

Diplomarbeit für Meteorologie

eingereicht an der
Ludwig-Maximilians-Universität (LMU)
München
Fakultät für Physik
Meteorologisches Institut

Bodengestützte passive Wolkenseitenfernerkundung der Wolkenphase

von
Niels Killius
21. Juli 2010

Gutachter:
Prof. Dr. Bernhard Mayer
Dr. Tobias Zinner

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 5 |
| 1.1 | Wolkenseitenfernerkundung | 5 |
| 1.2 | Ziel und Vorgehen | 6 |
| 2 | Grundlagen | 9 |
| 2.1 | Wolkenphysik | 9 |
| 2.2 | Strahlung in der Atmosphäre | 13 |
| 2.3 | NIR Strahldichte-Verhältnis | 19 |
| 3 | Das Programmpaket <i>libRadtran</i> | 21 |
| 4 | Ergebnisse | 27 |
| 4.1 | Einfluss von Abschattung auf das NIR Verhältnis | 27 |
| 4.2 | Einfluss der Beleuchtungsgeometrie | 34 |
| 4.2.1 | Einfluss bei Wasserwolken | 36 |
| 4.2.2 | Einfluss bei Eiswolken | 43 |
| 4.3 | Anwendung an einer Zylinderwolke | 54 |
| 5 | Diskussion und Schlußfolgerungen | 59 |
| 5.1 | Der "sichere" Messbereich | 59 |
| 5.2 | Grenzen der Messmethode | 60 |
| 5.3 | Mögliche zukünftige Projekte | 61 |
| A | Anhang: Ergänzende Grafiken | 63 |
| A.1 | Werte des NIR Verhältnisses für Eiswolken | 63 |
| A.1.1 | NIR Verhältnis Werte für weitere Kristallformen | 63 |
| A.1.2 | Vergleich der Parametrisierungen "baum" und "HEY" | 68 |
| A.2 | Anwendung an einer Zylinderwolke | 69 |

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Wolkenseitenfernerkundung

Im IPCC 4th Assessment Report (2007) werden die sogenannten indirekten Aerosoleffekte, also durch anthropogenes Aerosol verursachte Veränderungen des Bedeckungsgrades und der Strahlungseigenschaften von Wolken, als der Bereich mit den größten verbliebenen Unsicherheiten eingestuft. Um die gegenseitigen Wechselwirkungen zwischen Wolkentropfen und Aerosolen in einem bestimmten Gebiet genauer zu untersuchen, bedarf es der Kenntnis sowohl von vorhandenem Aerosol als auch des mikrophysikalischen Zustands der Wolken.

Bei der Niederschlagsbildung sind mikrophysikalische Vorgänge innerhalb der Wolken ebenfalls von entscheidender Bedeutung. Eisteilchen und Wolkentropfen fallen erst ab einer bestimmten Größe aus der Wolke aus, nämlich sobald ihre Fallgeschwindigkeit die des Aufwindes innerhalb der Wolke übertrifft. Die bei der Entstehung von Niederschlagsteilchen ablaufenden Prozesse sind besonders in konvektiven Wolken kompliziert und schwer zu erfassen. Nicht nur die Größe der Partikel ist von entscheidender Bedeutung, sondern auch der Aggregatzustand der Teilchen, auch Wolkenphase genannt.

Eine genaue Kenntnis der Mikrophysik von Wolken ist bei diesen und bei anderen meteorologischen sowie klimatologischen Fragestellungen von großer Bedeutung. Eine neue Methode, um Informationen über den mikrophysikalischen Zustand einer Wolke zu erhalten, stellt die passive Wolkenseitenfernerkundung dar. Am Meteorologischen Institut der Ludwig-Maximilians Universität (MIM) ist die Einrichtung eines Wolkenspektrometers geplant, das als Teil eines mehrere Komponenten umfassenden Fernerkundungssystems vom Institutsdach aus operieren soll. Als passives Messinstrument sendet es keine eigene Strahlung aus, sondern detektiert von Wolkenseiten emittierte thermische Strahlung sowie reflektierte solare Strahlung. Der gemessene Spektralbereich umfasst die sichtbare Strahlung und das nahe Infrarot sowie Teile des thermischen Infrarots. Mit dem Wolkenspektrometer sollen unter anderem der Effektivradius als Maß für die Partikelgröße und der Aggregatzustand bestimmt werden. Ziel ist es, von beiden

Größen Vertikalprofile zu gewinnen.

Die Fernerkundung hat einige Vorteile gegenüber anderen Messmethoden. Das Gerät kann jederzeit sehr schnell auf sich entwickelnde Wolken ausgerichtet werden. Das ist bei In-situ-Messungen nicht der Fall. Es vergeht eine beträchtliche Zeitspanne, bis ein Flugzeug in der Luft ist und seinen Bestimmungsort erreicht hat. Ballone werden vom Wind getrieben. Sie können nicht gezielt gesteuert werden und sind deshalb für Messungen an einzelnen konvektiven Wolken nicht geeignet. Durch passive Strahlungsmessungen wird zudem kein direkter Einfluss auf die zu untersuchenden Wolken ausgeübt. Bei der Fernerkundung entfällt zudem das Risiko von Unfällen. Dieses ist besonders im Aufwindbereich von Gewittern besonders groß. Aus diesem Grund werden in der Regel auch keine In-situ-Messungen in konvektiven Wolken durchgeführt und gibt es dementsprechend keine solide Datengrundlage. Im Folgenden werde ich die Messmethode näher erläutern und kurz mein weiteres Vorgehen in dieser Arbeit darlegen.

1.2 Ziel und Vorgehen

Wie bereits erwähnt sollen mit dem Wolkenspektrometer vertikale Profile des Effektivradius und des Aggregatzustandes ermittelt werden. Wie diese genau gewonnen werden, wird im Grundlagenkapitel noch detailliert dargelegt werden. Das Spektrometer misst die einfallenden Strahldichten im sichtbaren Spektralbereich sowie im nahen und im thermischen Infrarot. Nach Martins et al. (2007) werden daraus 4 Wellenlängen zur Erstellung der Vertikalprofile verwendet: $0.87\ \mu\text{m}$, $2.1\ \mu\text{m}$, $2.25\ \mu\text{m}$ sowie als thermischer Kanal $10.8\ \mu\text{m}$. Die ersten beiden Kanäle dienen der Bestimmung des Effektivradius mit Hilfe eines statistischen Ableitungsverfahrens, die Wolkenphase wird mit Hilfe eines Verhältnisses der Reflektivitäten in $2.1\ \mu\text{m}$ und $2.25\ \mu\text{m}$ bestimmt (siehe Martins et al., 2007, Zinner et al., 2008). Dieses "NIR Verhältnis" (NIR: Nahes Infrarot) wird das eigentliche Thema dieser Arbeit sein. Der thermische Kanal dient der Höheneinordnung über die Strahlungstemperatur. Diese Art der Gewinnung von Vertikalprofilen hat sich bei Messungen vom Flugzeug bereits bewährt (Martins et al., 2007), jedoch wurden die Messungen hier unter festen Rahmenbedingungen durchgeführt:

- Der Sensor war stets im selben Zenitwinkel von 50° nach unten gerichtet, die horizontale Blickrichtung war gleich der Flugrichtung.
- Der Sonnenzenitwinkel betrug 60° , das Sonnenlicht fiel aus der Flugrichtung ein.

Bei Zinner et al. (2008) sind die Winkel geringfügig anders, die grundsätzliche geometrische Anordnung ist jedoch die gleiche.

Das Messprinzip ist in Abb. 1.1 dargestellt. Unter derartigen Messbedingungen -

hier um eine Arbeit zur Fernerkundung handelt, werden ebenso die Ausbreitung von Strahlung in der Atmosphäre und besonders die Strahlungseigenschaften von Wolken in ihren Grundzügen skizziert. Aufbauend auf diesen Grundlagen wird anschliessend das NIR-Verhältnis und seine eigentliche Aussage genauer erläutert. Das Softwarepaket *libRadtran* werde ich inklusive einiger Details vorstellen. Im Anschluss an diese Grundlagenkapitel werde ich meine Untersuchungen genauer erläutern und auch die Ergebnisse vorstellen. Den Abschluss bildet eine kurze Gesamteinordnung der Ergebnisse. Ein Ausblick auf weitere noch zu klärende Fragestellungen rund um das Wolkenpektrometer und mögliche Messprojekte wird ebenfalls gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Wolkenphysik

Über die Grundlagen der Wolkenphysik sind zahlreiche Lehrbücher geschrieben worden (z.B. Liou, 1992; Houze, 1993; Pruppacher und Klett, 1997; Kraus, 2004). Ich werde mich hier auf die wichtigen Grundlagen zu konvektiven Wolken beschränken. Die Prozesse von der Entstehung solcher Wolken über das Wachstum der Partikel bis hin zur Niederschlagsbildung werden hier dargelegt.

Damit Wolken entstehen können, muss genug Wasserdampf vorhanden sein. Es gibt viele Möglichkeiten den Wasserdampfgehalt zu beschreiben. Kraus (2004) gibt in Kapitel 8 einen guten Überblick, an dem ich mich im Folgenden orientieren werde.

Ein sehr häufig genutztes Maß ist der Dampfdruck e :

$$e = \rho_v R_v T. \quad (2.1)$$

ρ_v ist hier die Dichte des Wasserdampfs, T die Temperatur in Kelvin und R_v die spezifische Gaskonstante für Wasserdampf¹. e kann unter natürlichen Bedingungen nicht beliebig groß werden. Sobald der Sättigungsdampfdruck e^* überschritten wird, beginnt der Wasserdampf in der Luft zu kondensieren. e^* entspricht dem Dampfdruck, der über einer nicht gekrümmten Wasseroberfläche herrscht, wenn statistisch gesehen innerhalb eines Zeitintervalls genauso viele Wassermoleküle aus der Flüssigkeit in die Gasphase gelangen, wie umgekehrt Wassermoleküle aus der Gasphase in die Flüssigkeit eintreten. e^* ist allein von der Temperatur abhängig. Diese Abhängigkeit wird von der *Clausius-Clapeyron-Gleichung* beschrieben:

$$\frac{de^*}{dT} = \frac{L}{T\Delta v}. \quad (2.2)$$

¹ $R_v = R/M_v$, $R = 8.3144 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$ ist die allgemeine Gaskonstante, $M_v = 18.126 \times 10^{-3} \text{ kgmol}^{-1}$ die Molmasse von Wasserdampf

L entspricht der spezifischen Verdampfungswärme von Wasser, Δv der Differenz der spezifischen Volumina in der Gasphase und in flüssigem Zustand. Δv ist zudem auf ein Einheitsvolumen bezogen. Da L und Δv ebenfalls von der Temperatur abhängig sind, kann die Clausius-Clapeyron-Gleichung nicht ohne weiteres integriert werden. Es existieren einige empirische Näherungsformeln für $e^*(T)$, für unsere Zwecke eignet sich die *Beziehung von Murray* besonders gut:

$$e^* = 6.1078 \exp\left(\frac{a(T - 273.16\text{K})}{T - b}\right) \text{ hPa.} \quad (2.3)$$

Je nach Wahl der Konstanten a und b gibt die Beziehung den Sättigungsdampfdruck über Wasser oder über Eis wieder². Im Gegensatz zu den ebenfalls gebräuchlichen *Magnusformeln* ist die Formel für Eis und Wasser gleichermaßen zu verwenden. Man beachte, dass e^* sowohl für Eis als auch für unterkühltes Wasser existiert und die Werte unterschiedlich sind. Diese Tatsache wird später noch eine Rolle spielen.

Bildet man das Verhältnis aus Dampfdruck und Sättigungsdampfdruck eines Luftpaketes der Temperatur T , so erhält man die relative Feuchte

$$f = \frac{e}{e^*} \quad (2.4)$$

als Maß für den Sättigungsgrad des Paketes. Bei einem Wert von f gleich 100% ist die Luft gesättigt. Steigt ein Luftpaket trockenadiabatisch auf, so steigt der Wert von f so lange an, bis Sättigung erreicht ist. Nun erwartet man das Einsetzen von Kondensation. Damit dieser - homogene Nukleation genannte - Prozess ablaufen kann, reicht Sättigung jedoch nicht aus. Die Werte von f müssten weit über 100% hinausgehen (Pruppacher und Klett, 1997, Kap. 9). Dies ist in der Erdatmosphäre in der Regel jedoch nicht der Fall, die Wolkenbildung setzt schon vorher ein. Es muss also noch einen weiteren Aspekt bzw. Prozess geben, der bei Kondensation von entscheidender Bedeutung ist. Pruppacher und Klett (1997) beschreiben ihn in Kapitel 9 ihres Lehrbuches sehr detailliert. Bei dieser sogenannten heterogenen Nukleation spielen spezielle Aerosole eine Rolle: Die Wolkenkondensationskeime oder kurz CCN (engl. für cloud condensation nuclei) sind Partikel, an denen sich die Wasserdampfmoleküle bevorzugt anlagern. Sobald die Luft nun gesättigt bzw. leicht übersättigt ist, streben die Wassermoleküle danach, sich an die CCN anzulagern. Eine Hürde gerade für das Wachstum von kleinen Tropfen stellt die zu überwindende Oberflächenspannung dar (Pruppacher und Klett, 1997, Kap. 6). Die Oberflächenspannung sinkt mit steigendem Radius. Sobald jedoch ein kritischer Radius überschritten ist, können die Tropfen ungehindert weiter wachsen (Krümmungseffekt). Das Erreichen dieses Radiuses wird durch die CCN erleichtert. Manche CCN lösen sich in dem an sie angelagerten Wasser, so dass der kritische Radius leicht variiert. Er liegt bei ca. $2\mu\text{m}$ bis $10\mu\text{m}$. Ab

²für Eis: $a = 21.8745584$, $b = 7.66\text{K}$
für Wasser: $a = 17.2693882$, $b = 35.86\text{K}$

dieser Größe sind Tropfen stabil, das heißt es treten im Mittel mehr Wassermoleküle von der Gasphase in die Flüssigkeit ein als Moleküle die Flüssigkeit verlassen. Größenverteilungen von Wolkentropfen aus In-situ-Messungen (z.B. Warner, 1969) weisen dementsprechend für die kleinsten Tropfen eine Größe von einigen Mikrometern aus.

Bei Eisteilchen verläuft die Bildung anders. Hier fehlt die Oberflächenspannung als regulierender Faktor. Ohne vorhandene Eiskeime oder kurz IN (engl. für ice nuclei) würden sich Partikel jedoch erst bei sehr tiefen Temperaturen bilden. Es wurden schon Wolken mit unterkühltem Wasser mit einer Temperatur von -36°C beobachtet (Pruppacher und Klett, 1997, Kap. 2). IN haben oft eine hexagonale Struktur, oft sind sie deshalb auch Partikel organischen Ursprungs. Auch bereits bestehende Eisteilchen können als IN wirken.

Damit sich die gerade gebildeten Wolkentropfen bzw. Eiskristalle zu Niederschlagsteilchen entwickeln, müssen sie auf ein Vielfaches ihrer anfänglichen Größe anwachsen. Erst dann übertrifft ihre Fallgeschwindigkeit die der Aufwinde innerhalb der konvektiven Wolken. Bei reinen Wasserwolken geschieht dies durch Diffusion von Wasserdampf an die Tropfen sowie über Kollisionen von Wolkentropfen. Bei der Kollision vereinen sich die Tropfen. Dieser Prozess wird Koaleszenz genannt. Diese findet nicht nur unter Kollisionspartnern gleicher Größe statt. Häufig ist auch das "Einsammeln" kleinerer durch große Tropfen, ein Vorgang der durch die unterschiedliche Fallgeschwindigkeit begünstigt wird. Auf diesem Wege können zwar Tropfen mit für Niederschlag ausreichender Größe entstehen, in mittleren Breiten ist dieser "warme Regen" aber eher selten.

Viel häufiger fällt Regen hier aus Wolken, die zumindest in ihrem oberen Teil Eisteilchen enthalten. Das Wachstum von Eisteilchen geschieht auf zweierlei Art und Weise:

- Der Sättigungsdampfdruck e^* ist über Eisoberflächen geringer als über Wasserflächen. Das hat zur Folge, dass Eisteilchen in einer Umgebung mit unterkühlten Wassertropfen auf Kosten eben jener wachsen. Dieser Vorgang wird auch *Bergeron Findeisen Prozess* genannt.
- Ausserdem kommt es natürlich auch bei Eisteilchen zu Kollisionen. Diese können auch zwischen Eisteilchen und unterkühlten Wassertropfen ablaufen, die hierbei schlagartig gefrieren.

Gerade die letztgenannte Möglichkeit hat großen Anteil daran, dass die Partikel in Wolken die Eisteilchen enthalten, erheblich größer werden als solche in reinen Wasserwolken. Sobald ein Partikel so groß ist, dass es durch Aufwinde nicht mehr in der Wolke gehalten werden kann, fällt es als Niederschlag aus. Das können Teilchen der verschiedensten Größen sein, vom Nieseltropfen bis zum Hagelkorn. Während die Größe von Nieseltropfen bei ungefähr $100\ \mu\text{m}$ liegt, kann Hagel aus Superzellengewittern in Extremfällen durchaus Durchmesser von über 10 cm erreichen.

In der Realität kommen Tropfen aller Größen nebeneinander vor, auch ist die

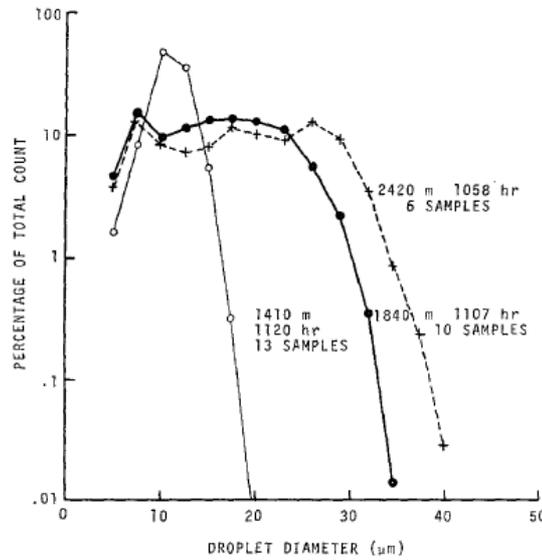


Abbildung 2.1 – Beispiel für eine Tropfengrößenverteilung in unterschiedlichen Höhen (nach Warner, 1969).

Häufigkeit von Tropfen verschiedener Größen innerhalb einer Wolke nicht einheitlich (Warner, 1969). Mit wachsender Höhe verschieben sich die Größenverteilungen hin zu größeren Tropfen (siehe Abb. 2.1).

Solche Größenverteilungen lassen sich nur mit Hilfe von In-situ-Messungen gewinnen, in der Fernerkundung wird stattdessen eine andere Größe als Maß für die Tröpfchengröße genutzt. Diese ist der Effektivradius, ein nach dem Anteil an der gesamten Querschnittsfläche gewichtetes Mittel über alle Tropfenradien (Hansen und Travis, 1974).

$$r_{\text{eff}} = \frac{1}{G} \int_{r_1}^{r_2} \pi r^3 n(r) dr. \quad (2.5)$$

Die Integrationsgrenzen r_1 und r_2 sind hierbei der kleinste bzw. der größte Tropfenradius sowie

$$G = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 n(r) dr \quad (2.6)$$

die Gesamtquerschnittsfläche aller im Einheitsvolumen vorkommenden Tropfen. Für nichtsphärische Eispartikel wird hierbei jeweils der Radius einer Kugel mit gleichem Volumen verwendet. r_{eff} ist eine für den Strahlungstransport entscheidende Größe, wie wir später sehen werden.

Typische Werte von r_{eff} in Wasserwolken bewegen sich ungefähr zwischen $5\mu m$ und $30\mu m$ (Rosenfeld und Lensky, 1998), Eiskristalle können mehr als hundert Mikrometer erreichen (McFarquhar und Heymsfield, 1998).

Als weitere wichtige Kenngröße bei der Charakterisierung von Wolken ist der Flüssigwassergehalt (kurz LWC: engl. für liquid water content) bzw. Eisgehalt

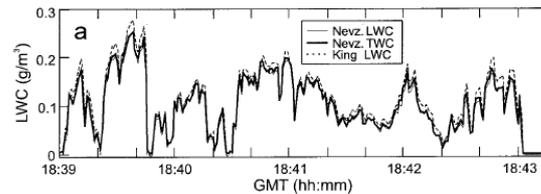


Abbildung 2.2 – LWC aus In-situ-Messungen in warmen Cumuluswolken (nach Korolev et al., 1998).

(kurz IWC: engl. für Ice Water Content) zu nennen. Die beiden Größen sind nichts anderes als die Masse an Wasser bzw. Eis in einem Einheitsvolumen. In Cumuli bzw. Cumulonimben können recht unterschiedliche LWC-Werte auftreten. In-situ-Messungen (Korolev et al., 1998, Rosenfeld und Lensky, 1998) liefern beispielsweise *LWC*- bzw. *IWC*-Werte bis ca. $3\text{g}/\text{m}^3$.

In Abb. 2.2 ist der während Messflügen durch warme Cumuli gewonnene LWC Verlauf zu sehen. Die beiden LWC Kurven stammen von zwei Messgeräten unterschiedlicher Bauart, die Werte unterscheiden sich dennoch nicht wesentlich. TWC (engl. für Total Water Content: Summe aus LWC und IWC) und LWC sind hier identisch, da es sich um warme Cumuli handelt.

Wie oben beschrieben spielt die Eisphase bei der Bildung von Niederschlag eine ganz entscheidende Rolle. Der Wasser- bzw. Eisgehalt ist einer von mehreren Faktoren, die die Intensität des Niederschlags bestimmen. Ob tatsächlich Niederschlag fällt, hängt wiederum von den Partikelgrößen ab. Hierbei kann der Effektivradius als Kenngröße verwendet werden. Die beiden Größen LWC/IWC und Effektivradius haben ebenfalls wesentlichen Einfluss auf die optischen Eigenschaften der Wolken. Bevor diese behandelt werden, bedarf es jedoch einiger grundlegender Kenntnisse zur Ausbreitung von Strahlung in der Atmosphäre. Die Strahlung ist Thema des folgenden Abschnitts.

2.2 Strahlung in der Atmosphäre

In der Fernerkundung werden aus gemessener Strahlung Rückschlüsse bezüglich der untersuchten Objekte gezogen. Das Ziehen derartiger Schlüsse ist ohne Kenntnisse über die Strahlung und ihre Ausbreitung in der Atmosphäre nicht möglich. Strahlung ist in der Atmosphäre an zahlreichen Prozessen beteiligt, und der Wärmeaustausch zwischen der Erde und dem All findet ausschließlich über Strahlung statt. Die Physik der Strahlung ist ein sehr umfangreiches Fachgebiet, von dem jedoch nur ein Teil für diese Arbeit von Belang ist. Im Folgenden soll deshalb nur auf die im weiteren Verlauf dieser Arbeit wichtigen Aspekte näher eingegangen werden.

Kraus (2004) gibt in Kapitel 9 seines Lehrbuches eine gute Aufstellung der wichtigsten Strahlungsgrößen und Gesetze. An diesem Kapitel habe ich mich beim Verfassen der folgenden Absätze orientiert. Strahlung wird auf zwei unterschiedliche Weisen beschrieben, nämlich mit Hilfe von Teilchen -den Photonen-, oder als

elektromagnetische Wellen. Letzteres ist im Sinne dieser Arbeit zweckmäßiger, da zur Erkundung der Wolkenphase spektrale Unterschiede bei der Ausbreitung der Strahlung genutzt werden. Zunächst sollen nun einige wichtige Strahlungsgrößen vorgestellt werden:

- Der **Strahlungsfluss** entspricht der pro Zeiteinheit auf eine beliebig große Fläche treffende Energie. Einheit: [W]
- Die **Strahlungsflussdichte** (engl. irradiance) ist dementsprechend der auf die Einheitsfläche normierte Strahlungsfluss. Einheit: [W/m²]
- Die **Strahldichte** oder Radianz (radiance) ist Strahlungsflussdichte die aus einem bestimmten Raumwinkel auf die Einheitsfläche trifft. Einheit: [W/m²sr]

Oft werden die oben genannten Größen auch spektral benutzt, d.h. die jeweilige Strahlung kommt nur aus einem bestimmten Wellenlängen- bzw. Frequenzintervall. Die Strahldichte bei der Wellenlänge $2.1\mu m$ wird dann zum Beispiel in der Einheit W/m²sr μm angegeben.

Jeder Körper gibt seiner Temperatur entsprechend Strahlung ab. Die Menge dieser Strahlung in Abhängigkeit von Wellenlänge λ und Temperatur T wird im *Planckschen Strahlungsgesetz* beschrieben:

$$B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} \quad (2.7)$$

h ist hierbei das Plancksche Wirkungsquantum³, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum⁴ und k die Boltzmann-Konstante⁵. Das Gesetz ist für schwarze Strahler formuliert. Diese idealisierten Körper absorbieren sämtliche auf sie fallende Strahlung und emittieren dementsprechend je nach ihrer Temperatur die maximal mögliche Strahlungsmenge. In Abb. 2.3 sind die Planckkurven schwarzer Strahler mit unterschiedlichen Temperaturen zu sehen. Reale Körper sind keine schwarzen Strahler, bei ihnen gehorcht die Emission einer Verallgemeinerung, dem *Kirchhoffschen Gesetz*

$$E_\lambda(\lambda, T) = \epsilon(\lambda)B_\lambda(\lambda, T)$$

mit der dimensionslosen Zahl $\epsilon(\lambda)$ zwischen Null und Eins als spektralem Maß für das Emissionsvermögen (ist gleich dem Absorptionsvermögen).

Ein Großteil (ca. 99%) der solaren Einstrahlung liegt im Wellenlängenbereich zwischen $0.22\mu m$ und $4\mu m$, deshalb wird dieser Bereich auch das solare Spektrum genannt. Das Emissionsspektrum der Sonne entspricht annähernd dem Spektrum eines schwarzen Strahlers mit der Temperatur von 5900K. Das entspricht jedoch nicht dem Spektrum, das auf der Erdoberfläche gemessen werden kann (Liou,

³ $h=6.62612 \times 10^{-34} \text{Js}$

⁴ $c=2.99792 \times 10^8 \text{ms}^{-1}$

⁵ $k=1.38065 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$

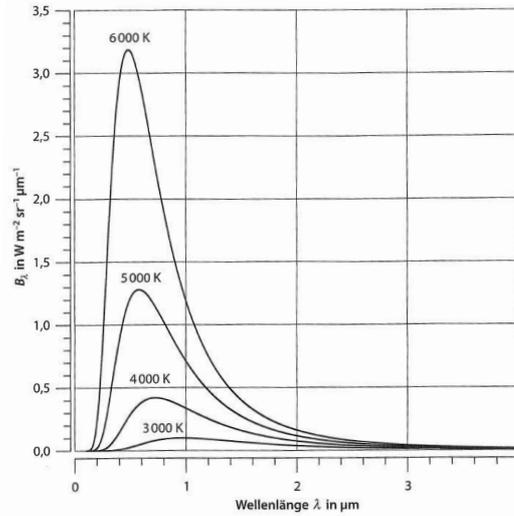


Abbildung 2.3 – Planckkurven für unterschiedliche Temperaturen (nach Kraus, 2004, Kap. 9).

1992). Auf dem Weg durch die Erdatmosphäre wird das Sonnenlicht verändert. Es kann von Luftmolekülen, Aerosolen oder Wolkentropfen bzw. Eisparkeln gestreut und absorbiert werden. Bei der nun folgenden Erluterung zur Physik der Absorptions- und Streuvorgänge in der Atmosphäre habe ich mich an den folgenden Lehrbüchern und Artikeln orientiert: Chandrasekhar (1960), Hansen und Travis (1974), Liou (1992) und Han et al. (1994). Die Abschwächung ist je nach Wellenlänge, Art und Größe der Partikel bzw. Moleküle unterschiedlich. In der passiven Fernerkundung wird versucht, aus dieser Abschwächung im solaren Spektrum Rückschlüsse auf die Atmosphäre und in ihr befindliche Objekte zu ziehen. Eine Möglichkeit, die Abschwächung zu beschreiben stellt der *Extinktionskoeffizient*

$$k_{\text{ext}}(\lambda) = k_{\text{abs}}(\lambda) + k_{\text{sca}}(\lambda) \quad (2.8)$$

dar. Er gibt an, welcher Anteil der ursprünglichen Strahldichte pro Einheitsweglänge verloren geht (Einheit $[k_{\text{ext}}, k_{\text{abs}}, k_{\text{sca}}] : m^{-1}$). k_{ext} setzt sich aus dem *Streukoeffizienten* k_{sca} und dem *Absorptionskoeffizienten* k_{abs} zusammen. Sie geben den Anteil an der Strahldichte an, der durch Streuvorgänge bzw. durch Absorption verloren geht. k_{abs} hängt neben der Wellenlänge vor Allem von der chemischen Zusammensetzung des durchdrungenen Mediums ab, k_{sca} hängt im Wesentlichen von Partikelgröße und Wellenlänge ab. Als normierte Größe eignet sich k_{ext} nicht gut zur Beschreibung der optischen Eigenschaften ausgedehnter Objekte wie z.B. Wolken. Hierfür wird meist die *optische Dicke*

$$\tau(\lambda) = \int_{z_1}^{z_2} k_{\text{ext}} dz \quad (2.9)$$

verwendet, wobei ρ hier die Dichte des durchdrungenen Mediums ist. Die Wellenlängenabhängigkeit von τ fließt über k_{ext} in die Formel ein. Die optische Dicke

von Wolken lässt sich auch auf folgende Weise bestimmen:

$$\tau = 0.75 \tilde{Q}_{\text{ext}} \frac{LWP}{\rho_w r_{\text{eff}}}. \quad (2.10)$$

\tilde{Q}_{ext} ist hierbei der durchschnittliche normalisierte Extinktionsquerschnitt über die vorhandene Tröpfchengrößenverteilung, ρ_w die Dichte von Wasser und r_{eff} der Effektivradius. \tilde{Q}_{ext} hängt vom Grössenparameter $2\pi r_{\text{eff}}/\lambda$ ab. \tilde{Q}_{ext} hat unter den bei den vorgenommenen Untersuchungen gegebenen Verhältnissen der Wellenlänge zum Effektivradius in guter Näherung den Wert 2, ausser für den Effektivradius von $5\mu\text{m}$ bei den Simulationen von Wasserwolken. Mit LWP wird der Flüssigwasserpfad, also der Wassergehalt als Integral über den Weg durch die Wolke bezeichnet:

$$LWP = \int_0^z LWC dz'. \quad (2.11)$$

Analog gilt Gleichung (2.10) auch für Eis anstatt Wasser mit der Dichte von Eis anstatt der von Wasser. Die optische Dicke von Wolken hängt über \tilde{Q}_{ext} von der Wellenlänge ab. Deshalb wird die optische Dicke einer Wolke meist für eine Referenzwellenlänge angegeben. Meist ist diese Referenzwellenlänge 550nm . Alle von nun an in dieser Arbeit genannten optischen Dicken von Wolken beziehen sich auf die Referenzwellenlänge von 550nm . Ist die Atmosphäre aus horizontal homogenen Schichten aufgebaut, so kann τ auch als Vertikalkoordinate verwendet werden.

Die Gesamtheit aller Absorptions-, Emissions- und Streuvorgänge lässt sich mit Hilfe der *Strahlungstransportgleichung* beschreiben. Sie lässt sich auf viele unterschiedliche Arten darstellen, für unsere Zwecke eignet sich die folgende Form:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_{\text{ext}}} (\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla) I(\mathbf{s}, \boldsymbol{\Omega}) + I(\mathbf{s}, \boldsymbol{\Omega}) &= \underbrace{\frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \int_{4\pi} I(\mathbf{s}, \boldsymbol{\Omega}') P(\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}') d\boldsymbol{\Omega}'}_{(1)} \\ &+ \underbrace{(1 - \tilde{\omega}) B_\lambda(T)}_{(2)}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

I ist hierbei die Strahldichte, $\boldsymbol{\Omega}$ der Raumwinkel, $\tilde{\omega}$ ist die Einfachstreueralbedo und $P(\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}')$ die Phasenfunktion für eine Streuung aus der Richtung $\boldsymbol{\Omega}$ in die Richtung $\boldsymbol{\Omega}'$. \mathbf{s} ist der zurückgelegte Weg und $B_\lambda(T)$ die emittierte Strahldichte eines Planck'schen Strahlers der Temperatur T . Term (1) umfasst alle Streuvorgänge bei denen Photonen in die Richtung $\boldsymbol{\Omega}$ gestreut werden, Term (2) die thermische Emission. Da die Atmosphäre nicht homogen ist, gibt es für die Strahlungstransportgleichung keine analytische Lösung, sie muss mit numerischen Methoden gelöst werden. Um den Strahlungstransport adäquat zu berechnen, ist daher die Verwendung von Computermodellen unumgänglich. Das von mir verwendete Modell wird in Kapitel 3 genauer beschrieben.

Im Folgenden möchte ich auf die in der Atmosphäre stattfindenden Absorptions- und Streuvorgänge etwas genauer eingehen und auch die Frage diskutieren, ob die

Methode der passiven Fernerkundung bei den Wellenlängen $2.1\mu\text{m}$ und $2.25\mu\text{m}$ überhaupt für die Untersuchung von Wolken anwendbar ist.

Zunächst möchte ich den Einfluss der Moleküle in der Luft auf die Sonnenstrahlung etwas näher erläutern. Gasmoleküle haben die Eigenschaft, Licht bei bestimmten Wellenlängen zu absorbieren. Die dabei aufgenommene Energie wird in Schwingungen innerhalb des Moleküls bzw. in Rotation des Moleküls umgesetzt. Bei welchen Wellenlängen genau absorbiert wird, ist für jedes Gas unterschiedlich. So wird beispielsweise ein Großteil der einfallenden ultravioletten Strahlung durch Ozonmoleküle in der Stratosphäre absorbiert. Der Wert von k_{abs} hängt also im Wesentlichen davon ab, welche Gase vorkommen und wie hoch deren Konzentration ist. Da die Atmosphäre aus vielen unterschiedlichen Gasen zusammengesetzt ist, wird ein beträchtlicher Anteil des solaren Spektrums auf dem Weg zur Erdoberfläche absorbiert. Dennoch gibt es Spektralbereiche, in denen die Strahlung

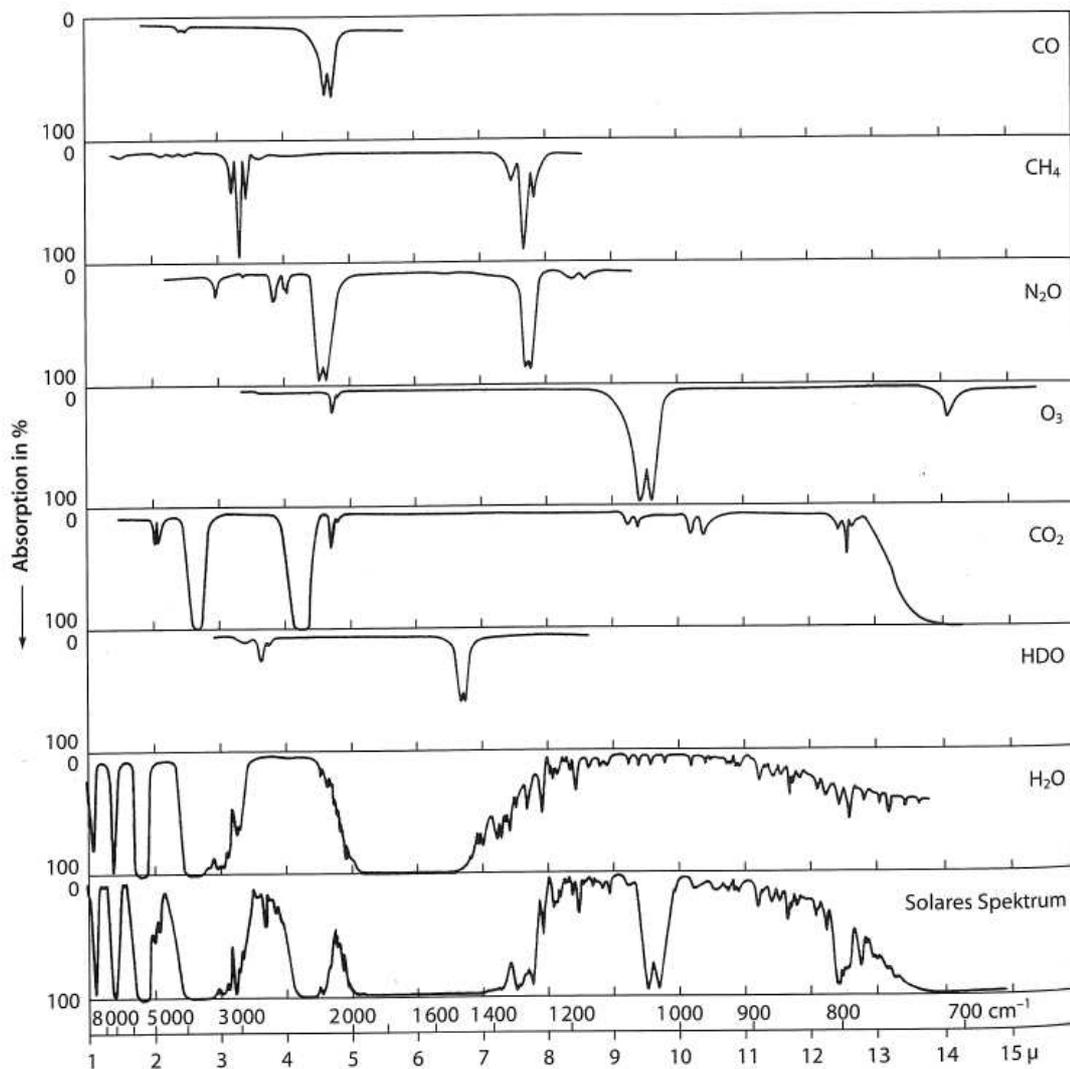


Abbildung 2.4 – Absorptionsspektren einiger wichtiger atmosphärischer Gase sowie ihre Zusammenschau. nach Kraus (2004)

relativ ungehindert durch die Atmosphäre dringen kann, die sogenannten atmosphärischen Fenster. Die Absorptionsspektren einiger wichtiger atmosphärischer Gase sind in Abb. 2.4 zu sehen. Bei den zur Bestimmung der Wolkenphase genutzten Wellenlängen ist die Absorption in der Atmosphäre in etwa gleich, so dass die NIR Verhältnis Werte durch Absorption in der Atmosphäre nicht nennenswert beeinflusst werden. Gleichzeitig ist die Absorption auch so gering, dass bei beiden verwendeten Wellenlängen eine Strahlungsmenge den Erdboden erreicht, die für Strahlungsmessungen ausreichend ist.

Die Luftmoleküle absorbieren das Sonnenlicht nicht nur, sie streuen es auch. Der Durchmesser von Luftmolekülen ist um mehrere Größenordnungen kleiner als die Wellenlängen im solaren Spektrum. Für Streuvorgänge dieser Art sind die Voraussetzungen für die Gültigkeit der Rayleigh-Theorie gegeben. Wie stark das Licht an einem Ort gestreut wird, hängt vom *Streukoeffizienten* k_{sca} ab (Hansen und Travis, 1974). k_{sca} wiederum hängt wiederum sehr stark von der Wellenlänge λ ab. k_{sca} ist hier unter der Annahme isotroper Streuvorgänge, also für sphärische oder zufällig orientierte nichtsphärische Partikel, angegeben:

$$k_{\text{sca}} = \frac{8\pi^3 (n_g^2 - 1)^2}{3 \lambda^4 N} \quad (2.13)$$

mit der Partikelkonzentration N und dem Brechungsindex n_g . Kurzwellige Strahlung wird an Luftmolekülen also sehr stark gestreut, langwellige hingegen nur in sehr geringem Maße. Im Bereich von Wellenlängen über $2 \mu\text{m}$ ist k_{sca} vernachlässigbar klein. Die in der Atmosphäre enthaltenen Gase haben also weder durch Absorption noch durch Streuung einen entscheidenden Einfluss auf das Licht in den zur Wolkenphasenbestimmung genutzten Wellenlängen.

Zu klären bleibt noch der mögliche Einfluss größerer Partikel. Dazu zählen neben Wolkentropfen und Eisteilchen auch Aerosole. Wolkentropfen und Eisteilchen streuen und absorbieren solare Strahlung bei beiden zur Phasenbestimmung genutzten Wellenlängen. Aus genau diesen Streu- und Absorptionsvorgängen werden mit Hilfe des NIR Verhältnisses Informationen zur Wolkenphase gewonnen. Störend wäre daher ein nennenswerter Einfluss von vorhandenen Aerosolschichten auf die Messungen mit dem Wolkenspektrometer. Der Größenbereich von Aerosolen reicht von wenigen Moleküldurchmessern bis zu Radien über $100 \mu\text{m}$ (Pruppacher und Klett, 1997). Er überschneidet sich mit dem Größenbereich von Wolkentropfen und Eispartikeln. Zudem zeichnet Aerosole eine große Variabilität aus (owohl Wolken noch deutlich variabler sind). Aerosole könnten theoretisch Messungen in den zur Wolkenphasenbestimmung genutzten Wellenlängen beeinflussen. Die optische Dicke von Aerosolschichten ist zwar in der Regel gering, sie überschreitet nur in seltenen Extremfällen den Wert 2 (Salby, 1996, Kap.9). Die Werte von Stratus-, Stratocumulus- und Cumuluswolken liegen deutlich höher (vgl. Nakajima et al., 1991, Nakajima und Nakajima, 1995). Bei der Beobachtung von vom Sensor weit entfernten Wolken ist die Wegstrecke, die die Photonen durch eine Aerosolschicht zurücklegen müssen, jedoch mitunter erheblich länger als bei senkrecht nach oben gerichteten Lidarmessungen. Die optischen Dicken der Aerosolschichten werden somit größer. Ein Einfluß von Aerosolschichten auf

NIR Verhältnis Werte ist somit nicht gänzlich auszuschließen. Durch gleichzeitige Vergleichsmessungen wolkenloser Himmelsbereiche sollte ein eventueller Einfluss allerdings ohne großen Aufwand bestimmt werden können.

Abgesehen von einem eventuellen Aerosoleinfluss eignen sich die Wellenlängen in $2.1\ \mu\text{m}$ und $2.25\ \mu\text{m}$ somit gut zur passiven Fernerkundung von Wolkeneigenschaften. Wie genau die Wolkenphasenbestimmung mit Hilfe des NIR Verhältnisses funktioniert, wird im nachfolgenden Abschnitt erläutert.

2.3 NIR Strahldichte-Verhältnis

Grundlage der Erkennung der Wolkenphase ist die unterschiedliche Veränderung der Absorptionseigenschaften bei den Wellenlängen $2.1\ \mu\text{m}$ und $2.25\ \mu\text{m}$ für die Wasserphase und die Eisphase. Der Wert des Imaginärteils des Brechungsindex unterscheidet sich für Wasser in den Wellenlängen $2.1\ \mu\text{m}$ und $2.25\ \mu\text{m}$ nicht wesentlich. Wird hingegen Eis betrachtet, so ist der Unterschied des Imaginärteils des Brechungsindex (entspricht k_{abs}) in den beiden Wellenlängen deutlich größer (siehe Liou, 1992, Kap. 5).

Martins et al. (2007) nutzt diese unterschiedliche Veränderung bei der Definition

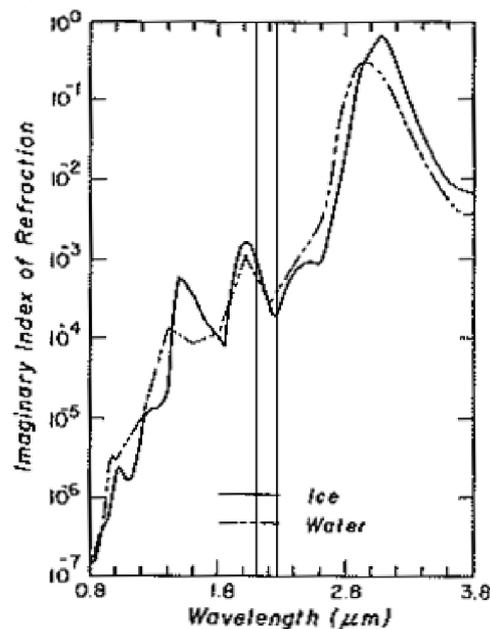


Abbildung 2.5 – Imaginärteil des Brechungsindex für Wasser bzw. Eis (nach Liou, 1992). Markierungslinien in $2.1\ \mu\text{m}$ bzw. $2.25\ \mu\text{m}$ sind von mir hinzugefügt.

des NIR Verhältnisses aus:

$$\alpha = \frac{1/m_{i2.10\mu m}}{1/m_{i2.25\mu m}} \quad (2.14)$$

m_i entspricht hier dem Imaginärteil des Brechungsindex in der jeweiligen Wellenlänge. Damit das NIR Verhältnis eine Aussage über das Absorptionsverhalten zulässt, müssen die Photonen in ausreichender Anzahl auf Partikel treffen, um gestreut oder absorbiert zu werden. α kann somit für eine Wolke mit ausreichender optischer Dicke als das Verhältnis der Reflektivitäten in $2.1\mu m$ und $2.25\mu m$ interpretiert werden. Im nahen Infrarot liegt die typische Eindringtiefe von Photonen nach Zinner und Mayer (2006), Zinner et al. (2008) bei optischen Dicken zwischen 2 und 5, was je nach Beschaffenheit der Wolke ein paar hundert Metern entspricht. Ab einer optischen Dicke von 5 sollte also gewährleistet sein, dass genügend Photonen mehrmals auf Wolkenpartikel treffen. α sollte dann annähernd einem Verhältnis der Reflektivitäten entsprechen:

$$\alpha_R = \frac{R_{2.1\mu m}}{R_{2.25\mu m}} \quad (2.15)$$

Martins et al. (2007) erhalten aus Modellrechnungen an konvektiven Wolken für Eis Werte von α_R zwischen 0.5 und 0.61 sowie für Wasser zwischen 0.78 und 0.9. Ebenfalls von Martins et al. (2007) als Teil der CLAIM (Cloud Aerosol Interaction Mission, Brasilien, Januar/Februar 2005) Kampagne vom Flugzeug aus durchgeführte Messungen liefern für Wasser ähnlich Werte zwischen 0.75 und 0.95 sowie für Eis etwas geringere Werte zwischen 0.33 und 0.47. Für diese Verringerung wird im weiteren Verlauf der Arbeit eine mögliche Erklärung geliefert. Zinner et al. (2008) setzen dementsprechend für die reine Eisphase ein $\alpha_R < 0.6$ sowie für die reine Wasserphase ein $\alpha_R > 0.75$ als zu erfüllende Bedingung an. Dazwischen liegende Werte lassen sich nicht zweifelsfrei einer Phase zuordnen und könnten neben der Eis- und Wasserphase auch eine Mischung aus den beiden Wolkenphasen sein. Die Schwellenwerte des NIR Verhältnisses sind also eine Art Ausschlusskriterium. Bei einem NIR Verhältnis Wert über 0.75 wird angenommen, dass sind keine Eispartikel vorhanden sind. Bei einem Wert unter 0.6 wird diese Annahme für Wassertropfen gemacht. Daraus ergibt sich als Konsequenz, dass sich die Mischphase mit Hilfe von α_R nicht zweifelsfrei bestimmen lässt. Zur Mischphasenuntersuchung kann auf diese Art nur eine Vorauswahl getroffen werden, bei welchen Wolken es sich um Mischwolken handeln könnte. Bei bestimmten Beleuchtungsgeometrien weicht die typische Eindringtiefe unter Umständen ab. Diese Überlegung wird in Kapitel 4 noch eine Rolle spielen.

Kapitel 3

Das Programmpaket *libRadtran*

Wie schon in Kapitel 2.2 dargelegt, lässt sich die Strahlungstransportgleichung nicht analytisch lösen. Es gibt jedoch zahlreiche Verfahren, mit Hilfe derer sich numerische Lösungen bestimmen lassen. Hierbei entsteht ein erheblicher Rechenaufwand, der nur mit Hilfe von Computern geleistet werden kann. Im Folgenden werde ich das von mir genutzte Modell mit einigen seiner Möglichkeiten näher vorstellen.

Das Softwarepaket *libRadtran* (Mayer und Kylling, 2005) ist eine Sammlung die aus vielen Funktionen, Subroutinen und Programmen, mit denen sich Strahlungstransportrechnungen durchführen lassen. Den Überbau stellt das Programm *uvspec* dar. An *uvspec* wird eine Eingabedatei übergeben, in der alle nötigen Informationen und Parameter für eine Strahlungssimulation enthalten sind. In Abb. 3.1 ist ein Beispiel für eine *uvspec* Eingabedatei zu sehen (das Beispiel ist willkürlich erstellt und wurde nicht für tatsächliche Berechnungen genutzt).

Entscheidende Bedeutung kommt dem Parameter `rte_solver` zu. Mit ihm wird festgelegt, mit welcher numerischen Methode die Strahlungstransportgleichung gelöst werden soll. In *libRadtran* sind mehrere Methoden der Lösung der Strahlungstransportgleichung enthalten. Mit `rte_solver` wird die Entscheidung getroffen welche Methode verwendet wird. Für Untersuchungen zum Einfluss der Beleuchtungsgeometrie habe ich die `rte_solver`-Einstellung `disort2` verwendet (siehe Stammes et al., 2000). Sie beruht im Wesentlichen auf der Methode der diskreten Ordinaten (Chandrasekhar, 1960; Liou, 1975). Bei dieser Methode wird die Annahme gemacht, dass die Atmosphäre aus horizontal homogenen Schichten aufgebaut ist. Große Teile der Untersuchungen zur Beleuchtungsgeometrie habe ich mit dieser Einstellung durchgeführt.

Zur Simulation von Strahlungstransport in konvektiven dreidimensionalen Wolken ist die `disort2` Einstellung hingegen aufgrund ihrer Annahme horizontal homogener Schichten nicht geeignet. Für dreidimensionale Wolken habe ich die `rte_solver`-Einstellung `montecarlo` verwendet. Mit diesem Befehl wird das Monte-Carlo Modell *MYSTIC*¹ aufgerufen (siehe Mayer, 2009). Das Modell berechnet

¹Monte carlo code for the phYSically correct Tracing of photons In Cloudy atmospheres

Abbildung 3.1 – Beispiel einer *uvspec* Eingabedatei

```
data_files_path ~/libRadtran/data
solar_file ~/libRadtran/data/solar_flux/kurudz_0.1nm.dat
atmosphere_file ~/libRadtran/data/atmmod/afglus.dat
sza 60.0000
phi0 0.
wavelength      2100.00
rte_solver disort2
correlated_k lowtran
ic_properties HEY
ic_properties_interpolate
umu 0.087156 0.173648 0.258819
ic_habit solid-column
zout 8.0
ic_set_tau 2
phi 0. 180.
ic_file ~/Wolken/Eis/wolkenboden_60um_disort.ic
wc_set_tau 1.5
wc_properties mie
wc_properties_interpolate
wc_file ~/Wolken/Wasser/wolkenboden_60um_disort.wc
verbose
```

den Weg einzelner Photonen durch die Atmosphäre.

Einige Parameter werden in der Eingabe direkt gesetzt, wie z.B. die zu simulierende Wellenlänge λ (es sind auch mehrere Wellenlängen in einer Eingabedatei möglich), oder der Zenit- bzw. Azimutwinkel des Sensors bzw. der einfallenden Strahlung. Der Sensor muss sich nicht zwingend am Erdboden befinden, seine Höhe kann mit `zout` modifiziert werden. Komplexere Informationen wie etwa das Spektrum der einfallenden Solarstrahlung, die Temperatur- und Feuchte der Atmosphäre oder die Gestalt und Eigenschaften der Wolken sind in separaten Dateien zu finden. In der Eingabedatei ist nur ihr Pfad zu finden. Die genaue Art der Ergebnisausgabe kann in der Eingabedatei ebenfalls festgelegt werden, im hier gezeigten Beispiel ist es eine Strahldichte. Je nach den Vorgaben des Anwenders kann auch eine mehr oder weniger detailreiche Dokumentation der Transportrechnungen angelegt werden.

Die Beschaffenheit der Wasser- bzw. Eiswolken wird mit Hilfe der Größen Eis- bzw. Flüssigwassergehalt und Effektivradius angegeben. Je nachdem welche Methode zum Lösen der Strahlungstransfergleichung verwendet wird, variiert die genaue Form der Wolkendateien. Wassergehalt und Effektivradius werden von *uvspec* in optische Eigenschaften übersetzt.

Die Optionen `wc_set_tau` bzw. `ic_set_tau` modifizieren den in den Wolkendatei-

Abbildung 3.2 – Beispiel einer Wolkendatei zur Verwendung zusammen mit dem `rte_solver` `disort2`

| #z in km | LWC | R_eff |
|----------|-----|-------|
| 4.0 | 0 | 0 |
| 3.933 | 0.1 | 10.0 |
| 0.000 | 0.1 | 10.0 |

en angegebenen Flüssigwassergehalt bzw. Eiswassergehalt, um die entsprechende optische Dicke zu gewährleisten. Die optische Dicke ist hierbei nicht für eine Referenzwellenlänge, sondern für die in der Eingabedatei angegebene Wellenlänge gesetzt. Bei der Berechnung über verschiedene Wellenlängen zur Bildung des NIR Verhältnisses darf τ daher nicht auf diese Weise festgelegt werden.

Die Art und Weise wie die Informationen aus den Wolkendateien in optische Eigenschaften übersetzt werden, kann mit Hilfe der Parameter `wc_properties` und `ic_properties` festgelegt werden. Wird der Parameter `wc_properties` auf die Einstellung `mie` gesetzt, so werden die optischen Partikeleigenschaften nach der Mie-Theorie berechnet. Ich habe bei meinen Berechnungen der optischen Eigenschaften von Wasserwolken ausschliesslich diese Einstellung benutzt. Beim Parameter `ic_properties` sind im Hinblick auf diese Arbeit die Einstellungen `baum` und `HEY` von Bedeutung. Bei beiden Einstellungen werden exakte Phasenfunktionen benutzt, so dass optische Erscheinungen wie der 46° Halo korrekt simuliert werden können. Der entscheidende Unterschied zwischen beiden Parametrisierungen liegt in den verwendeten Eiskristallformen. Bei der Einstellung `HEY` (steht für Hong, Emde, Yang; siehe Mayer et al., 2010) kann die Kristallart angegeben werden.² Die theoretische Grundlage hierzu stammt von Key et al. (2002). Die Einstellung `baum` geht je nach Partikelgröße von unterschiedlichen Mischungen der verschiedenen Kristallformen aus (siehe Baum et al., 2005a). Auf diese Weise wird versucht, den tatsächlichen Verhältnissen in Eiswolken möglichst nahe zu kommen.

Wie genau Wolken und ihre Eigenschaften in das Modell eingegeben werden hängt davon ab, ob mit horizontal homogenen Schichten gerechnet wird oder mit dreidimensionalen Wolken. Wird mit horizontal homogenen Wolkenschichten gerechnet (z.B. unter Verwendung von `disort2` zum Lösen der Strahlungstransfergleichung), so reichen in jeder Schicht die Angaben von Höhe, Flüssigwassergehalt und Effektivradius zur eindeutigen Charakterisierung der Wolke aus. Die Wolke wird dann je nach Nennung in der `uvspec` Eingabedatei als Wasser- oder Eiswolke behandelt. Abb. 3.2 zeigt ein einfaches Beispiel einer solchen Wolkendatei. Mischwolken werden durch die Koexistenz von Wasser- und Eiswolke in der selben Höhe definiert.

Zur Darstellung dreidimensionaler Wolken für *MYSTIC* werden detailliertere

²es stehen hohle Säulen, massive Säulen, Platten, Rosetten, Dendriten und zusammengeklumpte Aggregate zur Wahl

Wolkendateien verwendet. Ein Beispiel einer Wolkendatei für *MYSTIC* ist in Abb. 3.3 zu sehen: Die erste Zeile definiert die Anzahl der Boxen in X-, Y- und Z-Richtung. In der zweiten Zeile werden die Gitterweite in X- und Y-Richtung festgelegt und die Höhenniveaus der einzelnen Schichten in Z-Richtung angegeben. Jede weitere Zeile steht für eine Box im zuvor definierten Gitter. Die ersten drei Zahlen legen die Box genau fest, die folgenden Zahlen geben die Werte von Flüssig- bzw. Eiswassergehalt und Effektivradius an.

Des Weiteren muss bei der Verwendung von *MYSTIC* die *uvspec* Eingabedatei angepasst werden. Die Position des Sensors muss zusätzlich zur Höhe auch in X- und Y-Richtung angegeben werden.

Dreidimensionale Simulationen sind um ein Vielfaches aufwendiger und kosten deshalb auch deutlich mehr Rechenzeit als Simulationen mit dem Schichtenmodell (`rte_solver` Einstellung `disort2`). Ein Grund dafür ist die verwendete Monte-Carlo Methode bzw. der statistische Charakter der Ergebnisse. Um die Standardabweichung der Ergebnisse möglichst klein zu halten, müssen möglichst viele Photonen zum Ergebnis beitragen. Es muss dementsprechend also der Weg von sehr vielen Photonen berechnet werden. Es gibt mehrere Möglichkeiten, dieses Problem zu umgehen. Zum Einen besteht die Möglichkeit der Rückwärtsrechnung. Die Photonen werden hierbei am Sensor gestartet. Erreichen sie die Atmosphärenobergrenze, so müssen sie sich nur in die richtige Richtung bewegen, um zum Ergebnis beizutragen. Bei einer Vorwärtsrechnung müsste nicht nur die Bewegungsrichtung stimmen, es müsste ebenso der Sensor getroffen werden. Bei einer Rückwärtsrechnung trägt also ein größerer Anteil der gestarteten Photonen zum Ergebnis bei. Eine weitere Methode der Varianzreduktion stellt die von Buras (2010) in *libRadtran* integrierte Option `vroom` dar, auf die ich hier nicht näher eingehen will. Eine weitere Möglichkeit, in annehmbaren Zeiträumen zu Ergebnissen zu kommen, ist die Verteilung der Rechnungen auf mehrere Prozessoren. Ein wichtiges Hilfsmittel hierbei sind sogenannte Queueing-Systeme für Arbeitsplatz-Netzwerke. Sie verteilen zu erledigende Rechenaufträge an gerade nicht anderweitig genutzte Computer im Netzwerk. Am MIM wird seit dem Jahr 2009 das frei verfügbare Queueing-System *Condor* genutzt (Thain et al., 2005). Einen Teil der Rechnungen für diese Arbeit habe ich am *Institut für Physik der Atmosphäre des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR)* in Oberpfaffenhofen bei München durchgeführt. In Oberpfaffenhofen wird als Queueing-System ebenfalls *Condor* benutzt.

Der Unterschied an benötigter Rechenzeit zwischen eindimensionalen und dreidimensionalen Rechnungen ist trotz den eben genannten Methoden zur Rechen-

Abbildung 3.3 – Beispiel einer Wolkendatei zur Verwendung mit *MYSTIC*

```
3 2 3 3
50.0 50.0 0.0 3.933 4.0 12.0
1 1 2 0.01 10.0
1 1 3 0.01 10.0
```

zeitverkürzung beträchtlich. Serien von Simulationen mit `disort2` zur Untersuchung ungewöhnlicher Beleuchtungen benötigen in der Regel nicht mehr als einige Stunden an Rechenzeit. In dieser Zeit werden sämtliche Aufträge an nur einem Rechner erledigt. Simulationen von dreidimensionalen Zylinderwolken dauern am MIM selbst unter Verwendung von *Condor* hingegen vier bis fünf Tage. Mit Hilfe der vorgestellten Computerprogramme und Modelle habe ich die Messmethode des NIR Verhältnisses auf seine Anwendbarkeit bei Schattenwurf und verschiedenen Beleuchtungsgeometrien untersucht. Die Ergebnisse stelle ich im folgenden Kapitel vor.

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Einfluss von Abschattung auf das NIR Verhältnis

Als ersten Teil der Ergebnisse werde ich nun den Einfluss von Schatten auf das NIR Verhältnis und seine Aussagekraft vorstellen. Die komplexe dreidimensionale Struktur realer konvektiver Wolken sorgt dafür, dass bei der Betrachtung jeder Wolke Schatten vorkommen. Das gilt auch bei den in Kapitel 1.2 genannten "idealen" Bedingungen. Auch benachbarte Wolken können Schatten auf die zu untersuchende Wolke werfen.

Vom Ergebnis der Untersuchungen zum Schattenwurf hängt auch das weitere Vorgehen bei den Untersuchungen zur Beleuchtungsgeometrie ab. Falls im Schatten die korrekte Wolkenphasenerkennung nicht möglich ist, so kann auf weitergehende Untersuchungen zur Beleuchtungsgeometrie im Schatten verzichtet werden. Welchen Einfluss Schatten auf Werte des NIR Verhältnisses haben, soll nun geklärt werden.

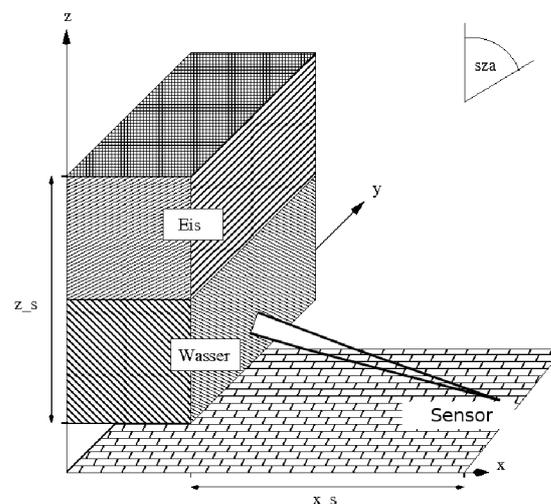


Abbildung 4.1 – Skizze für Untersuchungen zum Schattenwurf

Schattenwurf kann nur mit dem dreidimensionalen Modell *MYSTIC* simuliert werden, da die zu untersuchende Wolke und vor allem die schattenwerfende Wolke in ihrer horizontalen Ausdehnung begrenzt sein müssen. Die dreidimensionale Wolkenszenerie, die ich für Untersuchungen zur Abschattung erstellt habe, ist in Abb. 4.1 zu sehen. Die Sonne fällt von rechts unter einem bestimmten Sonnenzenitwinkel (sza) ein. Der Schatten wird mit Hilfe der Randbedingungen des Modells erzeugt. Photonen, die durch die linksseitige Grenzfläche der Szenerie austreten, treten durch die rechtsseitige Grenzfläche wieder ein. Die Bewegungsrichtung bleibt dabei erhalten. Sobald der Sonnenzenitwinkel groß genug ist, wirft die Wolke sozusagen einen Schatten auf sich selbst. Ob der geworfene Schatten die Wolke erreicht, hängt von den Größen x_s , z_s und dem Sonnenzenitwinkel sza ab. Unter dem Winkel

$$sza_{\text{krit}} = \arctan\left(\frac{x_s}{z_s}\right) \quad (4.1)$$

streift der Schatten gerade die rechte Unterkante der Testwolke. Sobald der Sonnenzenitwinkel größer wird, ist demnach ein Schatten auf der Testwolke zu beobachten. Die Höhe der Grenze zwischen sonnenbeschienenem und abgeschattetem Bereich z_g über dem Erdboden ist demnach

$$z_g = z_b + z_s - \frac{x_s}{\tan(sza)}. \quad (4.2)$$

z_b ist hierbei die Höhe der Wolkenbasis über dem Erdboden. Für die Untersuchungen, die ich nun vorstellen werde, habe ich mit folgenden Abmessungen gearbeitet: $z_b = 1$ km, $z_s = 11$ km, $x_s = 25$ km. Die unteren 5.5 km der Wolke bestehen aus reinem Wasser, die oberen 5.5 km aus reinem Eis. Bei einem Sonnenzenitwinkel von 10° wird die Testwolke demnach komplett von der Sonne beschienen. Als Vertikalkoordinate wird hier anstatt der Höhe z die Strahlungstemperatur verwendet. Je höher die Temperatur, desto geringer die Höhe.

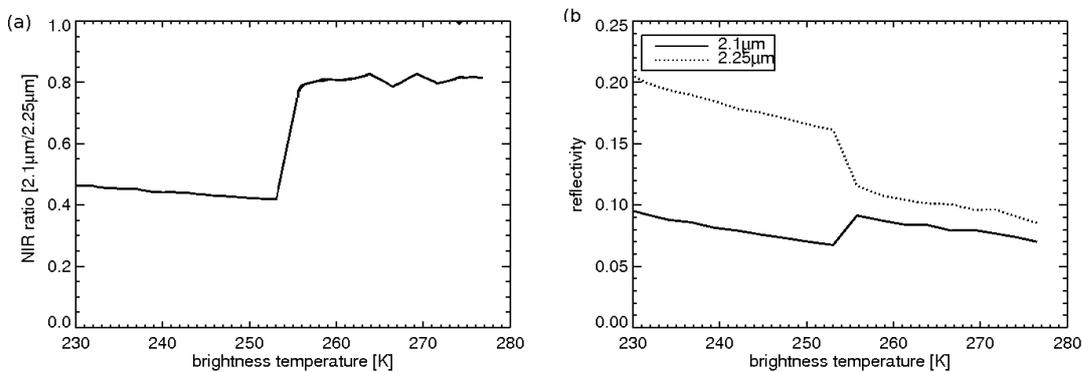


Abbildung 4.2 – Simulationsergebnisse für die Wolke aus Abb. 4.1 mit einem Sonnenzenitwinkel von 10° . (a): NIR Verhältnis (Mittel und Einzelergebnisse), (b): Reflektivität in $2.1\mu\text{m}$ und $2.25\mu\text{m}$.

Abb. 4.2 zeigt die Ergebnisse an der nicht abgeschatteten Testwolke aus Abb. 4.1. In jeder einzelnen Wolkenhöhe habe ich für jede Wellenlänge zwanzig Einzelsimulationen durchgeführt und aus den daraus resultierenden Einzelergebnissen den Mittelwert und die relative Standardabweichung bestimmt. Die relative Standardabweichung für das NIR Verhältnis δ_{NIR} ergibt sich dann nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den relativen Abweichungen in $2.1 \mu\text{m}$ und $2.25 \mu\text{m}$ (Bronstein et al., 1995):

$$\delta_{\text{NIR}} = \sqrt{(\delta_{2.1 \mu\text{m}})^2 + (\delta_{2.25 \mu\text{m}})^2} \quad (4.3)$$

In Abb. 4.2(a) ist die Grenze zwischen Eisphase und Wasserphase bei einer Strahlungstemperatur von etwa 255 K eindeutig zu erkennen. Im oberen Teil der Wolke (bei geringer Strahlungstemperatur) bewegen sich die Werte des NIR Verhältnisses zwischen 0.4 und 0.5. Sie liegen damit eindeutig unter der von Zinner et al. (2008) angegebenen Indexobergrenze für die Eisphase von 0.6. Im unteren Teil der Wolke liegen zumindest die Mittelwerte durchweg um 0.8 und damit klar über der Indexuntergrenze für Wasser von 0.75. Der Abstand zur Grenze ist hier jedoch etwas geringer. In Abb. 4.2(b) ist die Reflektivität in den beiden das NIR Verhältnis bildenden Wellenlängen aufgetragen. Im vereisten Bereich unterscheiden sich die Reflektivitäten in beiden Wellenlängen deutlich voneinander, im Wasserwolken teil ist dieser Unterschied wesentlich geringer. In den Reflektivitäten spiegelt sich das Absorptionsverhalten beider NIR Verhältnis Wellenlängen für Wasser und Eis gemäß Kap. 2.3 wieder. Das Verhalten der Werte des NIR Verhältnisses beim Übergang von der Wasserphase zur Eisphase entspricht daher den Erwartungen. Die Wolkenphase hat auch einen geringen Einfluss auf die relative Standardabweichung (siehe Abb. 4.5(a)). Sie steigt beim Übergang von der Eisphase zur Wasserphase leicht an, δ_{NIR} bleibt aber mit unter 9% im akzeptablen Bereich. Ausserdem ist die aus den Mittelwerten erkennbare Tendenz eindeutig.

Wird anstatt des steilen Sonnenzenitwinkels von 10° ein flacher Sonnenzenitwinkel von 70° in der Simulation verwendet, so liegt der untere Teil der Wasserwolke aus Abb. 4.1 im Schatten. Dieser Schatten hat einen erheblichen Einfluss auf die Reflektivitäten und damit auf die Werte des NIR Verhältnisses.

In Abb. 4.3(a) ist deutlich ein Sprung in den NIR Verhältnis Werten bei einer Strahlungstemperatur von etwa 270 K im unteren Teil der Wolke zu sehen. Im abgeschatteten Bereich der Wolke liegen die Mittelwerte des NIR Verhältnisses bei ca. 0.3. Die NIR Verhältnis Werte zeigen also deutlich die Eisphase an, obwohl der untere Bereich der Wolke ausschließlich aus Wassertröpfchen besteht. Die im Vergleich zum schattenlosen Fall deutlich niedrigeren NIR Verhältnis Werte gehen mit verringerten Werten der Reflektivität in beiden Wellenlängen einher. Die Reflektivität bei $2.1 \mu\text{m}$ ist etwas stärker abgeschwächt als die bei $2.25 \mu\text{m}$, was auch die Veränderung der NIR Verhältnis Werte erklärt. Die Abschwächung der Reflektivitäten führt zu einer Erhöhung der relativen Standardabweichung, da die absolute Standardabweichung nicht im gleichen Maße sinkt wie die Reflektivitätswerte.

In der Simulation zu Abb. 4.3 wird der Schatten von einer Eiswolke verursacht. Um den möglichen Einfluss der Schatten werfenden Wolkenphase zu klären, ist

ebenso eine Simulation mit einer Schatten werfenden Wasserwolke erforderlich. Für diese Untersuchung habe ich die in Abb. 4.1 dargestellte Wolkenzenarie modifiziert. Dabei habe ich die Eiswolke in der oberen Hälfte der Wolke durch eine Wasserwolke ersetzt. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb. 4.4 zu sehen.

Auch der Schattenwurf durch eine Wasserwolke hat einen deutlich zu erkennenden Einfluss auf das Verhalten der Reflektivitäten der relativen Standardabweichung und des NIR Verhältnisses. Im Schattenbereich sind die Reflektivitäten in beiden Wellenlängen deutlich abgeschwächt. Die Abschwächung ist für die Reflektivität in $2.25\mu\text{m}$ etwas geringer als für die Reflektivität in $2.1\mu\text{m}$. Folglich verändert sich auch der NIR Verhältnis Wert, er sinkt im Schatten deutlich erkennbar ab. Der Abfall ist allerdings deutlich geringer als beim Schattenwurf durch Eis. Der Grund für die Verringerung der NIR Verhältnis Werte (unabhängig davon, ob der Schatten durch eine Wasserwolke oder durch eine Eiswolke geworfen wird) liegt im unterschiedlichen Absorptionsverhalten von Wassertropfen und Eispartikeln. In Eiswolken wird Licht der Wellenlänge $2.1\mu\text{m}$ deutlich stärker absorbiert als bei $2.25\mu\text{m}$. Dementsprechend ist die Transmission bei $2.1\mu\text{m}$ deutlich schwächer als bei $2.25\mu\text{m}$. Im durch eine Eiswolke geworfenen Schatten ist somit die Strahldichte in $2.1\mu\text{m}$ stärker abgeschwächt als die Strahldichte in $2.25\mu\text{m}$, und das bevor das Licht auf den mit dem Spektrometer untersuchten Wolkenabschnitt fällt. Die erhaltenen NIR Verhältnis Werte sind somit deutlich niedriger als die, die ohne Schattenwurf gemessen werden würden. Die Verringerung der NIR Verhältnis Werte ist beim durch die Eiswolke verursachten Schattenwurf größer, da sich in Eiswolken die Absorption bei den NIR Verhältnis Wellenlängen deutlicher voneinander unterscheidet als in Wasserwolken.

Eine andere mögliche Erklärung liefert der Beitrag der diffusen Strahlung, die von benachbarten Wolken reflektiert wird. Auch hier spielt das unterschiedliche Absorptionsverhalten eine Rolle. Die Photonen, die auf die untersuchte Wolke treffen, haben als Teil der diffusen Strahlung mehrere Streuvorgänge durchlaufen und eine gewisse Weglänge innerhalb der benachbarten Wolken zurückgelegt. Auf diesem Weg innerhalb der benachbarten Wolken ist die Absorption bei $2.1\mu\text{m}$

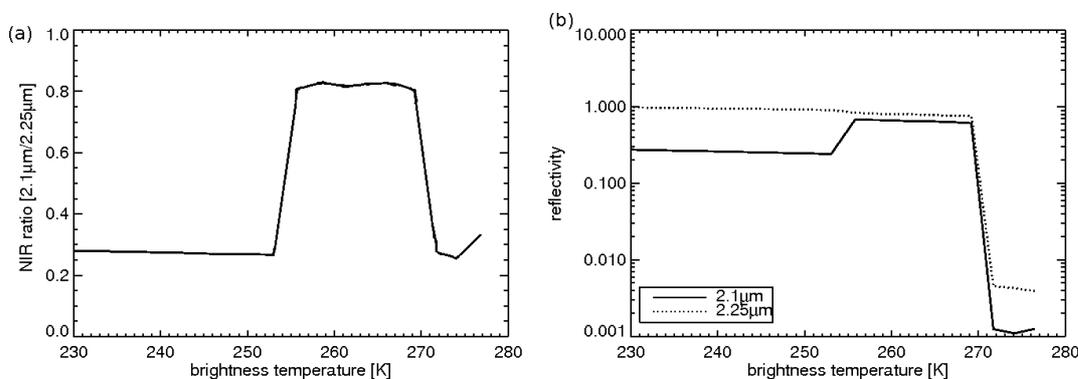


Abbildung 4.3 – Simulationsergebnisse für die Wolke aus Abb. 4.1 mit einem Sonnenzenitwinkel von 70° . (a): NIR Verhältnis (Mittel und Einzelergebnisse), (b): Reflektivität in $2.1\mu\text{m}$ und $2.25\mu\text{m}$

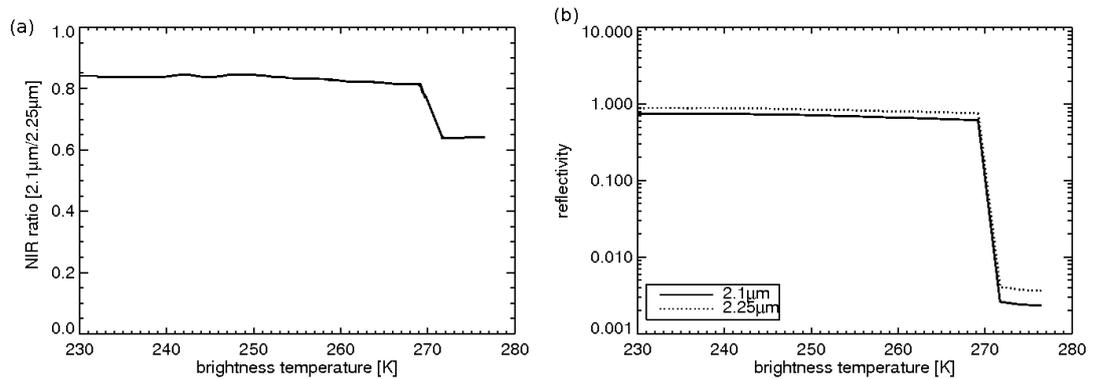


Abbildung 4.4 – Simulationsergebnisse für eine reine Wasserwolke analog zu Abb. 4.1 mit einem Sonnenzenitwinkel von 70° . (a): NIR Verhältnis (Mittel und Einzelergebnisse), (b): Reflektivität.

höher als bei $2.25\ \mu\text{m}$ (in Eiswolken ist der Unterschied größer als bei Wasserwolken). Auch der diffuse Beitrag führt also zu einer Verringerung der Werte des NIR Verhältnisses. Auch in diesem Fall ist die Verringerung der NIR Verhältnis Werte größer, wenn die diffuse Strahlung von Eiswolken stammt. In der Realität wird wohl meistens eine Kombination der genannten Gründe für die Verringerung der NIR Verhältnis Werte verantwortlich sein.

Wie Abb. 4.5(b) und Abb. 4.5(c) zeigen, unterscheiden sich die relativen Standardabweichungen im Schatten deutlich von denen in nicht beschatteten Bereichen. Sie liegen unabhängig vom schattenwerfenden Medium bei 10 bis 30 Prozent, im ungünstigsten Fall liegt δ_{NIR} damit bei ca. 36 %. Mit derartig hohen Standardabweichungen sollten normalerweise keine Interpretationen versucht werden. Leider war es mir trotz des Einsatzes der oben genannten Methoden zur Varianzreduktion nicht möglich, die Standardabweichungen auf ein moderates Maß zu verringern. Selbst eine drastische Erhöhung der Photonenzahlen hatte nicht den gewünschten Effekt. Der Grund hierfür ist die extrem hohe optische Dicke der schattenwerfenden Wolken (die optischen Dicken werden weiter unten in diesem Abschnitt genannt). Die Strahldichten im Schatten sind deshalb sehr gering, so dass schon eine geringe Variation zu hohen relativen Standardabweichungen führt. Deshalb kann ich mich für meine Interpretationen nur auf die vorliegenden stark gestreuten Ergebnisse berufen.

Schattenwurf verringert also die Indexwerte. Das könnte dazu führen, dass Wasserwolken versehentlich als Eiswolken deklariert werden. Ebenso könnten Wasserwolken wie in Abb. 4.4 als Wolken unbekanntem Typs (also weder eindeutig Eiswolke noch Wasserwolke) deklariert werden. Auch Mischwolken könnten fälschlicherweise als Eiswolken deklariert werden. Falsche Zuordnungen lassen sich jedoch in einfacher Weise vermeiden, wenn Schatten als solche erkannt werden. Diese Schattenerkennung kann z.B. mittels Grenzwerten realisiert werden, die die Reflektivitäten nicht unterschreiten dürfen.

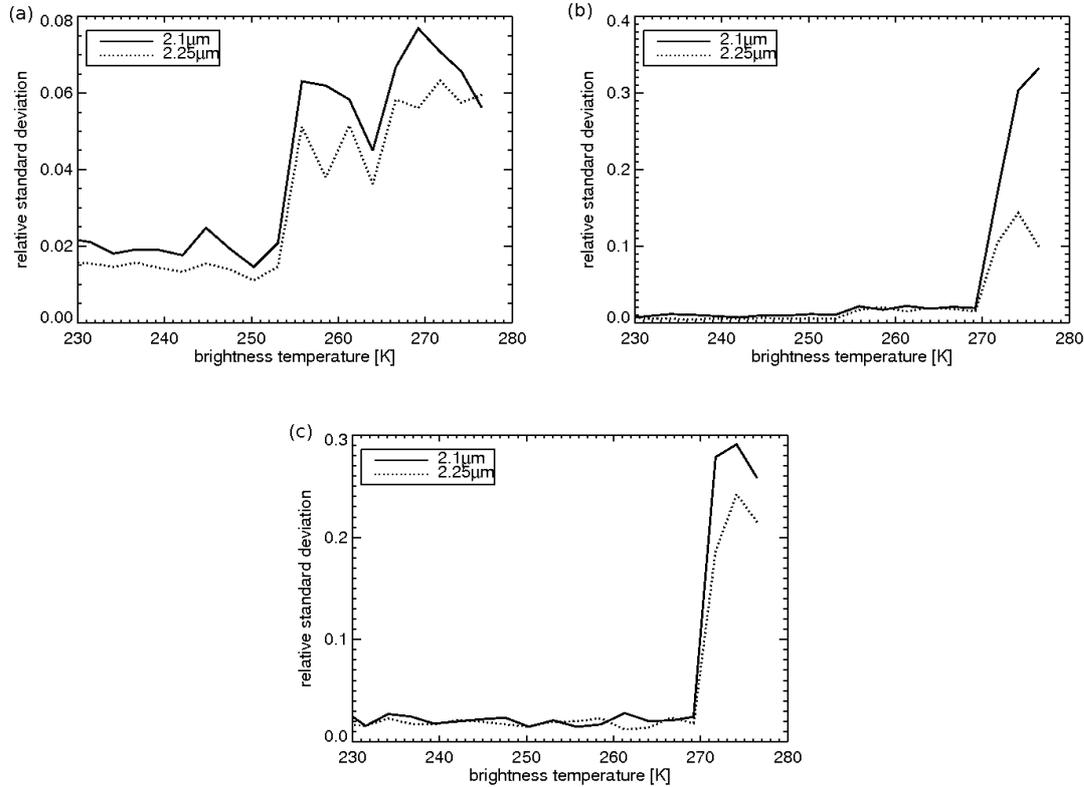


Abbildung 4.5 – Relative Standardabweichung der Simulationsergebnisse (a): zu Abb. 4.2, (b): zu Abb. 4.3, (c): zu Abb. 4.4

Wenn man die Abbildungen 4.3(a) und 4.4(a) vergleicht, fällt der quantitativ unterschiedliche Abfall der Indexwerte auf. Um den Unterschied im Abfall besser interpretieren zu können, werden die optischen Dicken beider schattenwerfenden Wolken benötigt. Sie können mit Hilfe von Gleichung (2.10) berechnet werden. Die Größe LWP nach Gleichung (2.11) vereinfacht sich in diesem Fall zu

$$LWP = LWC \cdot s, \quad (4.4)$$

wobei s die direkte Wegstrecke durch die Wolke ist. s ist bei beiden verwendeten Wolken identisch:

$$s = \frac{25 \text{ km}}{\sin 70^\circ} = 26.6 \text{ km}. \quad (4.5)$$

Mit den für die simulierten Wolken verwendeten Werten für LWC/IWC bzw. r_{eff} und den Dichten von Wasser bzw. Eis¹. Die auf diese Art näherungsweise berechneten maximalen optischen Dicken am Unterrand der betrachteten Wolke liegen bei ca. 280 (beim Schattenwurf durch die Eiswolke) bzw. ungefähr 800 (beim Schattenwurf durch die Wasserwolke). Die optischen Dicken sind beide sehr hoch,

¹ $r_{\text{eff}}(\text{Eis}) = 20$, $r_{\text{eff}}(\text{Wasser}) = 10$, $IWC = 1.0 \text{ gm}^{-3}$, $LWC = 0.7 \text{ gm}^{-3}$,
 $\rho_{\text{Wasser}} = 1.00 \text{ gm}^{-3}$, $\rho_{\text{Eis}} = 0.97 \text{ gm}^{-3}$

für voll entwickelte Gewitter ist diese Größenordnung aber durchaus realistisch. Nahe der Grenze des Schattenbereichs ist die optische Dicke der schattenwerfenden Wolke deutlich geringer. Sie liegt am abgeschatteten Messpunkt, der der Grenze am nächsten ist, bei 15 (Eiswolke) bzw. bei 43 (Wasserwolke). Obwohl die maximale optische Dicke der Wasserwolke mehr als das Doppelte der optischen Dicke der Eiswolke ausmacht, ist die Wirkung des von der Eiswolke verursachten Schattens größer als der der Wasserwolke. Sowohl die Wolkenphase des schattenwerfenden Mediums als auch die Wolkenphase benachbarter Wolken scheinen eine wichtige Rolle bei der Bildung des NIR Verhältnisses in Schattenbereichen zu spielen.

Zum Erhalt von Informationen über die Wolkenphase sind bei abgeschatteten Wolkenbereichen also Kenntnisse über die optische Dicke und die Wolkenphase der schattenwerfenden Wolke und von benachbarten Wolken zwingend notwendig. Bei realen Messungen wird im Normalfall jedoch weder die optische Dicke des schattenwerfenden Mediums noch seine Wolkenphase bekannt sein. Das gleiche gilt auch für die Wolkenphase von benachbarten Wolken. Aus NIR Verhältnis Werten von abgeschatteten Bereichen kann also keine Wolkenphase abgeleitet werden. Abgeschattete Bereiche können durch die verringerten Reflektivitäten erkannt werden, so dass ihre Daten nicht bei der Phasenbestimmung verwendet werden.

Es bleibt festzuhalten, dass durch Schattenwurf Werte des NIR Verhältnisses verringert werden und es nicht ohne Weiteres möglich ist, diese Verringerungen zu korrigieren. Schattenbereiche müssen also erkannt werden und dürfen bei Auswertungen nicht verwendet werden.

4.2 Einfluss der Beleuchtungsgeometrie

Im folgenden Kapitel befaße ich mich mit dem Einfluss der Beleuchtungsgeometrie auf die Aussagekraft des NIR Verhältnisses. Ich versuche zu klären ob die Orientierung von Lichtquelle (Sonne), reflektierendem Objekt (Wolke) und Sensor zueinander bedeutend für die Bestimmung der Wolkenphase aus dem NIR Verhältnis ist. Der Streuwinkel kann aus den Geschwindigkeitsvektoren berechnet werden, die die Bewegungsrichtung der Photonen vor und nach dem Streuvorgang darstellen. Für die Berechnung des Streuwinkels ϑ wird die Definition des Skalarprodukts verwendet (Bronstein et al., 1995):

$$\vec{e} \cdot \vec{a} = |\vec{e}| |\vec{a}| \cos(180^\circ - \vartheta). \quad (4.6)$$

\vec{e} ist hierbei der Geschwindigkeitsvektor eines Photons vor dem Streuvorgang (einfallendes Licht) und \vec{a} der Geschwindigkeitsvektor nach dem Streuvorgang. Da der Betrag der Geschwindigkeit vor und nach der Streuung identisch ist, können Einheitsvektoren verwendet werden. Aus Gleichung (4.6) ergibt sich somit der Streuwinkel ϑ in Abhängigkeit der Raumwinkel (so wie sie auch in der *libRadtran* Eingabedatei angegeben werden) vor und nach dem Streuvorgang:

$$\vartheta = 180^\circ - \arccos [(\sin \theta_e \sin \theta_a) (\cos \phi_e \cos \phi_a + \sin \phi_e \sin \phi_a) + \cos \vartheta_e \cos \vartheta_a], \quad (4.7)$$

mit den Winkeln θ_e und ϕ_e für die eingehende sowie θ_a und ϕ_a für die austretende Strahlung. Der Streuwinkel ist jedoch nur eine von mehreren Parametern, die bei der Beleuchtungsgeometrie eine Rolle spielen. Ein beliebiger Ausschnitt einer Wolkenseite lässt sich näherungsweise als Ebene betrachten, an der das einfallende Sonnenlicht reflektiert wird. Der Eintrittswinkel zur reflektierenden bzw. streuenden Ebene und der Austrittswinkel sind ebenfalls bedeutende Faktoren der Beleuchtungsgeometrie (Diese Winkel entsprechen nicht den gerade verwendeten Winkeln θ_e und ϕ_e sowie θ_a und ϕ_a , die in der weiteren Untersuchung auch keine Rolle mehr spielen!). Zum besseren Verständnis sind sie in Abb. 4.6 illustriert. Alle drei Winkel lassen sich jedoch nur bedingt getrennt voneinander untersuchen. Wird beispielsweise bei einem festen Einfallswinkel der Streuwinkel variiert, so ändert sich zwangsläufig auch der Austrittswinkel.

Die Simulationen zur Beleuchtungsgeometrie können problemlos an einem ein-dimensionalen Modell durchgeführt werden. Um Rechenzeit zu sparen, habe ich daher alle Simulationen zur Beleuchtungsgeometrie mit dem 1D Modell *DISORT* (`rte_solver` Einstellung `disort2`) durchgeführt. Als Testwolke dient in den Simulationen eine reine Wasserwolken- oder eine reine Eiswolken-schicht. Der Sensor ist über der Wolke positioniert. Der Azimutwinkel des Sensors und der Azimutwinkel der Sonne liegen in einer Ebene senkrecht zur Wolken-schicht. Um unterschiedliche Streuwinkel zu erhalten, muss als einzige Größe der Zenitwinkel des Sensors variiert werden. Einfallswinkel und Austrittswinkel ergeben in der Summe den Streuwinkel. Dadurch wird die Menge der zu untersuchenden Möglichkeiten eingeschränkt. In den von mir durchgeführten Simulationen habe ich meist den Einfallswinkel festgesetzt und unter diesem Einfallswinkel den Streuwinkel so weit wie möglich variiert. Je größer in dieser Konfiguration der

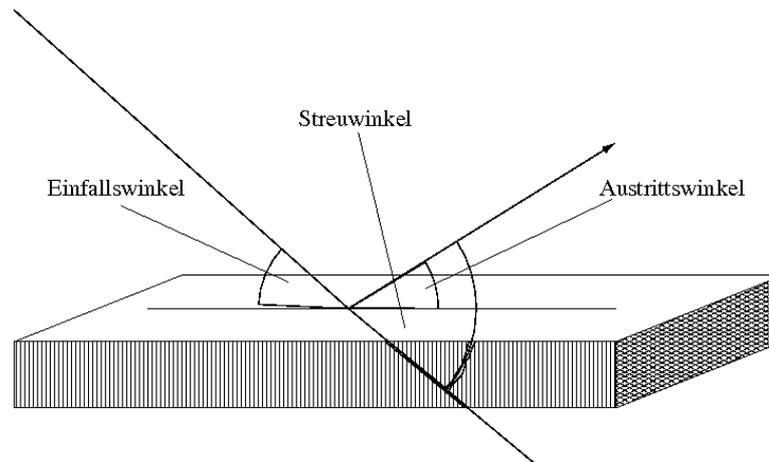


Abbildung 4.6 – Zusammenhang zwischen Einfallswinkel, Streuwinkel und Austrittswinkel.

Einfallswinkel ist, desto kleiner ist die Bandbreite an simulierbaren Streuwinkeln.

Der Einfallswinkel als solcher kann bei Simulationen mit `libRadtran` nicht als Parameter eingegeben werden. Stattdessen wird der Sonnenzenitwinkel genutzt, aus dem der Einfallswinkel jedoch schnell aus dem Sonnenzenitwinkel berechnet werden kann:

$$\text{Einfallswinkel} = 90^\circ - \text{Sonnenzenitwinkel}. \quad (4.8)$$

Aus diesem Grund ist bei den Graphiken in diesem Abschnitt immer der Sonnenzenitwinkel (*sza*) angegeben. Der Einfluss der Beleuchtungsgeometrie wurde für Wasserwolken und Eiswolken jeweils für unterschiedliche optische Dicken und unterschiedliche Effektivradien untersucht. Bei den Simulationen mit Eiswolken ist sowohl der Einfluss einzelner Kristallformen, als auch der Einfluss möglichst realistischer Kristallmischungen von Interesse. Dementsprechend habe ich zwei unterschiedliche Parametrisierungen der optischen Eigenschaften von Eiswolken verwendet. Die `HEY` (Hong, Emde, Yang; siehe Kapitel 3) Parametrisierung kam bei der Untersuchung einzelner Kristallformen zum Einsatz, die `baum` Parametrisierung (siehe Kapitel 3) nach Baum et al. (2005a) bei der Simulation möglichst realistischer Mischungen der einzelnen Kristallformen. Da die optischen Eigenschaften der Baum-Parametrisierung bei $2.25 \mu\text{m}$ nicht enthalten sind, habe ich stattdessen Simulationen mit der Baum-Parametrisierung bei der Wellenlänge $2.2 \mu\text{m}$ durchgeführt. Daher wurde auch ein neues NIR Verhältnis mit der Reflektivität bei $2.2 \mu\text{m}$ anstatt der bei $2.25 \mu\text{m}$ gebildet. Um die Ergebnisse bei beiden Parametrisierungen vergleichen zu können, habe ich auch bei Wasserwolken und bei Eiswolken mit der `HEY` Parametrisierung Simulationen in der Wellenlänge $2.2 \mu\text{m}$ durchgeführt. Bei derart vielen Variationsmöglichkeiten ist eine große Anzahl von Grafiken entstanden. Von diesen werde ich jedoch nur diejenigen zeigen, die für das Verständnis der Ergebnisse unbedingt erforderlich sind.

4.2.1 Einfluss bei Wasserwolken

Zunächst werde ich die Ergebnisse der Simulationen an einer reinen Wasserwolke vorstellen. Abb. 4.7 zeigt die Reflektivität bei den Wellenlängen $2.1\ \mu\text{m}$, $2.2\ \mu\text{m}$ und $2.25\ \mu\text{m}$ in Abhängigkeit des Streuwinkels bei einem festen Einfallswinkel von 30° . Die optische Dicke und der Effektivradius variieren hierbei. Jede Grafik in Abb. 4.7 zeigt für eine Wellenlänge bei einer festen optischen Dicke die Reflektivität in Abhängigkeit vom Streuwinkel für verschiedene Effektivradien. Die lokalen Maxima bei einem Streuwinkel von 140° sind dem Regenbogen zuzuordnen.

Da das Verhalten bei allen drei gezeigten Wellenlängen mit steigender optischer Dicke starke Ähnlichkeiten aufweist, ist hier nur die Reflektivität in $2.1\ \mu\text{m}$ für vier verschiedene optische Dicken zu sehen. In den anderen beiden Wellenlängen zeige ich nur die Reflektivitäten für zwei verschiedene optische Dicken. Bei der Betrachtung der Grafiken in Abb. 4.7 fallen mehrere Tendenzen auf. In allen Wellenlängen und auch für alle Effektivradien wächst die Reflektivität mit steigender optischer Dicke, denn mit steigender optischer Dicke steigt für jedes Photon die Wahrscheinlichkeit, dass es zum Streuvorgang kommt. Damit steigt auch die Wahrscheinlichkeit, dass das Photon zum Detektor hin gestreut wird. Dieses Anwachsen der Reflektivität verlangsamt sich mit steigender optischer Dicke. Zum anderen gibt es bei den einzelnen Effektivradien durchaus Unterschiede in der Reflektivität. Diese Unterschiede werden mit steigender optischer Dicke immer deutlicher, da Unterschiede im Streuverhalten dann bei einer höheren Chance auf Streuvorgänge deutlicher zu Tage treten können. Je kleiner der Effektivradius, desto höher ist die Reflektivität, da nach Gleichung 2.10 die optische Dicke mit sinkendem Effektivradius steigt.

Wie genau sich die gerade beschriebenen Tendenzen auf das NIR Verhältnis auswirken ist in Abb. 4.8 zu sehen. Jede Grafik ist mit dem Hinweis versehen, um welches NIR Verhältnis es sich jeweils handelt. Mit Ausnahme der Verhältniswerte bei einem Effektivradius von $5\ \mu\text{m}$ (der Grund für diese Ausnahme wird später erläutert) liegen alle Werte für das NIR Verhältnis im Bereich zwischen 0.8 und 1. Gemäß dieser Werte würde die Wolke also korrekterweise als Wasserwolke identifiziert werden. In der Umgebung des Streuwinkels von 140° ist gerade bei geringen optischen Dicken eine interessante wellenartige Struktur zu beobachten. Sie kann dem Regenbogen zugeordnet werden. Mit steigender optischer Dicke wird diese Struktur immer weniger markant. Der Grund hierfür ist der mit steigender optischer Dicke steigende Anteil von mehrfach gestreuten Photonen. Dadurch ist der Regenbogen als Einfachstreuungseffekt weniger deutlich. Ausserdem sinken die Werte beider NIR Verhältnisse mit steigender optischer Dicke leicht, und auch der Unterschied zwischen den einzelnen Effektivradien wird etwas deutlicher. Je größer der Effektivradius, desto niedriger sind die NIR Verhältnis Werte, die sich aber in jedem Fall deutlich über der Grenze von 0.75 bewegen. Die eben beschriebenen Effekte beim NIR Verhältnis zeigen sich vor Allem bei Streuwinkeln über 50° . Das entspricht einem Austrittswinkel über 20° . Bei flacheren Austrittswin-

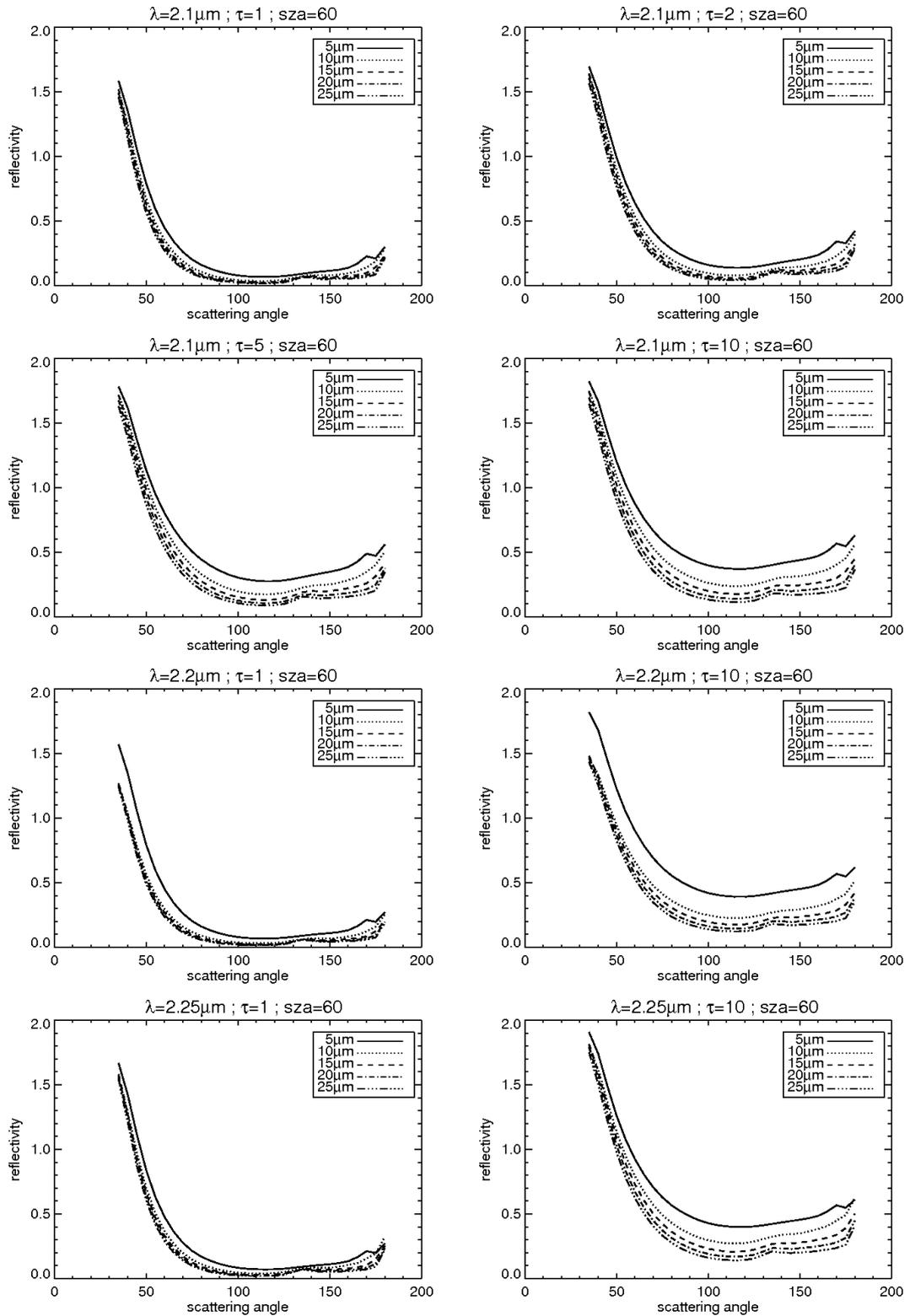


Abbildung 4.7 – Reflektivitäten einer Wasserwolke in $2.1\mu\text{m}$, $2.2\mu\text{m}$ und $2.25\mu\text{m}$ bei einem Einfallswinkel von 30° ($=60^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

keln ist bei steigender optischer Dicke kaum eine Veränderung in den beiden NIR Verhältnissen zu erkennen. Dasselbe ist bei den Reflektivitäten in allen drei NIR Verhältnis Wellenlängen zu beobachten: Bei flachen Austrittswinkeln verändert sich die Reflektivität nur sehr wenig. Der Grund hierfür ist vermutlich, dass bei flachen Austrittswinkeln (und auch bei flachen Einfallswinkeln) einfach gestreute Photonen wegen der starken Vorwärtsstreuung eine deutlich größere Chance als mehrfach gestreute Photonen besitzen, zum Detektor zu gelangen. Dadurch macht sich der gestiegene Anteil an mehrfach gestreuten Photonen bei einer höheren optischen Dicke nicht so sehr bemerkbar.

Bei beiden NIR Verhältnissen zeigen die Werte mit einem Effektivradius von $5\mu m$ einen gänzlich anderen Verlauf als die Werte bei größeren Effektivradien. Der Grund hierfür sind die Werte für \tilde{Q}_{ext} aus Gleichung (2.10). Bei einem Effektivradius von $5\mu m$ ist der Größenparameter $2\pi r_{\text{eff}}/\lambda$ noch so klein, dass sich der Wert von \tilde{Q}_{ext} schon bei kleinen Veränderungen der Wellenlänge λ deutlich ändert. Die NIR Verhältnis Werte sind somit durch die unterschiedlichen Werte von \tilde{Q}_{ext} beeinflusst. Bei den größeren Effektivradien ist der Größenparameter $2\pi r_{\text{eff}}/\lambda$ hingegen groß genug, so dass \tilde{Q}_{ext} sich in den NIR Verhältnis Wellenlängen kaum mehr unterscheidet und etwa 2 ist. Nach Gleichung 2.10 ist dann die optische Dicke der Wolke für die NIR Verhältnis Wellenlängen in etwa gleich, und die NIR Verhältnis Werte kommen alleine durch die Absorptionseigenschaften von Wassertropfen und Eispartikeln zustande.

Bei flacheren Einfallswinkeln kann ein größerer Streuwinkelbereich abgedeckt werden. Das verändert den Wertebereich der Darstellung der Reflektivitäten. Abb. 4.9 zeigt Reflektivitäten in den Wellenlängen des NIR Verhältnisses bei einem Einfallswinkel von 5° . Der dargestellte Bereich umfasst nun auch kleine Streuwinkel nahe der Vorwärtsstreuung (Streuwinkel = 0°). In der Nähe der Vorwärtsstreuung treten größere Reflektivitäten auf als bei größeren Streuwinkeln. Der Wertebereich der Reflektivitäten erstreckt sich somit über mehrere Größenordnungen. Ich habe daher, anders als in Abb. 4.7, die logarithmische Darstellungsform gewählt. Der Regenbogen bei einem Streuwinkel von 140° ist somit gut zu erkennen, Unterschiede in den Strahldichten lassen sich gerade bei kleinen Streuwinkeln in dieser Darstellungsform nur schwer ausmachen. Analog zu den Reflektivitäten aus Abb. 4.7 nehmen die Reflektivitäten in allen Wellenlängen mit wachsender optischer Dicke zu. Auch die Unterschiede zwischen den einzelnen Effektivradien wachsen mit zunehmender optischer Dicke. Dies ist allerdings wegen der logarithmischen Darstellung schlecht zu erkennen. Auch hier sind die Reflektivitäten wieder umso höher je kleiner der Effektivradius ist.

Die NIR Verhältnis Werte bei einem Einfallswinkel von 5° (siehe Abb. 4.10) zeigen ein ähnliches Verhalten wie die NIR Verhältnis Werte aus Abb. 4.8. Beim flachen Einfallswinkel sind die Werte jedoch insgesamt geringfügig höher. Das liegt daran, dass bei einem flachen Einfallswinkel die Wahrscheinlichkeit mehrfach gestreuter Photonen, zum Detektor zu gelangen, sinkt. Damit ist der Weg der Photonen durch die Wolke im Mittel kürzer, so dass die unterschiedlichen

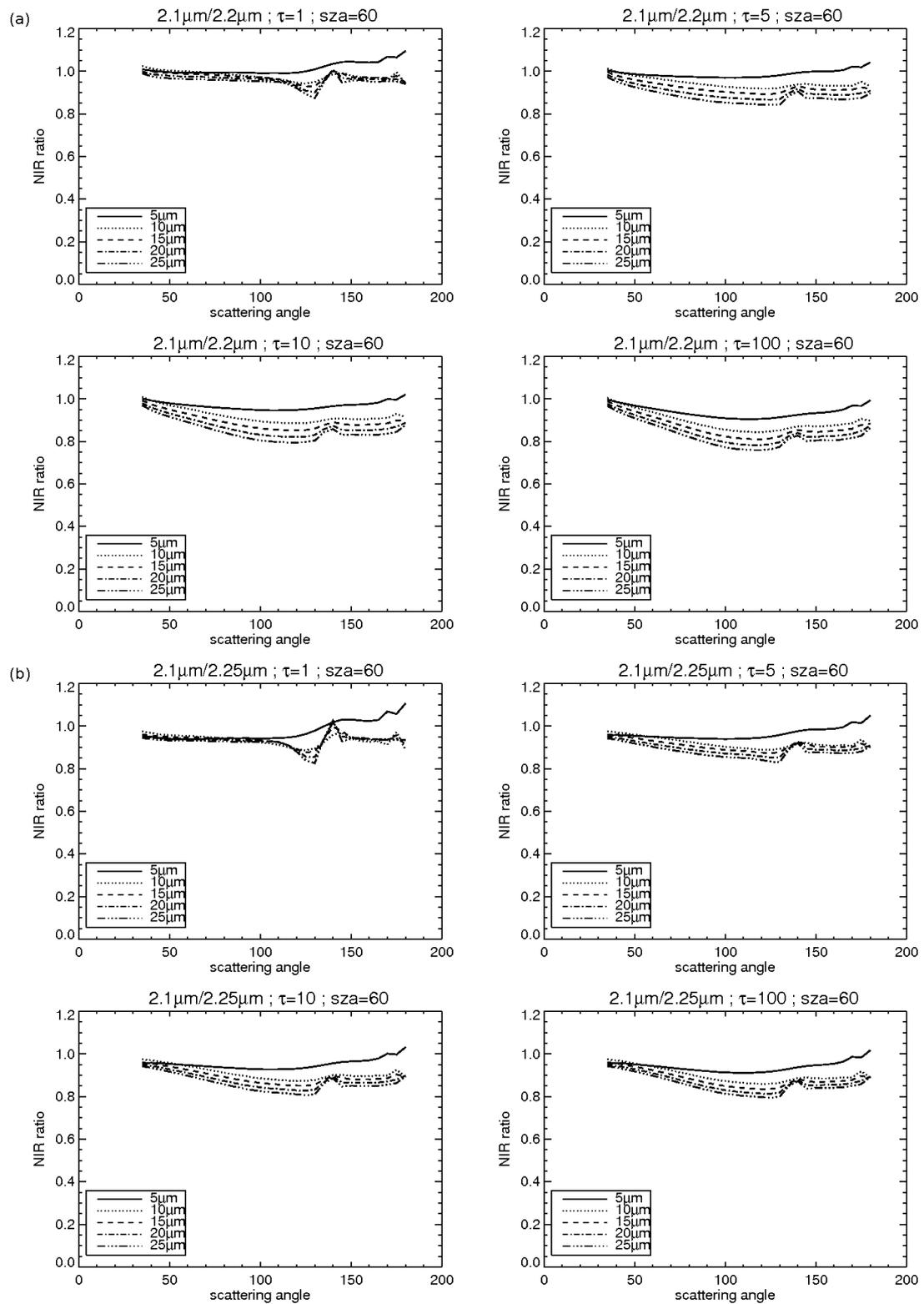


Abbildung 4.8 – NIR Verhältnis einer Wasserwolke bei einem Einfallswinkel von 30° ($=60^\circ$ Sonnenzenitwinkel): (a) Vergleichsverhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$), (b) normales NIR Verhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$).

Absorptionseigenschaften bei den beiden NIR Verhältnis Wellenlängen nicht so gut zur Geltung kommen. Dadurch wird der Unterschied in den Reflektivitäten bei den NIR Verhältnis Wellenlängen geringer, was zu einem Ansteigen der NIR Verhältnis Werte führt. Die Regenbogen Wellenstruktur bei 140° Streuwinkel ist bei gleichen optischen Dicken jeweils etwas stärker ausgeprägt als in Abb. 4.8. Der Grund hierfür ist ebenfalls der bei flachen Einfallswinkeln höhere Anteil von einfach gestreuten Photonen. Der Regenbogen als Einfachstreuerscheinung kommt dadurch stärker zur Geltung. Die NIR Verhältnis Werte bei 5° Einfallswinkel für einen Effektivradius von $5\mu\text{m}$ weichen aus oben genannten Gründen deutlich von den Werten der anderen Effektivradien ab. Obwohl sich die NIR Verhältnis Werte bei $5\mu\text{m}$ anders als bei größere Effektivradien verhalten, sind sie doch eindeutig der Wasserphase zuzuordnen da die Werte immer deutlich über der Grenze von 0.75 liegen.

Die oben beschriebenen Tendenzen zeigen sich ebenfalls bei Einfallswinkeln die zwischen 5° und 30° liegen, sie sind allerdings nicht so stark ausgeprägt. Die Tendenzen treten mit sinkendem Einfallswinkel immer deutlicher zutage. Sie sind trotzdem selbst bei einem Einfallswinkel von 5° nicht sehr markant und können leicht übersehen werden. Sie stimmen jedoch gut mit den Ergebnissen der Untersuchungen an Eiswolken überein, die ich im folgenden Abschnitt vorstellen werde. Bevor ich die Ergebnisse der Simulationen an Eiswolken zeige, will ich die Ergebnisse für Wasserwolken noch einmal kurz zusammenfassen:

- Die Phasengrenze bei den NIR Verhältnis Werten von 0.75 wird nicht unterschritten.
- Je kleiner der Effektivradius, desto größer die NIR Verhältnis Werte.
- Bei gleicher optischer Dicke sind die NIR Verhältnis Werte umso höher, je kleiner der Einfallswinkel ist.

Die Beleuchtungsgeometrie hat also einen Einfluss auf die NIR Verhältnis Werte von Wasserwolken. Dieser ist jedoch (das gilt allerdings nur für Wasserwolken!) nicht entscheidend, da höhere Werte hier nicht zu falschen Phasenzuordnungen führen können (eine Wasserwolke wird immer als solche erkannt).

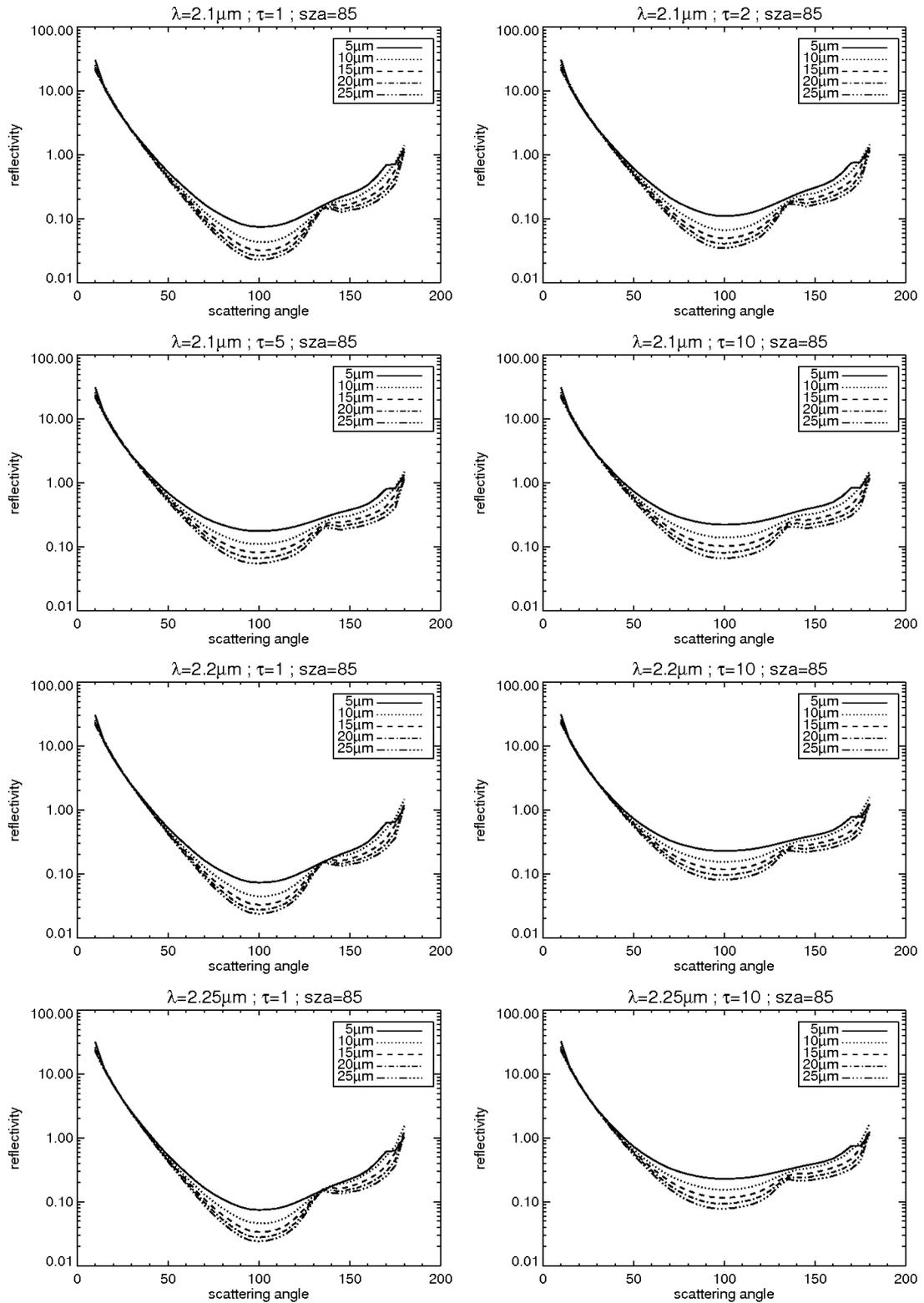


Abbildung 4.9 – Reflektivitäten einer Wasserwolke in $2.1\mu\text{m}$, $2.2\mu\text{m}$ und $2.25\mu\text{m}$ bei einem Einfallswinkel von 5° ($=85^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

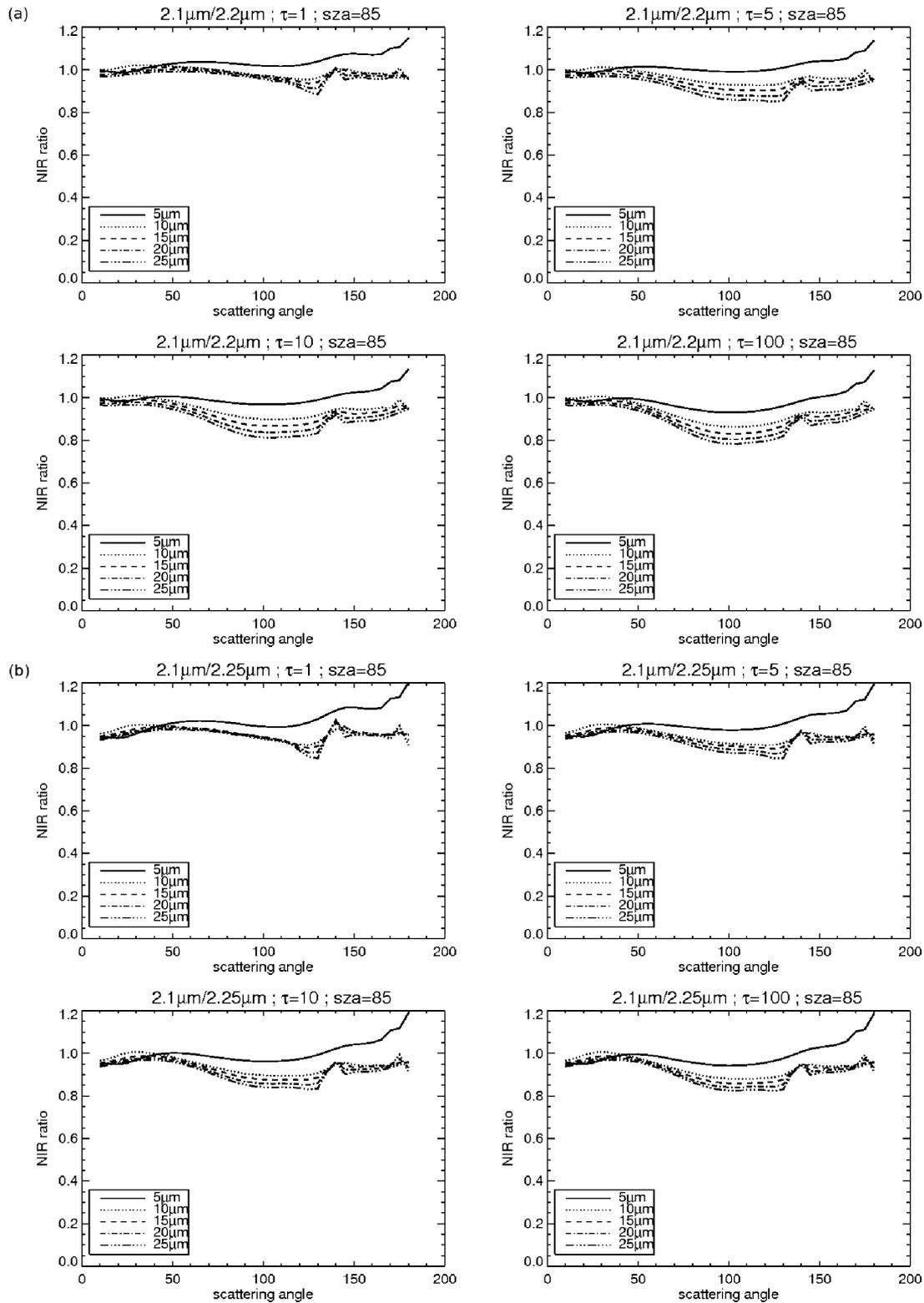


Abbildung 4.10 – NIR Verhältnis einer Wasserwolke bei einem Einfallswinkel von 5° ($=85^\circ$ Sonnenzenitwinkel): (a) Vergleichsverhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$), (b) normales NIR Verhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$).

4.2.2 Einfluss bei Eiswolken

Die Simulationen zum Einfluss der Beleuchtungsgeometrie bei Eiswolken sind entsprechend der Anordnung von Abb. 4.6 durchgeführt worden. Die Wolke besteht hierbei ausschließlich aus Eis. Zu den aus den Simulationen an Wasserwolken bekannten Parametern Effektivradius, optische Dicke, Einfallswinkel und Streuwinkel kommt die Kristallform der Eiskristalle als weiterer Parameter hinzu. Ich habe Simulationen mit sechs Kristallformen durchgeführt. Die englischen Originalbezeichnungen lassen sich teilweise nicht problemlos übersetzen, daher werde ich die Kristallformen hier näher beschreiben und im Folgenden insbesondere in den Grafiken die englischen Bezeichnungen verwenden. Nun zu den Eiskristallformen:

- **solid-column**: Massive Sälen.
- **hollow-column**: Hohle Säulen.
- **plate**: Sechseckige Plättchen.
- **rosette-6**: Sechs in der Mitte miteinander verbundene Säulen. Die räumliche Gestalt ist die eines Sterns.
- **droxtals**: Dieser Kristall hat die räumliche Gestalt ähnlich eines Fußballs.
- **rough-aggregate**: Zusammengeklumpte Säulen bzw. Platten. Dieser Kristalltyp hat eine unregelmäßige Gestalt und kann sehr groß werden.

Die Kristallform hat teilweise einen erheblichen Einfluss auf die optischen Eigenschaften der Wolke. In Abb. 4.11 sind diese am Beispiel der Reflektivität in $2.1\mu\text{m}$ (in diesem Fall für $\tau = 1$) deutlich zu sehen. Bei manchen Kristallformen sind bei den Streuwinkeln um 20° bzw. 40° lokale Maxima zu sehen. Dies entspricht den 22° bzw. 46° Halos im sichtbaren Spektralbereich. Besonders auffällig sind beide Maxima bei den Eiskristallformen **plate** und **solid-column** ausgeprägt, bei **rosette-6** und **hollow-column** ist alleine der 22° Halo markant. Wie bei den Simulationen mit Wasserwolken sinken auch hier bei gleicher optischer Dicke die Reflektivitäten mit wachsendem Effektivradius. Mit wachsender optischer Dicke steigen die Reflektivitäten aller simulierten Wellenlängen leicht an, die eben beschriebenen Halo Strukturen bleiben dabei deutlich erhalten. Dies ist unter allen simulierten Einfallswinkeln der Fall. Die Halo Strukturen sind aber zwangsläufig immer unter einem flachen Austrittswinkel zu sehen, daher sollte dieses Ergebnis mit besonderer Vorsicht interpretiert werden. Auch bei der Interpretation der NIR Verhältnis Werte verdienen die Werte unter flachen Austrittswinkeln besondere Aufmerksamkeit.

Der Übersichtlichkeit wegen will ich hier darauf verzichten, die Entwicklung der einzelnen Reflektivitäten bei verschiedenen optischen Dicken und unterschiedlichen Einfallswinkeln in Grafiken zu zeigen. Die bei den Reflektivitäten auftretenden Tendenzen habe ich bereits bei den Wasserwolken beschrieben. Sie entsprechen den Ergebnissen der Simulationen an Eiswolken.

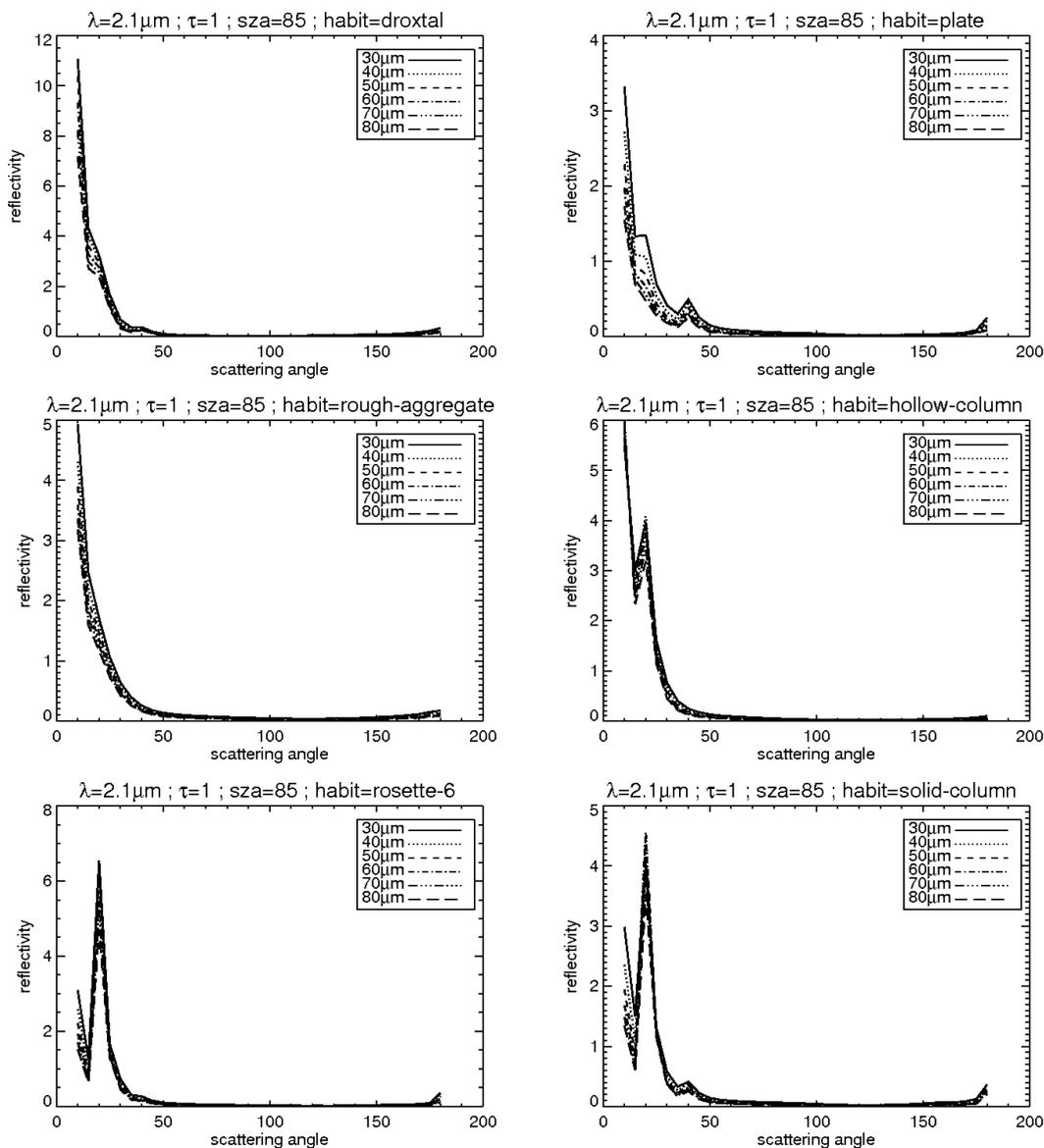


Abbildung 4.11 – Reflektivitäten verschiedener Eiskristallwolken in 2.1 bei einem Einfallswinkel von 5° ($=85^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

Die Auswirkungen der optischen Dicke sowie des Einfallswinkels und des Austrittswinkels auf die Werte beider NIR Verhältnisse werde ich hingegen am Beispiel der Eiskristallformen `hollow-column` und `plate` genauer beleuchten. Die Abbildungen 4.12 und 4.13 zeigen Werte beider NIR Verhältnisse für aus den genannten Kristallformen bestehenden Eiswolken mit variierender optischer Dicke. Der Einfallswinkel beträgt 30° . Die Werte werden somit nicht durch einen flachen Eintrittswinkel beeinflusst, so dass die Wirkung des Austrittswinkels besser sichtbar wird.

Bevor ich den Einfluss des Eintrittswinkels diskutiere, möchte ich noch ein paar klärende Worte zu den beiden NIR Verhältnissen anbringen. Bei den Simulationen zu Wasserwolken liefern beide Verhältnisse annähernd die gleichen Werte. Bei

Eiswolken hingegen sind Unterschiede feststellbar. Gerade für größere Effektivradien liefert das ursprüngliche NIR Verhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$) geringere Werte als das Vergleichsverhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.2\mu\text{m}$). Ich möchte noch einmal daran erinnern, dass das Vergleichsverhältnis ausschließlich dazu dient, Simulationen von aus einer einzigen Kristallform bestehenden Eiswolken (Eisparametrisierung **HEY**) mit Simulationen an aus mehreren Kristallformen gemischten Wolken (Eisparametrisierung **baum**) zu vergleichen. Die Überlegung dahinter ist die Folgende: Wenn sich die Werte im Vergleichsverhältnis für beide Eisparametrisierungen nicht nennenswert voneinander unterscheiden, so kann man davon ausgehen, dass die Werte auch im ursprünglichen NIR Verhältnis nicht nennenswert voneinander abweichen.

Wie schon bei den Simulationen an Wasserwolken sind auch an den Eiswolken bei gleicher optischer Dicke die NIR Verhältnis Werte umso niedriger, je größer der Effektivradius ist. Mit wachsender optischer Dicke sinken zudem für fast alle Streuwinkel die NIR Verhältnis Werte, auch dieses Verhalten ist von den Simulationen an Wasserwolken schon bekannt. Bei niedrigen optischen Dicken ($\tau < 5$) befinden sich bei manchen Kristallformen die NIR Verhältnis Werte über der Grenze von 0.6 und würden damit bei einer tatsächlichen Messung nicht als Eis erkannt werden. Für flache Einfallswinkel können die NIR Verhältnis Werte sogar größer als 0.75 werden und damit fälschlicherweise als Wasser identifiziert werden. Die Werte bei flachen Austrittswinkeln sind auch in anderer Hinsicht interessant: Die Werte beider NIR Verhältnisse in den Abbildungen 4.12 und 4.13 zeigen im Bereich flacher Austrittswinkel (Streuwinkel bis 50°) mit wachsender optischer Dicke das selbe Verhalten. Während die NIR Verhältnisse ansonsten im gesamten Streuwinkelbereich sinken, bleiben sie für den Bereich mit flachen Austrittswinkeln annähernd gleich. Oder um es anders zu formulieren: Unter flachen Austrittswinkeln verhalten sich die Eiswolken so, als ob sie optisch dünner wären als sie es tatsächlich sind. Eine mögliche Erklärung hierfür ist der hohe Anteil an einfach gestreuten Photonen, der durch die sehr starke Vorwärtsstreuung bzw. die ebenfalls starke Rückwärtsstreuung zustande kommt.

Falls diese Erklärung zutrifft, dann sollten sich auch unter flachen Einfallswinkeln die NIR Verhältnis Werte mit wachsender optischer Dicke kaum verändern. Dieses Verhalten sollte über den gesamten Streuwinkelbereich zu erkennen sein. Die in den Abbildungen 4.14 und 4.15 dargestellten NIR Verhältnis Werte von Eiswolken der Kristallformen **hollow-column** und **plate** bei einem Einfallswinkel von 5° zeigen zwar ein Absinken, das aber deutlich geringer ausfällt als es bei einem Einfallswinkel von 30° (siehe Abb. 4.12 bzw. Abb. 4.13) der Fall ist. So liegen die in Abb. 4.13 dargestellten Werte des klassischen NIR Verhältnisses ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$) bei einer optischen Dicke von 100 für alle Streuwinkel über 50° unter dem Wert von 0.5, und das in allen simulierten Effektivradien (der Wert 0.5 dient allein als Orientierungshilfe beim Analysieren der Grafiken!). Die damit zu vergleichenden Werte in Abb. 4.15 liegen teils über der Marke von 0.5, teils darunter. Die Werte für die beiden kleinsten simulierten Effektivradien liegen bis

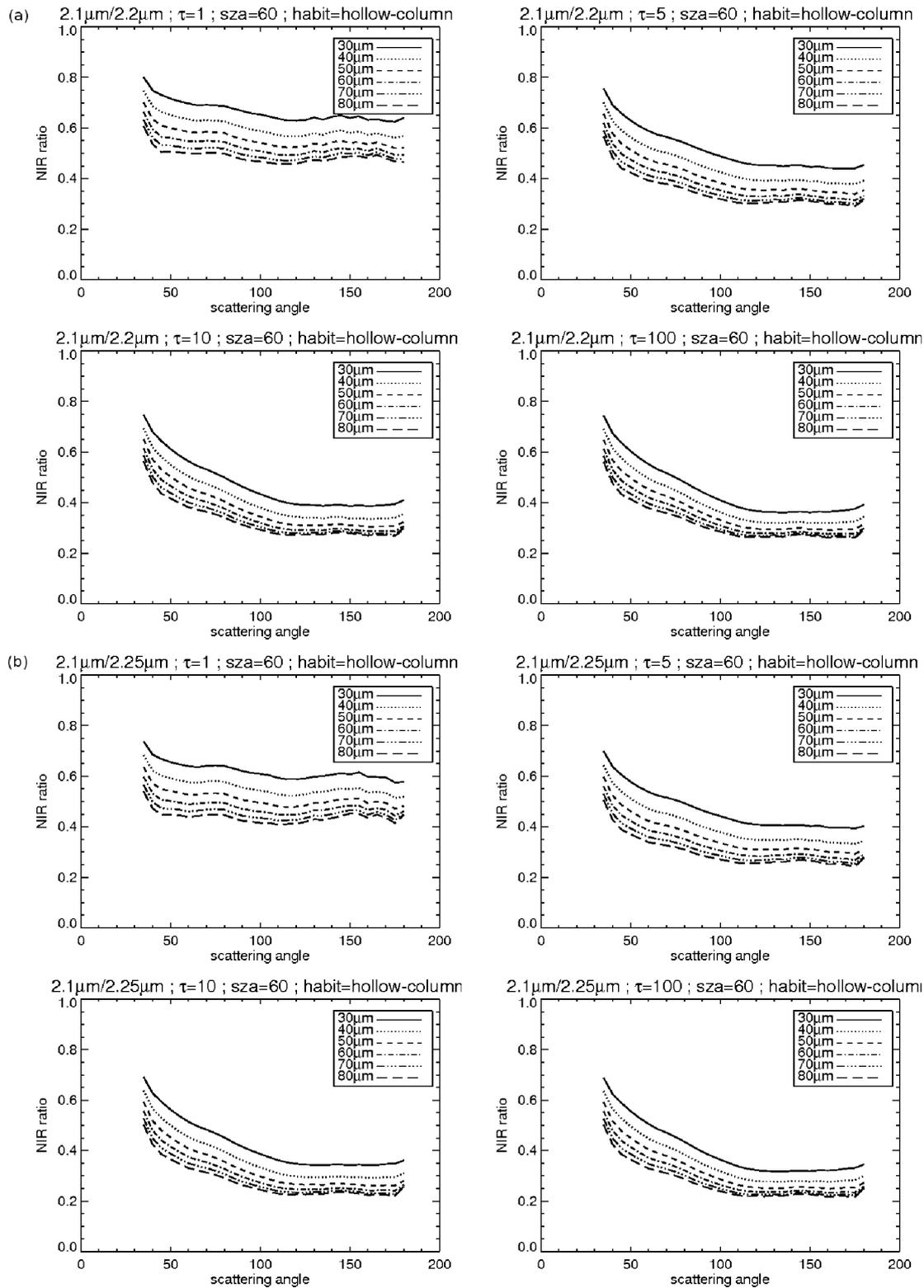


Abbildung 4.12 – NIR Verhältnis Werte einer Eiswolke des Typs "hollow-column" bei einem Einfallswinkel von 30° ($=60^\circ$ Sonnenzenitwinkel): (a) Vergleichsverhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$), (b) normales NIR Verhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$).

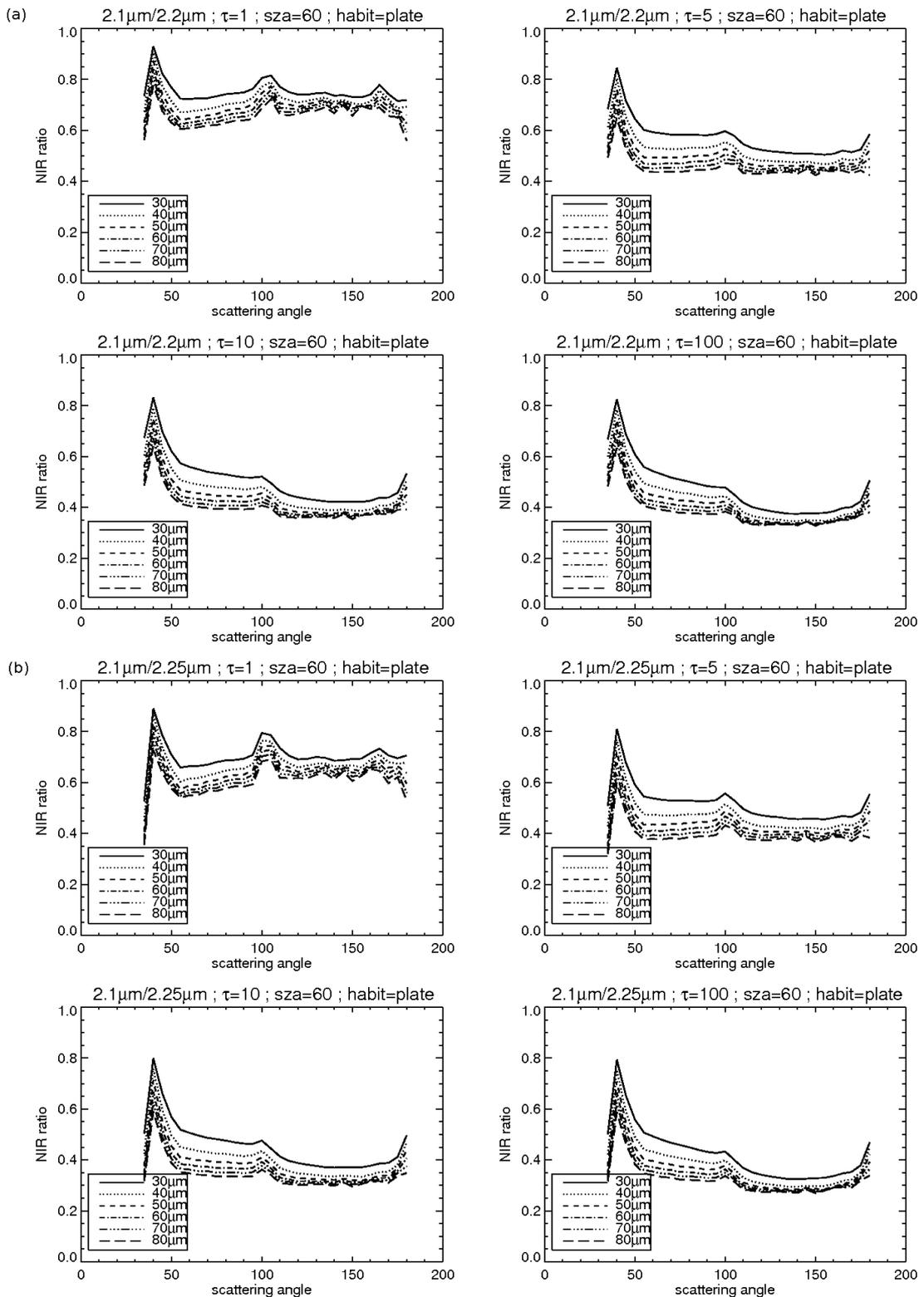


Abbildung 4.13 – NIR Verhältnis Werte einer Eiswolke des Typs "plate" bei einem Einfallswinkel von 30° ($=60^\circ$ Sonnenzenitwinkel): (a) Vergleichsverhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$), (b) normales NIR Verhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$).

auf den Streuwinkelbereich zwischen 110° und 150° durchwegs über 0.5, nahe der Rückwärtsstreuung von 180° sogar über der Zuordnungsgrenze für die Eisphase von 0.6. Ein weiteres Anzeichen für den hohen Anteil einfach gestreuter Photonen bei flachem Einfallswinkel ist das Verhalten des lokalen Maximums in den NIR Verhältnis Werten bei einem Streuwinkel von 100° (siehe Abb.4.15):

Bei einem Einfallswinkel von 30° ist gut zu sehen wie die Schärfe dieser Kontur mit wachsender optischer Dicke nachlässt. Das Maximum wird geglättet, da mit steigender optischer Dicke der Anteil der mehrfach gestreuten Photonen steigt. Das selbe lokale Maximum wird bei einem Einfallswinkel von 5° nicht im selben Ausmaß geglättet. Es bleibt deutlicher ausgeprägt als beim steileren Einfallswinkel von 30° , denn der flache Einfallswinkel sorgt dafür, dass der Anteil an mehrfach gestreuten Photonen nicht so schnell ansteigt. Bei anderen Kristallarten ist im Prinzip das selbe Verhalten zu beobachten, mit dem Unterschied dass die lokalen Maxima bzw. Minima bei anderen Streuwinkeln auftreten.

Sowohl flache Einfallswinkel als auch flache Austrittswinkel führen also zu erhöhten NIR Verhältnis Werten, die bei Werten über der Zuordnungsgrenze von Eiswolken (0.6) zu einer falschen Phasenzuordnung führen können. Das gilt für alle simulierten Eiskristallformen. Bei manchen Kristallformen treten zudem im Streuwinkelbereich des 22° bzw. 46° Halos besonders hohe Werte auf. Ebenfalls auffällig sind erhöhte NIR Index Werte nahe der direkten Rückstreuung (Streuwinkel nahe 180°). Dieser ist je nach Kristallform mehr oder weniger stark ausgeprägt, die NIR Verhältnis Werte steigen dort aber nicht über die Phasenzuordnungsgrenze von Wasser (0.8). Die Zuordnungsgrenze von Eiswolken (0.6) wird aber oft erreicht.

Der Einfluss der Beleuchtungsgeometrie auf die NIR Verhältnis Werte von Eiswolken, die ausschließlich aus Eiskristallen einer einzigen Kristallform bestehen, ist teilweise erheblich. Reale Eiswolken in der Atmosphäre bestehen jedoch immer aus Mischungen unterschiedlicher Eiskristallformen. Die genaue Zusammensetzung hängt von vielen unterschiedlichen Faktoren ab. Baum et al. (2007) haben typische in Eiswolken häufig vorkommende Mischungen hinsichtlich ihrer optischen Eigenschaften analysiert. Die `baum` Parametrisierung in `libRadtran` verwendet diese optischen Eigenschaften. Ich habe die `baum` Parametrisierung ebenfalls verwendet, um den Einfluss der Beleuchtungsgeometrie an möglichst realistischen Eiskristallmischungen zu testen.

Die Ergebnisse hierzu werde ich nun vorstellen. Die Reflektivitäten in den beiden für die `baum` Parametrisierung gemessenen Wellenlängen ($2.1\mu\text{m}$ und $2.2\mu\text{m}$) weisen die beiden charakteristischen lokalen Maxima bei 20° und 40° auf. Dieses Verhalten ist bereits von den ausschließlich aus den Eiskristallformen `solid-column` bzw. `plate` bestehenden Wolken (dargestellt in Abb. 4.11) bekannt. Die Werte der Reflektivität in $2.1\mu\text{m}$ sind speziell denen der Kristallform `solid-column` auffallend ähnlich.

Es ist folglich davon auszugehen, dass bei den simulierten Effektivradien von $30\mu\text{m}$ bis $80\mu\text{m}$ die von Baum et al. (2005a) zu Grunde gelegte Mischung der Eiskristalle zu einem gewissen Anteil aus Kristallen der Form `solid-column` besteht. Ein Vergleich der NIR Verhältnis Werte (Abb. 4.17) stützt diese Vermu-

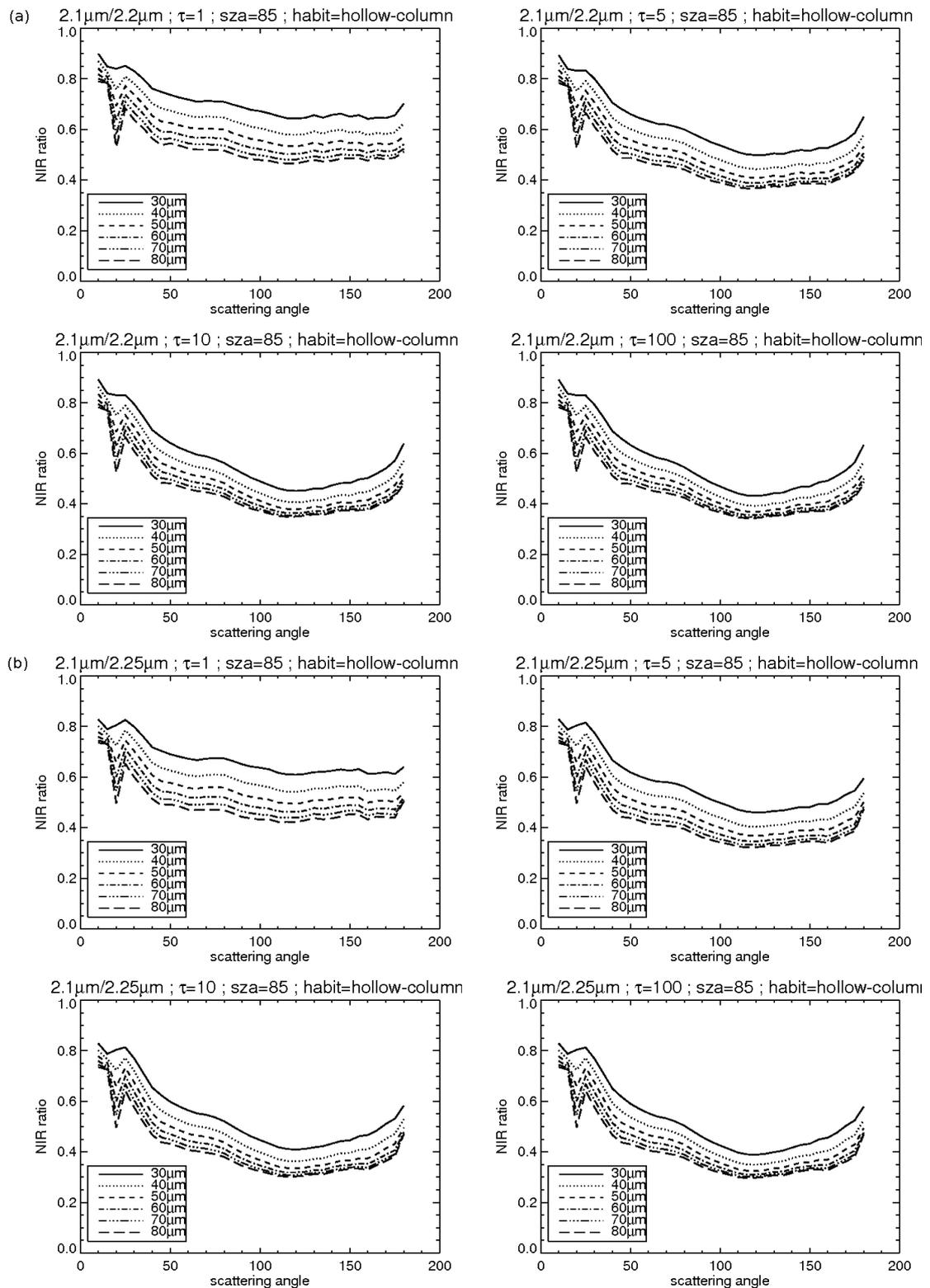


Abbildung 4.14 – NIR Verhältnis Werte einer Eiswolke des Typs ”hollow-column” bei einem Einfallswinkel von 5° ($=85^\circ$ Sonnenzenitwinkel): (a) Vergleichsverhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.2\mu\text{m}$), (b) normales NIR Verhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$)

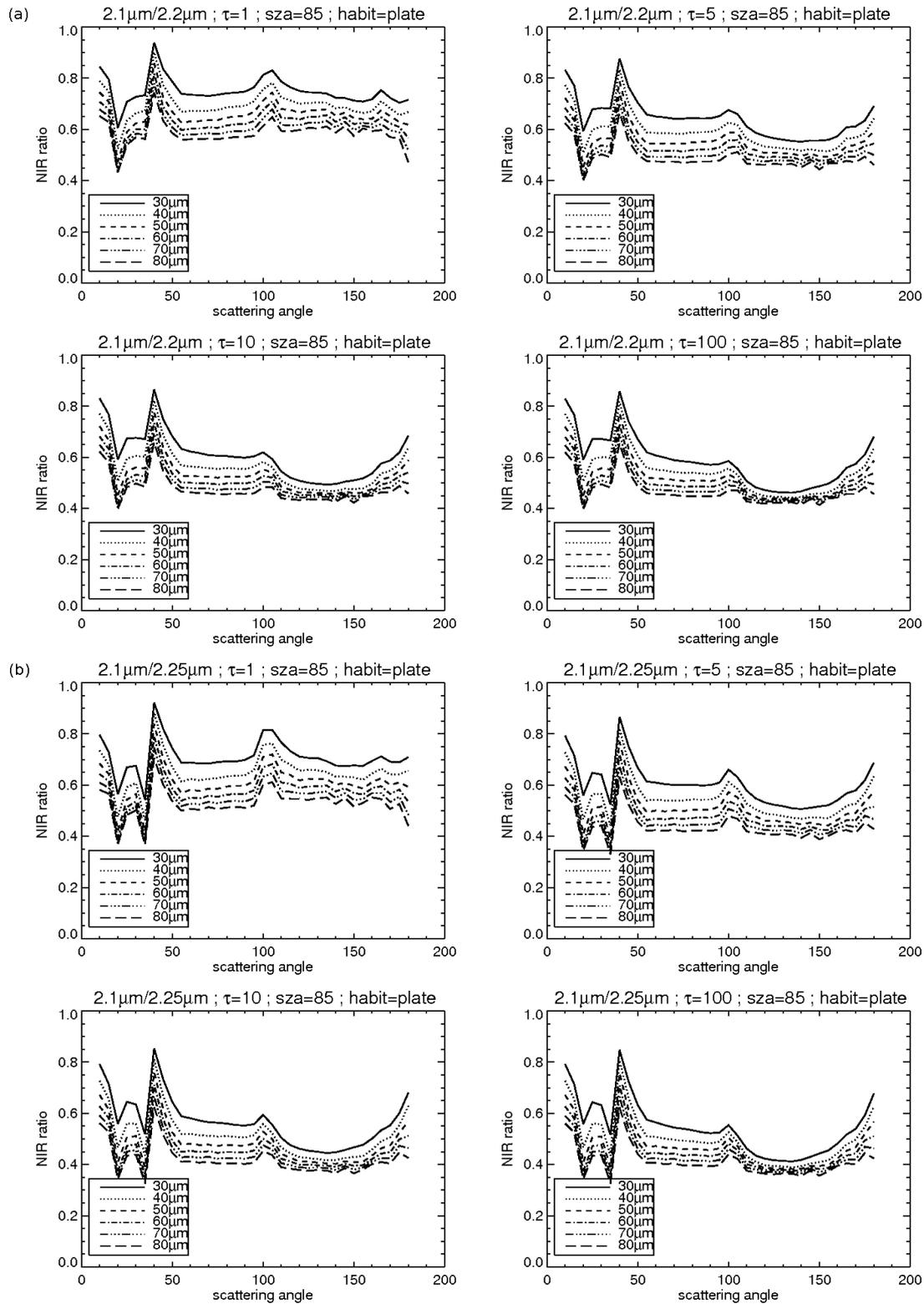


Abbildung 4.15 – NIR Verhältnis Werte einer Eiswolke des Typs "plate" bei einem Einfallswinkel von 5° ($=85^\circ$ Sonnenzenitwinkel): (a) Vergleichsverhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$), (b) normales NIR Verhältnis ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$)

tung. Speziell bei großen Effektivradien fällt allerdings auch ein unterschiedliches Verhalten der NIR Verhältnis Werte auf. Bei der ausschließlich aus `solid-column` Kristallen bestehenden Wolke sinken die NIR Verhältnis Werte selbst bei großen Effektivradien mit wachsendem Effektivradius sichtbar ab. Das ist bei der Kristallmischung nach Baum et al. (2005b) nicht der Fall. Hier unterscheiden sich die NIR Verhältnis Werte bei großen Effektivradien nicht wesentlich voneinander. Der Anteil anderer Kristallarten in der Mischung wird so sichtbar. Es lässt sich aber nicht zweifelsfrei feststellen, welche Kristallart für dieses Verhalten verantwortlich ist. Da das Verhalten der NIR Verhältnis Werte der Mischung bei einem Einfallswinkel von 30° zwar Ähnlichkeiten zu dem der Werte einer reinen `solid-column` Simulation aufweist, jedoch nicht komplett übereinstimmt, muss das Verhalten der NIR Verhältnis Werte einer Eiswolke aus verschiedenen Kristallformen auf jeden Fall auch bei flacheren Einfallswinkeln simuliert werden. Bei einem Einfallswinkel von 30° zeigen die NIR Verhältnis Werte der gemischten Eiswolke ähnliche Tendenzen wie sie von den Werten aus den HEY Simulationen bereits bekannt sind. Die Werte sinken mit wachsendem Effektivradius, und flache Austrittswinkel (bei Abb. 4.17: Streuwinkel unter 50°) führen zu erhöhten Werten. Ebenso sinken die NIR Verhältnis Werte mit wachsender optischer Dicke, wobei bei flachen Austrittswinkeln das geringste Absinken zu verzeichnen ist. Markante Konturen verwischen mit wachsender optischer Dicke zusehends, unter

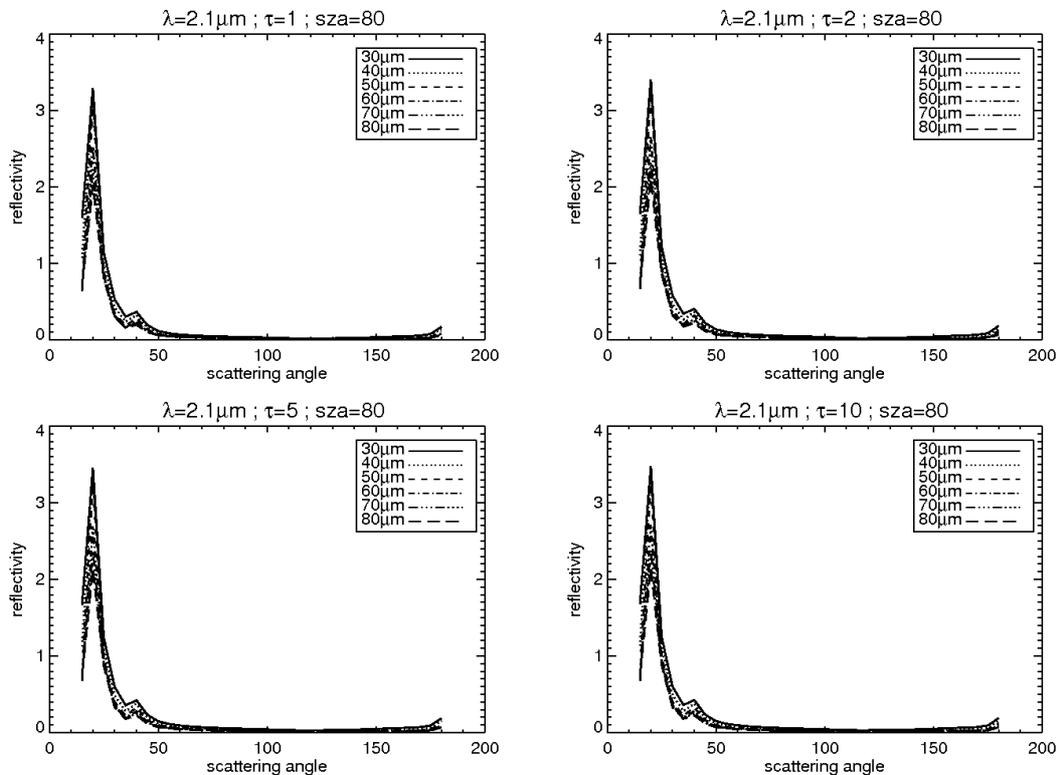


Abbildung 4.16 – Reflektivitäten einer Eiswolke in $2.1 \mu\text{m}$ bei einem Einfallswinkel von $10^\circ (= 80^\circ$ Sonnenzenitwinkel), Eiskristallmischung nach Baum et al. (2005a)

flachen Austrittswinkeln ist dieser Effekt allerdings nicht deutlich erkennbar. Auch bei flacheren Einfallswinkeln lassen sich die bereits bekannten Tendenzen feststellen (siehe Abb. 4.18). Das Absinken mit wachsender optischer Dicke fällt geringer aus als unter steileren Einfallswinkeln. Markante Konturen verwischen mit wachsender optischer Dicke nicht im selben Ausmaß wie dies bei steileren Einfallswinkeln der Fall ist. Auch hier bleiben die Konturen bei flachen Austrittswinkeln besonders gut erhalten. Um einen Vergleich der NIR Verhältnis Werte der Parametrisierungen HEY und `baum` bei flachen Einfallswinkeln zu ermöglichen, sind die Grafiken für die HEY Parametrisierung bei einem Sonnenzenitwinkel von

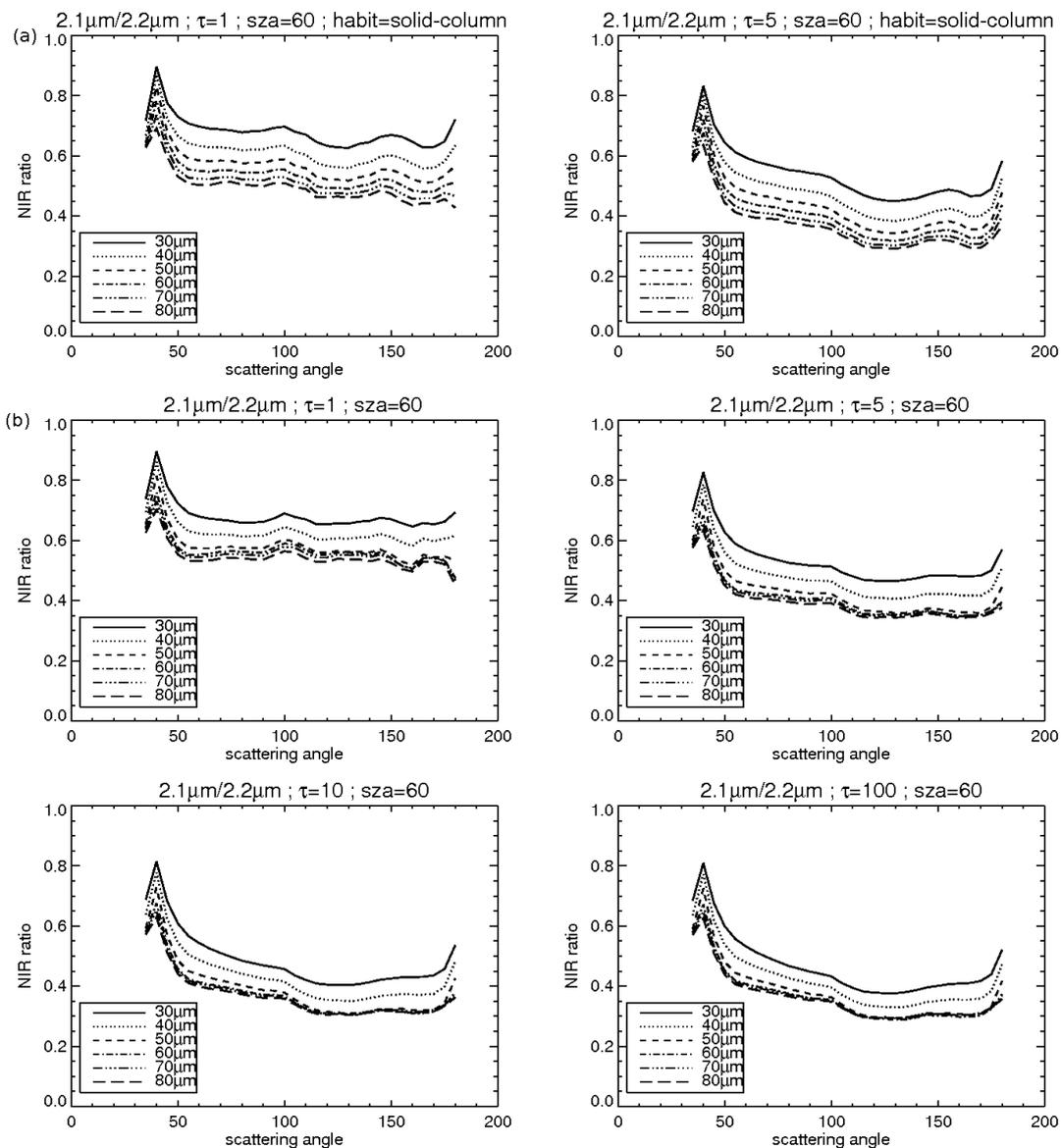


Abbildung 4.17 – (a): NIR Verhältnis Werte einer Eiswolke des Typs "solid-column" bei einem Einfallswinkel von 30° ($=60^\circ$ Sonnenzenitwinkel), (b): NIR Verhältnis Werte einer Eiswolke bei einem Einfallswinkel von 30° , Eiskristallmischung nach Baum et al. (2005b)

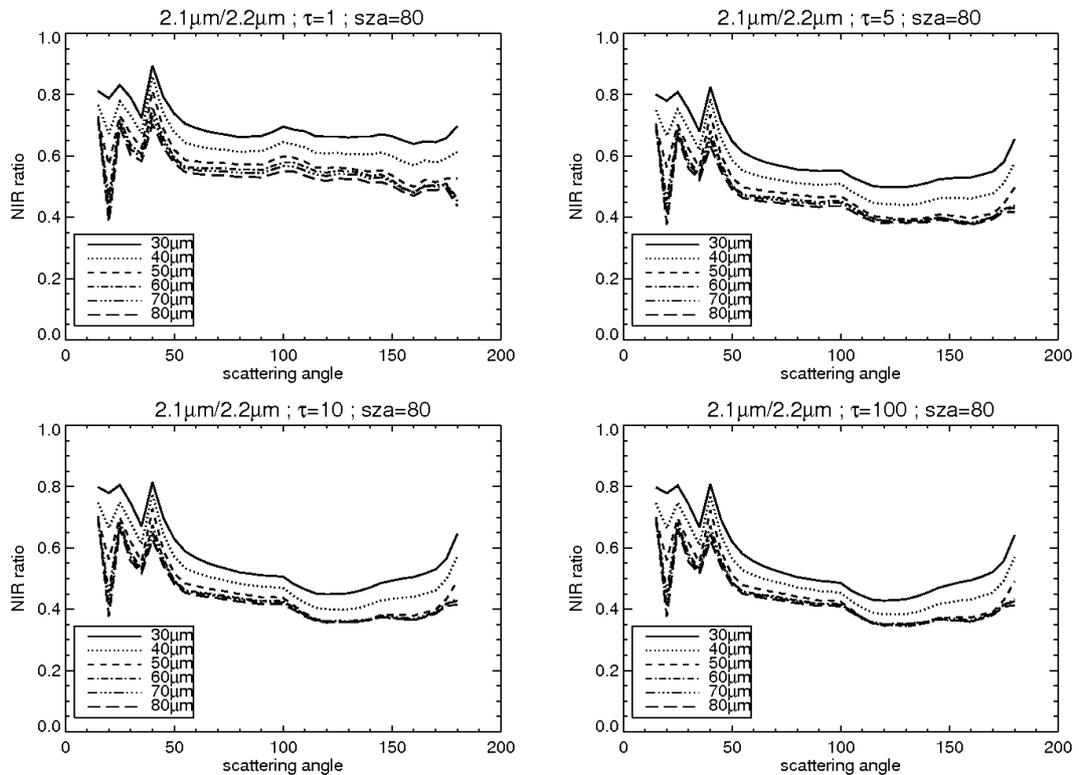


Abbildung 4.18 – NIR Verhältnis Werte bei einem Einfallswinkel von 10° ($=80^\circ$ Sonnenzenitwinkel), Eiskristallmischung nach Baum et al. (2005a)

80° im Anhang beigefügt.

Die Beleuchtungsgeometrie spielt vor Allem bei Eiswolken eine entscheidende Rolle. Es besteht sogar durchaus die Möglichkeit, bei einer Messung fälschlicherweise eine Eiswolke als Wasserwolke zu erkennen. Das ist besonders bei Streuwinkeln nahe an der Vorwärtsstreuung (Streuwinkel nahe 0°) und damit verbundenen flachen Einfallswinkeln und Austrittswinkeln der Fall. Sowohl flache Einfallswinkel aus auch flache Austrittswinkel sorgen für einen höheren Anteil an einfach gestreuten Photonen und führen zu erhöhten Werten in beiden NIR Verhältnissen. Es lässt sich jedoch ein "sicherer" Bereich angeben, innerhalb dessen Grenzen Eiswolken mit Hilfe des NIR Verhältnisses auf jeden Fall korrekt identifiziert werden können. Dazu müssen alle folgenden Bedingungen erfüllt sein:

- Einfallswinkel und Austrittswinkel müssen mindestens 30° betragen.
- Der Streuwinkel muss größer als 50° sein. Direkte Rückstreuung (Streuwinkel von 180°) ist ebenfalls zu vermeiden.
- Die optische Dicke sollte mindestens 5 betragen.

Diese Bedingungen grenzen die möglichen Messkonstellationen ein. Sie werden in Kapitel 5 noch einmal diskutiert.

4.3 Anwendung an einer Zylinderwolke

Die bisher diskutierten Simulationen habe ich an vereinfachten Wolken durchgeführt: An horizontalen Wolkenschichten sowie an stehenden Wolkenwänden. Die Auswirkungen der bisher diskutierten Effekte werden nun in einer realistischeren dreidimensionalen Simulation untersucht. Zu diesem Zweck wird eine zylinderförmige Wolke verwendet. Um realistischen Wolken möglichst nahe zu kommen, besteht der untere Wolkenteil aus reinem Wasser, der obere Teil aus reinem Eis. Dazwischen befindet sich eine Mischzone, in der mit steigender Höhe der Wassergehalt abnimmt und der Eisgehalt zunimmt. Der totale Wassergehalt ist in allen Höhenniveaus konstant. Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, wird für jede Box, die Teil der Wolke ist, Flüssigwassergehalt bzw. Eiswassergehalt und Effektivradius angegeben. Die Form des Zylinders kann mit der Angabe der Höhe der Wolkenbasis z_b , der Höhe der Wolkenoberkante z_o , den Koordinaten der Symetrieachse x_s bzw. y_s und des Radius r eindeutig bestimmt werden. Alle "bewölkten" Boxen müssen folgende Bedingungen erfüllen:

- Die Kreisgleichung muss erfüllt sein: $(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2 \leq r^2$
- Die Box muss oberhalb der Basis und unterhalb der Wolkenoberkante liegen: $z_b \leq z \leq z_o$

Um realistische, relativ glatte Wolkenwände zu erzeugen und nicht die Effekte grober Stufen zu untersuchen, sollte die Größe der einzelnen Boxen klein sein. Mit steigender Auflösung der Simulation steigt allerdings auch der Bedarf an Arbeitsspeicher, so dass die Auflösung nicht beliebig erhöht werden kann. Die von mir erzeugte Mischwolke besteht aus Boxen mit der horizontalen Ausdehnung

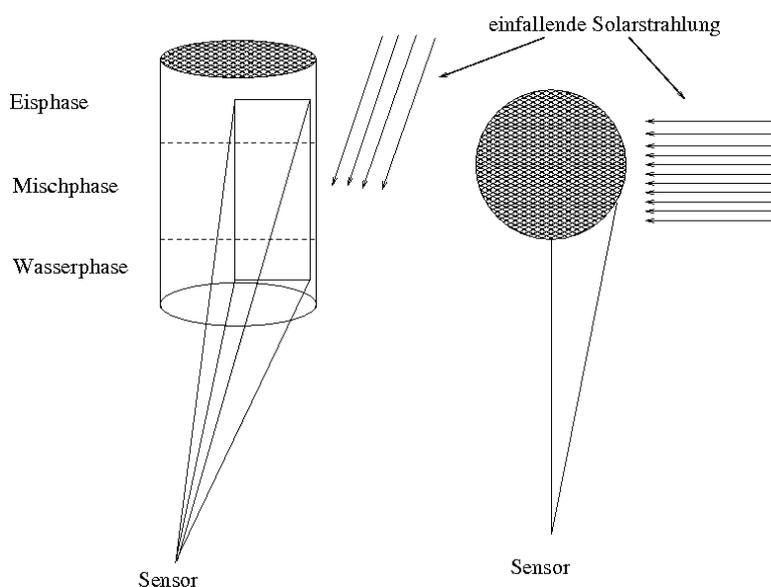


Abbildung 4.19 – Planskizze zur Simulation an einer Zylinderwolke

von $50\text{ m} \times 50\text{ m}$. Diese Ausdehnung stimmt in etwa mit der mittleren freien Weglänge der Photonen nach Marshak et al. (1995) überein. Für die Zylindergestalt ist die vertikale Größe der Wolkenboxen nicht entscheidend. Mit 500 m habe ich die vertikale Boxengröße dementsprechend erhöht, auch um mit dem vorhandenen Arbeitsspeicher eine höhere Auflösung zu erreichen. Die Position des Sensors wird mit den Befehlen `mc_samplegrid` und `mc_backward` angegeben (siehe Kapitel 3). Damit nicht über ein ganzes Bodenpixel gemittelt wird, sondern exakt definierte Punkte auf dem Zylinder betrachtet werden, muss der *MYSTIC* Programmcode geringfügig modifiziert werden. Die Photonen werden dann alle aus dem Mittelpunkt des angegebenen Bodenpixels gestartet.

Die Mischwolke reicht von der Wolkenbasis in 1 km Höhe bis zur Wolkenoberkante in 8 km . Die Mischphase befindet sich zwischen 4 km und 5 km Höhe, der totale Wassergehalt ist in der gesamten Wolke konstant bei 0.6 g/m^3 . Der Effektivradius innerhalb der Wasserwolke ist in jeder Höhengschicht konstant. Er beträgt an der Wolkenbasis in 1 km Höhe $7\mu\text{m}$ und wächst bis zur oberen Grenze der Wasserwolke in 5 km Höhe auf $14\mu\text{m}$ an. Die Eiswolke weist in ihrem unteren Bereich in 4 km Höhe den größten Effektivradius mit $50\mu\text{m}$ auf. An der Wolkenoberkante in 8 km beträgt der Effektivradius $25\mu\text{m}$. Wie in der Skizze zu meinen Simulationen (Abb. 4.19) zu erkennen ist, wird nicht die gesamte Wolke abgetastet. Die abgeschattete linke Hälfte des Zylinders wird nicht abgetastet, ebenso wird auf diejenigen Wolkenbereiche verzichtet, die weitab der Mischphase liegen. Der abgetastete Bereich liegt komplett in der Sonne und umfasst neben dem Mischphasenbereich auch große Bereiche, die aus reinem Wasser bzw. Eis bestehen. Jeweils etwa ein Drittel der Messpunkte liegt im Wasserbereich, Eisbereich und im Mischbereich. Auf diese Weise werden auch Wolkenbereiche in die Messung mit einbezogen, die sich nicht in direkter Nachbarschaft zum Mischbereich befinden. Der Sonnenzenitwinkel beträgt 30° , der Azimut der Sonne ist so gewählt, dass aus Richtung des Sensors gesehen die Sonnenstrahlen von rechts auf die Zylinderwolke fallen. Jedes Pixel der nun folgenden Abbildungen ist einem Paar aus Azimut und Zenit des Sensorblickwinkels zugeordnet. Diese Darstellungsweise kann zu Schwierigkeiten in der Interpretation führen, wird aber dennoch der Messpraxis entsprechen. Die Weglänge zwischen Zylinderwolke und Sensor unterscheidet sich für Bildpunkte unter dem gleichen Zenitwinkel. Die Pixel einer Zeile liefern folglich nicht Informationen aus der selben Wolkenhöhe. Die tatsächliche Höhe kann z.B. über die Strahlungstemperatur bestimmt werden. Im hier dargestellten Fall sind die Zenitwinkel des Sensors so gewählt, dass am rechten Bildrand das unterste Pixel einer Wolkenhöhe von 3 km und das oberste Pixel einer Höhe von 6 km entspricht. Die dazwischen liegenden Pixel haben ein Höhenabstand von 200 m , die Sensor-Zenitwinkel sind entsprechend angepasst. Bei realen Messungen würde diese Anpassung entfallen, da die Entfernung der Wolke zum Sensor und die Abmessungen der Wolke in der Regel nicht bekannt sind. Im Bild nach links gehend verändern sich die genannten Größen. Am linken Bildrand ist das unterste Pixel in 2.62 km

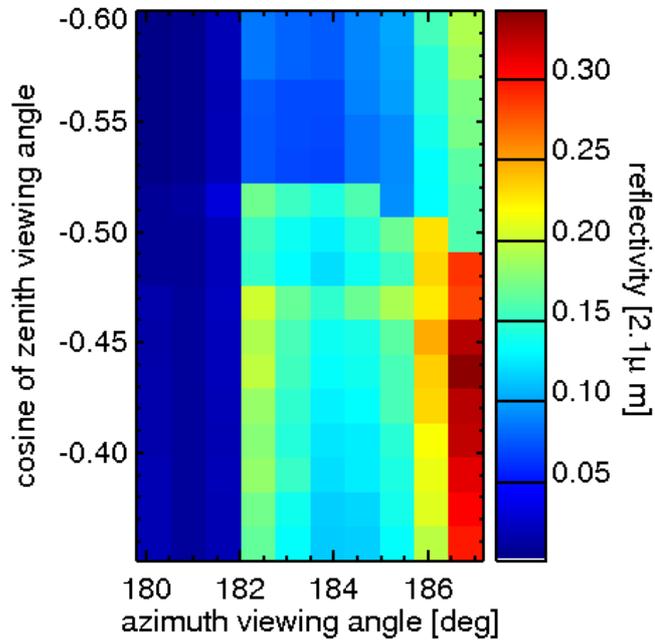


Abbildung 4.20 – Reflektivität in $2.1\mu\text{m}$ für Ausschnitt aus Zylinderwolke

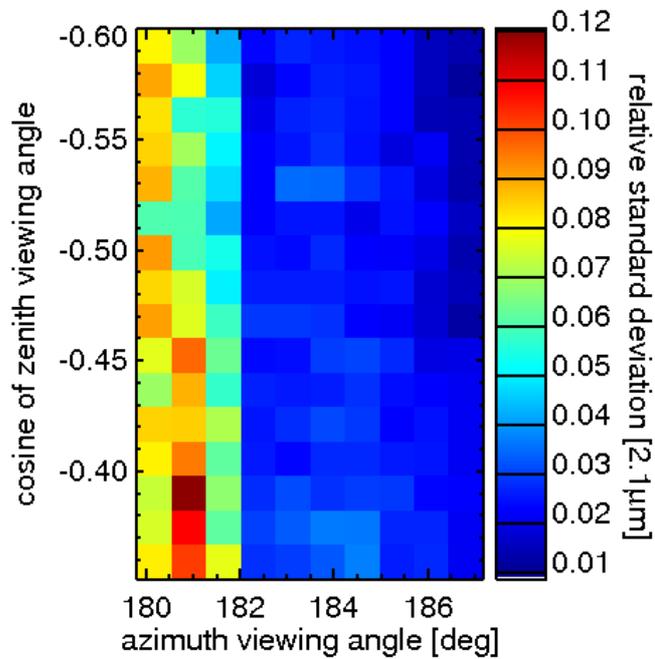


Abbildung 4.21 – Relative Standardabweichung in $2.1\mu\text{m}$ für Ausschnitt aus Zylinderwolke

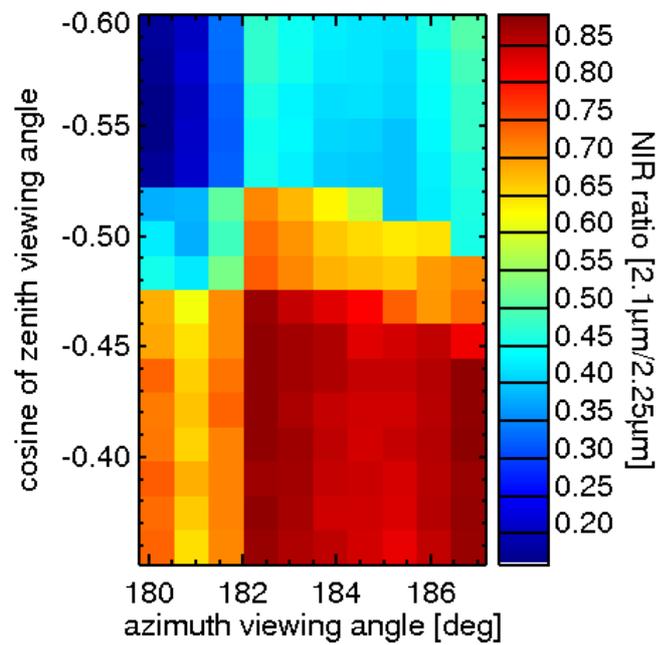


Abbildung 4.22 – NIR Verhältnis Werte ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$) für Ausschnitt aus Zylinderwolke

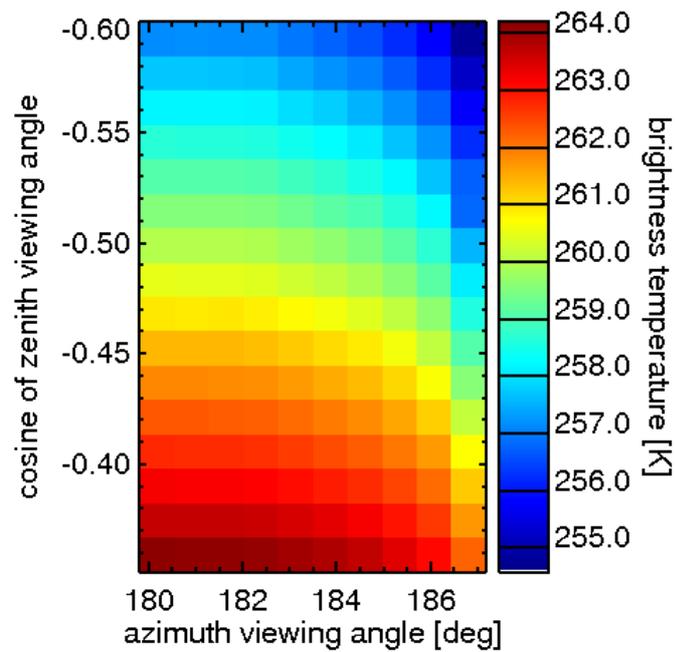


Abbildung 4.23 – Strahlungstemperatur für Ausschnitt aus Zylinderwolke

Höhe, das oberste Pixel in 5.25 km Höhe. Der vertikale Pixelabstand beträgt 175 m. Gemäß der oben genannten Grenzen der Wolkenphase sind somit am rechten Bildrand die untersten 5 Pixel der Wasserphase zuzuordnen und die obersten 5 Pixel der Eisphase. Am linken Bildrand sind die untersten 8 Pixel der Wasserphase zugeordnet, aber nur die obersten 2 Pixel der Eisphase. Im Bild der Strahlungstemperatur (Abb. 4.23) lässt sich der Höhenverlauf gut ablesen.

Im Azimutwinkelbereich unter 182° wird der Einfallswinkel sehr klein. Da die Zylinderwolke aus Quadern aufgebaut ist sind hier im Übergang zum Schattenbereich bereits beginnende Schatteneffekte zu beobachten. Die Reflektivität (in Abb.4.20 im $2.1\mu\text{m}$ Kanal zu sehen) ist sehr gering bei gleichzeitiger hoher relativer Standardabweichung (Abb. 4.21). Beim NIR Verhältnis (Abb. 4.22) ist der einsetzende Schatteneffekt ebenfalls zu erkennen. Im unteren Flüssigwasserteil der Zylinderwolke führt der Schatteneffekt zu einer falschen Phasenzuordnung. Die Werte liegen im nicht eindeutig zuzuordnenden Phasenbereich, was auch ein Hinweis auf die Mischphase sein kann. Im Mischphasenbereich unter mittleren Sensor-Zenitwinkeln (nach wie vor bei einem Azimut unter 182°) weisen die NIR Verhältnis Werte die Eisphase aus. Sie sind also ebenfalls verringert und führen zu einer falschen Phasenzuordnung. Im Eisbereich der Wolke treten die niedrigsten Verhältnis Werte ebenfalls bei einem Azimut unter 182° auf.

Alle Pixel mit einem Azimut unter 182° haben einen flachen Einfallswinkel gemeinsam. Eine unter flachen Einfallswinkeln zu erwartende Erhöhung der NIR Verhältnis Werte ist allerdings nicht zu beobachten. Abschattungseffekt und Einfallswinkeleffekt sind in ihrer Wirkung gegenläufig. Die Abschattung scheint zu dominieren. Bei Messungen an realen Wolken muss das nicht so sein. Hier könnte der Einfallswinkeleffekt durchaus die Ergebnisse beeinflussen.

Alle Pixel mit einem Azimut über 185° weisen einen flachen Austrittswinkel auf. Die Interpretation der Pixel am rechten Bildrand ist komplex und spiegelt die Ergebnisse der Detailuntersuchungen aus Kapitel 4.2. wieder. Geht man vom rechten Bildrand aus zur Mitte und betrachtet dabei Pixel mit gleicher Strahlungstemperatur, so fällt der NIR Verhältnis Wert in nahezu allen Fällen ab. Er sinkt also mit steigendem Austrittswinkel bzw. er steigt mit sinkendem Austrittswinkel an. Der Austrittswinkeleffekt ist also bei dreidimensionalen Wolkenfeldern auf jeden Fall zu beachten. Er kann erheblichen Einfluss auf die Messergebnisse haben.

Abschattung und Beleuchtungsgeometrie haben bei realistischen dreidimensionalen Geometrien einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die NIR Verhältnis Werte. Die in den Kapiteln 4.1 und 4.2 diskutierten Effekte lassen sich auch bei realistischen dreidimensionalen Szenarien beobachten. Ist man sich dieser möglichen störenden Einflüsse bewusst, so kann man sie berücksichtigen und somit brauchbare Ergebnisse erhalten.

Kapitel 5

Diskussion und Schlußfolgerungen

Hier sollen die Ergebnisse dieser Arbeit noch einmal im Zusammenhang bewertet und auf Stärken und Schwächen der passiven Wolkenseitenfernerkundung eingegangen werden. Zuletzt werde ich Vorschläge für künftige Forschungen zur Wolkenseitenfernerkundung mit dem Wolkenspektrometer machen.

5.1 Der "sichere" Messbereich

Abschattung und Beleuchtungsgeometrie können sich auf die Werte des NIR Verhältnisses auswirken. Abschattung vermindert die NIR Verhältnis Werte, flache Einfallswinkel bzw. Austrittswinkel können die Werte erhöhen. Auch benachbarte Wolkenareale haben noch eine gewisse Wirkung, wie wir am Beispiel der Zylinderwolke gesehen haben.

Um der Ableitung der Wolkenphase aus NIR Verhältnis Messungen vertrauen zu können, könnten Bereiche mit störenden Einflüssen ausgeschlossen werden. Ein dementsprechend "sicherer" Messbereich, also ein Bereich innerhalb dessen die gemessenen NIR Verhältnis Werte mit großer Wahrscheinlichkeit die richtige Phase anzeigen, muss demnach folgende Bedingungen erfüllen:

- Es dürfen keine abgeschatteten Bereiche zur Phasenbestimmung herangezogen werden, da sonst zu niedrige Verhältnis Werte gemessen werden. Schattenbereiche müssen also durch eine geeignete Erkennung ausgefiltert werden.
- Die optische Dicke sollte mindestens 5 betragen.
- Der Einfallswinkel sollte größer als 20° sein, da sonst Einfachstreuungseffekte für erhöhte Verhältnis Werte sorgen. Das gilt ebenfalls für den Austrittswinkel.
- Der Streuwinkel soll mindestens 50° , höchstens aber 175° betragen, um zu verhindern, dass die spezifischen Besonderheiten mancher Eiskristallarten

(wie z.B. der 26° Halo) die Verhältnis Werte verfälschen.

Nicht alle dieser Vorgaben sind in der Praxis problemlos umzusetzen. Die optische Dicke ist bei konvektiven Wolken ohnehin in der Regel über 5. Das Streuwinkel-Kriterium lässt sich ebenfalls recht einfach erfüllen, da der Streuwinkel für jede Messung gut zu bestimmen ist. Messergebnisse im kritischen Streuwinkelbereich können also leicht nachträglich aussortiert werden. Schwieriger ist die Vermeidung von Schatteneffekten. Ob Schatten geworfen werden, hängt neben dem Sonnenstand auch von der räumlichen Gestalt der zu untersuchenden Wolke und dem Auftreten benachbarter Wolken ab. Abgeschattete Bereiche können aufgrund ihrer geringen Strahldichten leicht erkannt werden. Die genaue Wahl der Ausschlusskriterien könnte allerdings gewisse Probleme bereiten. Einfallswinkel und Austrittswinkel sind unter Umständen schwer zu bestimmen. Eventuell lässt sich dieses Problem durch eine Mittelung über alle Werte einer Höhenschicht lösen. Hierzu sind weitere Untersuchungen am Modell und in der Praxis nötig.

5.2 Grenzen der Messmethode

Wie wir gerade festgestellt haben, gibt es große Bereiche, in denen die Ableitung der Wolkenphase mit Hilfe des NIR Verhältnisses zuverlässig funktionieren sollte. Trotzdem gibt es wie bei jeder anderen Messmethode auch Schwächen. Diese sollen an dieser Stelle nicht verschwiegen werden. Zuerst einmal ist hier das Ergebnis dieser Arbeit zu nennen, nämlich die Einschränkungen bezüglich der Beleuchtungsgeometrie und der Abschattung. Gerade durch den Schattenwurf wird der Anteil an Wolken, deren Fernerkundung sinnvolle Ergebnisse liefert, erheblich eingeschränkt, gerade bei flachen Sonnenzenitwinkeln. Zudem entspricht die Strahlungstemperatur nicht exakt der tatsächlichen Temperatur einer Wolke, da auch sich zwischen dem Sensor und der Wolke befindende Gase zur Strahlungstemperatur beitragen. Hierfür existieren jedoch bereits Korrekturverfahren. Die Bestimmung der Höhe mit Hilfe der Strahlungstemperatur setzt außerdem Kenntnisse über die vertikale Schichtung der Atmosphäre voraus. Informationen zur Schichtung können nur mit Hilfe anderer Messmethoden (wie etwa Radiosonden) gewonnen werden, die jeweils eine zusätzliche Fehlerquelle darstellen. Mit dem Wolkenspektrometer können nur die Wolkenseiten betrachtet werden. Vorgänge im Inneren der Wolken, z.B. im zentralen Aufwindbereich von Gewitterzellen, können mit der Methode der passiven Fernerkundung nicht erfasst werden. Ein weiteres Problem ist die fehlende eindeutige Identifikation der Mischphase. NIR Verhältnis Werte unter 0.6 stehen für reine Eiswolken, also für die Abwesenheit von unterkühlten Wassertropfen. Analog dazu wird bei einem NIR Verhältnis über 0.75 davon ausgegangen, dass keine Eisteilchen vorhanden sind und somit eine reine Wasserwolke vorliegt. Es wird also die Abwesenheit entweder von Eispartikeln oder von Wasserpartikeln aus den Werten abgeleitet. Auf diesem Wege kann folglich keine Mischphase abgeleitet werden, in der ja beide Partikelarten vorhanden sind. Es gibt aber bisher auch noch keine andere zuverlässige Methode, die Mischphase eindeutig nachzuweisen. Deshalb ist diese Schwäche der Wolkenpha-

senerkennung mit dem NIR Verhältnis beim Vergleich mit anderen Messmethoden nicht als wirkliche Schwäche zu betrachten.

5.3 Mögliche zukünftige Projekte

Trotz der gerade genannten Schwächen bietet die Methode der bodengestützten passiven Wolkenseitenfernerkundung einige Möglichkeiten. Um diese voll ausschöpfen zu können sind allerdings noch einige Forschungsarbeiten nötig.

Das Wolkenspektrometer soll nicht nur zur Erkundung der Wolkenphase dienen, es sollen auch vertikale Profile der Effektivradien erstellt werden. Dazu soll ein statistisches Ableitungsverfahren verwendet werden, das die Reflektivitäten in unterschiedlichen Wellenlängen (Marshak et al., 2006, Zinner et al., 2008) als Informationsquelle nutzt. Diese Methode wurde bisher noch nicht unter nicht-idealen Beleuchtungsgeometrien getestet. Für derartige Untersuchungen bedarf es weiterer dreidimensionaler Wolkenszenarien.

Auf der Basis passiver Fernerkundungsdaten kann die Wolkenphase nicht nur mit Hilfe von Strahldichten bzw. Reflektivitäten bestimmt werden. Am MIM laufen zur Zeit Untersuchungen zu der Frage, ob sich Messungen der Polarisation ebenfalls zur Feststellung der Wolkenphase eignen. Die Frage, inwieweit der Effektivradius aus der Polarisation bestimmt werden kann, stellt sich hier ebenfalls.

Neben diesen theoretischen Aspekten, die am Modell untersucht werden können, ergeben sich zahlreiche praktische Anwendungsmöglichkeiten. Besonders interessant sind in dieser Hinsicht Untersuchungen mit Radar-, Lidar- oder In-situ Messungen, die miteinander kombiniert werden. Auf diese Weise könnte insbesondere der Einfluss von Aerosolen auf konvektive Wolken näher untersucht werden. Der Wolkenscanner eröffnet also vor Allem in Kombination mit anderen Messtechniken vielfältige neue Möglichkeiten, die auf neue Erkenntnisse im Bereich der Mikrophysik von Wolken hoffen lassen.

Anhang A

Anhang: Ergänzende Grafiken

A.1 Werte des NIR Verhältnisses für Eiswolken

A.1.1 NIR Verhältnis Werte für weitere Kristallformen

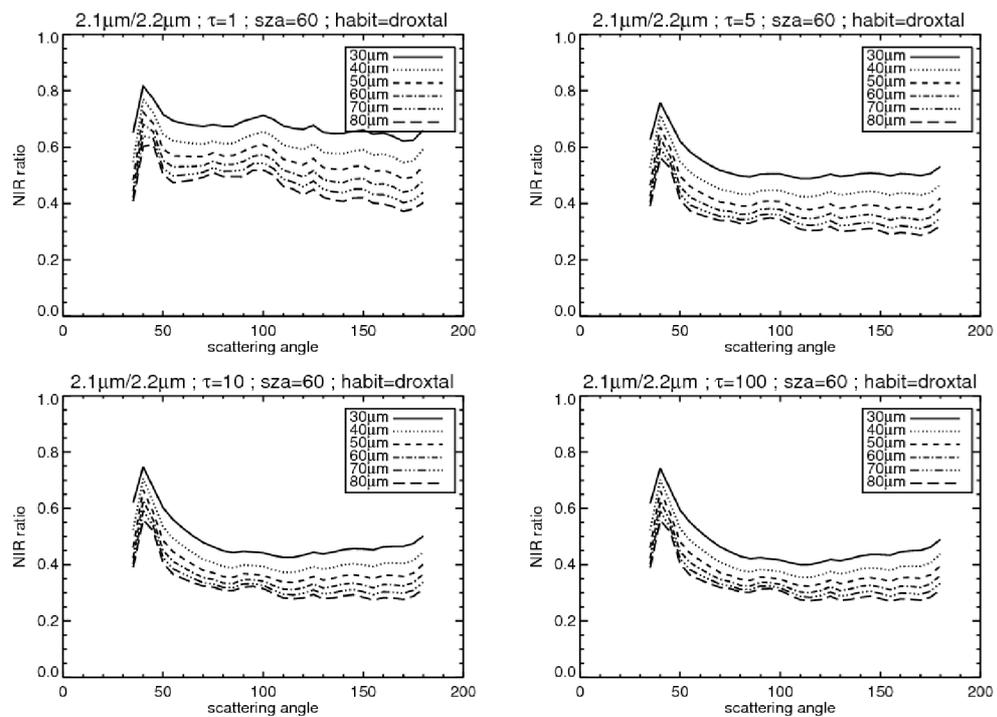


Abbildung A.1 – Werte des Vergleichsverhältnisses ($2.1 \mu\text{m}/2.2 \mu\text{m}$) einer Eiswolke des Typs "droxtal" bei einem Einfallswinkel von 30° ($=60^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

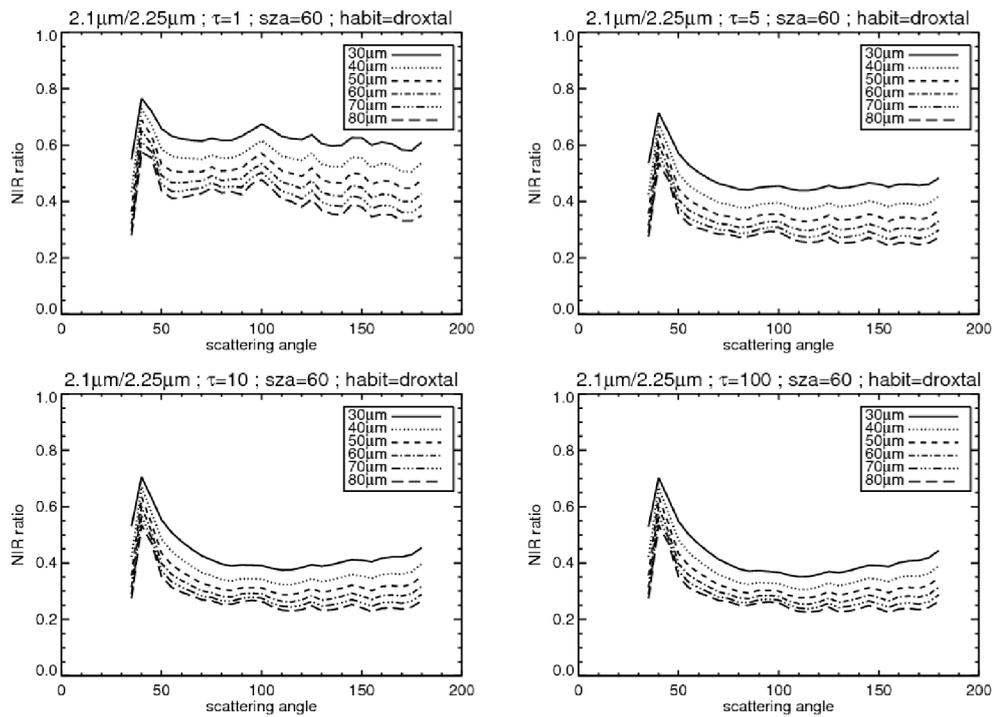


Abbildung A.2 – NIR Verhältnis Werte ($2.1 \mu\text{m}/2.25 \mu\text{m}$) einer Eiswolke des Typs "droxtal" bei einem Einfallswinkel von 30° ($=60^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

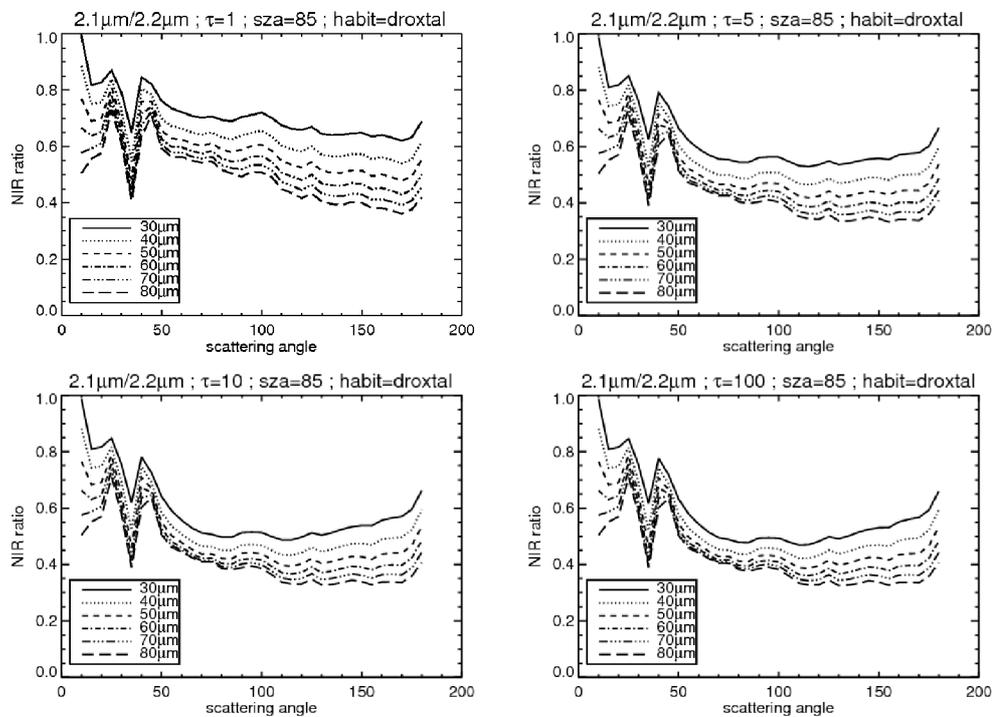


Abbildung A.3 – Werte des Vergleichsverhältnisses ($2.1 \mu\text{m}/2.2 \mu\text{m}$) einer Eiswolke des Typs "droxtal" bei einem Einfallswinkel von 5° ($=85^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

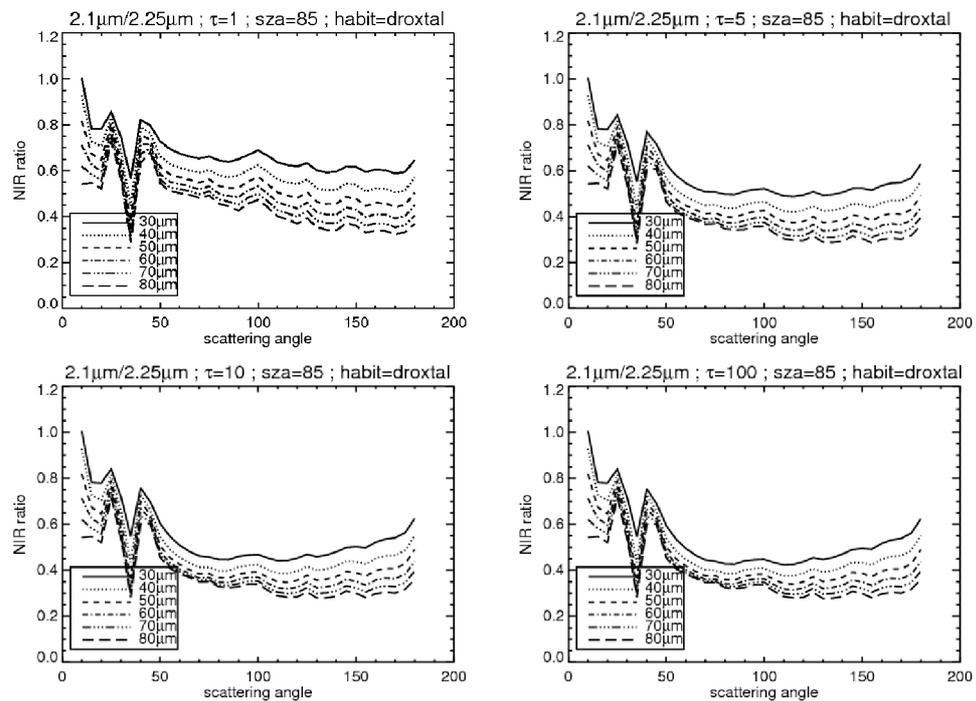


Abbildung A.4 – NIR Verhältnis Werte ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$) einer Eiswolke des Typs ”droxtal” bei einem Einfallswinkel von 5° ($=85^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

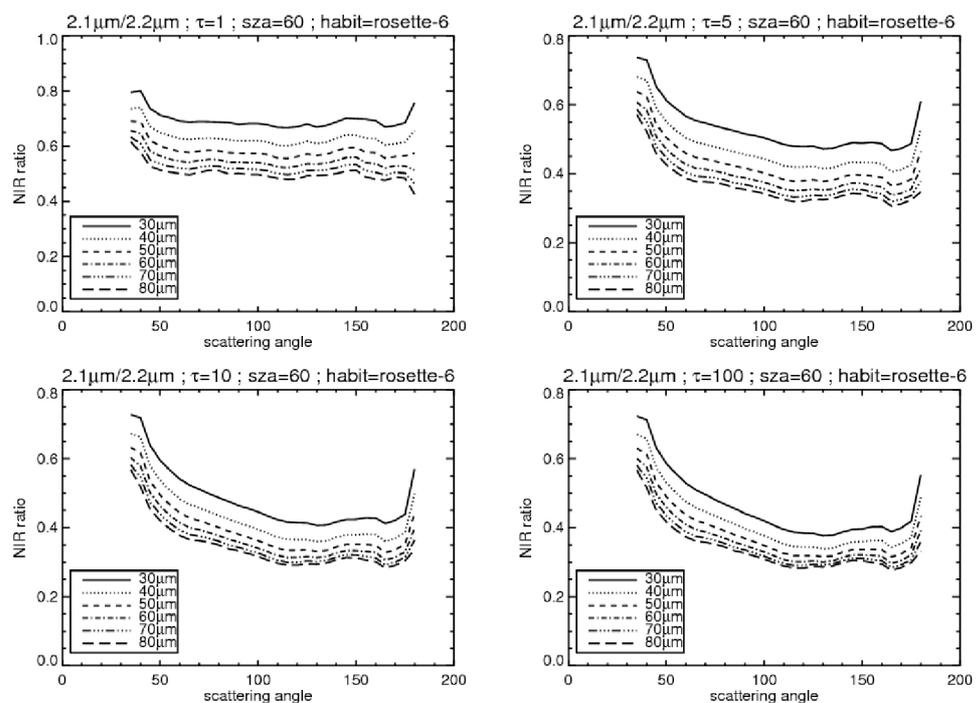


Abbildung A.5 – Werte des Vergleichsverhältnisses ($2.1\mu\text{m}/2.2\mu\text{m}$) einer Eiswolke des Typs ”rosette-6” bei einem Einfallswinkel von 30° ($=60^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

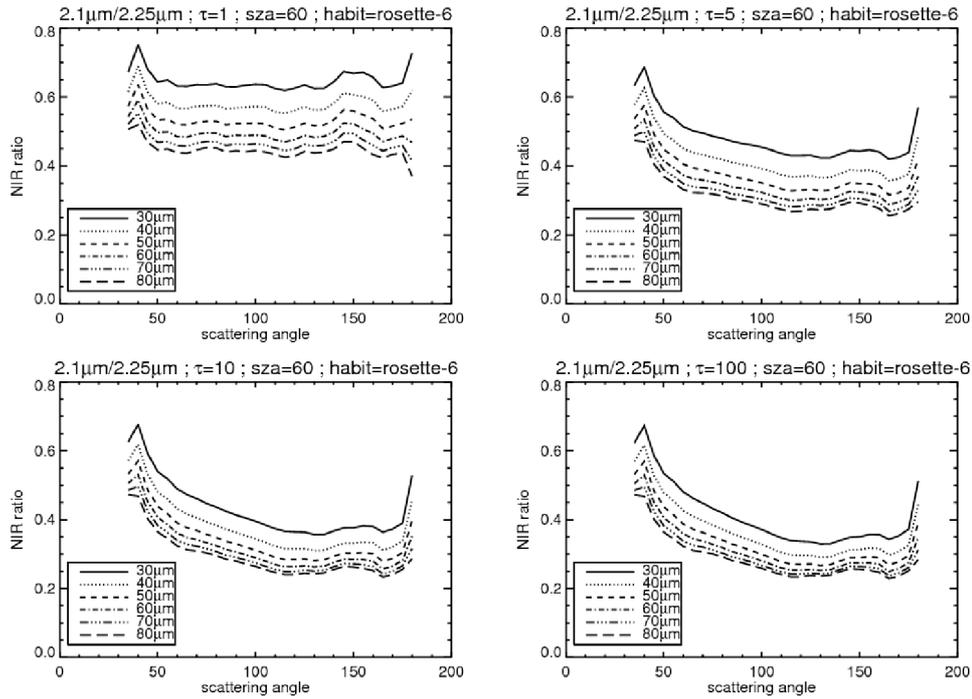


Abbildung A.6 – NIR Verhältnis Werte ($2.1 \mu\text{m}/2.25 \mu\text{m}$) einer Eiswolke des Typs "rosette-6" bei einem Einfallswinkel von 30° ($=60^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

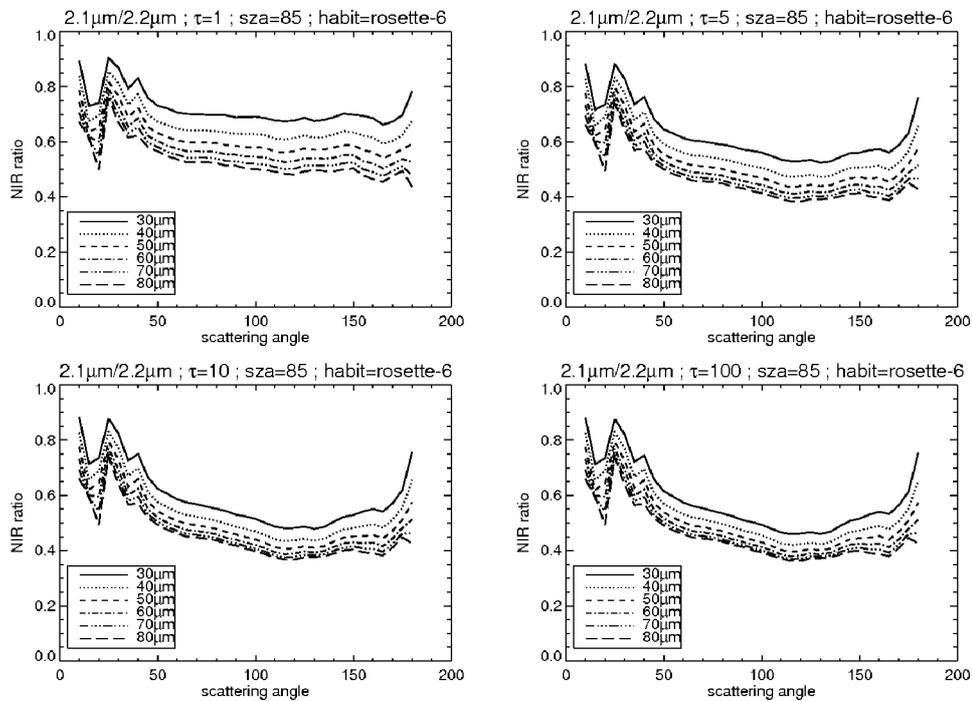


Abbildung A.7 – Werte des Vergleichsverhältnisses ($2.1 \mu\text{m}/2.2 \mu\text{m}$) einer Eiswolke des Typs "rosette-6" bei einem Einfallswinkel von 5° ($=85^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

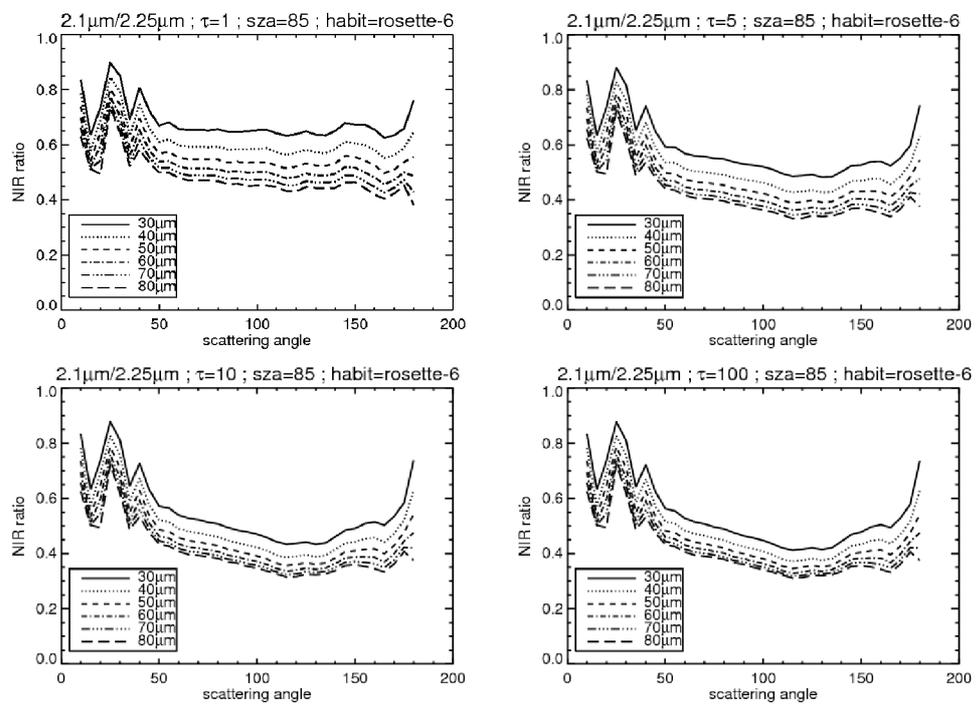


Abbildung A.8 – NIR Verhältnis Werte ($2.1\mu\text{m}/2.25\mu\text{m}$) einer Eiswolke des Typs "rosette-6" bei einem Einfallswinkel von 5° ($=85^\circ$ Sonnenzenitwinkel).

A.1.2 Vergleich der Parametrisierungen "baum" und "HEY"

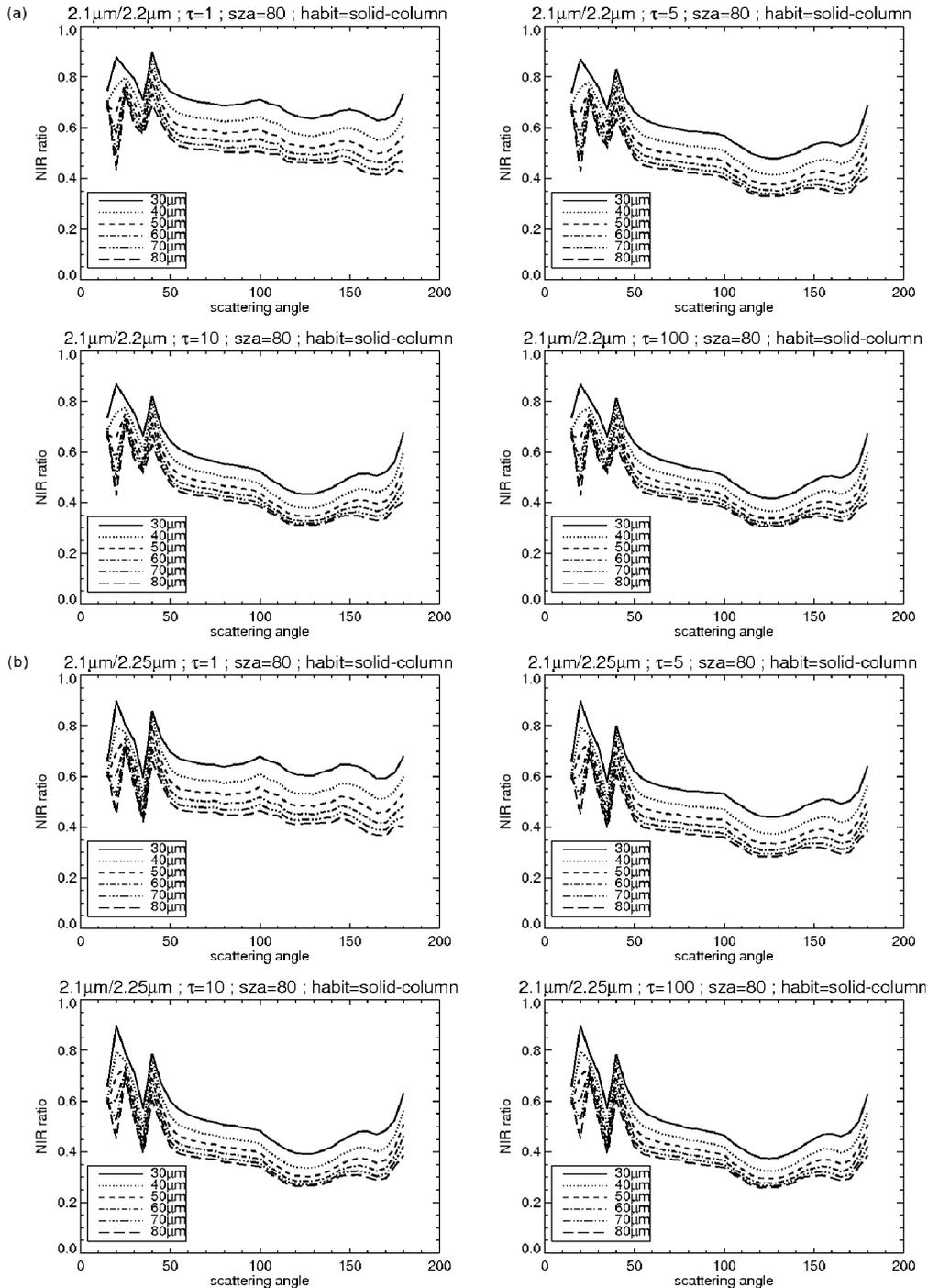


Abbildung A.9 – NIR Verhältnis Werte ($2.1 \mu\text{m}/2.25 \mu\text{m}$) einer Eiswolke des Typs "solid-column" bei einem Einfallswinkel von 10° ($=80^\circ$ Sonnenzenitwinkel). (a): Vergleichsverhältnis, (b): normales NIR Verhältnis

A.2 Anwendung an einer Zylinderwolke

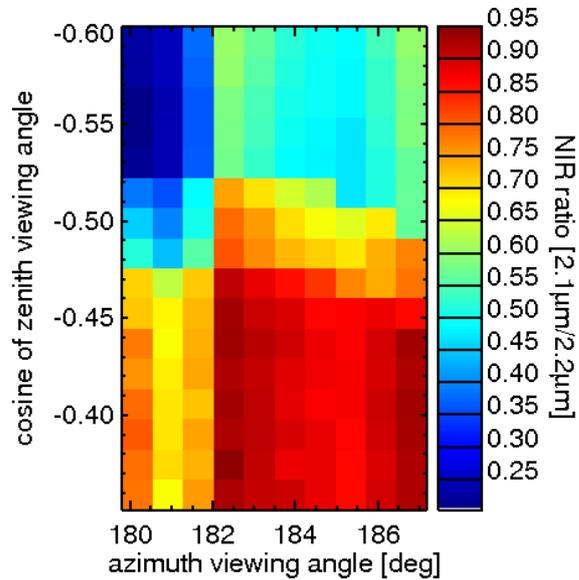


Abbildung A.10 – Vergleichsverhältnis Werte ($2.1 \mu\text{m}/2.2 \mu\text{m}$) für Ausschnitt aus Zylinderwolke.

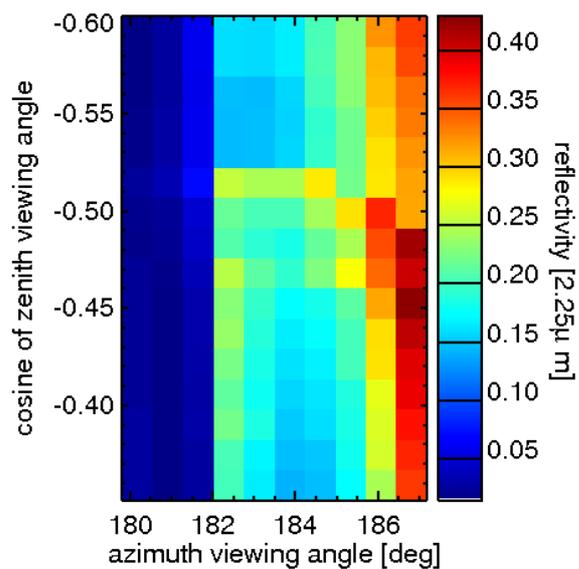


Abbildung A.11 – Reflektivität in $2.25 \mu\text{m}$ für Ausschnitt aus Zylinderwolke.

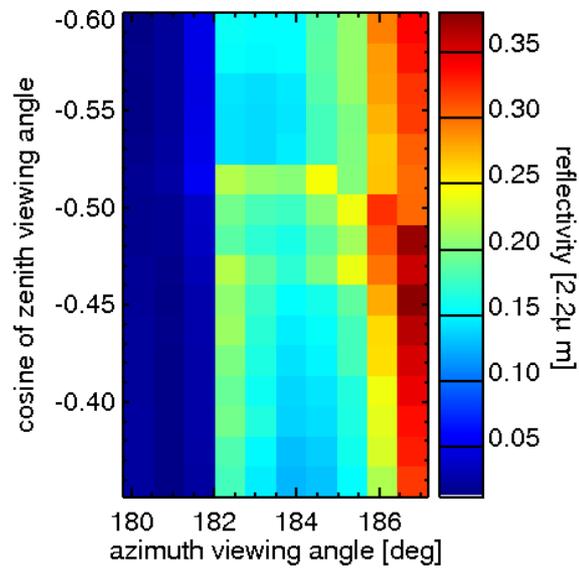


Abbildung A.12 – Reflektivität in $2.2\mu\text{m}$ für Ausschnitt aus Zylinderwolke.

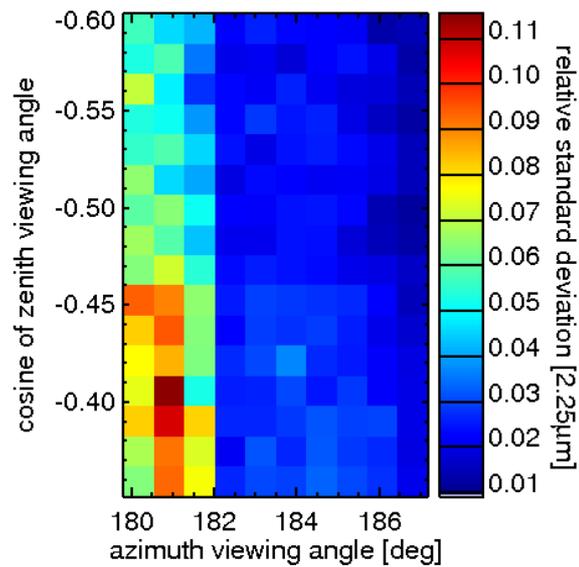


Abbildung A.13 – Relative Standardabweichung in $2.25\mu\text{m}$ für Ausschnitt aus Zylinderwolke.

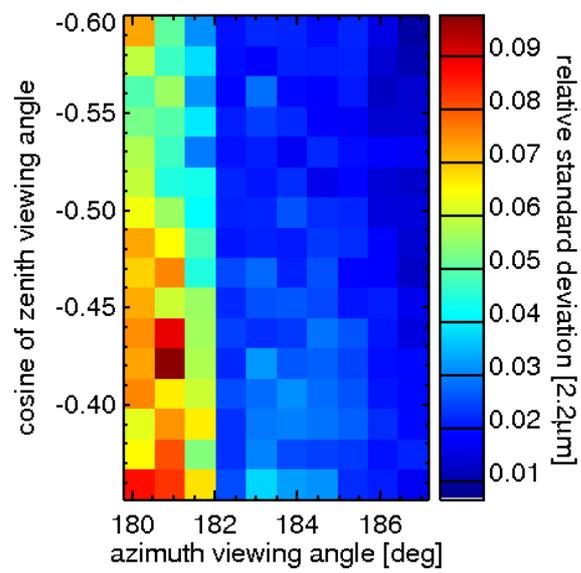


Abbildung A.14 – Relative Standardabweichung in $2.2\mu\text{m}$ für Ausschnitt aus Zylinderwolke.

Literaturverzeichnis

- B. A. Baum, A. J. Heymsfield, P. Yang und S. T. Bedka. Bulk Scattering Properties for the Remote Sensing of Ice Clouds. Part I: Microphysical Data and Models. *Journal of Applied Meteorology*, 44:1885–1895, 2005a.
- B. A. Baum, P. Yang, A. J. Heymsfield, S. Platnick, M. D. King, Y.-X. Hu und S. T. Bedka. Bulk Scattering Properties for the Remote Sensing of Ice Clouds. Part II: Narrowband Models. *Journal of Applied Meteorology*, 44:1896–1911, 2005b.
- B. A. Baum, P. Yang, S. Nasiri, A. K. Heidinger, A. Heymsfield und J. Li. Bulk Scattering Properties for the Remote Sensing of Ice Clouds. Part III: High-Resolution Spectral Models from 100 to 3250 cm^{-1} . *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 46:423–434, 2007.
- I. N. Bronstein, K. A. Semendjajev, G. Musiol und H. Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt am Main, 1995.
- R. Buras. Efficient Unbiased Variance Reduction Techniques for Monte Carlo Simulations of Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres: The Solution. *In review. contact: buras@physik.uni-muenchen.de*, 2010.
- S. Chandrasekhar. *Radiative transfer*. Dover, Mineola, New Jersey, 1960.
- Q. Han, W. B. Rossow und A. A. Lacis. Near-Global Survey of Effective Droplet Radii in Liquid Water Clouds Using ISCCP Data. *Journal of Climate*, 7:465–497, 1994.
- J. E. Hansen und L. D. Travis. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Review*, 16:527–610, 1974.
- R. A. Jr Houze. *Cloud dynamics*. Acad. Press, San Diego, 1993.
- IPCC 4th Assessment Report. Working Group I Report: The Physical Science Basis. *Cambridge University Press*, 2007.
- J. R. Key, P. Yang, B. A. Baum und S. L. Nasiri. Parameterization of shortwave ice cloud optical properties for various particle habits. *Journal of Geophysical Research*, 107(D13):10.1029/2001JD000742, 2002.

- A. V. Korolev, J. W. Strapp, G. A. Isaac und A. N. Nevzorov. The Nevzorov Airborne Hot-Wire LWC TWC Probe: Principle of Operation and Performance Characteristics. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15:1495–1510, 1998.
- H. Kraus. *Die Atmosphäre der Erde*. Springer, Berlin, 2004.
- K.-N. Liou. Applications of the discrete-ordinate method for radiative transfer to inhomogeneous aerosol atmospheres. *Journal of Geophysical Research*, 80: 3434–3440, 1975.
- K. N. Liou. *Radiation and cloud processes in the atmosphere. Theory, observation and modeling*. Oxford University Press, New York, Oxford, 1992.
- A. Marshak, A. Davis, W. Wiscombe und R. Cahalan. Radiative smoothing in fractal clouds. *Journal of Geophysical Research*, 100(D12):26247–26261, 1995.
- A. Marshak, J. V. Martins, V. Zubko und Y. J. Kaufmann. What does reflection from cloud sides tell us about vertical distribution of cloud droplet sizes? *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6:5295–5305, 2006.
- J. V. Martins, A. Marshak, L. A. Remer, D. Rosenfeld, Y. J. Kaufmann, R. Fernandez-Borda, I. Koren, V. Zubko und P. Artaxo. Remote sensing the vertical profile of cloud droplet effective radius, thermodynamic phase, and temperature. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 7:4481–4519, 2007.
- B. Mayer. Radiative transfer in the cloudy atmosphere. *European Physical Journal Conferences*, 1:75–99, 2009.
- B. Mayer und A. Kylling. Technical note: The libRadtran software package for radiative transfer calculations - description and examples of use. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 5:1855–1877, 2005.
- B. Mayer, A. Kylling, C. Emde, R. Buras und U. Hamann. *libRadtran*. Munich, 1.0 edition, February 2010. for libRadtran version 1.5-beta.
- G. M. McFarquhar und A. J. Heymsfield. The definition and significance of an effective radius for ice clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55:2039–2052, 1998.
- T. Nakajima, M. D. King und J. D. Spinhirne. Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part II: Marine Stratocumulus Observations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(5):728–750, 1991.
- T. Y. Nakajima und T. Nakajima. Wide-area determination of cloud microphysical properties from NOAA AVHRR measurements for FIRE and ASTEX regions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52:4043–4059, 1995.

- H. R. Pruppacher und J. D. Klett. *Microphysics of clouds and precipitation*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1997.
- D. Rosenfeld und I. M. Lensky. Satellite-Based Insights into Precipitation Formation Processes in Continental and Maritime Convective Clouds. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79:2457–2476, 1998.
- M. L. Salby. *Fundamentals of atmospheric physics*. Acad. Press, San Diego, 1996.
- K. Stammes, S. C. Tsay, W. Wiscombe und I. Laszlo. Disort, a general-purpose fortran program for discrete-ordinate-method radiative transfer in scattering and emitting layered media: documentation and methodology, available from ftp://climate1.gsfc.nasa.gov/wiscombe/multiple_s_catt/. *Technical report*, 2000.
- D. Thain, T. Tannenbaum und M. Livny. Distributed computing in practice: the condor experience. *Concurrency - Practice and Experience*, 17(2-4):323–356, 2005.
- J. Warner. The Microstructure of Cumulus Cloud. Part I. General Features of the Droplet Spectrum. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 26:1049–1059, 1969.
- T. Zinner, A. Marshak, S. Lang, J. V. Martins und B. Mayer. Remote sensing of cloud sides of deep convection: towards a three-dimensional retrieval of cloud particle size profiles. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8:4741–4757, 2008.
- T. Zinner und B. Mayer. Remote sensing of stratocumulus clouds: Uncertainties and biases due to inhomogeneity. *Journal of Geophysical Research*, 111(D14): D14209, doi:10.1029/2005JD006955, 2006.

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle allen danken, die mich beim Verfassen dieser Arbeit unterstützt haben:

- Tobias Zinner für die exzellente Betreuung.
- Claudia Emde und Robert Buras für die Hilfe bei allen erdenklichen Fragen zu *libRadtran*.
- Luca Bugliaro, für die vielen Hilfen in der Einarbeitungsphase.
- Bernhard Mayer und der gesamten Abteilung 3 am DLR für die hilfreichen Diskussionen.
- Lucia Killius und Alexander Soutschek für das Korrekturlesen.
- Allen anderen Beteiligten, die ich evtl. nicht genannt habe.

Erklärung

Diese Arbeit wurde am Meteorologischen Institut in der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München verfasst.

Ich bestätige hiermit, dass ich diese Arbeit alleine angefertigt habe und alle aus anderen Quellen verwendeten Materialien vollständig aufgelistet wurden.

Niels Killius, München, 21. Juli 2010