Wolken

Von den 1728 existierenden GESIMA-Wolken aus 108 Zeitserien wurden 168 Wolken für die Untersuchungen in dieser Arbeit verwendet. Diese stammen aus 16 verschiedenen Zeitreihen, deren Startprofile alle eine maximale relative Feuchte von mehr als 98% aufweisen. Die Radiosondenaufstiege fanden zwischen 30° und 70° nördlicher Breite in den Monaten Januar, April, Juli, August, November und Dezember statt. Von den untersuchten Wolken bestehen 76 nur aus flüssigem Wasser, die restlichen 92 sind Mischwolken.

Aufgrund des Konzepts dieser Wolkenmodellierung sind alle GESIMA-Wolken konvektiven Ursprungs. Großräumige Aufgleitprozesse und die damit verbundene stratiforme Bewölkung können sich in dem 104×104 km durchmessenden Modellgebiet nicht entwickeln. In Abbildung 2.2 wird beispielhaft eine der verwendeten Wolken dargestellt. Trotz des Fehlens von Stratusbewölkung aus synoptischen Systemen bilden sich im unteren Bereich der Cumuluswolken häufig von den Störgebieten ausgehend eine oder mehrere horizontale Wolkenschichten, die sich nicht selten über das ganze Modellgebiet erstrecken.

2.6 Umrechnung der Gesima-Daten für das Strahlungstransportmodell

Die GESIMA-Wolken enthalten für jede Gitterbox zunächst nur Informationen über die materiellen physikalischen Eigenschaften wie Temperatur, Druck, Luftfeuchtigkeit, Niederschlagsmenge, Anzahldichte von Flüssigwasser- und Regentropfen oder den Wassergehalt für die einzelnen Arten von Hydrometeoren. Aus diesen Variablen müssen nun für jede Gitterbox die Eingangsdaten für das Monte-Carlo-Strahlungstransportmodell GRIMALDI abgeleitet werden: der Volumenextinktionskoeffizient β_x , die Einfachstreueralbedo ω_0 und die Streufunktion $P(\Theta)$. Dabei beschreibt der Extinktionskoeffizient β_x die Abnahme der Strahldichte L einer elektromagnetischen Welle entlang ihrer Wegstrecke ds durch

$$dL = -\beta_x L ds . \quad (2.8)$$

Er setzt sich aus dem Absorptionskoeffizienten k und dem Streukoeffizienten β_s der durchlaufenen Materie zusammen:

$$\beta_x = k + \beta_s . \quad (2.9)$$

Der Volumenextinktionskoeffizient bzw. seine Entsprechungen für Absorption und Streuung sind über die Dichte mit dem molekularen Extinktionsquerschnitt bzw. dem Absorptions- und Streuquerschnitt verknüpft durch

$$A = \hat{A} \frac{\rho}{m} \quad (2.10)$$

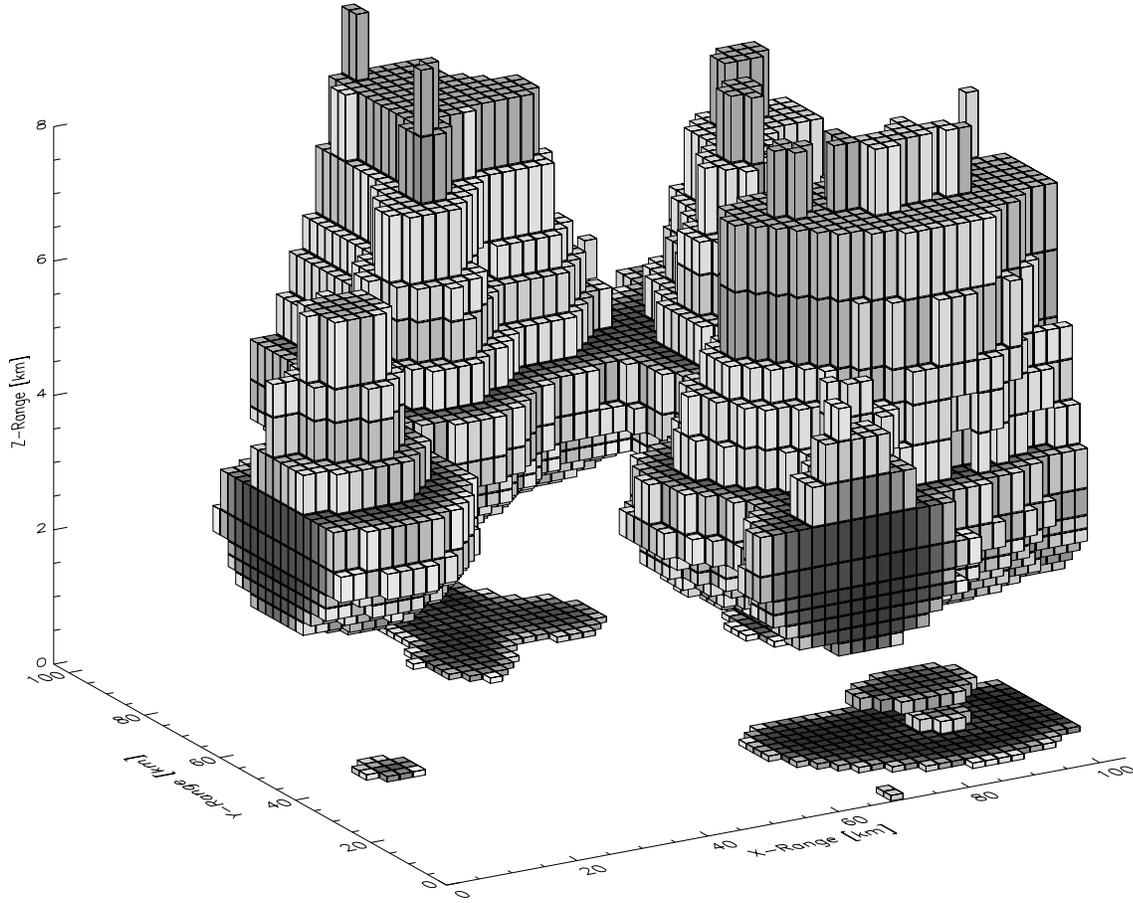


Abbildung 2.2: Darstellung von einer der 168 verwendeten GESIMA-Wolken. Dunkle Quader stellen einen hohen Extinktionskoeffizient dar.

- mit $A = \beta_x, k$ oder β_s
 $=$ volumenspezifischer Extinktions-, Absorptions- oder Streukoeffizient
 $\hat{A} = \hat{\beta}_x, \hat{k}$ oder $\hat{\beta}_s$
 $=$ molekularer Extinktions-, Absorptions- oder Streuquerschnitt
 $\rho =$ Dichte des Gases
 $m =$ Molekulargewicht .

Der gestreute Anteil der bei einer Wechselwirkung mit Materie extingierten Strahlung wird durch die Einfachstreueralbedo ω_0 angegeben:

$$\omega_0 = \frac{\beta_s}{k + \beta_s} . \quad (2.11)$$

Die Strahldichte, die bei einem Streueignis um den Winkel Θ abgelenkt wird, erhält man mithilfe der normierten Streufunktion $P(\Theta)$:

$$L(\Theta) = L_0 \beta_s P(\Theta) \quad (2.12)$$

In diesem Modell wird die Wechselwirkung von Strahlung mit atmosphärischen Gasen, mit Wolkenwasser- und Regentropfen und mit Eis- und Schneekristallen berücksichtigt, sodass sich die effektiven strahlungsrelevanten Eigenschaften jeder Gitterbox aus der Summe der Beiträge der verschiedenen Interaktionspartner ergeben.

Atmosphärische Gase

Die Dichte der in der Strahlungstransportrechnung berücksichtigten Gase *Wasserdampf, Sauerstoff und Kohlendioxid* variiert mit der Höhe, bleibt innerhalb der horizontalen Schichten aber gleich. Allerdings ändert sich das Wasserdampf-mischungsverhältnis in natürlichen Wolken auch in horizontaler Richtung. Der Fehler in Albedo und Absorption, der sich durch diese Vereinfachung hin zu horizontal homogenen Wasserdampfverteilungen ergibt, liegt jedoch unter 0,1 % der einfallenden Strahlung (Scheirer und Macke, 1999).

Die Streueigenschaften dieser drei Gase wird durch die Rayleigh-Streuung beschrieben. So ergibt sich die Rayleigh-Streufunktion nach Buchholtz (1995) durch

$$P_R(\Theta) = \frac{3}{4(1+2\gamma)} (1 + 3\gamma + (1 - \gamma) \cos^2 \Theta) \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \Theta &= \text{zenitaler Streuwinkel} \\ \gamma &= \text{Korrekturterm} = \frac{\rho_n}{2 - \rho_n} \\ \rho_n &= \text{Depolarisationsfaktor} . \end{aligned}$$

Um den Streuquerschnitt zu errechnen, wird die analytische Formel

$$\hat{\beta}_s = A\lambda^{-(B+C\lambda+\frac{D}{\lambda})} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \hat{\beta}_s &= \text{Streuquerschnitt [m}^2\text{]} \\ \lambda &= \text{Wellenlänge [\mu m]} \\ A, B, C, D &= \text{wellenlängenabhängige Koeffizienten (siehe Tabelle 2.1)} \end{aligned}$$

nach Buchholtz (1995) verwendet.

Der effektive Absorptionsquerschnitt von H_2O , O_2 und CO_2 innerhalb eines spektralen Bandes wurde mithilfe der Intensitäten der einzelnen Absorptionslinien aus dem HITRAN Datensatz (Rothman et al., 1987; Rothman, 2001) durch eine Linien-für-Linien Berechnung erhalten. Diese Linien sind nicht monochromatisch, sondern werden durch die thermische Bewegung der Gasmoleküle (temperaturabhängiger Dopplereffekt) und durch Kollisionen der Moleküle untereinander (druckabhängiger Lorenzeffekt) „verschmiert“. Diese Linienverbreiterung läßt sich durch die Halbwertsbreite α des Linienprofils beschreiben. In den unteren Atmosphärenschichten,

Tabelle 2.1: Koeffizienten des Rayleigh-Streuquerschnitts nach Buchholtz (1995)

Koeffizient	$0,2\mu m \leq \lambda \leq 0,5\mu m$	$0,5\mu m < \lambda$
A	$3,01577 \cdot 10^{-28}$	$4,01061 \cdot 10^{-28}$
B	3,55212	3,99668
C	1,35579	$1,10298 \cdot 10^{-3}$
D	0,11563	$2,71393 \cdot 10^{-2}$

in denen die Lorenzverbreiterung überwiegt ($\alpha_L > 12\alpha_D$), ergibt sich der Absorptionsquerschnitt, indem die Integrale der Lorenzprofile für die einzelnen Absorptionslinien aufsummiert werden. Mit der Höhe gewinnt die Dopplerverbreiterung an Gewicht, sodass der Absorptionsquerschnitt aus der Kombination von Lorenz- und Dopplerprofil, vereinigt in der Approximation des Voigtprofils, errechnet wird (Scheirer, 2001).

Wolken

Die Strahlungseigenschaften von Wolken setzen sich aus den Streu- und Absorptionseigenschaften von Wolkentropfen, Regentropfen, Eiskristallen und Schneekristallen zusammen. Dabei wird jeweils der effektive Radius

$$r_{eff} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} r \pi r^2 n(r) dr}{\int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 n(r) dr} \quad (2.15)$$

mit $n(r)$ = Anzahldichte mit Radius r
 r = Tropfenradius

aus der Größenverteilung der vier Teilchenarten benötigt.

Für *Wolkentropfen* wird aufgrund ihrer sphärischen Form sowohl die Streufunktion als auch der Absorptions- und der Extinktionsquerschnitt durch die analytische Lösung der Mie-Theorie beschrieben. Bezieht man den Extinktionsquerschnitt auf ein Volumen, so erhält man die Extinktionseffizienz q . Für eine Tröpfchenverteilung gilt in guter Näherung (Hansen und Travis, 1974):

$$\beta_{xw} = \frac{3 \bar{q} lwc}{4 \rho_w r_{eff}} \quad (2.16)$$

mit \bar{q} = mittlere Extinktionseffizienz (Verhältnis Extinktionsquerschnitt zu geometrischen Querschnitt) ≈ 2

lwc = Flüssigwassergehalt

ρ_w = Dichte des Wassers .

Da die Form der Tropfen mit zunehmender Größe immer mehr von der sphärischer Teilchen abweicht, gehorchen die *Regentropfen* nicht mehr der Mie-Theorie. Der Volumenextinktionskoeffizient und der effektive Radius für Regentropfen werden deshalb mithilfe empirischer Parametrisierungen, die anhand zweijähriger, durch Großklaus et al. (1998) erstellter Disdrometer-Messungen entwickelt wurden, aus der Niederschlagssumme errechnet (Macke und Großklaus, 1998):

$$\beta_{xr} = 2.623 \cdot 10^{-4} RR^{0.839} \quad (2.17)$$

$$r_{eff,r} = 3.0435 \left(\frac{RR}{N_r} \right)^{0.3364} \quad (2.18)$$

mit β_{xr} = Volumenextinktionskoeffizient für Regentropfen [km^{-1}]
 RR = Regenrate [$mm h^{-1}$]
 $r_{eff,r}$ = effektiver Radius für Regentropfen [mm]
 N_r = Tropfenanzahl [cm^{-3}].

Obwohl diese Beziehungen nur aus bodennahen Messungen abgeleitet wurden, werden sie in Ermangelung besserer Umrechnungsschemata für alle Höhen benutzt, wobei jedoch mit größer werdendem Abstand vom Boden ihre Gültigkeit immer ungewisser wird. Zur Bestimmung der Einfachstreueralbedo und der Streufunktion standen Datensätze für Regentropfenverteilungen verschiedener effektiver Radien zur Verfügung. Diese sind mithilfe der geometrischen Optik (ray-tracing Methode) für die nichtspärischen Tropfen modelliert worden (Macke und Großklaus, 1998).

Auch für die Einfachstreueralbedo und die Streufunktion von *Eis- und Schneekristallen* wurde ein solcher Datensatz verwendet, der anhand fraktaler Polykristalle für verschiedene Radien erstellt worden ist (Macke et al., 1996). Der effektive Radius der Kristallgrößenverteilungen für die einzelnen Gitterboxen ergab sich zusammen mit dem Volumenextinktionskoeffizienten aus einem mikrophysikalischem Modell, das das Wachstumsverhalten der Kristalle mitberücksichtigt (Mitchell, 1988, 1991; Mitchell et al., 1996). Diese Routine berechnet aus der Temperatur und dem Eis- und Schneewassergehalt der Modellboxen Vertikalprofile von Extinktion und effektivem Radius.

Kapitel 3

Strahlungstransportmodell

Die Ausbreitung von elektromagnetischer Strahlung innerhalb eines Mediums wird quantitativ durch die Strahlungstransportgleichung erfasst. Die Grundgröße der Strahlungsrechnung ist die Strahldichte L . Sie enthält die Orts- und Richtungsabhängigkeit des Strahlungsfeldes und ist definiert als die Strahlungsenergie pro Zeiteinheit (Strahlungsfluss Φ), die senkrecht durch eine Einheitsfläche (A) in den Einheitsraumwinkel (Ω) geht:

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega da \cos \Theta} \quad (3.1)$$

- mit a = bestrahlte Fläche
- Θ = Winkel zwischen einfallendem Strahl und Lot auf Fläche a
- $a \cos \Theta$ = A
= Projektion der Fläche a senkrecht auf den einfallenden Strahl
- $d\Omega$ = $\sin \nu d\nu d\varphi$
= Raumwinkelement
- ν = Zenitwinkel
- φ = Azimutwinkel .

Die Strahlungstransportgleichung beschreibt die Änderung der Strahldichte durch Absorption, Emission und Streuung entlang ihres Weges beispielsweise durch die Atmosphäre.

$$\frac{dL}{ds} = -\beta_s L - kL + \beta_s I_s + kB(T) \quad (3.2)$$

- s = durchlaufene Wegstrecke
- β_s = Volumenstreuoeffizient
- k = Volumenabsorptionskoeffizient
(vgl. Kap. 2.6)

Da die einzelnen Variablen wie Volumenstreu- und Volumenabsorptionskoeffizient, die Streufunktion und die Emission von der Wellenlänge abhängen, gilt die Strahlungstransportgleichung ebenso wie die nachfolgenden Formeln nur für monochromatische Strahldichten. Die Integration über die Wellenlängen, um die Bilanz eines breiteren Bandes zu erhalten, erfolgt erst nach der Berechnung der einzelnen Spektralbereiche.

Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite von (3.2) geben die Abschwächung der Strahldichte durch Streuung aus dem Strahl heraus und durch Absorption an. Sie können in der Extinktion zusammengefasst werden zu

$$-\beta_s L - kL = -\beta_x L . \quad (3.3)$$

Die letzten beiden Terme sind die Quellen der Strahldichte. Der dritte Ausdruck enthält die aus der diffusen Strahlung und der direkten Sonnenstrahlung in den betrachteten Raumwinkel hineingestreuete Strahlung

$$\beta_s I_s = \beta_s \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{4\pi} P(\nu', \varphi', \nu, \varphi) L(\nu', \varphi') \sin \nu' d\nu' d\varphi' \quad (3.4)$$

mit $P(\nu', \varphi', \nu, \varphi) =$ Streufunktion aus der Raumrichtung (ν', φ')
in die Richtung (ν, φ) hinein.

Der vierte Term gibt die Strahldichtezunahme durch Emission der im durchlaufenen Volumen enthaltenen Partikel nach der Planck-Funktion an.

Die beiden Strahlungsquellen lassen sich mit der Einfachstreueralbedo ω_0 nach Gleichung (2.11) zu

$$J = \omega_0 I_s + (1 - \omega_0) B(T) \quad (3.5)$$

zusammenfassen. Nach Einführung der optischen Dicke τ durch die entlang der Wegstrecke aufintegrierten Extinktionskoeffizienten

$$\tau = \int_{s_1}^{s_2} \beta_x(s) ds \quad (3.6)$$

ergibt sich die Strahlungstransportgleichung (3.2) zu

$$\frac{dL}{d\tau} = -L + J . \quad (3.7)$$

Die Lösung der allgemeinen Strahlungstransportgleichung kann so nicht gelingen, da im Integral des Quellterms selbst die Strahldichte enthalten ist, die eigentlich berechnet werden soll. Sie lässt sich zunächst nur mithilfe unterschiedlicher Vereinfachungen auflösen, z.B. durch Vernachlässigung des Mehrfachstreu-Quellterms (3.4) (Schwarzschild-Gleichung) oder durch Auslassen aller Quellterme zur Untersuchung der Extinktion (Bouguer-Lambert-Beer Gesetz, Gleichung (4.1)). Um trotzdem den

allgemeinen Strahlungshaushalt berechnen zu können, wurden unter anderem die in Kapitel 3.1 aufgelisteten Verfahren entwickelt.

Wird die von einer Fläche ausgehende oder auf eine Fläche auftreffende Strahlungsdichte über den Halbraum aufintegriert, ergibt sich die spektrale Strahlungsflussdichte

$$F_\lambda = \int L_\lambda \cos \nu \, d\nu \, d\varphi . \quad (3.8)$$

Die gesamte in den Weltraum zurückreflektierte solare Strahlung erhält man durch Integration der aufwärtsgerichteten Strahlungsflussdichten über die Wellenlängen des solaren Spektrums

$$F_{sol}^\uparrow = \int F_\lambda^\uparrow \, d\lambda . \quad (3.9)$$

Normiert auf die einfallende solare Strahlung wird durch diese das Reflektionsvermögen oder die kurzwellige Albedo R der betrachteten Atmosphäre und ihres Untergrunds beschrieben:

$$R = \frac{F_{sol}^\uparrow}{S_0 \cos \Theta} \quad (3.10)$$

mit $S_0 =$ Solarkonstante, Bestrahlungsstärke der Sonne auf eine dazu senkrecht stehende Fläche am Oberrand der Atmosphäre
 $\approx 1370 \text{ W m}^{-2}$.

Auf die gleiche Weise wird der Anteil der solaren Einstrahlung, der innerhalb der Atmosphäre absorbiert wird, durch das Absorptionsvermögen, und der die Atmosphärenschichten durchdringt, ohne absorbiert oder wieder in den oberen Halbraum zurückreflektiert zu werden, durch das Transmissionsvermögen beschrieben. Letzteres lässt sich aufteilen in das direkte Transmissionsvermögen, das den Anteil der von der Atmosphäre unbeeinflusst, also ohne in Wechselwirkung mit den atmosphärischen Komponenten zu treten den Untergrund erreichenden Strahlungsflussdichte enthält, und das diffuse Transmissionsvermögen, das den nach mindestens einem Streuvorgang den Untergrund erreichenden Anteil solarer Strahlung umfasst. Aus der Zusammenfassung von Absorption und Streuung entsteht die Extinktion.

3.1 Möglichkeiten zur Strahlungstransportberechnung

Es existieren mehrere numerische Verfahren zur Lösung der Strahlungstransportgleichung. Jedoch lassen sich viele nur auf idealisierte Atmosphären oder Wolken, die aus planparallelen, homogenen Schichten (PPHom) aufgebaut sind, anwenden. Häufig werden die beiden folgenden Methoden angewendet (siehe Hansen und Travis, 1974):

Die *Verdopplungs- oder Additionsmethode* beruht auf dem Prinzip des Aneinanderfügens horizontal homogener Schichten mit bekanntem Reflexions- und Transmissionsverhalten. Zur einfachen Berechnung der Reflexions- und Absorptionseigenschaften der einzelnen Schichten werden diese so dünn gewählt, dass in ihnen höchstens ein Streuvorgang für jedes Photon stattfindet (Einfachstreuapproximation). Beim Übereinanderlegen zuerst zweier und dann mehrerer Schichten lässt sich aus den mehrmals noch oben und nach unten gestreuten Energiebeträgen eine unendliche Reihe entwickeln, die meist nach mehreren Gliedern mit geringem Fehler abgebrochen werden kann. Aufgrund ihres Ansatzes ist diese Methode auf die Behandlung planparalleler Schichten beschränkt.

Bei der *Methode der sukzessiven Streufolge* ergibt sich das Strahldichtefeld aus der Summe von Photonenintensitäten, wobei die Glieder dieser Reihe durch die Anzahl von Streuprozessen eines Photon festgelegt sind. So enthält der erste Summand alle einmal gestreuten Photonen, der zweite alle zweimal gestreuten Photonen usw. Bei dieser Methode müssen für eine ausreichende Genauigkeit viele Glieder der Folge berücksichtigt werden, was in einer langen Rechenzeit resultiert. Dafür beschränkt sie sich nicht mehr nur auf die Lösung eindimensionaler Probleme.

Mithilfe der Methoden zur horizontal homogenen Strahlungstransportberechnung lässt sich annäherungsweise auch die Strahldichte für eine dreidimensionale inhomogene Atmosphäre oder Wolke bestimmen. Dazu wird in der „*unabhängigen Säulenapproximation*“ (independent column approximation, ICA) für jede einzelne Säule der Strahlungstransport berechnet, als bestehe sie aus unendlich ausgedehnten, planparallelen Schichten:

$$ICA = \int_0^{\tau_{max}} PPHom(\tau) n(\tau) d\tau . \quad (3.11)$$

Dadurch wird zwar die dreidimensionale Struktur des durchlaufenen Mediums berücksichtigt, allerdings unter Vernachlässigung horizontaler Flüsse von Photonen von einer Säule zur benachbarten. So können sich bei inhomogenen Wolken und einem großen Sonnenzenitwinkel nicht zu vernachlässigende Fehler ergeben (Scheirer, 2001).

An praktikablen Methoden zur Modellierung des Strahlungstransports in dreidimensional inhomogener Atmosphäre existieren die hier verwendete *Monte-Carlo Simulation* (Kapitel 3.2) und die Kugelflächen/Diskrete Ordinaten Methode (Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method, SHDOM) nach Evans (1998).

Bei der *SHDOM* finden während jedes Integrationsschritts Transformationen zwischen zwei unterschiedlichen Beschreibungsweisen der Strahldichten statt. Es werden Kugelfunktionen verwendet, um die Quellfunktionen der Strahlungstransportgleichung für jede Gitterbox zu errechnen. Nach einer Transformation auf diskrete Ordinaten findet die Integration der Quellfunktionen (3.4) statt, worauf wieder eine Umwandlung in Kugelfunktionen folgt. Die SHDOM ist gut dazu geeignet, die Strahldichten $L(x, y, z, \Theta, \Phi)$ für die einzelnen Modellgitterpunkte zu bestimmen. Abgesehen von der Berechnung stark inhomogener Felder geschieht dies bei ange-

messener Rechenzeit (Evans, 1998). Allerdings ist zu beachten, dass die SHDOM nicht energieerhaltend arbeitet.

3.2 Das Monte-Carlo Strahlungstransportmodell

Monte-Carlo Verfahren werden in vielen Forschungsdisziplinen verwendet, um durch die Simulation elementarer physikalischer Prozesse eine Darstellung makroskopischer Sachverhalte zu erhalten. Das heißt in der Strahlungstransportmodellierung, dass die Streu- und Absorptionsvorgänge in der Atmosphäre an einer großen Anzahl Photonen direkt verfolgt werden, um anschließend eine Aussage über die gesamten Strahlungseigenschaften des betrachteten Gebiets treffen zu können.

Um den Weg eines Photonenbündels zu simulieren, wird als erstes die Weglänge festgelegt, die es geradlinig bis zum Ort der ersten Wechselwirkung zurücklegt. Dazu bekommt es eine zufällig ermittelte verfügbare optische Dicke τ^* zugeteilt durch:

$$\tau^* = -\ln(r) \quad (3.12)$$

mit $r =$ gleichverteilte Zufallszahl ($0 < r < 1$) .

Sobald die tatsächliche optische Dicke τ der vom Photonenpaket durchlaufenen Wegstrecke der verfügbaren optischen Dicke entspricht, wird ein Teil des Photonenbündels absorbiert und der Rest durch Streuung aus der bisherigen Ausbreitungsrichtung abgelenkt.

Jedem Photon wird ein Gewicht \mathcal{W} zugesprochen, das bei dessen Initiierung $\mathcal{W} = 1$ beträgt. Bei einer Wechselwirkung der Strahlung mit Materie wird ein Anteil $1 - \omega_0$ von der Strahlungsenergie absorbiert, sodass das Gewicht des gestreuten Anteils des Photonenpakets danach

$$\mathcal{W}_k = \mathcal{W}_{k-1}\omega_0 \quad (3.13)$$

mit $k =$ Anzahl der Wechselwirkungen

beträgt. Der Ablenkungswinkel Θ zenital zur Ausbreitungsrichtung kann für die verbleibenden Photonen aus

$$\int_0^\Theta P(\Theta') \sin \Theta' d\Theta' = r \int_0^\pi P(\Theta') \sin \Theta' d\Theta' \quad (3.14)$$

mit $P(\Theta) =$ effektive Streufunktion aus Gleichung (2.12)

abgeleitet werden. Dabei wird die Streufunktion als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für den Ablenkungswinkel bei Streuung interpretiert. Praktisch wird für jede bewölkte Gitterbox aus ihrer effektiven Streufunktion die kumulative Wahrscheinlichkeitsfunktion errechnet, in der der gleichverteilten Zufallszahl r direkt ein Ablenkungswinkel Θ zugeordnet ist. Aufgrund der zufälligen Orientierung der Streukörper

im Raum ist die Wahrscheinlichkeit der azimutalen Ablenkung Φ für alle Richtungen gleich groß:

$$\Phi = 2\pi r . \quad (3.15)$$

Mit einer neu bestimmten verfügbaren optischen Dicke setzt sich diese Prozedur fort, bis die Photonenbündel das Modellgebiet durch die obere oder untere Begrenzung verlassen und somit ihr verbleibendes Gewicht zur Albedo bzw. Transmission gezählt wird oder ihr Gewicht unter einen Grenzwert fällt, wodurch sie vollständig absorbiert sind (vgl. Scheirer, 2000, 2001). Durch Aufsummieren aller Gewichte der Photonen, die aus dem Modellareal in einem definierten Raumwinkelintervall austreten, ergeben sich die Strahldichten der untersuchten bewölkten Atmosphäre. Die Genauigkeit des Verfahrens nimmt mit der Anzahl n verfolgter Photonenpakete zu. Der relative Fehler \mathfrak{R} der erhaltenen Strahlungsflussdichten liegt bei

$$\mathfrak{R} = \frac{1}{\sqrt{n}} . \quad (3.16)$$

Eine ausführliche Erklärung des Monte-Carlo Schemas und seiner Anwendung im Strahlungstransport bieten Marchuk et al. (1980).

Da die Genauigkeit der Monte-Carlo Methode von der Anzahl der Photonen abhängt, die in die gewünschte Strahlungsgröße einfließen, liegt die Rechenzeit bei der Bestimmung von Strahldichten wegen einer hohen geforderten Photonenanzahl deutlich über der von SHDOM. Dies gilt verstärkt bei einem resultierenden Strahldichtefeld, das sich stark anisotrop zeigt, also die Bestimmung der Strahldichten an sehr vielen Richtungen erfordert. Zur Erlangung der mittleren Strahlungsflussdichten über einem größeren Gebiet am Oberrand und am Unterrand der Atmosphäre wartet die Monte-Carlo Simulation jedoch mit deutlich geringeren Rechenzeiten auf als SHDOM (Evans, 1998). Zusätzlich lässt sich die Monte-Carlo Methode aufgrund ihres einfachen Konzepts auf eine Vielzahl unterschiedlicher Problemfälle anwenden.

3.3 Die verwendeten Streu- und Absorptionseigenschaften der Wolkenpartikel

Zur Berücksichtigung der solaren Streu- und Absorptionseigenschaften verschiedenster atmosphärischer Hydrometeore liegt eine von A. Macke erstellte Datenbank von Streufunktionen und Einfachstreueralbeden für vier verschiedene Partikelformen (runde Wassertropfen, asphärische Regentropfen, hexagonale Eiskristalle und irregulär geformte Eiskristalle) an mehreren Wellenlängen und für unterschiedliche Teilchengrößenverteilungen vor. Abbildung 3.1 zeigt die Streufunktionen der unterschiedlichen Partikeltypen für den sichtbaren Spektralbereich bei einer zentralen Wellenlänge von $0,55 \mu\text{m}$. Die Daten für hexagonale Eissäulen fanden in dieser Arbeit keine Verwendung, da diese Eisform in reinen Cirruswolken auftritt und für die hier untersuchte konvektive Bewölkung untypisch ist.

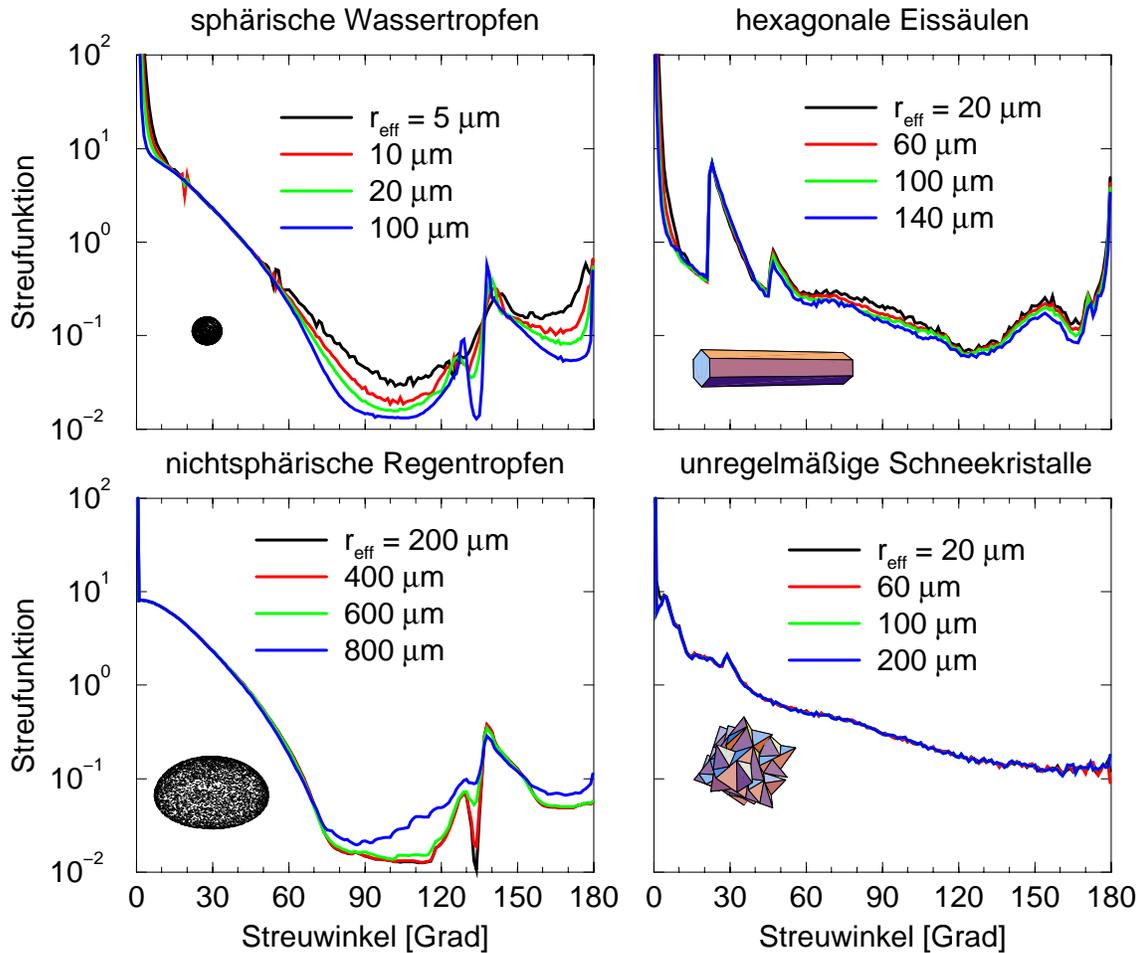


Abbildung 3.1: Auswahl von Streufunktionen zur Errechnung der Strahlungsbi-
 lanz im sichtbaren Spektralbereich für Wolkenwasser (sphärische Tropfen), Re-
 gen (nichtsphärische Tropfen), Eis und Schnee (fraktaler Polykristall). Hexagonale
 Eissäulen fanden keine Verwendung.

3.4 Vorgaben in dieser Arbeit

Da es im Zuge einer Bulk-Parametrisierung der Strahlungsflussdichten in dieser Ar-
 beit in erster Linie um die Machbarkeit einer solchen geht, wurde die Strahlungs-
 transportrechnung vorerst auf einen Sonnenzenitwinkel von 45° beschränkt. Dagegen
 wurden die Strahlungsflussdichten für jede Wolke unter vier verschiedenen Azimut-
 winkeln entlang der Hauptachsen des Modellgitters (0° , 90° , 180° , 270°) simuliert.

Die Strahlungstransportrechnung wurde für sechs spektrale Bänder, die den ul-
 travioletten Bereich, das sichtbare Licht und das nahe Infrarot umfassen, durch-
 geführt. Die Grenzen dieser Bänder sind zusammen mit ihrem Anteil an der so-
 laren Bestrahlungsstärke (nach Thekaekara, 1974) und den Wellenlängen, für die
 die verwendeten Streufunktionen erstellt worden sind, in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Tabelle 3.1: Kriterien der zur Strahlungstransportrechnung verwendeten spektralen Bänder

Zentrum [μm]	0,44	0,77	1,05	1,29	1,89	3,12
Grenzen [μm]	0,2 — 0,7	— 0,84	— 1,26	— 1,32	— 2,46	— 4,0
Breite [μm]	0,5	0,14	0,42	0,06	1,14	1,54
Gewicht [%]	46,9	12,3	21,3	1,8	13,9	2,9
$P(\Theta)$ [μm]	0,55	0,89	0,89	1,48	1,905	3,17

Zusammen enthalten die verwendeten Bänder 99 % der spektralen Energie der solaren Einstrahlung. Diese Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit dem kurzwelligen Teil des Strahlungshaushalts. Ausstrahlung im terrestrischen Infrarot wurde nicht betrachtet.

Die Strahlungssimulation wurde mit reflektierenden Randbedingungen durchgeführt, um Unstetigkeiten in den Wolkenfeldern zu vermeiden. Das heißt, dass Photonen, die das Modellgebiet an den Seitenflächen verlassen hätten, wieder in das Wolkenareal zurückreflektiert wurden. Dadurch wurde das begrenzte Modellgebiet zu einem in der Horizontalen unendlich ausgedehnten Territorium, in dem sich die ursprünglichen Wolken horizontal gespiegelt wiederholten. Um vermehrt den Einfluss der Wolken anstatt der freien Atmosphäre auf die Strahlungsbilanz zu simulieren, wurde in einigen Fällen künstlich der Bedeckungsgrad erhöht. Dazu wurden vor Verwendung des Monte-Carlo Modells an dem Areal der GESIMA-Wolken unbewölkte Ränder abgeschnitten, sodass vermehrt der gewünschte Strahlungseinfluss der Wolken simuliert werden konnte. Dies geschah, indem nur die kleinste vertikale Box, in der alle Wolken noch vollständig enthalten sind, in das Strahlungstransportmodell einging.

Die Anzahl verwendeter Photonen beträgt in jeder Strahlungssimulation $2,5 \cdot 10^6$. Testrechnungen ergaben, dass eine Erhöhung der Photonenzahl keine sichtbare Änderung in den gebietsgemittelten Strahlungsflussdichten erbrachte. Beim Fehlen von Absorption, beispielsweise im ultravioletten und sichtbaren Bereich, resultiert hieraus und nach Gleichung (3.16) bei einem Transmissionsvermögen und einer Albedo von 0,5 ein statistischer, relativer Fehler von $\mathfrak{R} \approx 0,1\%$.

Kapitel 4

Ergebnisse

Zur Erstellung einer Parametrisierung der großräumigen solaren Strahlungsflussdichten von Wolkenfeldern aus deren räumlich gemittelten materiellen Wolkeneigenschaften wurden für die mit GESIMA modellierten Wolken aus Kapitel 2 Strahlungstransportrechnungen mithilfe des Monte-Carlo Strahlungstransportmodells GRIMALDI nach den in Kapitel 3.4 genannten Vorgaben durchgeführt. Auf dem Weg zu dieser Parametrisierung wird hier zunächst der Zusammenhang zwischen Strahlungstransport und den einzelnen mittleren Wolkeneigenschaften untersucht, der direkte Einfluss der Wolkeninhomogenität auf die Strahlungsflussdichten erkundet und die Strahlungsabhängigkeit von allen Wolkeneigenschaften systematisch untersucht. Die am Ende entwickelte Bulk-Parametrisierung ist nur für konvektive Wolken bei einem Sonnenzenitwinkel von 45° gültig. An großräumigen materiellen Wolkeneigenschaften findet Verwendung:

- der vertikal integrierte Wolkenwassergehalt (Flüssigwasserpfad, LWP), Regen-gehalt (Regenwasserpfad, RWP), Schneegehalt (Schneewasserpfad, SWP) und Eisgehalt (Eiswasserpfad, IWP) in kg m^{-2} , horizontal gemittelt über das Modellgebiet, das in dem Strahlungstransportmodell berücksichtigt wurde,
- der Anteil der Bodenfläche, die von Wolken bedeckt wird (Bedeckungsgrad, N), einheitenlos angegeben in Achteln,
- die vertikale Wolkenerstreckung, also die Dicke der Wolke in den einzelnen Säulen des Modells (CH) und die Höhe der Wolkenbasis über Grund (Bot), beides in m und horizontal gemittelt über den bedeckten Anteil des Modellgebiets,
- die Temperatur an der Wolkenoberseite (T^{CT}) in K, horizontal gemittelt über den bedeckten Anteil des Modellgebiets.

Die fünf untersuchten Strahlungseigenschaften sind die gebietsgemittelte Albedo (R), Absorption (A), Transmission (T_{ges}) und ihre beiden Anteile diffuse Transmission (T_{dif}) und direkte Transmission (T_{dir}), die sich durch die Existenz von Streueignissen der Photonen vor Erreichen der Bodenschicht voneinander unterscheiden.

Sämtliche Strahlungsgrößen sind auf die am Oberrand des Modellgebiets einfallende solare Energie normiert.

4.1 Zusammenhänge zwischen gebietsgemittelten Wolkengrößen und solaren Strahlungsflussdichten

Um zu untersuchen, wie die mittleren Strahlungsflussdichten der Wolkengebiete und die räumlich gemittelten Wolkenparameter voneinander abhängen, werden zuerst die Beziehungen der Strahlungsflussdichten zu den Wolkeneigenschaften einzeln dargestellt.

Der Extinktionskoeffizient in einer Wolkenbox des Modellgebiets und damit auch die optischen Dicke einer Wolkensäule ergeben sich aus dem Größenspektrum und der Anzahl der Hydrometeore. Da das Teilchenspektrum und die Teilchenanzahl in einer Säule den Gesamtwasserpfad bestimmen, sind die Strahlungsflussdichten in den folgenden Abbildungen über den Gesamtwasserpfad (TWP) aufgetragen. Die zu untersuchenden Wolkenparameter sind durch unterschiedliche Farbgebungen dargestellt.

4.1.1 Gesamtes solares Spektrum (Abbildungen 4.1–4.5)

Um die Strahlungsflussdichten für den gesamten solaren Bereich zu erhalten, wurden die Ergebnisse der Strahlungstransportrechnungen der sechs Frequenzintervalle mit der spektralen solaren Bestrahlungsstärke (Thekaekara, 1974) für die einzelnen Intervalle gewichtet und gemittelt.

Zuerst wird die Beziehung zwischen dem mittleren Gesamtwasserpfad und den Strahlungsflussdichten (Abbildung 4.1) analysiert. Dargestellt sind hierbei die normierten Strahlungsflussdichten, aufgetragen über den Gesamtwasserpfad. Auf die eingefärbten Parameter wird in den nachfolgenden Abschnitten eingegangen.

Bei der Betrachtung der *Albedo* als Funktion des Gesamtwasserpfads (Abbildung 4.1) sind zwei Zonen zu unterscheiden. Ein Arm zeigt eine kontinuierliche Zunahme der Albedo mit steigendem Gesamtwasserpfad. Dieser Anstieg ist nichtlinear und wird mit größerem Gesamtwasserpfad schwächer. Dies entspricht der in Abbildung 1.2 dargestellten konvexen Form der Kurve zwischen optischer Dicke und Albedo bei gleichzeitig linearem Zusammenhang zwischen Gesamtwasserpfad und optischer Dicke (Abbildung 4.4). Das zweite Gebiet ist ein Cluster, der unterhalb der oben beschriebenen Punkte liegt, also bei gleichem Gesamtwasserpfad eine geringere Albedo besitzt. In der weiteren Untersuchung wird sich herausstellen, dass sich in diesem Cluster die Wolken mit der größten vertikalen Ausdehnung befinden, verbunden mit einem tendenziell höheren Anteil an Regen und Eis und häufig einer stärker durchbrochenen Wolkendecke.

Auch die *Absorption* zeigt mit zunehmendem Gesamtwasserpfad ein Anwachsen. Mit größer werdendem Gesamtwasserpfad wird dieser Anstieg schwächer, bis die

Absorption ab ca. $0,1 \text{ kg m}^{-2}$ konstant bleibt.

Der Anteil der Transmission, der vor Erreichen des Bodens gestreut worden ist, nimmt mit zunehmender Anzahl der Streukörper, also bei optisch dicker werdenden Wolken zu. Deshalb sollte die *diffuse Transmission* mit anwachsendem Gesamtwasserpfad zunächst ansteigen. Jedoch nimmt mit dicker werdenden Wolken die gesamte Transmission ab, da mit anwachsender Wolkendicke mehr Energie in den Weltraum zurückreflektiert wird. Dadurch wird auch die diffuse Transmission nach Erreichen eines Maximums wieder absinken. Der erwartete Anstieg ist in den Ergebnissen der Strahlungstransportrechnungen wiederzufinden. Die maximale diffuse Transmission befindet sich bei einem mittleren Gesamtwasserpfad von $7 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^{-2}$, danach sinkt sie wieder ab. Nach oben hin ist diese Beziehung scharf abgegrenzt, jedoch befinden sich viele Wolken unterhalb dieser Kurve, haben also eine geringere diffuse Transmission bei gleichem mittleren Gesamtwasserpfad.

Die *direkte Transmission*, also der Teil der Strahlung, der ohne absorbiert oder gestreut zu werden am Untergrund ankommt, lässt sich für eine Schicht nach dem Bouguer-Lambert-Beer'schen Gesetz

$$\frac{dL_\lambda}{ds} = -\epsilon_\lambda \rho L_\lambda \quad (4.1)$$

beschreiben oder für ein homogenes Medium ($\epsilon_\lambda = \text{const}$) in integraler Form durch

$$L_\lambda(u) = L_\lambda(0)e^{-\epsilon_\lambda u} \quad (4.2)$$

Dabei ist s die durchlaufene Wegstrecke, ϵ_λ der spektrale Extinktionsquerschnitt, ρ die Dichte des Mediums, L_λ die spektrale Strahldichte und $u = \int_0^{s_1} \rho ds$ die mit der Dichte gewichtete Weglänge. Unter der Annahme, dass die optische Dicke linear vom Gesamtwasserpfad abhängt (Abbildung 4.4 d), ergibt sich für horizontal homogene Wolken ein exponentieller Abfall der direkten Transmission mit dem Gesamtwasserpfad. In Abbildung 4.1 lässt sich diese Exponentialfunktion nur für die jeweils niedrigsten direkten Transmissionsvermögen der verschiedenen Gesamtwasserpfade erkennen, während die räumliche Inhomogenität des Extinktionsquerschnitts eine große Streuung durch Wolken, die eine viel höhere Transmission besitzen, als es der Gesamtwasserpfad nach Gleichung (4.2) erwarten lässt, erzeugt. Ursache hierfür ist der nichtlineare Zusammenhang zwischen Gesamtwasserpfad beziehungsweise optischer Dicke und der direkten Transmission im Zusammenhang mit inhomogener Bewölkung beispielsweise durch Bedeckungslücken (siehe Beschreibung S. 33).

Die *gesamte Transmission* teilt sich ähnlich der Albedo in zwei Bereiche: ein mit zunehmendem Gesamtwasserpfad abfallender Ast und ein abgegrenzter Cluster von Wolken mit höherer Transmission bei gleichem Gesamtwasserpfad. Der abfallende Ast sinkt bei kleinerem Gesamtwasserpfad stärker ab als bei großem Gesamtwasserpfad. Die Streuung ist in diesem Bereich äußerst gering, sodass dieser Ast recht genau definiert ist. Die Graphik der gesamten Transmission ist der horizontal gespiegelten Darstellung der Albedo sehr ähnlich. Der Hauptunterschied ist die etwas größere Streuung der Wolkenpunkte bei der Albedo. Viele Wolken liegen bei der

Transmission in denselben Strukturen vor und befinden sich an den gleichen Stellen wie bei der gespiegelten Albedo.

Für die 168 verwendeten Wolken wurden jeweils vier Strahlungstransportrechnungen mit unterschiedlichen Azimutwinkeln durchgeführt. Deshalb sind in den Grafiken (Abbildung 4.1) für den selben gemittelten Gesamtwasserpfad bis zu vier verschiedene Werte für die optischen Eigenschaften vorhanden. Die mittleren und maximalen absoluten Änderungen der Strahlungsflussdichten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Dabei beschreibt die maximale Änderung die größte in allen Wolkenrealisationen durch unterschiedliche Azimutwinkel aufgetretene Variation der entsprechenden Strahlungsflussdichte. Für die mittlere absolute Änderung wurden die sechs Differenzen in der Strahlungsflussdichte, die sich aus den paarweisen Kombinationen der vier verschiedenen Azimutwinkel bei einer Wolke ergaben, gemittelt. Aus diesen mittleren Differenzen wurde wiederum der Durchschnitt über alle Wolken errechnet. Um die mittleren relativen Änderungen einer Strahlungsflussdichte zu erhalten, wurde die mittlere absolute Differenz jeder Wolke auf den durchschnittlichen Wert der Strahlungsflussdichte dieser Wolke bezogen.

Die mittlere relative Änderungen der Absorption durch Variation des Azimutwinkels ist mit 0,06% äußerst gering. Bei der Albedo sind diese Schwankungen im oberen Bereich des konvexen Arms der Beziehung zwischen Gesamtwasserpfad und Albedo sehr klein. Am stärksten treten sie in dem Cluster mit hohem Gesamtwasserpfad und niedriger Albedo auf. Die mittlere relative Änderung beträgt hier ebenso wie bei der diffusen Transmission 1,3%. Mit durchschnittlich 12,6% Änderung der direkten Transmission hat der Azimutwinkel einen sehr großen Einfluss auf diese. Die großen Unterschiede befinden sich in den Wolken, die eine nach der theoretischen Exponentialfunktion für homogene Wolken zu hohe direkte Transmission aufweisen, während die annähernd planparallelen oder sehr homogenen Wolken, die dieser Funktion gehorchen, kaum auf Azimutvariationen reagieren. Der hohe Wert entsteht zum einen durch starke Änderungen des direkten Transmissionsvermögens von maximal 0,08, zum anderen dadurch, dass die direkte Transmission sehr häufig nahe Null liegt, wodurch auch kleine Schwankungen eine große relative Änderung erzeugen. Die gesamte Transmission zeigt eine mittlere relative Änderung auf Variation des Azimutwinkels von 0,6%. Dieses ist niedriger als bei ihren beiden Anteilen, der diffusen und der direkten Transmission. Die gesamte Transmission hat ähnlich der Absorption kaum Schwankungen im Bereich des Hauptastes der Beziehung zwischen Gesamtwasserpfad und Transmission. Die stärksten Änderungen finden sich in dem separierten Cluster mit Wolken höheren Gesamtwasserpfads und höherer Transmission.

Die normierten solaren Strahlungsflussdichten und der Wasserpfad

Abbildung 4.1 zeigt, welchen Einfluss der Anteil der flüssigen Phase des mittleren Gesamtwasserpfads auf die normierten Strahlungsflussdichten hat. Farblich unterschieden werden verschiedene Anteile von flüssiger und fester Phase. Allerdings

Tabelle 4.1: Variation der Strahlungsflussdichten bei Verwendung von vier verschiedenen Azimutwinkeln

Änderung der:	Albedo	Absorption	diffusen Transm.	direkten Transm.	gesamten Transm.
mittlere	0,0025	0,0002	0,0028	0,0032	0,0026
maximale	0,0401	0,0037	0,0594	0,0808	0,0425

lassen sich nur wenige klare Abhängigkeiten erkennen. Meist lässt sich nur der Einfluss reiner Wasserwolken von dem der Mischwolken unterscheiden, ohne die Anteile der flüssigen Phase weiter aufteilen zu können.

Alle Wolken mit einem mittleren Gesamtwasserpfad kleiner $0,01 \text{ kg m}^{-2}$ sind junge Wolken der ersten beiden Zeitschritte, also nicht älter als 20 Minuten. Deshalb bestehen sie ausschließlich aus Wolkenwasser, ohne Eis- oder Schneeanteile aufzuweisen.

Die reinen Wasserwolken befinden sich bei der *Albedo* meist in dem mit dem Gesamtwasserpfad konvex ansteigenden Ast. Das heißt, dass der isolierte Cluster bis auf zwei Fälle aus Mischwolken, die Schnee oder Eis enthalten, besteht. Die Wasserwolken in dem aufstrebenden Ast spalten sich ab einer Albedo von 0,2 in zwei Arme, von denen der weiter reichende die obere Kante der Beziehung zwischen Gesamtwasserpfad und Albedo markiert.

Wolken mit einem Wolkenwasseranteil kleiner 0,9 erzeugen *Absorptionsvermögen* von minimal 0,29. Der starke Anstieg der *diffusen Transmission* bei kleinen Gesamtwasserpfaden bis $7 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^{-2}$ besteht aufgrund der oben beschriebenen geringen Entwicklungszeit dieser Wolken ausschließlich aus reinen Wasserwolken. Gleiches gilt für die abfallende Exponentialfunktion der *direkten Transmission* für Gesamtwasserpfade unter $0,01 \text{ kg m}^{-2}$. Es lässt sich für die Absorption und die diffuse und direkte Transmission kein stärkerer Zusammenhang zwischen dem Anteil der flüssigen Phase am mittleren Gesamtwasserpfad und den normierten Strahlungsflussdichten ersehen.

Bei der *gesamten Transmission* befinden sich die Wasserwolken ausschließlich auf der abfallenden Kurve, weshalb der Cluster oberhalb dieser nur aus Wolken, die Schnee oder Eis enthalten, besteht. Dabei liegen die Wasserwolken an der unteren Seite der Fläche des abfallenden Arms und bilden einen kaum streuenden Zusammenhang, der die jeweils kleinste Transmission für einen gegebenen Gesamtwasserpfad angibt.

Im Folgenden wird der Zusammenhang zwischen den normierten Strahlungsflussdichten und dem Gesamtwasserpfad sowohl anhand der physikalischen Parameter Bedeckung und geometrischer Höhe als auch hinsichtlich der optischen Dicke diskutiert.

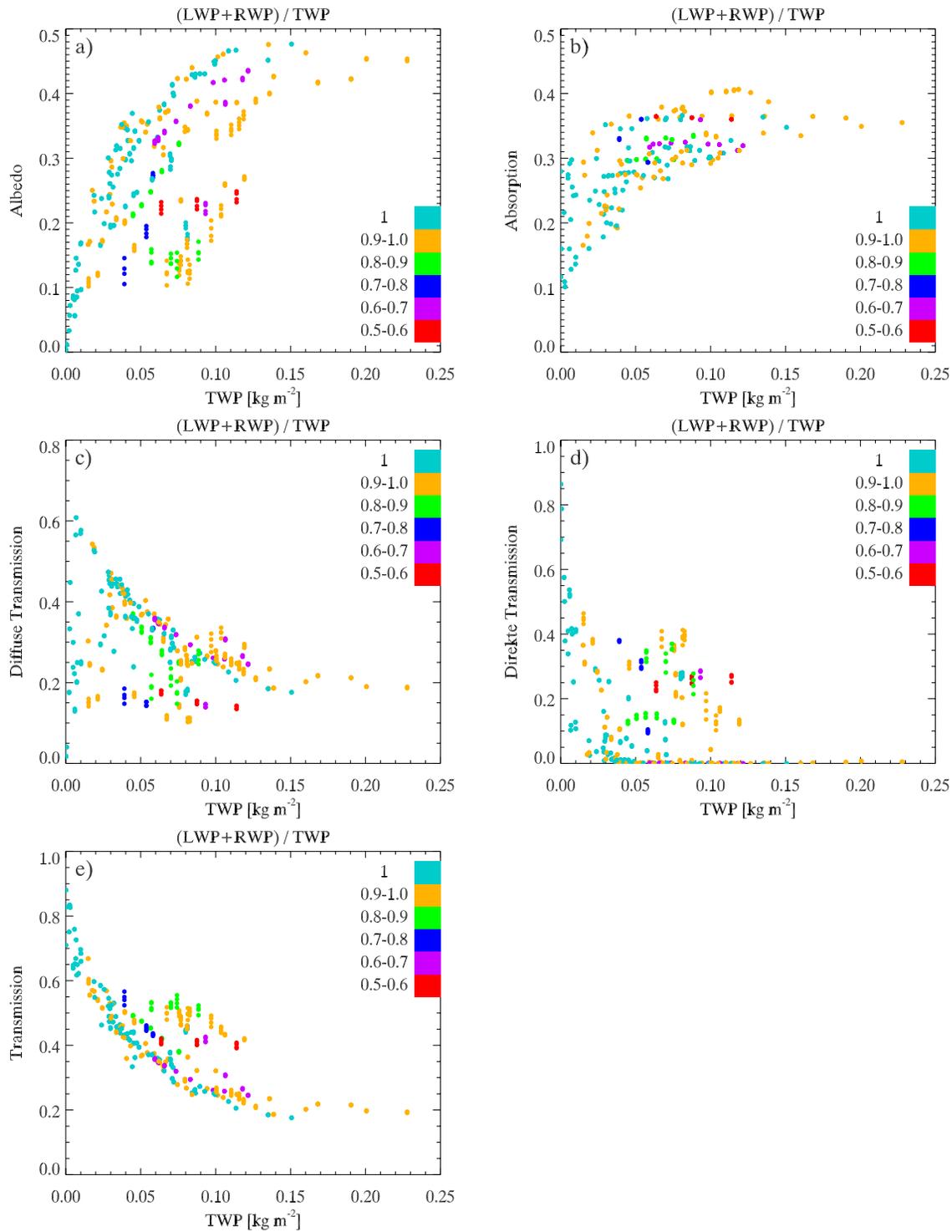


Abbildung 4.1: Abhängigkeit der Strahlungsflussdichten vom Gesamtwasserpfad. Der Anteil der flüssigen Phase am Gesamtwasserpfad ist farbig dargestellt.

Abhängigkeit von der Bedeckung

In der Abbildung 4.2 sind Bereiche unterschiedlichen Bedeckungsgrades farbig dargestellt. In der Graphik der *Albedo* aufgetragen über den Gesamtwasserpfad (Abbildung 4.2 a) befinden sich alle voll bedeckten Wolken in dem konvexen, mit zunehmendem mittleren Gesamtwasserpfad ansteigendem Ast. Dabei besteht die obere Kante dieses Asts ab einer Albedo von 0,12 alleine aus diesen geschlossenen Wolken. Für Albeden größer 0,2 besteht der gesamte aufsteigende Ast nur aus Wolken mit einer Bedeckung über sieben Achteln, während Albeden größer 0,4 nur von geschlossenen Wolkendecken erzeugt werden. Der Cluster bestehend aus Wolken kleinerer Albedo enthält keine maximalen Bedeckungsgrade. Dafür kommen hier Bedeckungsgrade bis hinab zu drei Achteln vor.

Aus der Darstellung lässt sich der grobe Trend ersehen, dass die Albedo bei gleichem Gesamtwasserpfad ganz allgemein mit dem Bedeckungsgrad zunimmt. So erreichen Bedeckungen bis zu zwei Achteln maximal eine Albedo von 0,012, Bedeckungen zwischen zwei und vier Achteln maximal 0,14, Bedeckungen zwischen vier und sechs Achteln maximal 0,25 und Bedeckungen zwischen sechs und acht Achteln maximal 0,39, während geschlossene Wolken eine Albedo bis 0,48 erreichen. Jedoch ist dies nur ein recht vager Zusammenhang, das heißt, die Albedo hängt offensichtlich nicht alleine von der Bedeckung ab.

Grundsätzlich besaßen in dieser Arbeit alle Wolken mit einem mittleren Gesamtwasserpfad größer $0,12 \text{ kg m}^{-2}$ eine Bedeckung von acht Achteln.

In der Abhängigkeit der *Absorption* vom mittleren Gesamtwasserpfad (Abbildung 4.2 b) lassen sich die verschiedenen Bedeckungsgrade keinen streng getrennten Gebieten zuordnen. Aber bis zu einem mittleren Gesamtwasserpfad von $0,1 \text{ kg m}^{-2}$ befinden sich die Bereiche mit vollständiger Wolkenbedeckung im Verlauf der Kurve immer in der unteren Hälfte der Streuung, absorbieren im Mittel bei gleichem Gesamtwasserpfad also weniger als Gebiete mit Wolkenlücken. Zum oberen Rand der Streuung hin nimmt die Bedeckung tendenziell ab. Wolken mit einem Bedeckungsgrad kleiner vier Achteln liegen meist an der oberen Begrenzung der Funktion.

In der Graphik der *diffusen Transmission* über dem mittleren Gesamtwasserpfad (Abbildung 4.2 c) lassen sich die verschiedenen Bedeckungsklassen relativ klar voneinander trennen. Gebiete mit geschlossener Wolkendecke folgen größtenteils dem auf Seite 29 beschriebenen Abfall der diffusen Transmission. Darunter bewegen sich die Gebiete mit einer Bedeckung kleiner acht Achteln bis auf ein plötzliches Anwachsen bei ca. $0,1 \text{ kg m}^{-2}$ Gesamtwassergehalt. Beim Betrachten der Abhängigkeit der diffusen Transmission vom Bedeckungsgrad wird ein klarer Zusammenhang mit nur schwachen Abweichungen davon deutlich. Die diffuse Transmission nimmt linear mit dem Bedeckungsgrad zu. Nur die voll bedeckten Wolken verteilen sich über einen breiteren Bereich der diffusen Transmission.

Die geschlossenen Wolkendecken halten sich in Abbildung 4.2 d) an die mit zunehmenden mittleren Gesamtwasserpfad exponentiell abfallende Funktion der *direkten Transmission*. Mit größer werdenden Bedeckungslücken nimmt die direkte

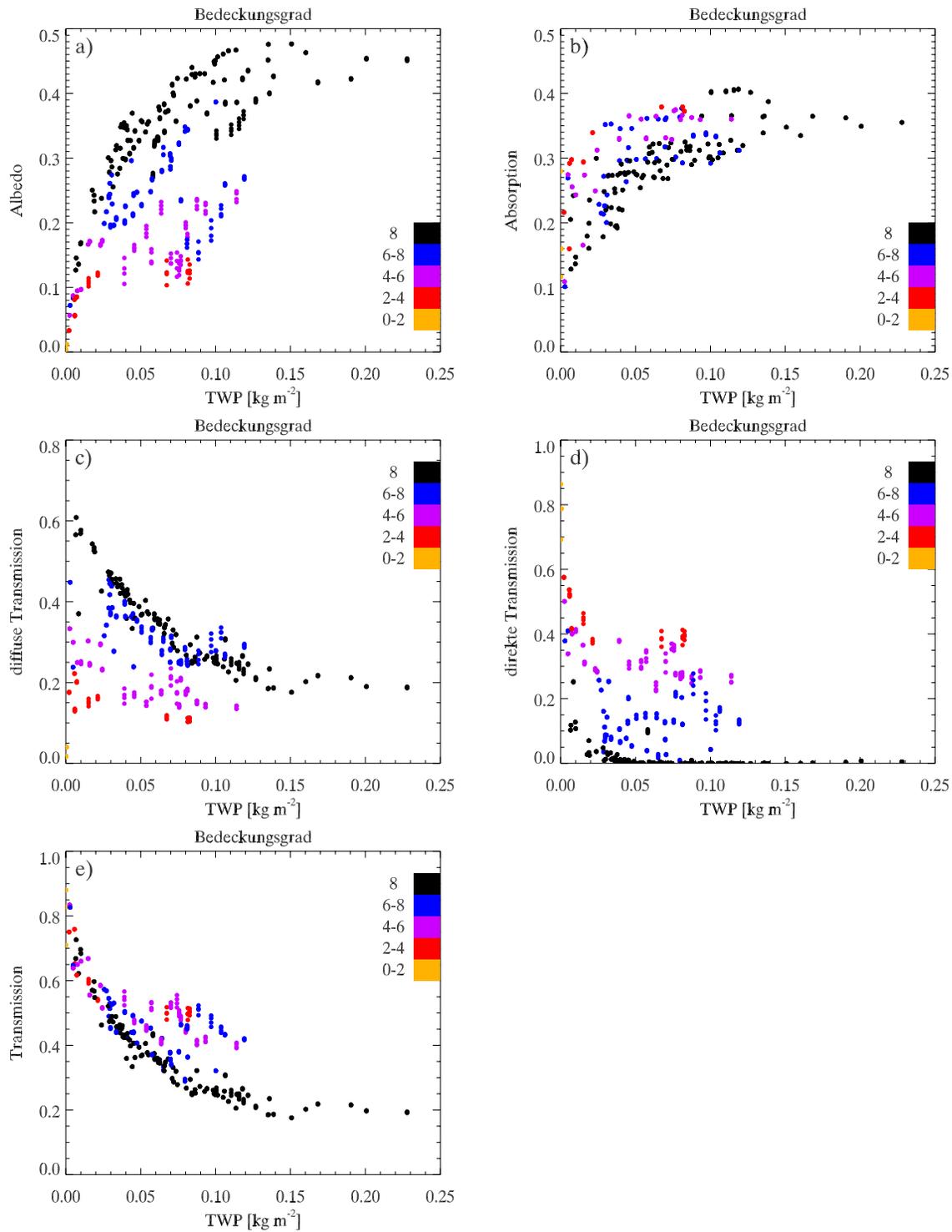


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der Strahlungsfussdichten vom Gesamtwasserpfad. Der Bedeckungsgrad in Achteln ist farbig dargestellt.

Transmission bei konstantem Gesamtwassergehalt fortwährend zu. Die verschiedenen Bedeckungsklassen lassen sich einigermaßen durch Geraden konstanter direkter Transmission voneinander trennen. Das heißt, die direkte Transmission nimmt linear mit zunehmendem Bedeckungsgrad ab, wobei auch diese Funktion nur wenig streut.

Beim Zusammenhang zwischen *gesamter Transmission* und mittlerem Gesamtwasserpfad (Abbildung 4.2 e) liegen alle Wolken mit voller Bedeckung im gesamten Bereich des abfallenden Asts dieser Beziehung verteilt. Wolken mit Bedeckungsgraden kleiner vier Achteln liegen entweder im Bereich der abfallenden Kurve mit mittleren Gesamtwasserpfaden bis maximal $0,02 \text{ kg m}^{-2}$ oder in dem oberhalb dieser Kurve liegendem Cluster. Dieser sich abgrenzende Bereich mit höherer Transmission besteht ausschließlich aus Gebieten mit durchbrochener Bewölkung. Da die Transmission die Summe aus diffuser und direkter Transmission ist und beide klare lineare Funktionen des Bedeckungsgrads sind, ist auch bei der Transmission eine lineare Abhängigkeit von der Bedeckung zu erwarten. Es ergibt sich auch eine Abnahme der gesamten Transmission mit zunehmendem mittlerem Gesamtwasserpfad. Jedoch hat diese Funktion durch die entgegengesetzte Steigung der Funktionen der diffusen und direkten Transmission nur eine geringe Neigung. Zusätzlich verstärkt sich die Streuung der Wolken um diese Funktion herum, sodass der Bedeckungsgrad bei der Errechnung der Transmission kein großes Gewicht mehr besitzt.

Abhängigkeit von der vertikalen Wolkenerstreckung

In den Abbildungen 4.3 a)–e) sind Bereiche unterschiedlicher vertikaler Wolkenerstreckung farbig dargestellt. Die geometrisch dünnen Wolken bis zu einer mittleren Dicke von 1 km liegen auf einem Kurvenzug an der oberen Kante des aufsteigenden Asts der Beziehung zwischen mittlerem Gesamtwasserpfad und *Albedo*. Die Wolken in diesem Kurvenzug streuen nur wenig und ergeben einen recht klaren Zusammenhang. Wolken bis zu einer Dicke von 0,5 km beginnen bei einem Gesamtwasserpfad von $5 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-2}$, umfassen also junge Wolken der ersten 20 Minuten und existieren bis zu einem Gesamtwasserpfad von $0,03 \text{ kg m}^{-2}$. Darauf folgen die Wolken mit Dicken von maximal 1 km bis zu einem Gesamtwasserpfad von $0,071 \text{ kg m}^{-2}$. Wolken mit mittleren Dicken zwischen 1 km und 2,5 km befinden sich über das gesamte Gebiet der Beziehung verteilt, sowohl in dem aufsteigenden Ast als auch in dem darunter liegenden Cluster. In diesem Cluster befinden sich auch die vier Wolken mit Dicken zwischen 2,5 und 5 km. Ein direkter Zusammenhang zwischen der vertikalen Wolkenerstreckung und der *Albedo* lässt sich nicht ersehen.

Bis zu einem *Absorptionsvermögen* von 0,28 sind die meisten Wolken dünner als 1 km, darüber meist dicker als 1 km. Bei konstantem mittlerem Gesamtwasserpfad haben die Wolken bis zu einer Dicke von 0,5 km meist eine geringere Absorption als Wolken mit einer Dicke zwischen 0,5 km und 1 km. Oberhalb eines Absorptionsvermögens von 0,28 lassen sich die mittleren Wolkendicken nicht mehr voneinander trennen. Durch die anfangs noch aufsteigende Form der Beziehung zwischen mittlerem Gesamtwasserpfad und Absorption ergibt sich ein Anwachsen der Absorption

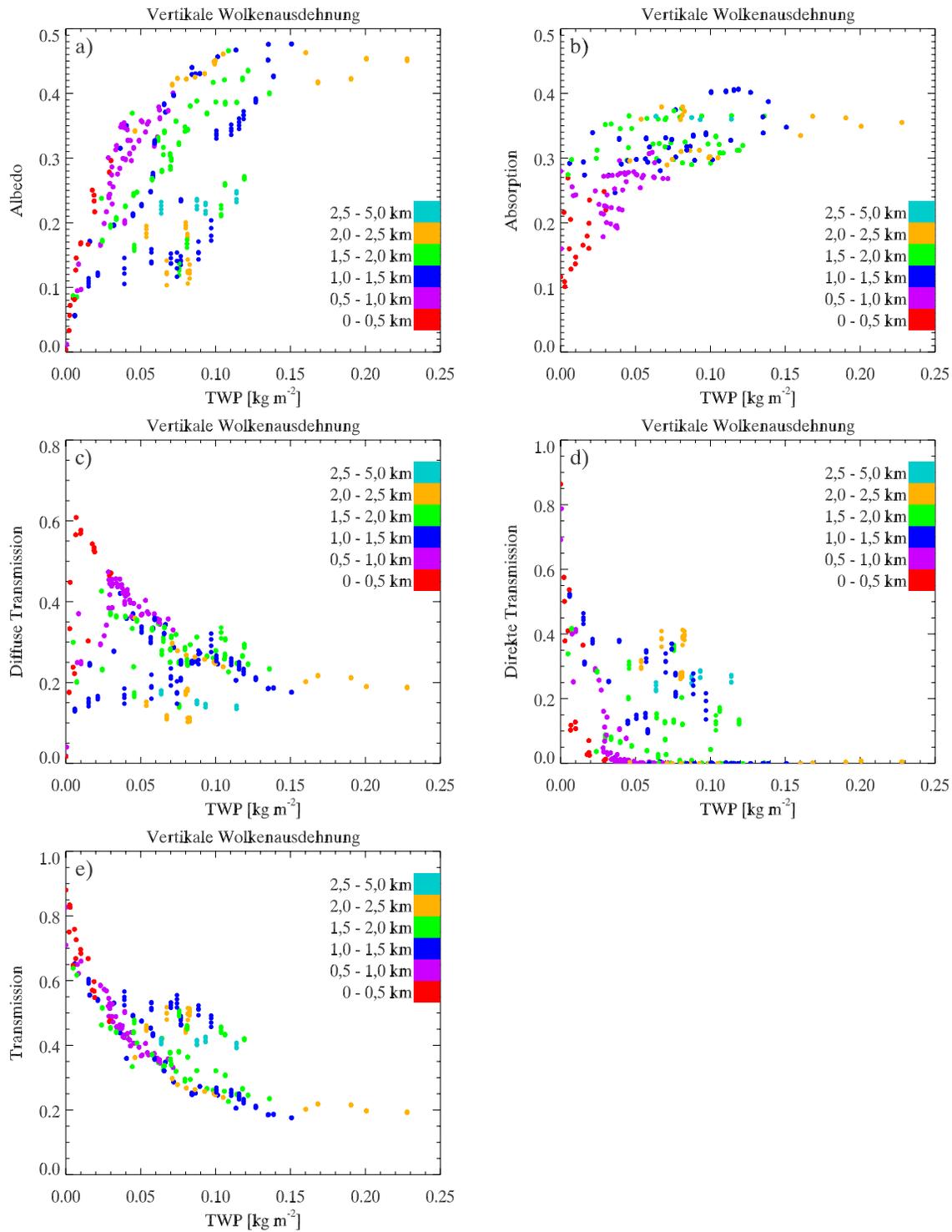


Abbildung 4.3: Abhängigkeit der Strahlungsflussdichten vom Gesamtwasserpfad. Die vertikale Wolkenerstreckung ist farbig dargestellt.

mit wachsender mittlerer vertikaler Wolkenerstreckung bis zu einem Absorptionsvermögen von 0,28. Bei größerem Absorptionsvermögen wird dieses Verhalten un-differenzierter, und es ist kein eindeutiger Zusammenhang mehr ersichtlich.

Bei der *diffusen Transmission* werden die höchsten Transmissivitäten durch geometrisch dünne Wolken mit einer mittleren vertikalen Ausdehnung bis zu 0,5 km erzeugt. Darunter häufen sich Wolken mit einer Dicke zwischen 0,5 km und 1 km als obere Berandung des abfallenden Zusammenhangs zwischen mittlerem Gesamtwasserpfad und diffuser Transmission. Bei festgehaltenem mittlerem Gesamtwasserpfad besitzen die Wolken bis zu einer Dicke von 0,5 km meist eine höhere diffuse Transmission als Wolken mit einer Dicke zwischen 0,5 km und 1 km und diese wiederum eine höhere als Wolken dicker denn 1 km. Für Wolken, die im Durchschnitt dicker als 1 km sind, lässt sich kein eindeutiges Verhalten bei Änderung der diffusen Transmission feststellen. Daher existiert nur für Wolken bis zu einer Dicke von 1 km die Beziehung, dass die diffuse Transmission mit anwachsender mittlerer Wolkendicke anwächst.

Bis zu einer Dicke von 0,5 km liegen die Wolken auf der mit dem mittleren Gesamtwasserpfad abfallenden Exponentialfunktion der *direkten Transmission*. Auch Wolken mit einer Dicke zwischen 0,5 km und 1 km häufen sich zum Großteil auf dieser Kurve. Wolken mit einer mittleren Dicke größer 1 km verteilen sich auf den Graphen der abfallenden Exponentialfunktion und auf das Gebiet höherer diffuser Transmission im Innern dieser Funktion. Bei ihnen lassen sich keine weiteren Strukturen erkennen.

Bis zu einer mittleren Dicke von 1 km liegen alle Wolken auf dem mit mittlerem Gesamtwasserpfad abfallenden Kurvenzug der *gesamten Transmission*. Dabei besitzen die Wolken bis 0,5 km Dicke die höchste Transmission. Ab einem Transmissionsvermögen von 0,55 schließen sich die Wolken mit einer Dicke zwischen 0,5 km und 1 km an. Bis zu einer Dicke von 1 km nimmt die gesamte Transmission im Allgemeinen mit zunehmender Dicke ab. Wolken mit einer Dicke größer 1 km verteilen sich sowohl auf dem kaum streuenden, abfallenden Zusammenhang zwischen mittlerem Gesamtwasserpfad und Transmission als auch auf den Cluster erhöhter Transmission, der oberhalb der Kurve liegt. Diese Wolken zeigen keinen direkten Zusammenhang zwischen mittlerer vertikaler Ausdehnung und gesamter Transmission.

Optische Dicke

Vor der Berechnung der normierten Strahlungsflussdichten durch das Monte-Carlo Strahlungstransportmodell mussten zuerst die materiellen Wolkeneigenschaften, wie Tropfengrößenspektren für die vier Arten von Hydrometeoren, für jede Modellbox in optische Parameter zur Eingabe in das Strahlungstransportmodell umgewandelt werden (siehe Kapitel 2.6). Bei beiden Schritten, der Umwandlung der Wolkeneigenschaften in optische Parameter und der Strahlungstransportrechnung, kann die Mittelung über das inhomogene Wolkenfeld bewirken, dass die Beziehung zwischen

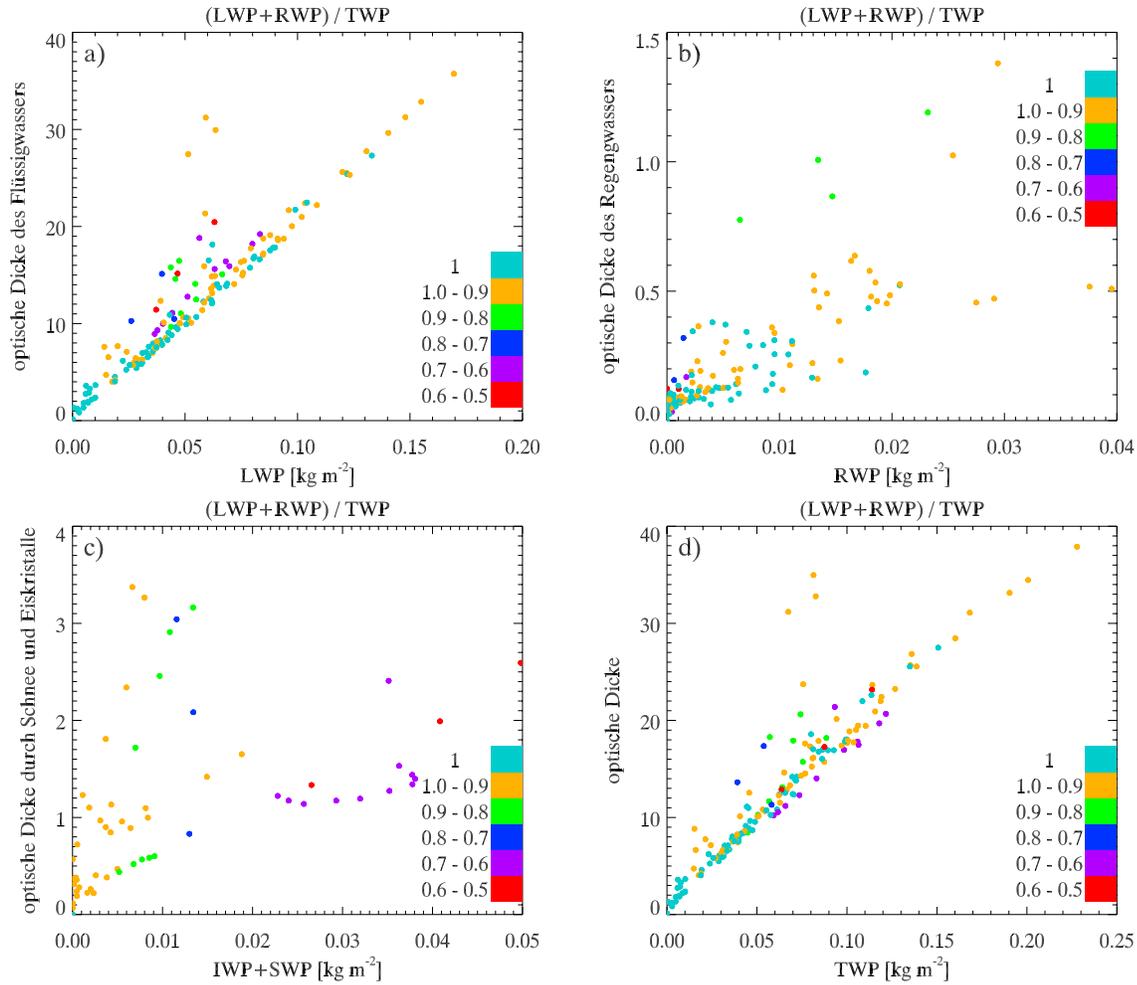


Abbildung 4.4: a)–c) Abhängigkeit optischer Teildicken für verschiedene Phasen von den entsprechenden Teilwasserpfeaden d) Abhängigkeit der optischen Dicke vom Gesamtwasserpfad. Der Anteil der flüssigen Phase am Gesamtwasserpfad ist farbig dargestellt.

den materiellen Eigenschaften und den normierten Strahlungsflussdichten der Wolkengebiete keine eindeutige Funktion darstellt, sondern stark streut. Deshalb wurde der Einfluss der räumlich gemittelten Wasserpfade auf die mittleren optischen Dicken und der Einfluss der optischen Dicke auf die normierten Strahlungsflussdichten getrennt untersucht.

Abbildung 4.4 a) zeigt die Abhängigkeit der optischen Dicke, die durch Flüssigwassertropfen erzeugt wird, von dem mittleren Flüssigwasserpfad. Dieser Zusammenhang besteht aus einer klaren Geraden, bei der im Bereich von Flüssigwasserpfeaden zwischen $0,015 \text{ kg m}^{-2}$ und $0,065 \text{ kg m}^{-2}$ Wolken zu großen optischen Dicken hin ausreißen. Die Extinktion des Flüssigwassers wird für jede Gitterzelle nach Gleichung (2.16) berechnet. Da der Volumenextinktionskoeffizient β_w eine lineare Funk-

tion des Flüssigwassergehalts ist, also auch optische Dicke und Flüssigwasserpfad linear voneinander abhängen, können die Abweichungen von der Geraden nicht von der räumlichen Mittelung über das Wolkengebiet stammen. Stattdessen werden sie durch Variationen des effektiven Radius r_{eff} verursacht. Bei den Wolken, die auf der Geraden liegen, besitzt die flüssige Phase meist einen Anteil von über 0,9 am Gesamtwasserpfad, während das Wolken- und Regenwasser bei den von der Geraden abweichenden Wolken häufig einen geringeren Anteil am Gesamtwasserpfad einnimmt, also die Eisphase an Einfluss gewinnt. Somit scheinen die auffälligen effektiven Radien bei den Regentropfen mit der Entwicklung von Eis und Schnee in der Wolke einherzugehen.

Nach Gleichung (2.17) hängt die Extinktion und damit auch die optische Dicke, die durch Regenwasser erzeugt wird, nur von der Niederschlagsrate RR ab, die wiederum aus der Tropfenanzahl N und dem effektiven Radius r_{eff} abgeleitet wurde. Da keine direkte Abhängigkeit der Niederschlagsrate vom mittleren Regenwasserpfad existiert, ist in Abbildung 4.4 b) auch kein Zusammenhang zwischen dem mittleren Regenwasserpfad und der durch ihn erzeugten optischen Dicke zu finden. Ein anderer Grund hierfür kann der Einfluss der Inhomogenität beim räumlichen Mitteln sowohl des Regenwasserpfads als auch der optischen Dicke sein, da die Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten von der Regenrate in Gleichung (2.17) eine leichte Nichtlinearität aufweist.

Der Eis- und Schneegehalt der Wolken wurde unter Einbeziehung des vertikalen Temperaturprofils durch ein mikrophysikalisches Modell (siehe Kapitel 2.6) in Volumenextinktionskoeffizienten β_i, β_s umgewandelt. Der Zusammenhang zwischen den Gebietsmitteln von Eis- und Schneewasserpfad und der hierdurch erzeugten optischen Dicke ist deshalb in Abbildung 4.4 c) nicht direkt zu erkennen.

Die durch Flüssigwasser erzeugte optische Dicke beträgt für alle Wolken im Durchschnitt 12,2, die durch Regenwasser erzeugte durchschnittlich 0,19 und die durch Eis und Schnee erzeugte durchschnittlich 0,41. Das heißt, dass das Flüssigwasser bis zu zwei Größenordnungen höhere optische Dicken hervorbringt, weshalb die Abhängigkeit der gesamten optischen Dicke vom mittleren Gesamtwasserpfad (Abbildung 4.4 d) dem Zusammenhang zwischen Flüssigwasserpfad und dessen optischer Dicke gleicht.

Durch die Abhängigkeit der optischen Dicke vom mittleren Gesamtwasserpfad in Form einer Geraden entspricht die Abhängigkeit der normierten Strahlungsflussdichten von der mittleren optischen Dicke der Beziehung zwischen den normierten Strahlungsflussdichten und dem Gesamtwasserpfad (Abbildung 4.1). Nur wird diese Abhängigkeit durch die Abweichung einiger Wolken von der Geraden hin zu größeren optischen Dicken eher noch verwischt. Die Strahlungstransporte sind also mit der optischen Dicke, die in den Klima- und Vorhersagemodellen auch nur als Mittelwert einer jeden Gitterbox ohne interne Variationen parametrisiert werden kann, nicht besser korreliert als mit dem mittleren Gesamtwasserpfad und den weiteren in den Modellen enthaltenen materiellen Wolkeneigenschaften. Somit würden die Strahlungstransportrechnungen in Modellen auch nicht verbessert werden, wenn

anstelle der prognostischen Größe Wassergehalt die korrekte, über eine Gitterbox gemittelte optische Dicke der Wolkenschichten bekannt wäre.

Entwicklung der Zeitserien

Um die Abhängigkeit des Strahlungstransports von den räumlich gemittelten Wolkeneigenschaften zu untersuchen, wird eine möglichst große Zahl voneinander unabhängiger Wolkenrealisationen benötigt. Da die hier betrachteten Wolken Momentaufnahmen von Zeitserien sind, sich also die meisten Wolken aus ebenfalls benutzten Wolken entwickeln, ist das Kriterium der Unabhängigkeit nicht ohne weiteres erfüllt. Dazu müssen die verwendeten Eigenschaften der einzelnen Zeitschritte sich eindeutig von denen der vorhergehenden und nachfolgenden Zeitschritte unterscheiden. Exemplarisch wird hier die zeitliche Entwicklung des mittleren Gesamtwasserpfad und der normierten Strahlungsflussdichten dargestellt (Abbildung 4.5).

Viele Wolken besitzen in dieser Graphik den gewünschten Abstand zu ihren Vorgängern und Nachfolgern innerhalb ihrer Modellläufe. Es existieren jedoch auch ein paar Fälle, bei denen sich aufeinanderfolgende Wolken in einer oder mehreren Eigenschaften kaum unterscheiden. Es ist also davon auszugehen, dass eine geringe Zahl der 168 Wolkenrealisationen nicht voneinander unabhängig sind und redundante Informationen enthalten. Wichtig ist jedoch, dass sich die gesamten Zeitreihen in den Darstellungen über einen möglichst weiten Bereich entwickeln, auch wenn sie sich zeitweise in ihren Eigenschaften nur wenig ändern sollten.

Im gleichen Sinne sollten die wichtigen Zusammenhänge der Strahlungsflussdichten mit den Wolkenparametern nach Möglichkeit aus Wolken mehrerer unterschiedlicher Zeitserien gebildet sein. Aus diesem Grund sind die Wolken mit Gesamtwasserpfad größer 0,15 mit Vorsicht zu betrachten, da sie alle derselben Zeitserie entstammen. Andererseits führen sie recht genau den Trend fort, der durch die Wolken mit kleineren Gesamtwasserpfad vorgegeben wird und fügen sich dadurch gut in das allgemeine Bild ein.

4.1.2 UV- und sichtbarer Bereich

Zur Darstellung der Auswirkungen der Wellenlängenabhängigkeit von Absorptions- und Streueigenschaften auf die großräumigen Strahlungsflussdichten werden im Folgenden die Strahlungstransporte von zwei der sechs berechneten Frequenzintervalle gesondert untersucht. Zuerst wird der Bereich des ultravioletten und sichtbaren Lichts, in dem so gut wie keine Absorption stattfindet, betrachtet. Anschließend wird in Abschnitt 4.1.3 ein Spektralbereich im solaren Infrarot, also der Strahlungstransport mit Absorption untersucht.

Abbildung 4.6 zeigt die Albedo der 168 Wolken aufgetragen über deren mittleren Gesamtwasserpfad für die solare Einstrahlung zwischen $0,2 \mu\text{m}$ und $0,7 \mu\text{m}$. Farblich dargestellt ist

a) der Anteil des Flüssigwassers und Regenwassers am Gesamtwasserpfad,

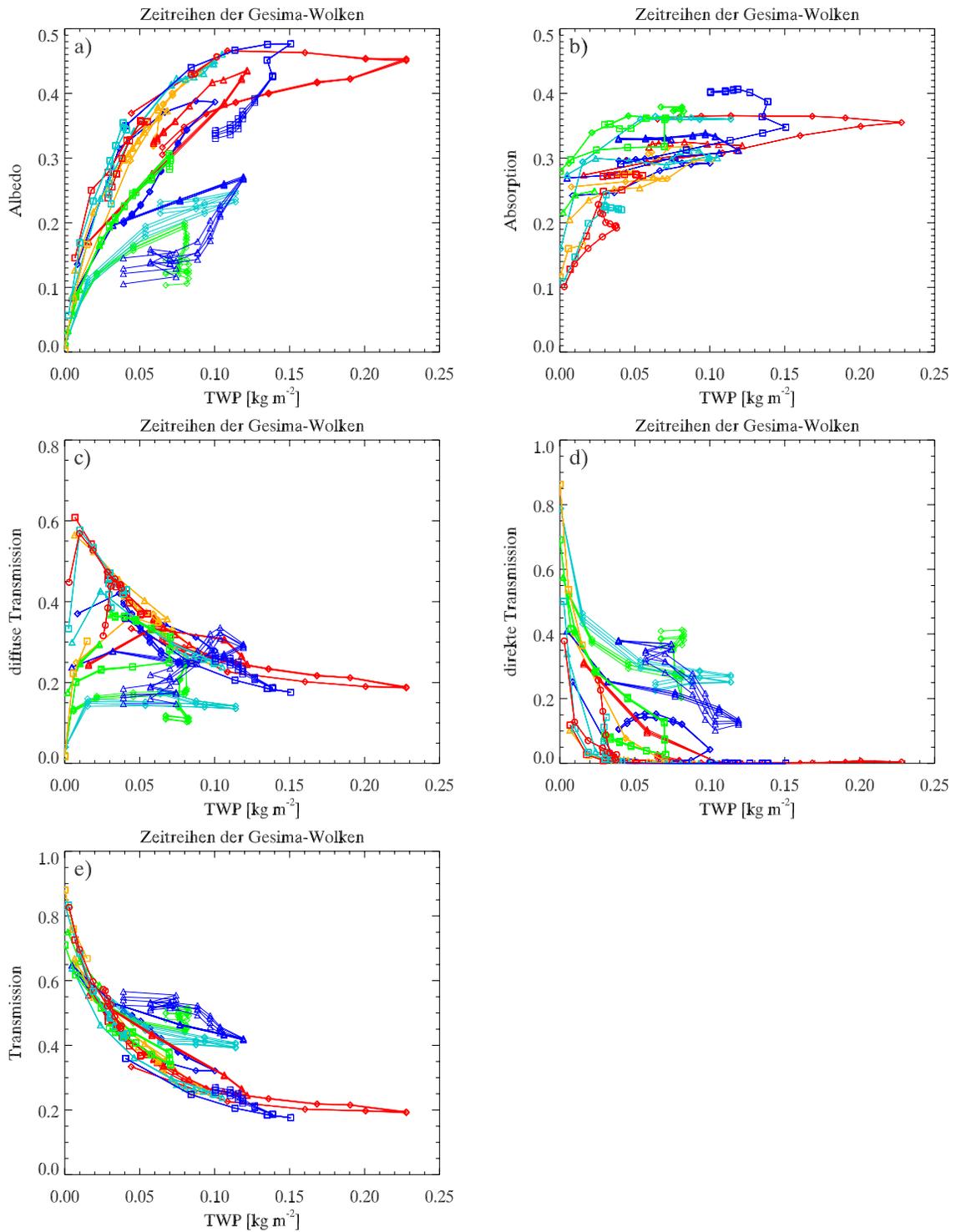


Abbildung 4.5: Zeitliche Entwicklung der verschiedenen Wolkenzeitserien. Verschiedene Farben und Symbole markieren die unterschiedlichen Modellläufe.

- b) der Bedeckungsgrad,
- c) die horizontal gemittelte vertikale Erstreckung der Wolken,
- d) die horizontale Inhomogenität in Form der Korrelationslänge (Abschnitt 4.2).

Im Bereich des ultravioletten und sichtbaren Lichts ist die Absorption im Mittel zwei Größenordnungen kleiner als die mittlere Albedo oder Transmission. Auch das maximale Absorptionsvermögen beträgt nur $6 \cdot 10^{-3}$, sodass die Absorption vernachlässigbar ist. Wenn die Absorption verschwindet, braucht nur eine der beiden verbleibenden Strahlungsflussdichten gezeigt werden, in diesem Fall die Albedo, da $T_{ges} = 1 - R$. Die Darstellung der Transmission ergibt sich also durch die Spiegelung der Albedo.

Die Transmission im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich gleicht in ihrer Gestalt der Transmission des gesamten breitbandigen Spektrums von $0,2 \mu\text{m}$ bis $4 \mu\text{m}$, nur dass das Transmissionsvermögen im Kurzwelligen um durchschnittlich $0,17$ höher liegt. Der abfallende Ast und der darüber liegende Cluster sind ähnlich eng gebündelt wie im Breitbandigen. Durch das Fehlen der Absorption werden der ansteigende Ast und der darüber liegende Cluster nicht zusätzlich verbreitert, sodass die Albedo im Kurzwelligen viel besser mit dem mittleren Gesamtwasserpfad korreliert als in den breitbandigen Rechnungen.

Die farbig markierten Parameter in Abbildung 4.6 a)–d) verteilen sich analog zu denen des breitbandigen Spektrums. Dadurch dass die Wolken weniger von der aufsteigenden Kurve fortstreuen und auch der darunter liegende Cluster strenger eingegrenzt ist, sind die schon beim gesamten solaren Spektrum beschriebenen Muster enger auf ihren Kurven zusammengeschoben und treten somit klarer in Erscheinung.

4.1.3 Solarer IR-Bereich

Mit größer werdenden Wellenlängen bekommt die Absorption zunehmend mehr Gewicht. Während im sichtbaren Bereich so gut wie eine Absorption existiert, erreicht das Absorptionsvermögen im Spektralband von $2,46 \mu\text{m}$ bis $4 \mu\text{m}$ im Mittel $0,99$. Im Folgenden wird das 4. Band der Strahlungstransportrechnungen von $1,26 \mu\text{m}$ bis $1,32 \mu\text{m}$ näher untersucht. Dieser Bereich liegt noch im ansteigenden Ast der $1,4 \mu\text{m}$ Wasserdampf-Absorptionsbande ($k_g \approx 2,9 \text{ cm}^{-1}$) (Lenoble, 1993), sodass die Absorption durch die atmosphärischen Gase nicht überwiegt. Außerdem ist die solare Einstrahlung in diesem Spektralbereich noch hinreichend groß, um einen signifikanten Beitrag zum gesamten solaren Spektralbereich zu liefern. Der Absorptionskoeffizient für Wasser k_e reicht von $1,1 \text{ cm}^{-1}$ bis $1,7 \text{ cm}^{-1}$, der Absorptionskoeffizient für Eis beträgt $k_e = 1,3 \text{ cm}^{-1}$. Da die gesamte Absorption in diesem Spektralbereich noch nicht dominiert, bleibt die Variation von Albedo und Transmission erkennbar.

In der Beziehung zwischen mittlerer *Absorption* und mittlerem Gesamtwasserpfad (Abbildung 4.7) besteht bei Wellenlängen zwischen $1,26 \mu\text{m}$ und $1,32 \mu\text{m}$ vor allem im Bereich der kleineren Absorptionsvermögen eine wesentlich geringere Streuung im Vergleich zum breitbandigen Strahlungstransport (Abbildung 4.6). Außerdem zeigt die Absorption in diesem Spektralbereich eine größere Variabilität. So

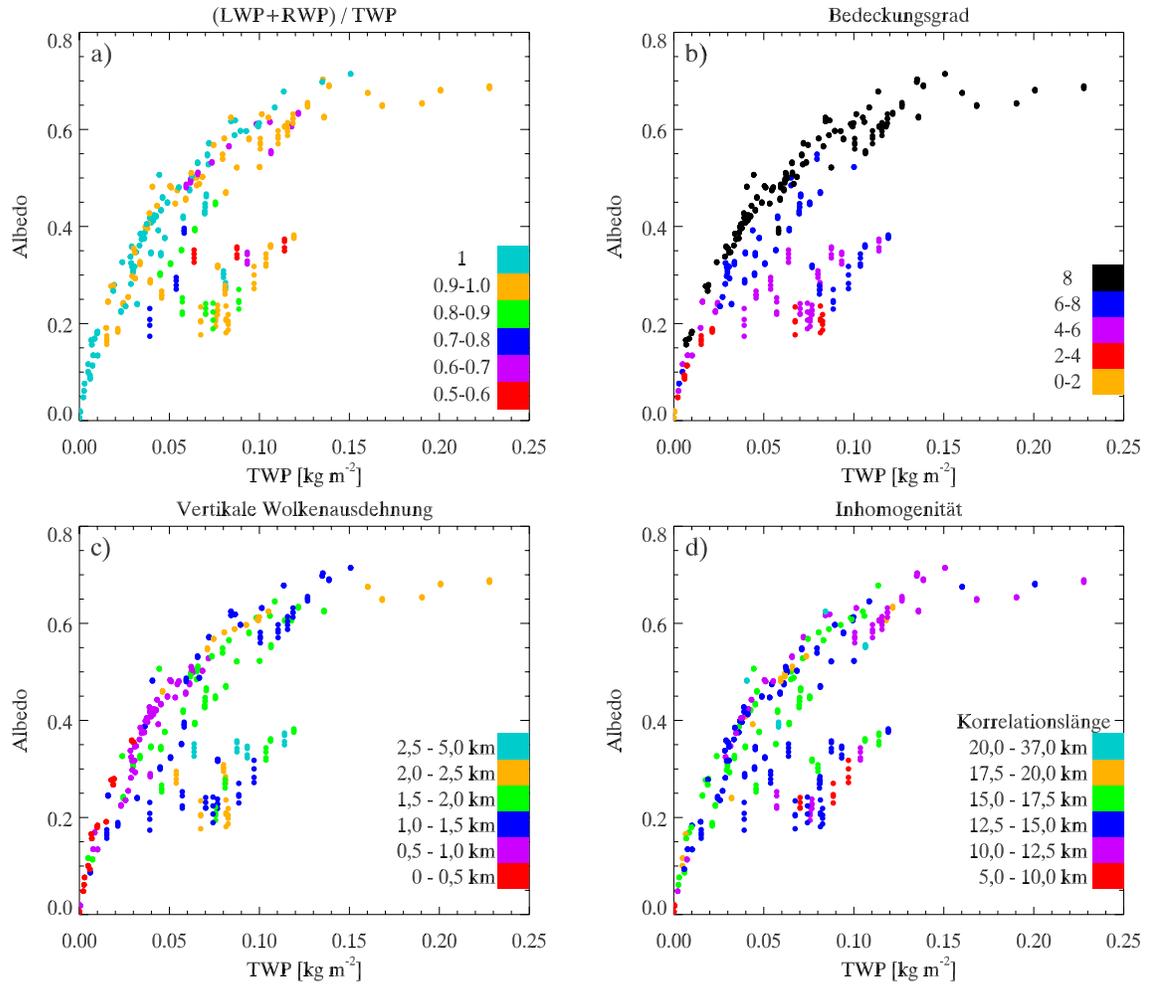


Abbildung 4.6: Zusammenhang zwischen Gesamtwasserpfad und Albedo für UV- und sichtbaren Bereich ($0,2 \mu\text{m} - 0,7 \mu\text{m}$). Farblich dargestellt sind a) der Anteil der flüssigen Phase am Gesamtwasserpfad b) der Bedeckungsgrad in Achteln c) die vertikale Wolkenerstreckung d) die mittlere horizontale Korrelationslänge.

reicht das Absorptionsvermögen der Wolken von 0,02 bis 0,6, während es für den breitbandigen Fall nur zwischen 0,1 und 0,4 liegt, woraus ein stärkerer Anstieg der Absorption mit dem mittleren Gesamtwasserpfad resultiert.

Ebenso verschiebt sich im nahen Infrarot im Vergleich zum breitbandigen Strahlungstransport die obere Grenze des Zusammenhangs zwischen mittlerem Gesamtwasserpfad und mittlerer *Transmission* hin zu höherem Transmissionsvermögen und die untere Grenze zu kleinerem Transmissionsvermögen, während die allgemeine Form der Beziehung ungefähr beibehalten wird. Auch die Streuung der Wolken um diese Kurve herum nimmt nicht nennenswert zu. Diese Streckung der Beziehung zwischen Gesamtwasserpfad und *Transmission* resultiert aus den Veränderungen der diffusen und der direkten *Transmission*. In beiden Fällen ändert sich die Abhängig-

keit vom Gesamtwasserpfad kaum. Nur ist das Feld beim *diffusen Transmissionsvermögen* nach unten gedehnt, bei Wolken mit niedriger diffuser Transmission liegt diese im nahen Infrarot noch niedriger. Umgekehrt ist bei Wolken mit starker *direkter Transmission* diese im Vergleich zum breitbandigen Strahlungstransport erhöht, das Feld von Wolken in der Beziehung zwischen Gesamtwasserpfad und direkter Transmission also nach oben gestreckt. In der Summe resultieren diese Verschiebungen in der diffusen und der direkten Transmission in einem größeren Spielraum der gesamten Transmission, verbunden mit einem stärkeren Abfall der gesamten Transmission mit zunehmendem mittleren Gesamtwasserpfad. 4.2).

Mit der größeren Variationsbreite der Absorption im nahen Infrarot nimmt der funktionelle Zusammenhang zwischen mittlerer *Albedo* und mittlerem Gesamtwasserpfad stark ab. Diese starken Abweichungen der Wolken von einem idealisierten Zusammenhang gehen mit einer geringfügigen Abnahme der Albedo im Vergleich zu den breitbandigen Strahlungstransportrechnungen einher.

Das Verhalten der restlichen Wolkenparameter, z. B. des Bedeckungsgrads, in den Darstellungen der mittleren Strahlungsflussdichten über dem räumlich gemittelten Gesamtwasserpfad stimmt bei allen Strahlungsflussdichten außer der Absorption qualitativ mit dem der breitbandigen Strahlungstransportrechnungen überein. Bei der Absorption liegen nur die voll bedeckten Wolken bis zu einem Gesamtwasserpfad von $0,1 \text{ kg m}^{-1}$ einigermaßen auf einem Kurvenzug. Alle andere Bedeckungsgrade sind keinen streng getrennten Regionen zugeordnet.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Abnahme der gesamten Transmission mit zunehmender Wellenlänge zuerst bei Wolken mit kleinen Transmissionsvermögen stattfindet, sodass ein immer stärkerer Abfall der mittleren Transmission mit dem mittleren Gesamtwasserpfad auftritt, bevor das Transmissionsvermögen der meisten Wolken an der Grenze zum thermischen Infrarot auf null absinkt. Die Abnahme der Albedo der Wolken mit größer werdenden Wellenlängen geht mit einem Verlust an Zusammenhang zwischen Albedo und mittleren Gesamtwasserpfad einher, bis die Wolken noch vor Erreichen des terrestrischen Infrarots so gut wie kein Rückstreuvermögen mehr besitzen. Das Nachlassen der Abhängigkeit der Albedo vom Gesamtwasserpfad hängt mit dem zunehmenden Störeinfluss der gleichzeitig mit der Wellenlänge anwachsenden Absorption zusammen.

4.2 Inhomogenität

In dieser Arbeit sollen die Strahlungsflussdichten einer bewölkten Atmosphäre ohne die Kenntnis der Wolkeninhomogenität parametrisiert werden. Aus diesem Grund wird zuerst der Einfluss der Inhomogenität auf die Strahlungsbilanz gesondert untersucht.

Repräsentiert wird die Inhomogenität der Wolken durch die räumliche Variation des Volumenextinktionskoeffizienten, der durch die Wolkenpartikel aus Flüssigwasser, Regen, Eis und Schnee erzeugt wird. Die Beschreibung der Inhomogenität

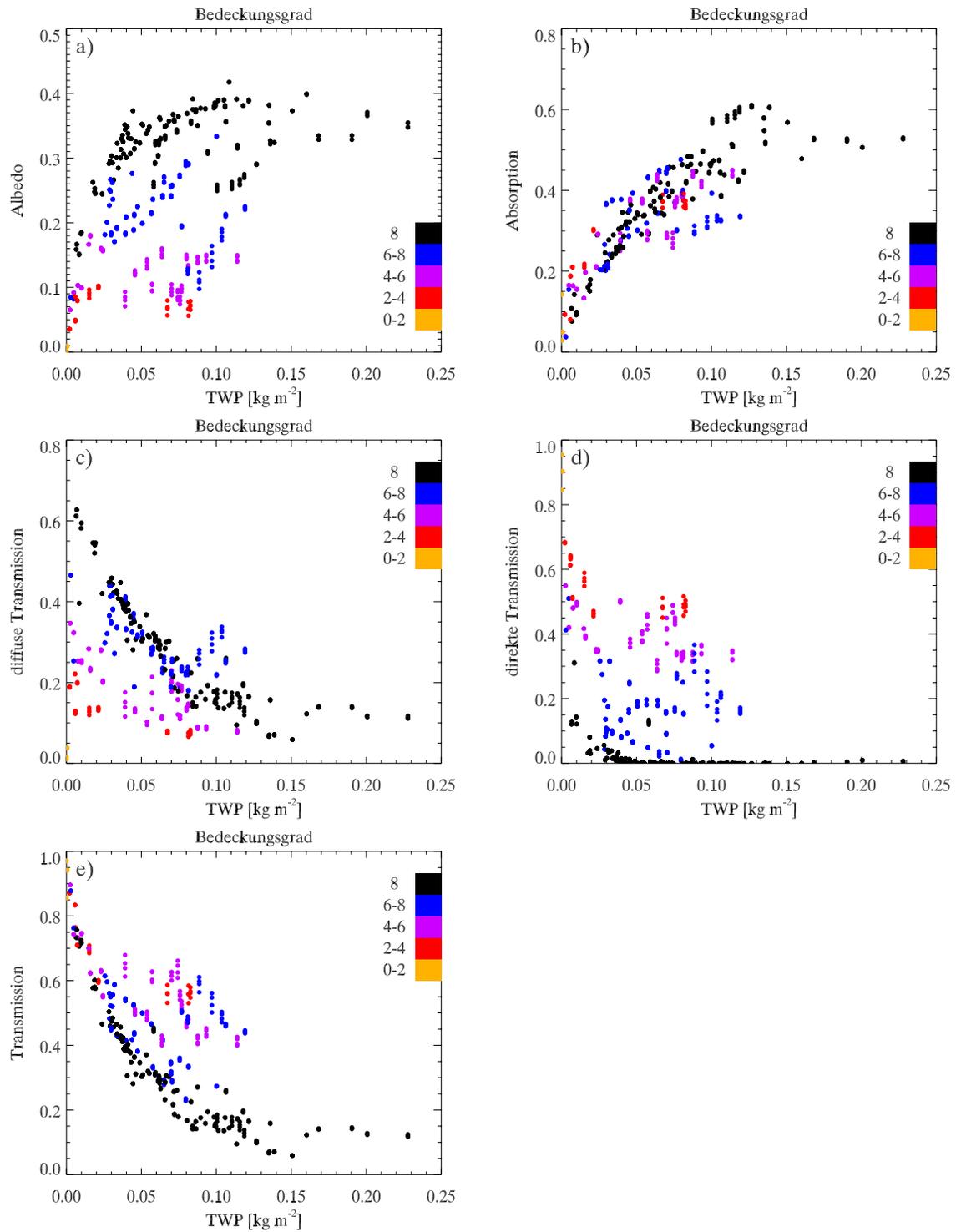


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Strahlungsflussdichten vom Gesamtwasserpfad für das Wellenlängenintervall von $1,26 \mu\text{m}$ bis $1,32 \mu\text{m}$. Der Bedeckungsgrad in Achteln ist farbig dargestellt.

umfasst verschiedene Komponenten: die Größe der Schwankung der Extinktion und die räumliche Entfernung, auf der diese Änderungen stattfinden. Der erste Aspekt wird durch die Standardabweichung des Volumenextinktionskoeffizienten beschrieben, der letztere durch die mittlere Korrelationslänge in den Wolkenschichten.

Um den Unterschied zur Vereinfachung der planparallelen homogenen Wolken herauszustellen, wurden die Korrelationslängen nur für die einzelnen Schichten, die Bewölkung enthalten, berechnet und anschließend vertikal gemittelt. Dabei bleibt die vertikale Inhomogenität, die in der planparallelen homogenen Approximation und in den dreidimensional aufgelösten Wolken gleichermaßen existiert, unbeachtet. Berücksichtigt wird lediglich die Inhomogenität in horizontaler Richtung, wobei die Korrelationslänge im planparallelen homogenen Fall gegen unendlich geht. Die Standardabweichung und die Korrelationslänge wurden beide über derjenigen Fläche errechnet, die auch in das Strahlungstransportmodell einging (Kapitel 3.4). Während bei der Berechnung der mittleren Korrelationslänge alle wolkenlosen Schichten unberücksichtigt blieben, wurde bei der Standardabweichung nur die Region oberhalb der höchsten Wolkenerhebung und unterhalb der niedrigsten Wolkenbasis ausgeschlossen. So werden bei der Standardabweichung die wolkenfreien Schichten als interne Inhomogenität mit eingeschlossen.

4.2.1 Korrelationslänge

Mathematisch gibt die Korrelationslänge l_r an, in welcher Entfernung Variablen noch mit einem Korrelationskoeffizienten $r = e^{-1}$ miteinander korreliert sind. Zur Erlangung der Korrelationslänge in einer Schicht werden alle Zweierkombinationen der Extinktionskoeffizienten innerhalb dieser Schicht zu Wertepaaren (x, y) zusammengefasst. Diese beiden Werte werden nach dem räumlichen Abstand, den die Elemente voneinander haben, als i -tes Paar vorher definierten Entfernungsklassen j zugeordnet: $(x_i, y_i)_j$. Danach werden in jeder Entfernungsklasse die Werte x_i mit den dazugehörigen Partnern y_i korreliert, wodurch sich die Korrelation der Extinktion in einem bestimmten Entfernungsintervall ergibt. Die Werte des Volumenextinktionskoeffizienten gehorchen keiner Normalverteilung, sondern besitzen eine starke positive Schiefe und zwei Maxima, einem bei Null und einem schwächeren bei $\beta_x = 0,01m^{-1}$. Darum wurde die verteilungsfreie Methode der Rangkorrelation oder Spearman-Korrelation verwendet. Der Spearman-Korrelationskoeffizient r_s errechnet sich für die einzelnen Klassen innerhalb einer Schicht durch (Press et al., 1999)

$$r_s = \frac{\sum_i (R_i - \bar{R}) (S_i - \bar{S})}{\sqrt{\sum_i (R_i - \bar{R})^2} \sqrt{\sum_i (S_i - \bar{S})^2}} \quad (4.3)$$

mit R_i = Rang von x_i innerhalb von \mathbf{x}
 S_i = Rang von y_i innerhalb von \mathbf{y} .

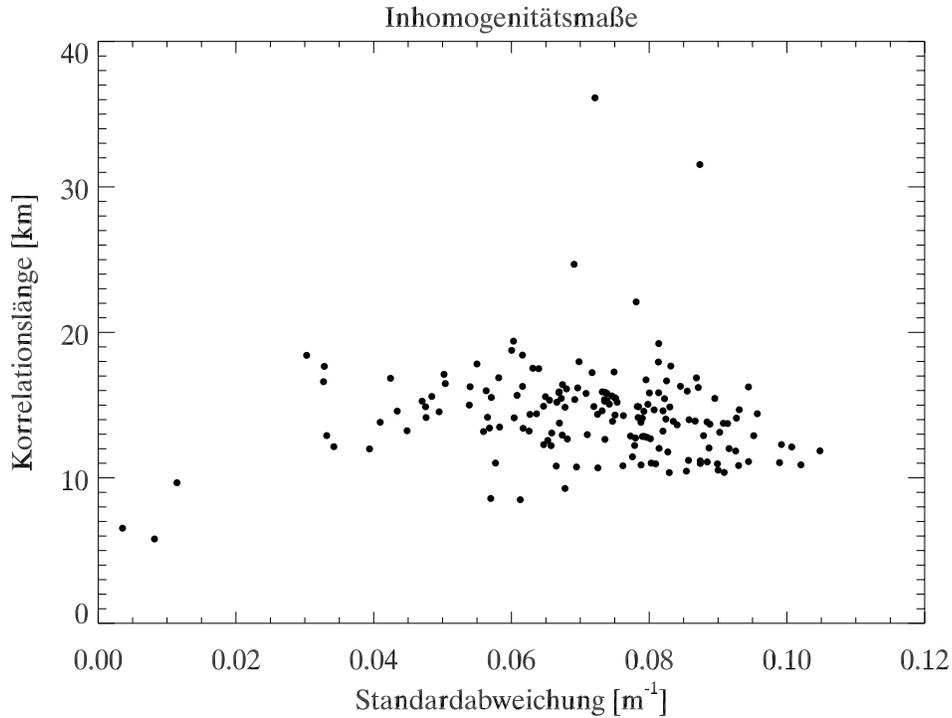


Abbildung 4.8: Zusammenhang zwischen den beiden Wolkeninhomogenitätsmaßen Standardabweichung und Korrelationslänge

Um die mittleren Korrelationslängen der ganzen Wolken zu erhalten, wurden für jede Entfernungsklasse die Kovarianzen und die Varianzen der einzelnen Schichten einer Wolke gemittelt und aus diesen ein mittlerer vertikaler Korrelationskoeffizient pro Entfernungsklasse errechnet. Dieser fällt bei jeder Wolke bis zu Werten von 0,37 noch fast linear mit dem Abstand ab. Deshalb konnte die zu einer Korrelation von $r_s = e^{-1}$ zugehörige Entfernung ohne großen Fehler zwischen den mittleren Distanzen in den einzelnen Abstandsklassen linear interpoliert werden.

Somit erhält man die Korrelationslänge als Maß dafür, in welcher Entfernung noch ein bestimmter Zusammenhang zwischen den Eigenschaften innerhalb der Wolke existiert. Je kleiner die Korrelationslänge ausfällt, desto größer ist die dadurch beschriebene Inhomogenität. Beide Zahlen zusammen, die Standardabweichung und die Korrelationslänge, ergeben ein Maß für die Wolkeninhomogenität (Marshchak et al., 1994).

Die Abhängigkeit der beiden Maßzahlen der Wolkeninhomogenität voneinander ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Mit einem Korrelationskoeffizient zwischen der Standardabweichung und der Korrelationslänge von $r = -6,6 \cdot 10^{-4}$ sind die beiden Werte voneinander unabhängig. Damit reicht es zur Beschreibung der Wolkeninhomogenität nicht aus, nur eine der beiden Inhomogenitätseinheiten zu verwenden, da sich ein Gesamtbild der Inhomogenität erst aus dem Zusammenspiel beider Größen ergibt.

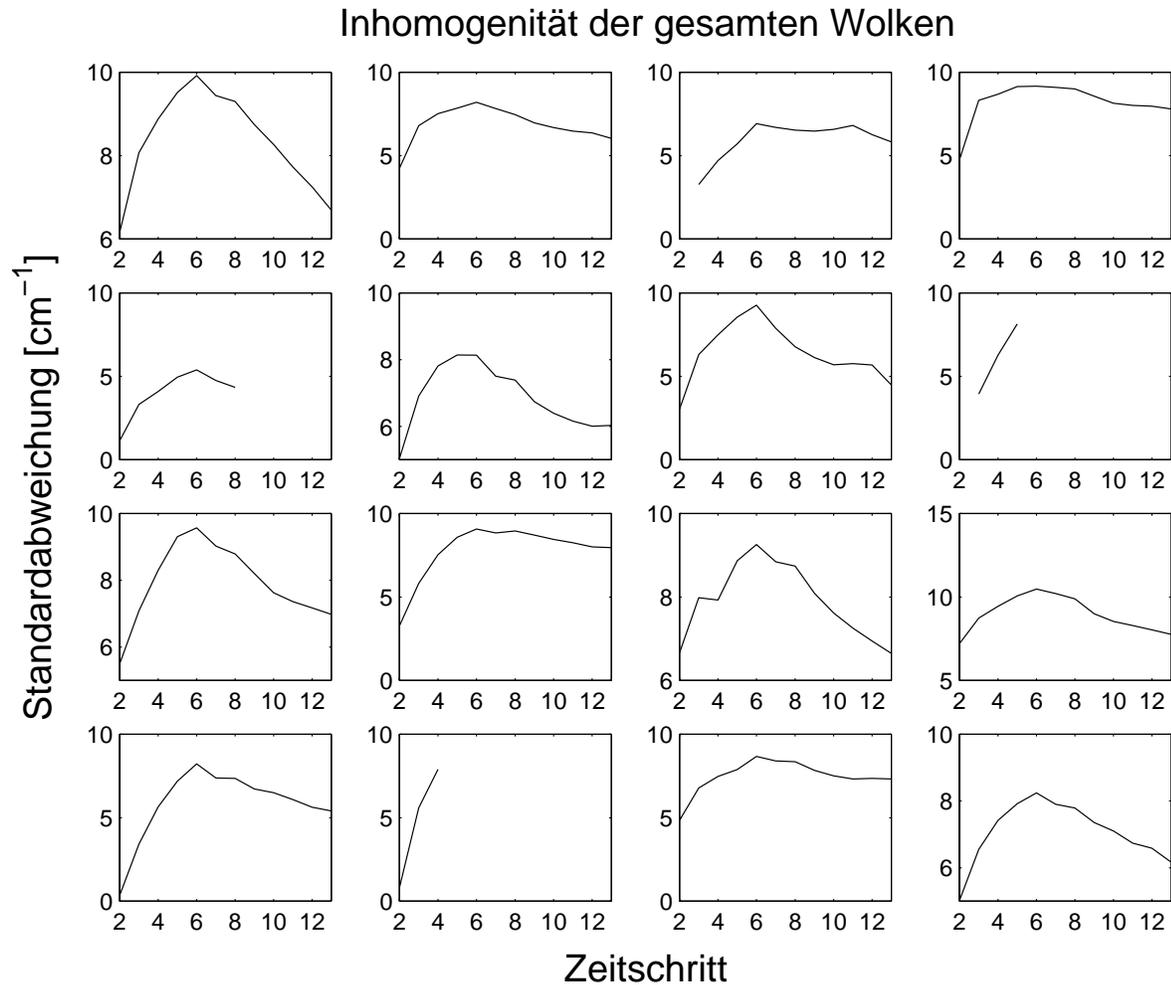


Abbildung 4.9: Entwicklung der Standardabweichung der Wolken in den Zeitserien

Die zeitliche Entwicklung der Standardabweichung in der Extinktion der Wolken innerhalb der 16 Zeitserien ist in Abbildung 4.9 dargestellt. In allen Fällen nimmt die Stärke der Variabilität am Anfang der Wolkenentwicklung zu. Die Inhomogenität erreicht ihr Maximum ungefähr bei Zeitschritt sechs, der einer Lebensdauer von 50 Minuten entspricht, und fällt dann wieder ab.

Die Änderung der mittleren horizontalen Korrelationslänge der Wolken ist für die einzelnen Modellläufe in Abbildung 4.10 aufgetragen. Die räumliche Skala der Inhomogenität entwickelt sich in den einzelnen Zeitserien nicht so gleichförmig wie die Standardabweichung. Aber in der Mehrheit der Fälle nimmt die Korrelationslänge am Anfang der Wolkenentwicklung ab, erreicht ein Minimum und bleibt danach gleich oder nimmt wieder zu. Das Minimum schwankt zwischen Zeitschritt sechs und neun, liegt also zwischen 50 und 80 Minuten Entwicklungszeit.

Sowohl bei der Entwicklung der Standardabweichung als auch bei der der Korrelationslänge endet das Anwachsen der Inhomogenität ungefähr zur gleichen Zeit wie

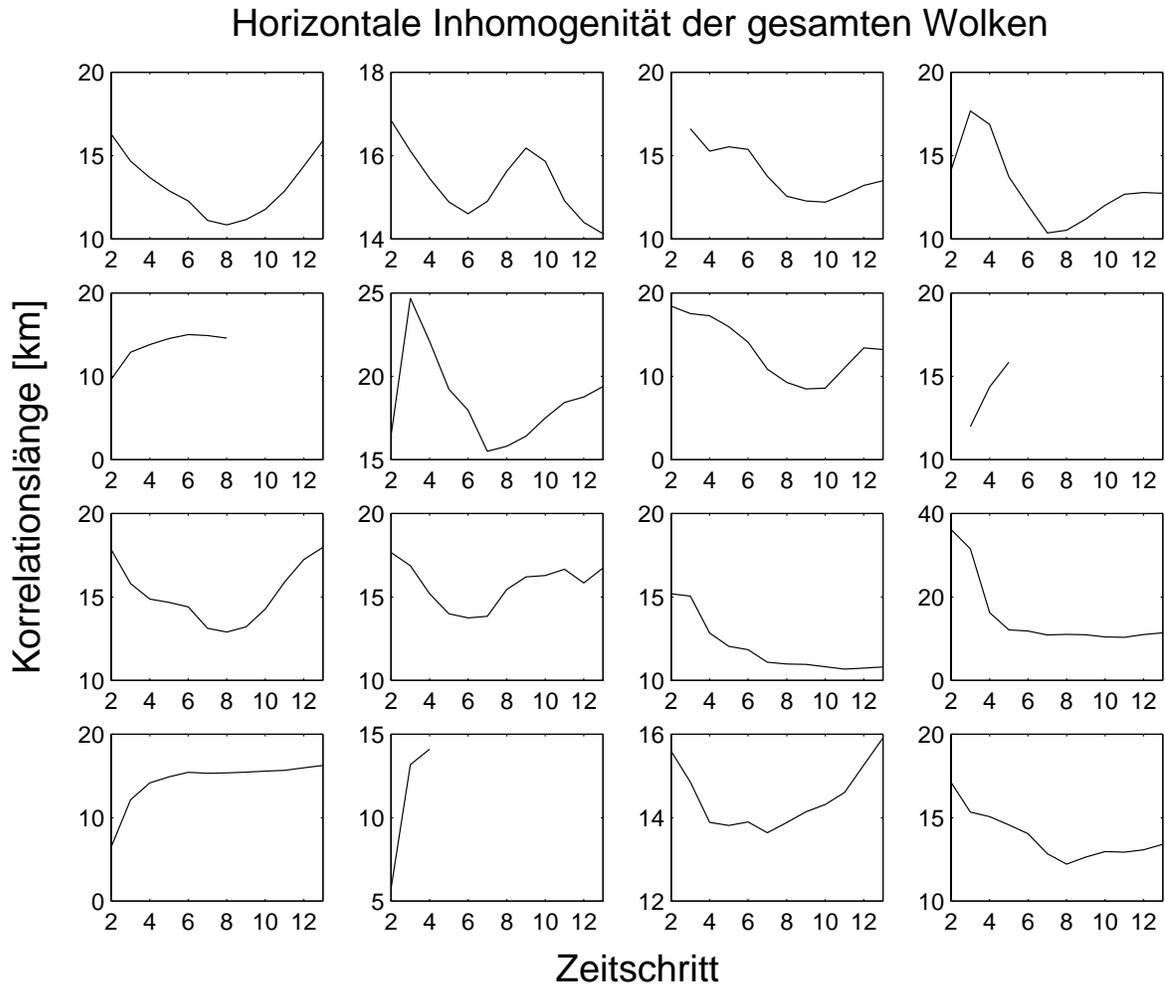


Abbildung 4.10: Entwicklung der mittleren horizontalen Korrelationslängen der Wolken in den Zeitserien

der künstliche Antrieb der Wolkenentwicklung durch die andauernde Zugabe von Wasserdampf in zufällig ausgewählten Gitterboxen (Kapitel 2.4). Somit hängt die interne Struktur der Wolken sehr stark von der Art der Labilisierung der Atmosphäre durch den künstlichen Wasserdampfexzess ab.

4.2.2 Zusammenhang zwischen Inhomogenität und normierten solaren Strahlungsflussdichten

In Abbildung 4.11 ist in der Darstellung der Strahlungsflussdichten über dem mittleren Gesamtwasserpfad die *Stärke der Inhomogenität*, definiert durch die *Standardabweichung* des Extinktionskoeffizienten, innerhalb der Wolken farblich gekennzeichnet. Dabei existieren Standardabweichungen von $0,0035 \text{ m}^{-1}$ bis zu $0,1048 \text{ m}^{-1}$ bei einem Mittelwert von $0,0716 \text{ m}^{-1}$, der damit um eine Größenordnung über dem Mittelwert

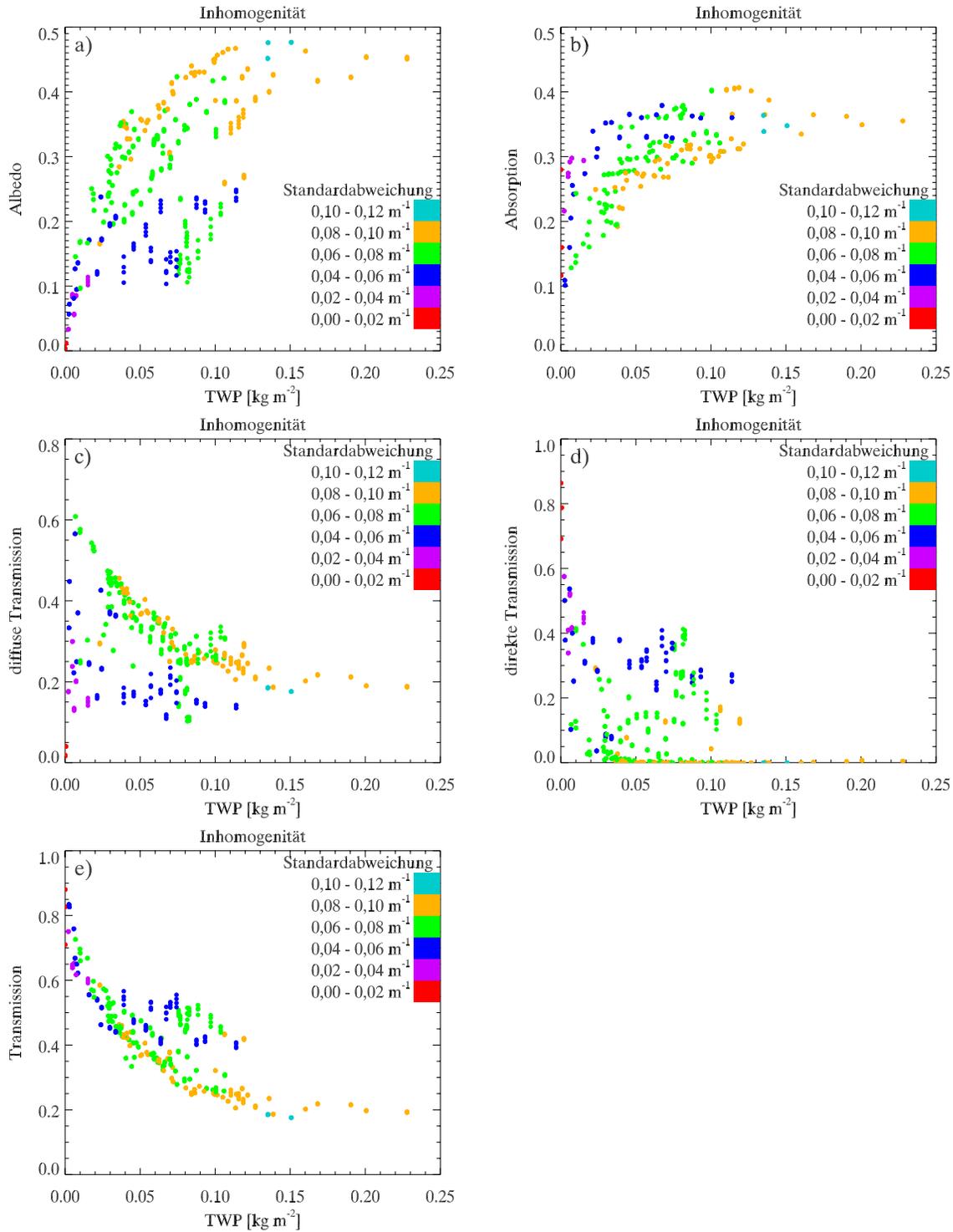


Abbildung 4.11: Abhängigkeit der Strahlungsflussdichten vom Gesamtwasserpfad. Die Stärke der Inhomogenität, definiert durch die Standardabweichung, ist farbig dargestellt.

des Extinktionskoeffizienten ($\bar{\beta}_x = 0,0047m^{-1}$) selbst liegt.

Die Strahlungsflussdichten zeigen einen deutlich erkennbaren Zusammenhang mit der Wolkeninhomogenität. So besteht eine lineare Abhängigkeit der *Albedo* von der Standardabweichung, abgeschwächt durch den Einfluss der anderen Wolkenparameter. Aufgrund dieses Ansteigens der Albedo durch Inhomogenität entsteht der schon in der Einleitung beschriebene Albedo-Fehler bei planparallelen, homogenen Strahlungstransportrechnungen (Albedo-Bias).

Der Zusammenhang zwischen *Absorption* und mittlerem Gesamtwasserpfad gliedert sich durch die Inhomogenität in eine Kurvenschar auf. Dabei gelten für hohe Standardabweichungen flache Kurven, die unterhalb der steiler ansteigenden Kurven für niedrige Standardabweichungen liegen. Bei konstant gehaltenem Gesamtwasserpfad nimmt die Absorption mit steigender Standardabweichung ab.

Die Zunahme der Albedo mit größer werdender Wolkeninhomogenität bei konstantem Gesamtwasserpfad kompensiert sich fast mit der gleichzeitigen Abnahme der Absorption, was bei der gesamten Transmission in einer geringen Streuung der Wolken um den abfallenden Kurvenzug herum resultiert.

Der Einfluss der Inhomogenität auf die *gesamte Transmission* besteht insgesamt aus einer Abnahme der Transmission mit steigender Standardabweichung, wobei sich jedoch die Bereiche unterschiedlicher Standardabweichungen stark überlappen, sodass dieser Zusammenhang verrauscht wird. Die *diffuse Transmission* ändert sich für verschiedene Standardabweichungen entlang unterschiedlicher Kurvenverläufe. So liegen Wolken mit hoher Inhomogenität am Oberrand der Beziehung zwischen diffuser Transmission und mittlerem Gesamtwasserpfad, während diese Funktion für kleiner werdende Standardabweichungen schneller mit dem Gesamtwasserpfad abfällt und niedrigere diffuse Transmissionen ergibt. Die *direkte Transmission* zeigt eine deutliche Abnahme mit stärker werdender Inhomogenität

Analog zu Abbildung 4.11 ist in Abbildung 4.12 anhand der *horizontalen Korrelationslänge* die *räumliche Skala der Inhomogenität* farbig markiert. Bei den verwendeten Wolken variiert die Korrelationslänge zwischen 5,8 und 36 km. Ein schwacher Zusammenhang zu den Strahlungsflussdichten befindet sich in dem Wolkencluster, das sich bei der Albedo und bei der gesamten Transmission vom Hauptast des Zusammenhangs abspaltet. Die darin vorkommenden Wolken besitzen ausschließlich kleine oder mittlere Korrelationslängen. Ansonsten existiert jedoch kein erkennbarer Einfluss der Korrelationslänge auf die Strahlungsflussdichten. Das heißt, die solaren Strahlungseigenschaften der Wolken sind unabhängig von der Reichweite der Inhomogenität. Gleiche Resultate ergaben sich bei Buschmann (2001) für künstliche Cirruswolken mit regelmäßiger, sinusförmiger Änderungen der Extinktion auf Schwankungsperioden von 10 km, 45 km und 90 km.

Aufgrund der starken Abhängigkeit der Strahlungsflussdichten von der Standardabweichung des Extinktionskoeffizienten und des Fehlens einer Rückwirkung der horizontalen Korrelationslänge auf die Strahlungsflussdichten hängt der Fehler, der in den Strahlungstransportrechnungen durch Vernachlässigung der Wolkenin-

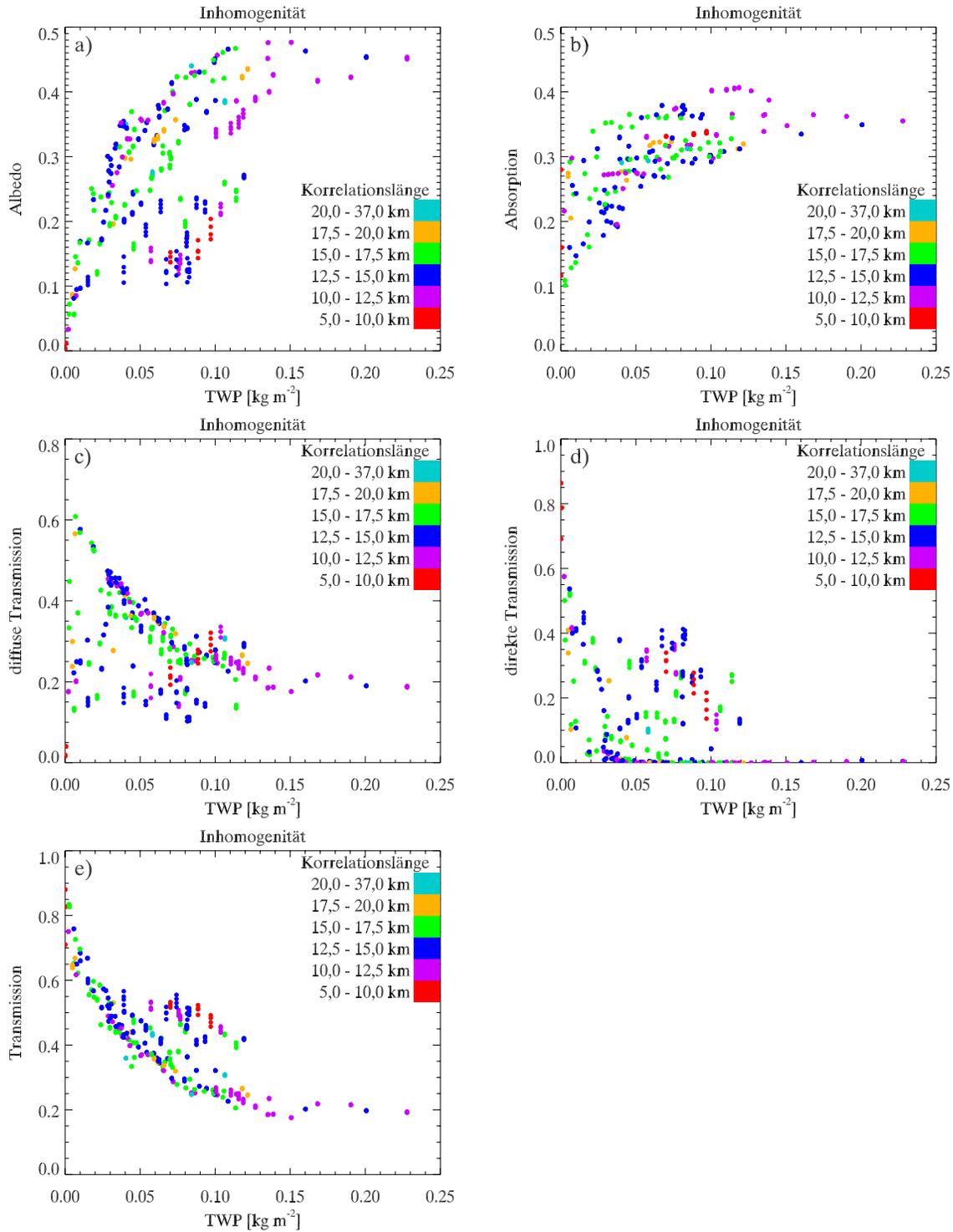


Abbildung 4.12: Abhängigkeit der Strahlungsflussdichten vom Gesamtwaterpfad. Die Längenskala der Inhomogenität, definiert durch die mittlere horizontale Korrelationslänge, ist farbig dargestellt.

mogenität entsteht, mehr von der Stärke der Variation des Extinktionskoeffizienten ab und weniger von der räumlichen Erstreckung seiner Variabilität. Der Einfluss der Wolkeninhomogenität auf den Strahlungstransport ist so groß, dass eine Parametrisierung der mittleren Strahlungsflussdichten ohne ihre Kenntnis nur schwer möglich ist. Dadurch kann eine solche Parametrisierung nur gelingen, wenn Informationen über die Inhomogenität implizit in den räumlich gemittelten Wolkeneigenschaften oder in ihren Kombinationen miteinander enthalten sind.

4.3 Hauptkomponentenanalyse

Aufgrund der auf 168 Wolken begrenzten Anzahl zur Verfügung stehender Anpassungsdaten in der Parametrisierung sollen in dieser nur die Wolkeneigenschaften verwendet werden, die einen starken Einfluss auf die Strahlungsflussdichten besitzen. Um diese Wolkenparameter von denen ohne signifikante Auswirkungen auf den Netto-Strahlungstransport unterscheiden zu können, wurden die vorhandenen Daten einer Hauptkomponentenanalyse (Principle-Component Analysis, PCA) unterzogen. Mithilfe der PCA, nach Lorenz (1956) auch Empirische Orthogonalfunktions-Analyse (EOF) genannt, können aus einem Datensatz, der n Messungen von k Variablen enthält, die *dominierenden Muster* in den Variablen extrahiert werden. So zeigen die EOFs Linearkombinationen der Wolkenparameter auf, die ein Maximum an Variabilität der ursprünglichen Wolkenparameter enthalten.

Die EOF-Analyse wurde anhand einer Datenmatrix \mathbf{C} , die sich aus den Zeilenvektoren der Wolkenparameter

$$\mathbf{C}_i = [LWP, IWP, RWP, SWP, N, CH, T^{CT}, Bot] \quad (4.4)$$

für die Wolken $i = 1, \dots, 168$ zusammensetzt, durchgeführt. Die sich daraus ergebenden Hauptkomponenten der ersten drei EOFs wurden schließlich mit den Spalten der Strahlungsmatrix

$$\mathbf{F}_i = [R, A, T_{ges}, T_{dif}, T_{dir}] , \quad (4.5)$$

die die betrachteten Strahlungsflussdichten enthält, korreliert.

4.3.1 Vorgehensweise der PCA

Für die Matrix \mathbf{C}' , die aus den acht Spaltenvektoren \mathbf{c}'_j der standardisierten Anomalien der Wolkenparameter

$$c'_{ij} = \frac{c_{ij} - \bar{c}_j}{\sqrt{\text{var}(c_j)}} \quad (4.6)$$

besteht, wurde die Varianz-Kovarianzmatrix

$$\mathbf{S} = \frac{1}{n-1} \mathbf{C}'^T \mathbf{C}' \quad (4.7)$$

zwischen den acht verschiedenen Wolkenvariablen berechnet. Die acht Eigenvektoren oder EOFs $\mathbf{e}_1 \dots \mathbf{e}_k$ der Varianz-Kovarianzmatrix stehen senkrecht aufeinander und bilden eine neue Basis im achtdimensionalen Raum der Wolkeneigenschaften. Dabei zeigt die erste EOF in die Richtung der höchsten gemeinsamen Variabilität der Wolkendaten, die zweite EOF senkrecht zur ersten in Richtung höchstmöglicher Varianz usw. Die zu den EOFs zugehörigen Eigenwerte geben an, wieviel der im Wolkendatensatz enthaltenen Varianz in der entsprechenden EOF wiederzufinden ist (erklärte Varianz). Jede Wolke, repräsentiert durch einen Punkt im Phasenraum der acht Wolkeneigenschaften, bekommt durch die Transformation in den Raum, der durch die Eigenvektoren aufgespannt wird, neue Koordinaten zugewiesen, die Hauptkomponenten $\mathbf{u}_1(i) \dots \mathbf{u}_k(i)$. So ergeben sich beispielsweise die Hauptkomponenten der ersten EOF \mathbf{u}_1 aus der Projektion der Wolkenvektoren \mathbf{C}' auf den Eigenvektor der ersten EOF.

Um den Einfluss der einzelnen EOFs auf die fünf Strahlungsflussdichten \mathbf{F}_i abzuschätzen, wurden die Hauptkomponenten der einzelnen EOFs sowohl mit den ursprünglichen standardisierten, zentrierten Wolkenparametern \mathbf{c}'_i (homogene Korrelation) als auch mit den analog nach Gleichung (4.6) standardisierten, zentrierten Werten der Strahlungsflussdichten \mathbf{f}'_i (heterogene Korrelation) korreliert.

Eine weitergehende Beschreibung der EOF findet sich bei Wilks (1995) und von Storch und Zwiers (1999).

4.3.2 Einfluss der einzelnen Wolkenparameter

Die erklärte Varianz der ersten EOF beträgt 37 %, die der zweiten EOF 30 % und die der dritten 15 %, sodass in den Hauptkomponenten der ersten drei EOFs 82 % der Variabilität der Wolkenparameter enthalten sind und diese somit die wichtigen, physikalisch bedeutsamen Informationen beinhalten.

Sowohl die homogenen Korrelationen als auch die heterogenen Korrelationen mit den Hauptkomponenten der ersten drei EOFs sind in Abbildung 4.13 aufgetragen. Dabei dominieren in der *ersten EOF* die räumlichen Mittelwerte der Wasserpfade der gefrorenen Phase zusammen mit denen der Wolkendicke und der Oberseitentemperatur. Allerdings existieren nur schwache Korrelationen der ersten EOF mit den Strahlungsflussdichten. Die Strahlungseigenschaften der Wolken hängen also kaum mit den Hauptkomponenten der ersten EOF zusammen. Die *zweite EOF* besteht hauptsächlich aus den Wasserpfeifen der flüssigen Phase, dem Bedeckungsgrad und der Höhe der Wolkenbasis. Diese Kombination von Wolkeneigenschaften nimmt besonders Einfluss auf die Albedo, die Absorption, die gesamte und die direkte Transmission. Die noch fehlende diffuse Transmission steht zusammen mit der Albedo und der direkten Transmission in enger Verbindung zur *dritten EOF*, die durch den Regenwasserpfad, den Bedeckungsgrad und die Wolkenbasishöhe bestimmt wird. Ein schematisierter Überblick über diese Zusammenhänge findet sich in Tabelle 4.2. Die Albedo und die direkte Transmission hängen sowohl von der zweiten als auch von der dritten EOF ab. Jedoch sind die Wolkenparameter, die in der dritten EOF hervor-

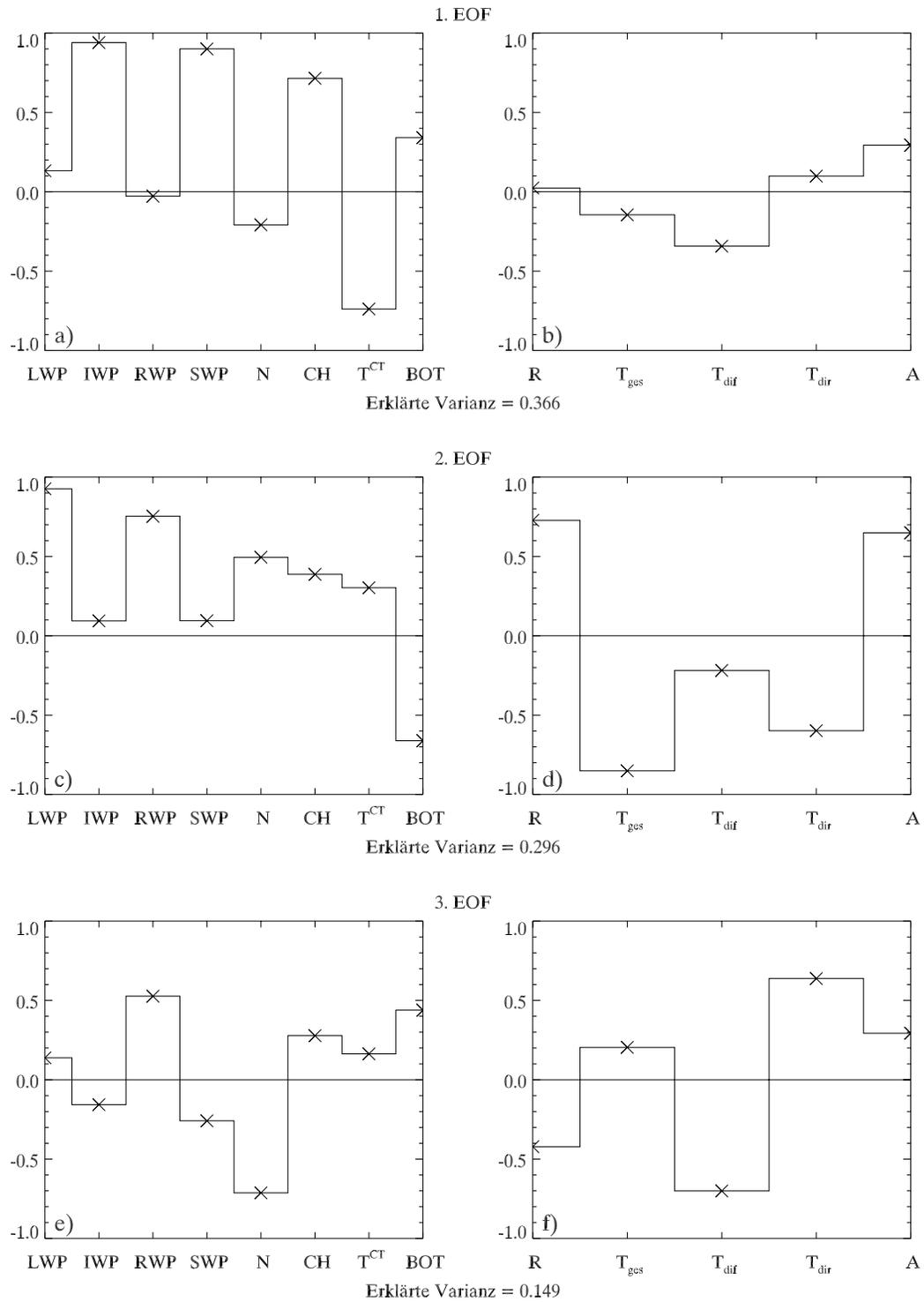


Abbildung 4.13: Homogene Korrelationen (links) der normierten Wolkenparameter und heterogene Korrelationen (rechts) der normierten Strahlungsflussdichten mit den Hauptkomponenten der ersten drei EOFs. Erklärungen der einzelnen Parameter finden sich auf Seite 27.

Tabelle 4.2: Die wichtigsten Wolkeneigenschaften der ersten drei empirischen Orthogonalfunktionen und deren Auswirkungen auf die optischen Eigenschaften

# EOF	erkl. Var.	Wolkeneigenschaften					optische Eigenschaften			
1	0.37	IWP	SWP	CH	T^{CT}	\Rightarrow				
2	0.30	LWP	RWP	N	Bot	\Rightarrow	R	T_{ges}	T_{dir}	A
3	0.15		RWP	N	Bot	\Rightarrow	R	T_{dif}	T_{dir}	

treten, ebenso in der zweiten EOF stark vertreten, wenn auch mit teils umgekehrten Vorzeichen, sodass bei der Parametrisierung dieser beiden Strahlungsflussdichten durch die dritte EOF keine zusätzlichen Wolkenparameter hinzukommen. Die restlichen fünf EOFs wirken sich nur unbedeutend auf die Strahlungsflussdichten aus, sodass die Verwendung der ersten drei ausreicht.

Im Endeffekt sollten sich sowohl die *Absorption* als auch die *Albedo*, die *gesamte* und die *direkte Transmission* aus der zweiten EOF, also dem durchschnittlichen Flüssigwasser- und Regenwasserpfad, der Bedeckung und der mittleren Höhe der Wolkenbasis ableiten lassen. Eine geeignete Parametrisierung der *diffusen Transmission* sollte sich mithilfe des Regenwasserpfads, des Bedeckungsgrads und der Wolkenbasishöhe ergeben, auch wenn zu bedenken bleibt, dass die dritte EOF nur 15 % erklärte Varianz enthält.

Die erste EOF zeigt die Richtung im achtdimensionalen Raum der Wolkenparameter auf, in der sich die Wolken am stärksten unterscheiden. Sie enthält somit die Variablen, die gemeinsam von Wolke zu Wolke am meisten variieren, teils auch aufgrund direkter Abhängigkeiten untereinander. Trotz dieser besonderen Bedeutung der ersten EOF wirkt sie sich kaum auf den Strahlungstransport aus. Dies kann auf unterschiedliche Ursachen zurückgeführt werden. Beispielsweise wurden die Datensätze der einzelnen Wolkenparameter so normiert, dass jeder Datensatz den Mittelwert null und eine Standardabweichung von eins erhält, also alle Wolkenparameter das gleiche Gewicht besitzen. Jedoch ist der Eis- und Schneegehalt im Vergleich mit der flüssigen Phase meist gering, sodass bei ihm in der EOF-Analyse auch kleine Absolutschwankungen stärker auffallen, als beim flüssigen Wasser. Da Schnee- und Eiswasserpfad zusätzlich mit $r = 0,97$ miteinander korreliert sind, besitzt die Eisphase in der ersten EOF die stärksten Gewichte. In der Untersuchung der Abhängigkeit der optischen Dicke von den mittleren Wasserpfaden (Abbildung 4.4) stellte sich aber heraus, dass die gesamte optische Dicke von der optischen Dicke der Wolkentropfen dominiert wird. Da bei der hier durchgeführten Suche nach den dominierenden Mustern jede Wolkenvariable gleiche Bedeutung besitzt, diese aber unterschiedlichen Einfluss auf den Strahlungstransport nehmen, ist nicht immer gewährleistet, dass die Variablenkombinationen der EOF in einem physikalischen Zusammenhang mit der Nettostrahlung steht. Eine anders geartete Normierung der Wolkenparameter könnte eine bessere Wiedergabe der natürlichen Zusammenhänge liefern. So wäre es

möglich, die vier unterschiedenen Pfade von Flüssigwasser, Regen, Eis und Schnee nicht jeweils mit der Standardabweichung des eigenen Datensatzes zu normieren, sondern alle durch die Standardabweichung des Gesamtwasserpfads zu teilen. Dadurch würde das natürliche Verhältnis zwischen den Varianzen der Teilwasserpfade gewahrt bleiben.

Andere Ursachen liegen in dem Konzept der EOF begründet. So deckt die Korrelation mit den Hauptkomponenten nur lineare Zusammenhänge zwischen den Parametern auf, während die Kopplung zwischen den materiellen Wolkenvariablen und den Strahlungsflussdichten häufig aber nichtlinearer Art ist.

4.4 Parametrisierung der solaren Strahlungsflussdichten

Um herauszufinden, ob sich die räumlich gemittelten Strahlungsflussdichten eines bewölkten Areals aus dessen nur großräumig bekannten, stofflichen Wolkeneigenschaften ableiten lassen, ohne deren Variation innerhalb des Gebiets zu kennen, wurde geprüft, wie gut sich eine Parametrisierung der solaren Strahlungsflussdichten aus den mittleren Wolkenparametern erstellen lässt. Dabei ist zu beachten, dass der physikalische Zusammenhang zwischen den Wolkeneigenschaften und dem Strahlungstransport häufig nichtlinear ist (vergleiche Abbildung 1.2). Dadurch würde eine einfache lineare Parametrisierung die Beziehung zwischen den materiellen und den strahlungsspezifischen Eigenschaften nur teilweise erfassen, weshalb von den verwendeten Wolkenvariablen die quadratischen Werte und die Wurzel mit hinzugezogen wurden. Dies ergab eine multiple Parametrisierung der Form

$$F_i = a_i + \sum_{j=1}^n b_{ij} C_j^{1/2} + c_{ij} C_j + d_{ij} C_j^2 \quad (4.8)$$

mit F_i = parametrisierte Strahlungsflussdichten mit
 $i = R, A, T_{ges}, T_{dif}, T_{dir}$ für Albedo, Absorption,
 gesamte, diffuse und direkte Transmission
 C_j = in die Parametrisierung eingehende Wolkeneigenschaften
 $a_i, b_{ij}, c_{ij}, d_{ij}$ = zu optimierende Koeffizienten .

Beim Anpassen einer Funktion an einen existierenden Datensatz sollte die Anzahl zu optimierender Koeffizienten viel kleiner sein als die Anzahl der vorhandenen unabhängigen Datenpunkte. Da bei der hier verwendeten Parametrisierung für jede berücksichtigte Wolkeneigenschaft C_i die Zahl zu berechnender Koeffizienten b_{ij}, c_{ij}, d_{ij} um drei steigt, können nicht alle acht bisher betrachtete Wolkenparameter in der Parametrisierung verwendet werden ($n < 8$). Die Parametrisierung wird nur mit den Parametern durchgeführt, die für den Strahlungstransport wichtige

Tabelle 4.3: Koeffizienten der Parametrisierung 4.8 nach Interpretation der EOF-Analyse mit $C_j = \text{RWP} [\text{g m}^{-2}]$, $N [-]$, $\text{Bot} [\text{m}]$ und teilweise $\text{LWP} [\text{g m}^{-2}]$, wobei Bedeckungsgrad: $0 \leq N \leq 1$

	$j \setminus i$	R	A	T_{ges}	T_{dif}	T_{dir}
a_i	—	-0,06724	0,2695	0,7977	-0,3186	1,136
b_{ij}	1 (LWP)	0,9531	1,783	-2,736	—	-4,120
	2 (RWP)	0,3580	-0,5917	0,2337	-0,6335	0,03246
	3 (N)	0,6141	-0,2898	-0,3243	1,127	-1,747
	4 (Bot)	$-2,262 \cdot 10^{-3}$	$-0,9974 \cdot 10^{-3}$	$3,259 \cdot 10^{-3}$	$6,959 \cdot 10^{-3}$	$0,2435 \cdot 10^{-3}$
c_{ij}	1 (LWP)	0,9573	-3,345	2,388	—	11,18
	2 (RWP)	-11,37	7,004	4,371	-1,911	2,016
	3 (N)	-1,061	0,2657	0,7950	-0,9637	2,244
	4 (Bot)	$5,120 \cdot 10^{-5}$	$-3,042 \cdot 10^{-5}$	$-2,078 \cdot 10^{-5}$	$-9,405 \cdot 10^{-5}$	$2,392 \cdot 10^{-5}$
d_{ij}	1 (LWP)	-1,323	4,547	-3,224	—	-25,40
	2 (RWP)	150,2	-103,4	-46,82	15,56	1,634
	3 (N)	0,6265	-0,1732	-0,4534	0,4775	-1,215
	4 (Bot)	$-7,878 \cdot 10^{-9}$	$0,1414 \cdot 10^{-9}$	$-6,262 \cdot 10^{-9}$	$-6,955 \cdot 10^{-9}$	$-4,733 \cdot 10^{-9}$

Informationen beinhalten. In den Parametrisierungen wird der Bedeckungsgrad in der Form des bedeckten Anteils der Grundfläche von null bis eins verwendet.

4.4.1 Parametrisierung nach Ergebnissen der PCA

Als Auswahlkriterium für die in die Parametrisierung eingehenden Variablen wird die Stärke des Zusammenhangs dieser zu den jeweiligen Strahlungsflussdichten, so wie er sich in den Ergebnissen der EOF-Analyse (Tabelle 4.2) gezeigt hat, verwendet. Das heißt, bei Albedo, Absorption, gesamter und direkter Transmission werden die vier Parameter mittlerer Flüssigwasser- und Regenwasserpfad, Bedeckung und mittlere Höhe der Wolkenbasis verwendet. In die diffuse Transmission gehen nur die drei Parameter Regenwasserpfad, Bedeckung und Wolkenbasishöhe ein. Die Werte, die sich bei der Optimierung der Gleichung (4.8) für die Koeffizienten $a_i, b_{ij}, c_{ij}, d_{ij}$ der verwendeten Parameter ergaben, sind für die einzelnen Strahlungsflussdichten in Tabelle 4.3 aufgelistet.

Abbildung 4.14 zeigt die mit der Parametrisierung erhaltenen Strahlungsflussdichten aufgetragen über die wahren, aus dem Strahlungstransportmodell erhaltenen Strahlungsflussdichten. Da aufgrund der begrenzten Anzahl an Eingangsdaten alle 168 Wolken zur Erstellung der Parametrisierung herangezogen werden mussten, existiert kein Datensatz zur Validierung derselben. Somit gibt die Darstellung im Grunde wieder, wie gut die Strahlungsparameter mithilfe von Gleichung (4.8) angepasst werden können. Der multiple lineare Korrelationskoeffizient r_{mult} zwischen den parametrisierten und den tatsächlichen Strahlungsflussdichten ist innerhalb der Streudiagramme angegeben. Dabei zeigt sich für die Albedo, die gesamte und die

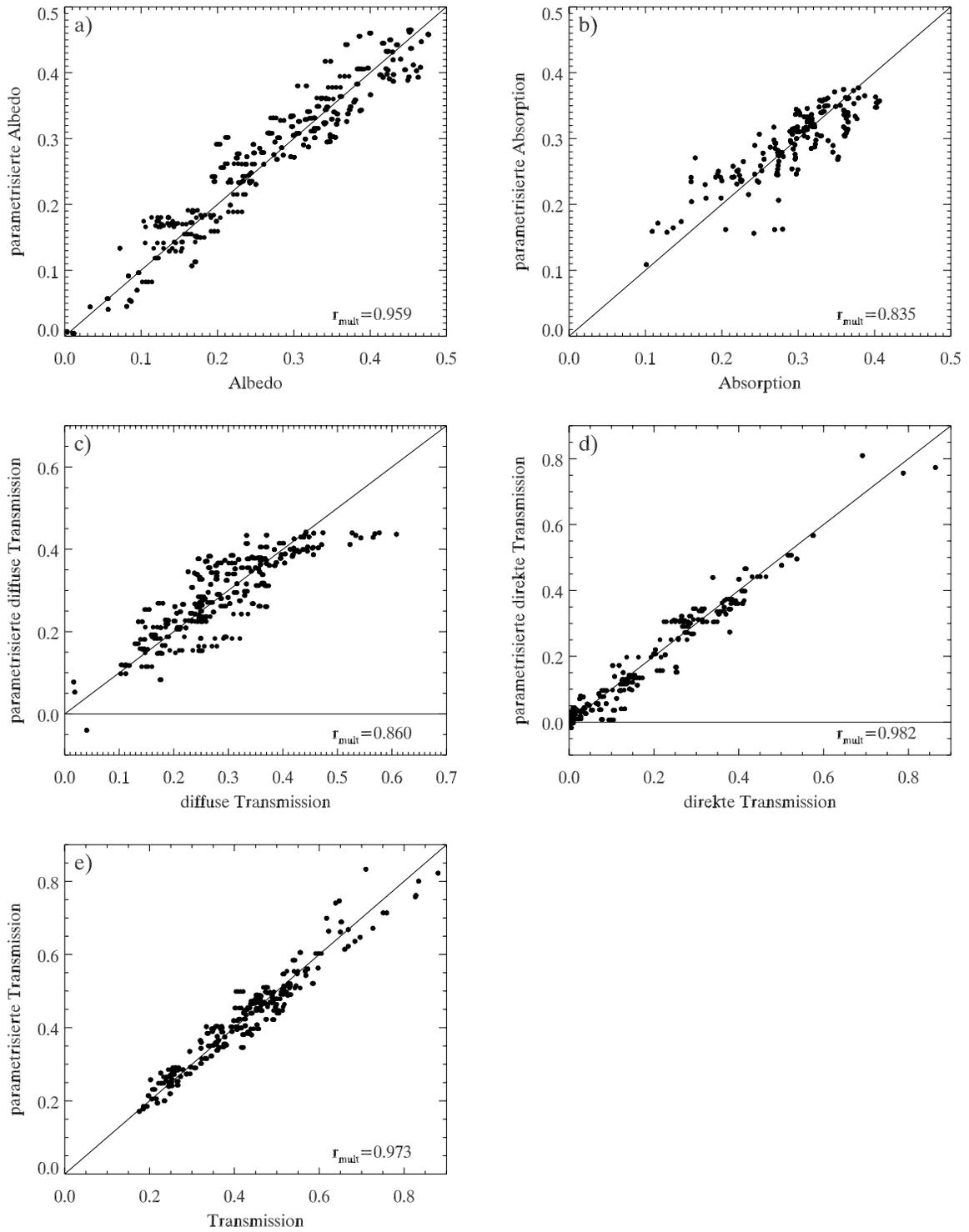


Abbildung 4.14: Streudiagramme der Parametrisierungen mit den Parametern, die sich durch die EOF-Analyse ergeben

Tabelle 4.4: Beste Korrelationen bei Parametrisierung der Strahlungsflussdichten mit 1, 2 oder 3 Wolkeneigenschaften

Anz. Par.		R	A	T_{ges}	T_{diff}	T_{dir}
1	Par.	LWP	CH	LWP	N	N
	r	0,802	0,846	0,927	0,648	0,941
2	Par.	LWP, N	CH, T^{CT}	LWP, SWP	LWP, N	LWP, N
	r	0,929	0,899	0,957	0,945	0,979
3	Par.	LWP, RWP, N	IWP, CH, T^{CT}	LWP, RWP, SWP	LWP, N, CH	LWP, SWP, N
	r	0,957	0,924	0,971	0,968	0,982

direkte Transmission ein Korrelationskoeffizient zwischen vorgegebenen und parametrisierten Strahlungsflussdichten von über 0,9 mit zufriedenstellenden Ergebnissen in den Streudiagrammen. Im Gegensatz zu einer rein linearen Parametrisierung sammeln sich die Wolken hier um die eins-zu-eins Gerade und zeigen keine systematische Abweichung mehr von dieser. Bei der Absorption und der diffusen Transmission fällt die Parametrisierung schlechter aus und erreicht auch nur noch Korrelationskoeffizienten zwischen 0,8 und 0,9.

Dadurch stellt sich die Frage, ob die Möglichkeit einer besseren Parametrisierung der Strahlungsflussdichten existiert, eventuell mit einer verringerten Anzahl anzupassender Koeffizienten.

4.4.2 Parametrisierung mit den stärksten Korrelationen

Es wurden nun diejenigen Kombinationen von Wolkenparametern gesucht, durch die die Parametrisierung nach Gleichung (4.8) die besten Korrelationen zwischen errechneten und originalen Strahlungsflussdichten liefert. Hierzu wurde die Anzahl verwendeter Wolkenparameter schrittweise erhöht, wobei in jedem Schritt diejenigen Verbindungen von Wolkeneigenschaften ausgewählt wurden, deren Parametrisierungen die größten Korrelationen zwischen errechneten und wahren Strahlungsflussdichten erzeugten. Tabelle 4.4 zeigt diese Korrelationen für die besten Parametrisierungen des Strahlungstransports mit einem, zwei und drei Wolkenparametern. Dabei sind für die gesamte und die direkte Transmission schon in einem Wolkenparameter (LWP bzw. N) genügend Informationen für eine gute Parametrisierung enthalten. Mit dem Hinzuziehen weiterer Wolkenvariablen steigt die Korrelation nur noch wenig an. Dagegen bildet die diffuse Transmission erst bei Kombination mehrerer, mindestens aber zweier Wolkeneigenschaften eine zufriedenstellende Parametrisierung. Entsprechend stark wächst ihre Korrelation mit zusätzlicher Wolkeninformation an. Nach dem t-Test sind bei 166 Freiheitsgraden und einer Irrtumswahrscheinlichkeit von $\alpha = 0,05$ Korrelationskoeffizienten ab einer unteren Grenze von $r = 0,15$ signifikant größer null, was auf alle in Tabelle 4.4 aufgelisteten Korrelationskoeffizienten zutrifft. Die drei Wolkenparameter, aus denen sich die Albedo am besten ergibt, stimmen mit dem Ergebnis der EOF-Analyse überein. Für die restlichen Strahlungsflussdichten

Tabelle 4.5: Kombinationen von Wolkeneigenschaften, die optimal mit den jeweiligen Strahlungsflussdichten korrelieren

parametrisierte Strahlungsgröße \mathbf{F}_i	verwendete Wolkeneigenschaften		
	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$
R :	LWP	N	RWP
A :	IWP	T ^{CT}	CH
T _{ges} :	LWP	RWP	SWP
T _{dif} :	LWP	N	CH
T _{dir} :	LWP	N	SWP

Tabelle 4.6: Koeffizienten für die beste Parametrisierung durch 3 Wolkeneigenschaften. Dem Index j zugeordnete Wolkenparameter entsprechend Tabelle 4.5

$j \setminus i$	R	A	T_{ges}	T_{dif}	T_{dir}	
a_i	—	-0,1826	-196,0	0,8328	0,5964	1,279
b_{ij}	1	0,6120	1,131	-1,508	3,450	-3,861
	2	0,9984	29,68	0,3142	-0,8608	-2,278
	3	0,4251	0,01886	4,418	-0,02975	2,086
c_{ij}	1	2,229	-8,358	-3,756	-13,319	9,960
	2	-1,442	-1,266	6,050	0,9804	2,814
	3	-11,69	$-2,598 \cdot 10^{-4}$	-60,83	$4,793 \cdot 10^{-4}$	-27,52
d_{ij}	1	-4,166	153,2	14,94	30,62	-19,63
	2	0,7364	$6,850 \cdot 10^{-4}$	-102,4	-0,04377	-1,393
	3	138,8	$1,905 \cdot 10^{-8}$	1623	$-3,381 \cdot 10^{-8}$	627,2

existieren Kombinationen von Wolkeneigenschaften, die denen aus der EOF-Analyse überlegen sind. Tabelle 4.4 endet bei Kombinationen mit drei Wolkenparametern, da hierfür bereits zehn Koeffizienten bei jeder Strahlungsflussdichte angepasst werden müssen und deren Anzahl aus den oben genannten Gründen gering gehalten werden soll.

In Abbildung 4.15 sind die aus der besten Parametrisierung mit drei Wolkenparametern hervorgegangenen Strahlungsflussdichten gegen die wahren aufgetragen. Die Koeffizienten $a_i, b_{ij}, c_{ij}, d_{ij}$ von diesen Parametrisierungen nach Gleichung (4.8) sind in Tabelle 4.6 notiert. Die Bedeutung des Indexes j ist hierbei bei jeder Strahlungseigenschaft eine andere und deshalb in Tabelle 4.5 aufgelistet. Obwohl weniger Wolkenparameter verwendet wurden als in der Parametrisierung nach den Ergebnissen der EOF, ergeben sich hier gleich gute oder bessere Korrelationen zwischen den parametrisierten und den tatsächlichen Strahlungsflussdichten. Die Ergebnisse bei der Parametrisierung der Absorption und der diffusen Transmission, die durch die

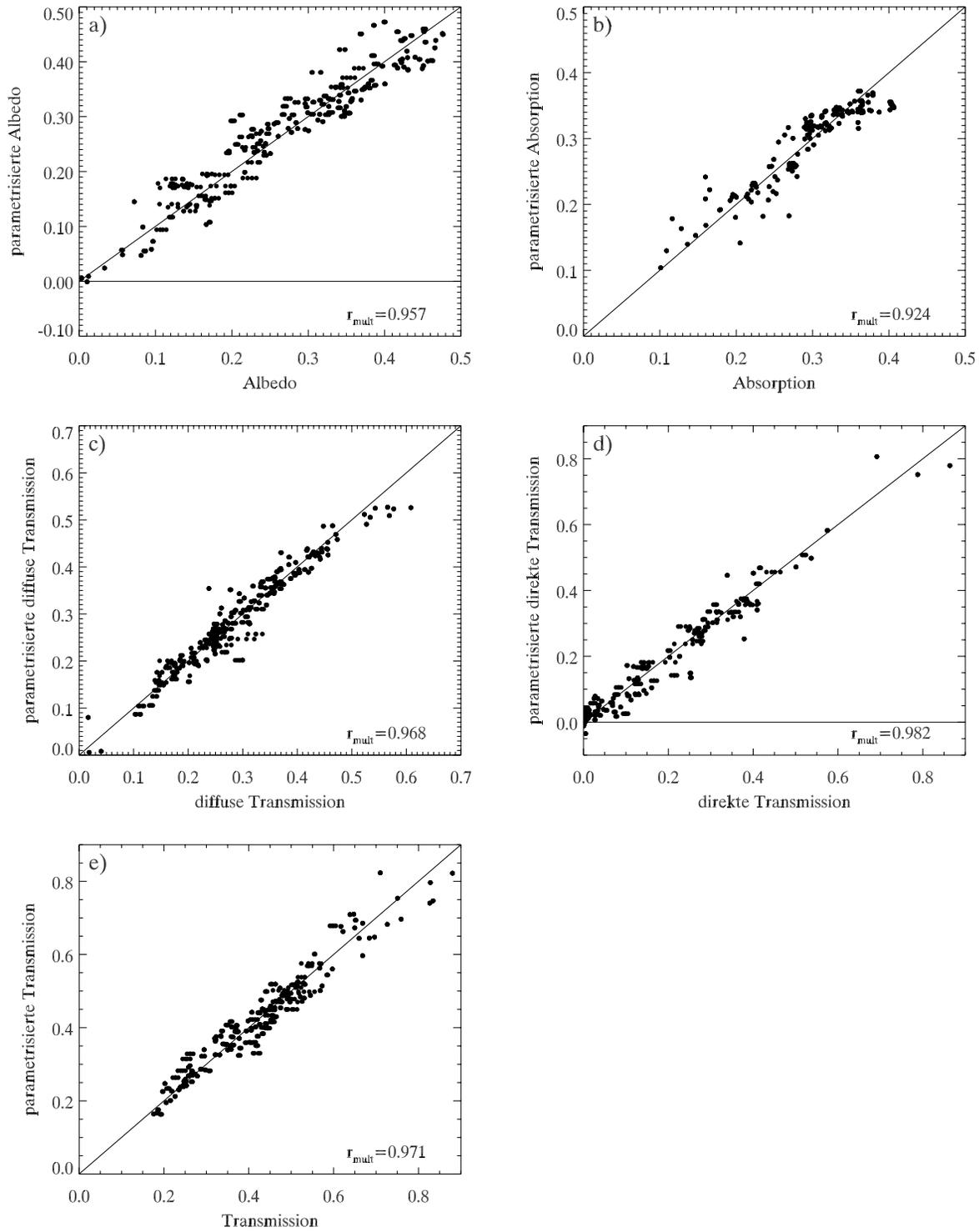


Abbildung 4.15: Streudiagramme der Parametrisierungen mit den drei Parametern, die den besten Korrelationskoeffizient erzielen

EOF nicht mit ausreichend Güte abgebildet wurden, tragen jetzt auch Korrelationen größer 0,9. Die in der EOF herausragenden Wolkenparameter waren also nicht diejenigen, die die meisten Informationen über den Strahlungstransport in sich tragen. Das mag an den oft nichtlinearen Zusammenhängen zwischen Strahlungstransport und den materiellen Variablen und der nichtlinearen Form der Parametrisierung, die die EOF als lineares Analysehilfsmittel nicht erfassen konnte, liegen. Außerdem werden Parametrisierungen häufig nicht aus einzelnen Variablen gewonnen, sondern aus den vollständigen Hauptkomponenten der EOFs erstellt. Dies unterblieb hier, um möglicherweise für einen praktischen Einsatz in unterschiedlichen Klimamodellen, in denen nicht immer alle hier benutzten Variablen zur Verfügung stehen, die besten Wolkenparameter herausfinden zu können.

Da sich der Strahlungstransport aus den räumlich gemittelten Werten der Wolkenvariablen ohne explizite Kenntnis der Inhomogenität ergab, müssen die mittleren Eigenschaften bis zu einem gewissen Grad Informationen über ihre eigene interne Variabilität enthalten. Die äußere Inhomogenität der Wolken wird beispielsweise von dem Bedeckungsgrad innerhalb des Modellgebiets beschrieben. Aber auch der Gesamtwasserpfad oder hier sein stärkster Anteil, der Flüssigwasserpfad, enthält Informationen über die Inhomogenität, indem dieser bei mächtiger werdenden Wolken üblicherweise zunimmt. Sowohl aus diesem Grund als auch wegen der guten Wiedergabe der vertikalen Mächtigkeit der Wolken, die einen starken Einfluss auf den Strahlungstransport besitzt, durch den Gesamtwasserpfad werden diese beiden Wolkeneigenschaften auch am häufigsten in den Parametrisierungen der fünf verschiedenen Strahlungsflussdichten verwendet.

Kapitel 5

Schlussbetrachtung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Machbarkeit der Ableitung einer Bulk-Parametrisierung für die solaren Strahlungsflussdichten aus großräumig gemittelten Wolkenvariablen untersucht. Sinn dieser Parametrisierung ist es, für Vorhersage- und Klimamodelle die Möglichkeit einer alternativen Methode zur Strahlungstransportrechnung, die bisher aufgrund der horizontal homogenen Behandlung von Wolken eine große Unsicherheit darstellt, zu erkunden. Zu diesem Zweck wurden mit dem Monte-Carlo Strahlungstransportmodell GRIMALDI (Scheirer, 2000) die solaren Strahlungsflussdichten von 168 Wolken, die dem mesoskaligen Atmosphärenmodell GESIMA entstammen (von Bremen, 2001), simuliert. Anschließend wurde die direkte Abhängigkeit der Strahlungsgrößen von den großräumig gemittelten Wolkeigenschaften untersucht und aus den drei Wolkenparametern, die auf die jeweilige solare Strahlungsflussdichte den größten Einfluss haben, eine nichtlineare, multiple Parametrisierung entwickelt. Dabei ergaben sich für die Albedo, die diffuse und die direkte Transmission die stärksten Zusammenhänge mit dem mittleren Flüssigwasserpfad und dem Bedeckungsgrad und schwächer mit dem mittleren Regenwasserpfad bei der Albedo und mit der Wolkendicke bei der diffusen Transmission. Die Absorption hängt hauptsächlich vom mittleren Eiswasserpfad, der Wolkendicke und der Temperatur der Wolkenoberkante ab, während sich die gesamte Transmission aus dem Flüssigwasser-, Regenwasser- und Schneewasserpfad ergibt. Für die Parametrisierungen der fünf Strahlungsgrößen ergaben sich zwischen den wahren und den parametrisierten Strahlungsflussdichten Korrelationskoeffizienten von über 0,92.

Die primäre Abhängigkeit der Albedo vom Flüssigwasserpfad erklärt sich durch die Zunahme des für die Reflexion verantwortlichen Streuquerschnitts mit wachsender Anzahl an kleinen Tropfen auf dem Photonenweg. Der Bedeckungsgrad enthält wiederum Informationen über die Wolkeninhomogenität. Da diese nach Abbildung 4.11 einen starken Einfluss auf die Albedo besitzt, erscheint der Bedeckungsgrad als zweitwichtigster Wolkenparameter in der Parametrisierung der Albedo. Während sich die Streuvorgänge für die Albedo in den oberen Schichten der Wolken konzentrieren, findet Absorption in allen Wolkenhöhen statt, weshalb die geometrische Wolkendicke die stärkste Verbindung zur Absorption aufweist. Der nachfolgende

Parameter der Wolkenoberseitentemperatur enthält auch Informationen über die Eisphase einer Wolke. Da Eiskristalle stärker absorbieren als Wolkentropfen, erscheinen sowohl die Temperatur der Wolkenoberseite als auch der Eiswasserpfad in der Parametrisierung der Absorption. In bewölkten Gebieten sinkt die direkte Transmission rasch auf null, während das Vorkommen von diffuser Transmission Bewölkung voraussetzt. Daher bestimmt der Bedeckungsgrad die Gebiete, in denen direkte oder diffuse Transmission auftreten. Innerhalb der Wolken bestimmt wiederum der Flüssigwasserpfad die Abschwächung der diffusen und der direkten Transmission. Die entgegengesetzte Wirkung des Bedeckungsgrads auf die beiden Anteile des Transmissionsvermögens hebt sich bei der gesamten Transmission auf, sodass bei dieser nur noch die Anzahl und Größe der Streukörper in Form der verschiedenen Wasserpfade Auswirkungen zeigt.

In Form von der Standardabweichung der Wolkenextinktion zeigte sich der direkte Einfluss der räumlichen Inhomogenität der Wolkeneigenschaften auf die mittleren Strahlungsflussdichten. Dagegen sind die Strahlungseigenschaften unabhängig von der Korrelationslänge des Volumenextinktionskoeffizienten, die die räumliche Skala beschreibt, auf der die Wolkenparameter variieren. Die Strahlungsbilanz reagiert nur schwach auf Änderung des Azimutwinkels der solaren Einstrahlung. Einzig die direkte Transmission zeigte bei besonders inhomogenen Wolken einen Einfluss auf Variation des Azimuts der einfallenden Photonen.

Die Hauptkomponenten, die sich aus einer Analyse der räumlich gemittelten Wolkenparameter mithilfe empirischer Orthogonalfunktionen ergaben, sind sowohl mit den Wolkenvariablen selbst als auch mit den Strahlungsflussdichten korreliert worden. Die erste EOF zeigt keine starke Auswirkung auf die Strahlungseigenschaften. Diese findet sich erst bei der zweiten und dritten EOF, wobei die Wolkeneigenschaften, die in den Hauptkomponenten der dritten EOF besonders stark vertreten sind, auch in denen der zweiten EOF hervorstechen. Die stärksten Einflüsse der Wolkenvariablen auf den Strahlungstransport, die sich aus der EOF-Analyse ergaben, unterscheiden sich großteils von denen, die der direkte Vergleich der Korrelationskoeffizienten zwischen den Strahlungsflussdichten und den verschiedenen Kombinationen von Wolkeneigenschaften ergab. Somit lassen sich die in der EOF-Analyse erzeugten Muster nicht unterschiedlichen Mechanismen im Strahlungstransport zuordnen.

Da die Strahlungsflussdichten einerseits stark von der Inhomogenität der Wolken abhängen, sich andererseits aber recht gut aus großräumig gemittelten Wolkeneigenschaften ableiten lassen, muss die Information über den Inhomogenitätsgrad bereits in den mittleren Eigenschaften enthalten sein. Dies sind vorwiegend die mittleren Wasserpfade und der Bedeckungsgrad, da diese in den meisten Parametrisierungen zur Verwendung kamen.

In dieser Arbeit wurden 168 Wolken verwendet, um die Koeffizienten der Parametrisierungen für die Strahlungsflussdichten zu bestimmen. Dieser Datensatz ist aber zu klein, um ihn in einen Teil zum Anpassen der Koeffizienten und einen Teil zum Validieren der Parametrisierung aufspalten zu können. Ziel zukünftiger Arbeiten sollte sein, eine größere Anzahl von Strahlungstransportrechnungen für hoch

aufgelöste Wolken durchzuführen, um genügend Daten für einen Trainingsdatensatz und einen Testdatensatz zu erhalten. In diesem Zusammenhang würde es sich auch anbieten, neben den GESIMA-Wolken solche aus anderen Quellen zu verwenden, die eine höhere Auflösung besitzen und über eine längere Zeit integriert wurden. Zur Erstellung einer Strahlungstransportroutine für Klimamodelle sind auf jeden Fall noch Strahlungstransportrechnungen für verschiedene Sonnenzenitwinkel durchzuführen und auszuwerten. Auch müssen nicht nur die Strahlungsflussdichten für die gesamte Atmosphäre betrachtet werden, sondern auch die Transmissivitäten und Albeden für einzelne Atmosphärenschichten, deren vertikale Ausdehnung an das jeweilige Klimamodell angepasst werden muss. Als Alternative zur direkten Bestimmung der Strahlungsbilanz würde sich für die Verwendung in Modellen auch die Parametrisierung eines variablen Korrekturterms, der den bisher konstanten Faktor zur Berichtigung der planparallelen Vereinfachung ablöst, anbieten.

Die im Zuge des Verbundprojekts 4D-Wolken gemeinsam mit CLIWA-NET im August und September 2001 während der Baltex Bridge Campaign (BBC) gewonnenen Daten über die dreidimensionale Struktur und zeitliche Entwicklung von Wolken werden dazu beitragen, die Strahlungstransportroutinen in großräumigen Atmosphärenmodellen zu verbessern.

Literaturverzeichnis

- Buchholtz, A., 1995. Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Applied Optics*, 34, 2765–2773.
- Buschmann, N., 2001. *Inhomogenitäten in Cirren und ihre Auswirkungen auf den solaren Strahlungstransport*. GKSS-Bericht, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht. S. 66 ff.
- Eppel, D., Kapitza, H., Claußen, M., Jacob, D., Koch, W., Levkov, L., Mengelkamp, H.-T., Werrmann, N., und Resch, E., 1992. GESIMA – Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre. Externer Bericht 92/I/2–10, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH, Geesthacht.
- Eppel, D. P., Kapitza, H., Claußen, M., Jacob, D., Koch, W., Levkov, L., Mengelkamp, H.-T., und Werrmann, N., 1995. The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part II: Parameterizations and applications. *Contributions to Atmospheric Physics*, 68(1), 15–41.
- Etling, D., 1981. Meso-Scale Modelle. *PROMET*, Jan. '81, 2–26.
- Evans, K., 1998. The spherical harmonics discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55, 429–466.
- Großklaus, M., Uhlig, K., und Hasse, L., 1998. An optical disdrometer for use in high wind speeds. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15(4), 1051–1059.
- Hagedorn, R., 1996. *Hydrologiebilanz im Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre (GESIMA) als Test der mikrophysikalischen Parametrisierungen*. Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.
- Hansen, J. und Travis, L., 1974. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 16, 527–610.
- Houze, R. J., 1993. *Cloud Dynamics*, Band 53 von *International Geophysics Series*. Academic Press, San Diego, California and London, United Kingdom.

- Jacob, D., 1991. Numerische Simulation der Wolkenbildung in einer Land-Seewind-Zirkulation. Externer Bericht 91/E/40, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht.
- Kapitza, H. und Eppel, D. P., 1992. The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part I: Dynamical equations and tests. *Contributions to Atmospheric Physics*, 65(2), 129–146.
- Kiehl, J. und Trenberth, K., 1997. Earth’s annual global mean energy budget. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(2), 197–208.
- Lenoble, J., 1993. *Atmospheric Radiative Transfer*. A. DEEPAK Publishing, Hampton, Virginia, USA.
- Levkov, L., Rockel, B., Kapitza, H., und Raschke, E., 1992. 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Contributions to Atmospheric Physics*, 65, 35–58.
- Lorenz, E., 1956. Empirical orthogonal functions and statistical weather prediction. In *Sci. Rep. 1*, Statistical Forecasting Project, Seite 49 ff. Department of Meteorology. MIT (NTIS AD 110268).
- Macke, A. und Großklaus, M., 1998. Light scattering by nonspherical raindrops: Implications for lidar remote sensing of rainrates. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 60(3), 355–363.
- Macke, A., Mitchell, D. L., und von Bremen, L., 1999. Monte carlo radiative transfer calculations for inhomogeneous mixed phase clouds. *Physics and Chemistry of the Earth (B)*, 24(3), 237–241.
- Macke, A., Mueller, J., und Raschke, E., 1996. Single scattering properties of atmospheric ice crystals. *Journal of Atmospheric Science*, 53, 2813–2825.
- Marchuk, G., Mikhailov, G., Nazarialiev, M., Darbinjan, R., Kargin, B., und Elepov, B., 1980. *The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics*, Band 12 von *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Marshall, J. und Palmer, W., 1948. The distribution of raindrops with size. *Journal of Meteorology*, 5, 165–166.
- Marshchak, A., A., D., Cahalan, R., und Wiscombe, W., 1994. Bounded cascade models as nonstationary multifractals. *Physical Review E*, 49(1), 55–69.
- Mitchell, D., 1988. Evolution of snow size spectra in cyclonic storms. Part I: Snow growth by vapor deposition and aggregation. *Journal of Atmospheric Science*, 45, 3431–3451.
- Mitchell, D., 1991. Evolution of snow size spectra in cyclonic storms. Part II: Deviations from the exponential form. *Journal of Atmospheric Science*, 48, 1885–1899.

- Mitchell, D., Cai, S., Liu, Y., Heymsfield, A., und Dong, Y., 1996. Modelling cirrus clouds. Part I: Treatment of bimodal size spectra and case study analysis. *Journal of Atmospheric Science*, 53, 2952–2966.
- Pincus, R. und Klein, S., 2000. Unresolved spatial variability and microphysical process rates in large-scale models. *Journal of Geophysical Research*, 105(D22), 27059–27065.
- Press, H., Teukolsky, S., Vetterling, W., und Flannery, B., 1999. *Numerical Recipes in Fortran 77: the Art of Scientific Computing*, Band 1 von *Fortran Numerical Recipes*. Cambridge University Press, zweite Auflage.
- Ramaswamy, V., Boucher, O., Haigh, J., Hauglustaine, D., Haywood, J., Myhre, G., Nakajima, T., Shi, G., und Solomon, S., 2001. Radiative forcing of climate change. In J. Houghton, Y. Ding, D. Griggs, M. Noguer, P. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, und C. Johnson, Herausgeber, *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Kapitel 6, Seiten 349–416. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Rossow, 1993. Satellite observations of radiation and clouds to diagnose energy exchanges in the climate: Part I. In E. Raschke und D. Jacob, Herausgeber, *Energy and Water Cycles in the Climate System*, Band I 5 von *NATO ASI Series*, Kapitel 5, Seiten 123–141. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.
- Rothman, L., 2001. The HITRAN database. Internet <http://www.HITRAN.com/>.
- Rothman, L., Gamache, R., Goldman, A., Brown, L., Toth, R., Pickett, H., Poynter, R., Flaud, J.-M., Camet-Peyret, C., Barbe, A., Husson, N., Rinsland, C., und Smith, M., 1987. The HITRAN database: 1986 edition. *Applied Optics*, 26, 4058–4097.
- Scheirer, R., 2000. *GRIMALDI User Manual*, Version 0.9. Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, <http://www.ifm.uni-kiel.de/me/research/Projekte/RemSens/SourceCodes/source.html>.
- Scheirer, R., 2001. *Solarer Strahlungstransport in der inhomogenen Atmosphäre*. Doktorarbeit, Institut für Meereskunde an der Christin-Albrechts-Universität zu Kiel. S. 15 ff.
- Scheirer, R. und Macke, A., 1999. Influence of the gaseous atmosphere on solar fluxes of inhomogeneous clouds. *Physics and Chemistry of the Earth*, 25(2), 73–76.
- Thekaekara, M. P., 1974. Extraterrestrial solar spectrum, 3000–6100 Å at 1-Å intervals. *Applied Optics*, 13(3), 518–522.

von Bremen, L., 2001. *Mikrowellenfernerkundung bei inhomogener Bewölkung*. Doktorarbeit, Institut für Meereskunde an der Christin-Albrechts-Universität zu Kiel. S. 10 ff.

von Storch, H. und Zwiers, F., 1999. *Statistical Analysis in Climate Research*. Cambridge University Press.

Wilks, D., 1995. *Statistical Methods in the Atmospheric Sciences*, Band 59 von *International Geophysics Series*. Academic Press, Inc., San Diego, California.

Danksagung

Ich danke Dr. Andreas Macke für die aktive Betreuung und die zahlreichen Impulse bei der Anfertigung dieser Arbeit. Für die konstruktive Kritik und die weiterführenden Anregungen möchte ich mich bei Prof. Dr. Eberhard Ruprecht und Prof. Dr. Peter Lemke bedanken.

Weiter bedanke ich mich bei allen, die mich auf meinem Weg durch das Studium begleitet haben.

Harald Schewski danke ich, da er mir durch seine Unterstützung dieses Studium ermöglicht hat.

Schließlich gebührt mein Dank Katrin Gebel, die mir besonders am Ende dieser Arbeit die nötige Kraft und neuen Antrieb gegeben hat.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Ich versichere, dass diese Arbeit noch nicht an anderer Stelle zur Erlangung eines Diplomgrades eingereicht worden ist.

Kiel, Oktober 2001

(Mario Schewski)

