

Universität Leipzig  
Institut für Meteorologie

# Flugzeuggetragene Fernerkundung von Cirren mittels zweier unabhängiger Spektrometersysteme

Masterarbeit zur Erlangung des akademischen Grades  
**Master of Science**

vorgelegt von:

Kevin Wolf

Matrikel-Nummer: 2151266

Leipzig, den 29. Oktober 2015

Betreuer: Prof. Dr. Manfred Wendisch  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Andreas Macke

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Cirrus und Sub-Visible Cirrus</b>	<b>3</b>
1.1	Entstehung . . . . .	6
1.2	Fernerkundung . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Strahlungstransfer in Cirren</b>	<b>13</b>
2.1	Strahlungsgrößen . . . . .	13
2.2	Spektrale Albedo und Reflektivität . . . . .	14
2.3	Optische Eigenschaften einzelner Partikel . . . . .	14
2.4	Volumetrische Streueigenschaften . . . . .	16
2.5	Optische Eigenschaften von Cirren . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Limb- und Nadir-Geometrie</b>	<b>18</b>
3.1	Einfluss der Beobachtungsgeometrie . . . . .	18
3.2	Optische Dicke . . . . .	20
3.3	Einfluss der Eiskristallform . . . . .	21
3.4	Einfluss der spektralen Bodenalbedo . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Flugzeuggetragene Fernerkundung mit HALO</b>	<b>26</b>
4.1	Messkampagnen . . . . .	26
4.2	SMART-Albedometer . . . . .	28
4.3	Mini-DOAS . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Querkalibrierung zwischen SMART und mini-DOAS</b>	<b>33</b>
5.1	Langzeitstabilität . . . . .	37
5.2	Austausch des Lichtwellenleiters . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Ableitung der optischen Eigenschaften</b>	<b>42</b>
6.1	Einfluss der Eiskristallform . . . . .	46
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>49</b>

# 1 Cirrus und Sub-Visible Cirrus

Als Cirrus bezeichnet man alle hohen Wolken, die in einer Höhe von über sechs Kilometern auftreten. Als Grenze zwischen Sub-Visible Cirrus (SVC) und Cirrus wurde für die optische Dicke ein Wert von  $\tau < 0.03$  festgelegt (Normand et al., 2013). Alle hohen Wolken, bei denen  $\tau$  geringer ist, werden als SVC bezeichnet. Wolken mit einer größeren optischen Dicke werden als Cirrus bezeichnet.

Die Fernerkundung von SVC ist mit Unsicherheiten behaftet. Dennoch ist diese notwendig, da Wolken im Klimasystem der Erde eine große Rolle spielen und deren Bedeutung quantifiziert werden muss. Speziell Cirrus-Wolken und selbst SVC haben, trotz ihrer geringen optischen Dicke, einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf den Energiehaushalt und verändern den Strahlungstransport maßgeblich. Der Strahlungsantrieb stellt die Differenz zwischen bewölktem und unbewölktem Fall dar. So beträgt der Netto-Strahlungsantrieb für optisch dünne Cirrusbewölkung am Oberrand der Atmosphäre und über das Jahr gemittelt  $+1 \text{ W m}^{-2}$  (Lee et al., 2009). Ein positiver Wert stellt dabei eine Erwärmung der Atmosphäre dar.

Im Zuge des anthropogen verursachten Klimawandels und des gleichzeitig ansteigenden Flugverkehrs in den vergangenen Jahren, ist Cirrus Bewölkung immer mehr in den Fokus der Wissenschaft gerückt. Trotz intensiver Forschung ist der aktuelle Kenntnisstand über die Entstehung von diesen Wolken gering und die Wechselwirkung mit anderen Komponenten der Erdatmosphäre nur ansatzweise oder gar nicht verstanden (Sausen et al., 2005). Die durch den Flugverkehr freigesetzten Triebwerksabgase bestehen zu einem Großteil aus Wasserdampf. Zusätzlich werden durch die Verbrennung von Kerosin Rußpartikel emittiert, welche als Kondensationskeime für den freigesetzten Wasserdampf dienen. Unter günstigen Umgebungsbedingungen, wie geringe Temperatur und Übersättigung, entstehen daraus Kondensstreifen, die eine ähnliche Entstehung und damit auch ähnliche physikalische Eigenschaften aufweisen, wie natürlich entstandener Cirrus. So werden Werte für den Strahlungsantrieb von Kondensstreifen zwischen  $+0.006 \text{ W m}^{-2}$  und  $+0.015 \text{ W m}^{-2}$  angegeben (Sausen et al., 2005). Die Unterschiede erscheinen minimal, aber berücksichtigt man die mögliche Fläche, die von verwehten und gealterten Kondensstreifen bedeckt werden kann, so sind die noch vorhandenen Unsicherheiten nicht unerheblich. Zudem stellen die hier genannten Werte das globale Mittel dar. Da Kondensstreifen räumlich begrenzt sind, wird lokal ein deutlich stärkerer Strahlungsantrieb hervorgerufen, als durch den Mittelwert angegeben. Somit führen bereits geringe Abweichungen im globalen Mittel, bei lokaler Betrachtung, zu noch größeren Fehlern. Deshalb muss der Anteil am Strahlungsantrieb von SVC durch Fernerkundungsmethoden genauer ermittelt werden.

In der Strahlungsbilanz der Erde kann Cirrus Bewölkung sowohl erwärmend als auch abkühlend wirken. Entscheidend ist dabei die Verteilung zwischen solarer Abkühlung und terrestrischer Erwärmung. Die abkühlende Wirkung resultiert aus der Reflektion der einfallenden Solarstrahlung zurück in den Weltraum. Dieser Anteil ist relativ gering, da wegen der niedrigen optischen Dicke nur ein kleiner Teil der Strahlung reflektiert wird. Der Großteil, der von der Sonne stammenden Strahlung, kann den Cirrus durchdringen und gelangt bis zur Erdoberfläche. Die terrestrische Erwärmung wird durch die geringe Temperatur der Wolken verursacht, da nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz die Emission von Strahlung von der Temperatur des Körpers abhängig ist. Sie stellen damit eine Komponente des natürlichen Treibhauseffektes dar.

Im globalen, jahreszeitlichen Mittel verursachen Cirren eine Erwärmung der Atmosphäre. Ob lokal betrachtet die solare Abkühlung oder terrestrische Erwärmung überwiegt, ist vor allem

vom Zenitwinkel der Sonne, der Oberflächenalbedo und der optischen Dicke der Wolke abhängig (Fu et al., 1993).

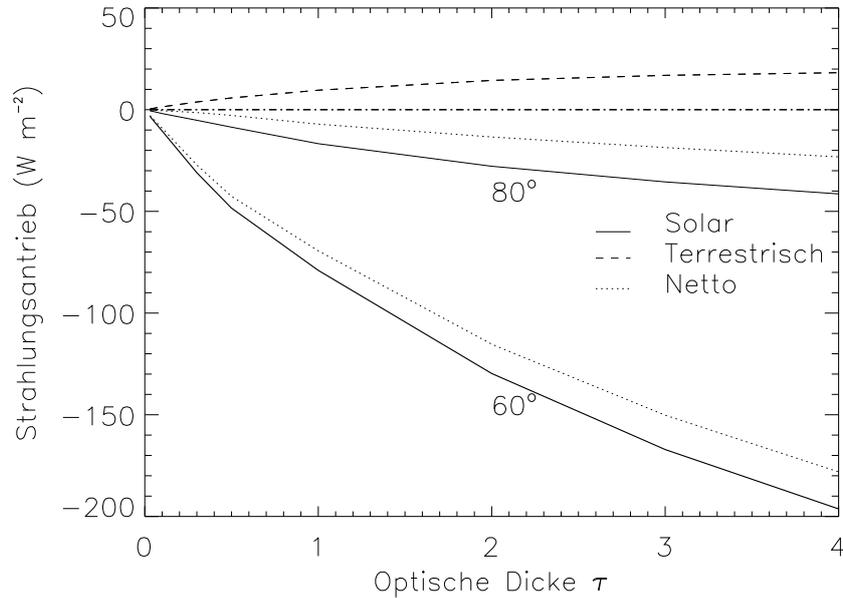


Abbildung 1: Einfluss des Zenitwinkels und der optischen Dicke auf den Strahlungsantrieb am Unterrand der Atmosphäre (BOA). Simuliert für einen Cirrus in 10 000 m Höhe, einer mittleren Eiskristallgröße von  $60 \mu\text{m}$  und mit der spektralen Bodenalbedo des Ozean.

In Abbildung 1 sind Simulationen für zwei unterschiedliche Zenitwinkel gezeigt. Simuliert wurde ein Cirrus in 10 000 m Höhe mit einer mittleren Eiskristallgröße von  $60 \mu\text{m}$ . Als Albedo wurde die spektrale Bodenalbedo einer Meeresoberfläche angenommen. Dabei ist der berechnete Strahlungsantrieb in Abhängigkeit der optischen Dicke des Cirrus aufgetragen. Durch die Variation der optischen Dicke der Wolke, soll der Einfluss auf den Strahlungshaushalt ermittelt werden. Wie die Grafik zeigt, ist der negative Strahlungsantrieb für kleine Zenitwinkel ( $60^\circ$ ) größer, als für die Simulation bei einem von Winkel  $80^\circ$ , bei dem die Sonne nur knapp über dem Horizont steht. So ist der Strahlungsantrieb, bei einer optischen Dicke von  $\tau = 4$  und einem Winkel von  $60^\circ$ , annähernd vier Mal so groß als bei  $80^\circ$ . Damit ist der Strahlungsantrieb vom Sonnenstand abhängig, der sowohl durch die Tageszeit, als auch durch die geographische Breite bestimmt ist. Zudem ist zu erkennen, dass ein Anstieg der optischen Dicke eine zunehmend abkühlende Wirkung im Solaren verursacht, da mehr Strahlung zurück in den Weltraum gestreut wird. Für den terrestrischen Anteil führt die Zunahme der optischen Dicke nur zu einem geringfügigen Anstieg in der terrestrischen Erwärmung, bis ein Maximum erreicht wird. In der Netto-Bilanz führt dies zu einer lokalen Abkühlung am Boden, da die solare Abkühlung die terrestrische Erwärmung überwiegt. Im Bereich der Wolke beziehungsweise an der Obergrenze der Atmosphäre (TOA) kommt es aber zu einer lokalen Erwärmung.

Der dritte Parameter, der über erwärmende und abkühlende Wirkung entscheidet, ist die Bodenalbedo. In Abbildung 2 ist der Strahlungsantrieb in Abhängigkeit der Bodenalbedo für einen SVC mit einer optischen Dicke von  $\tau = 0.03$  und einem effektiven Radius von  $R_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$ , bei einem Zenitwinkel von  $\Theta_s = 60^\circ$  dargestellt. Bereits ab einer Bodenalbedo von circa  $\alpha = 0.05$  ist der Netto-Strahlungsantrieb positiv und die Wolke wirkt damit erwärmend. Der Strahlungsantrieb liegt mit  $\pm 4 \text{ W m}^{-2}$  deutlich unter dem Wert für optisch dickere Wolken, wie im Vergleich

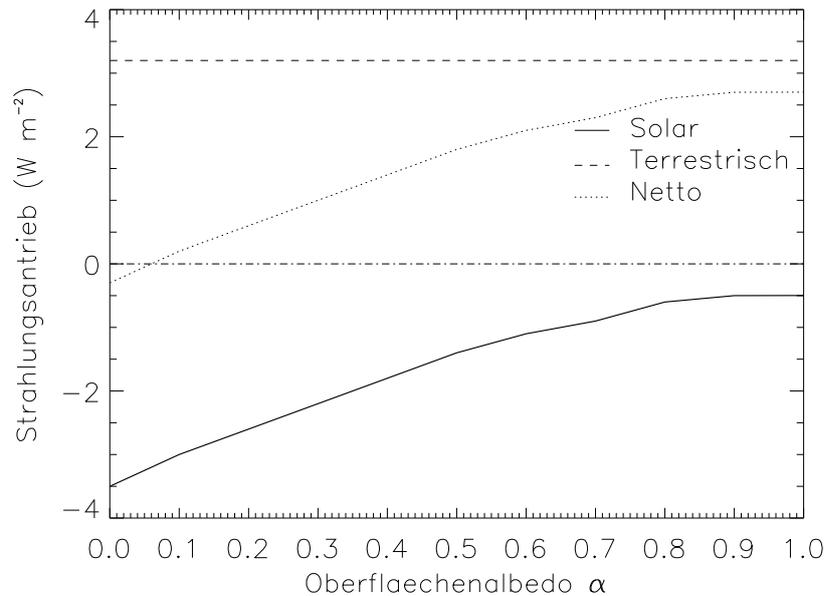


Abbildung 2: Einfluss der Bodenbedo auf den Strahlungsantrieb am (BOA) in Abhängigkeit der Bodenbedo. Simuliert für einen Cirrus mit einer optischen Dicke von  $\tau = 0.03$  in 10 000 m Höhe, einer mittleren Eiskristallgröße von  $10 \mu m$  und bei einem Zenitwinkel von  $50^\circ$ .

zu Abbildung 1 zu erkennen ist. In Abbildung 1 beträgt für den Cirrus mit  $\tau = 2.0$  bei einer Bodenbedo von  $\alpha = 0.1$  der Netto-Strahlungsantrieb bereits  $-4 W m^{-2}$  und kann noch größere Werte annehmen. SVC verursachen damit im Vergleich zu Cirren einen geringen Anteil am Strahlungsantrieb. Da, wie in Abbildung 2 gezeigt, SVC bereits ab einer deutlich geringeren Oberflächenalbedo von nur  $\alpha = 0.05$  auf die Atmosphäre erwärmend wirken, darf dieser geringere Effekt auf den Strahlungshaushalt nicht vernachlässigt werden. Unter Berücksichtigung der planetaren Bodenbedo, welche mit  $\alpha = 0.3$  weit über 0.05 liegt (NASA Earth Fact Sheet), verursachen SVC unabhängig von ihrem Erscheinungsort, nahezu immer einen erwärmenden Effekt.

Neben der geographischen Lage und der optischen Dicke der Cirren, entscheidet die Höhe des Auftretens, die geometrische Dicke, der Eiswassergehalt und die Kristallform, wie Cirren und SVC den Strahlungstransport beeinflussen. So konnte bezüglich dieser Parameter ermittelt werden, dass bei Cirren, welche viele kleinen Partikel, mit einem effektiven Radius von unter  $3 \mu m$  enthalten, ein stark erwärmender Effekt auftritt (Fu und Lio, 1993).

Bei der Betrachtung der abkühlenden Wirkung von Cirren und SVC im solaren Spektralbereich ist zu berücksichtigen, dass Diese nur bei Sonneneinstrahlung auftritt. Nach Sonnenuntergang oder während der Polarnacht, verbleibt der erwärmende Anteil im langwelligen Spektralbereich. Damit ergibt sich für das globale, jährliche Mittel, dass Cirren einen positiven Strahlungsantrieb aufweisen und deshalb auf die Troposphäre insgesamt erwärmend wirken.

Die geschilderten Faktoren zeigen, dass Cirren für das globale Klima relevant sind. Deshalb muss ihre Entstehung und der quantitative Einfluss auf den Strahlungshaushalt der Erde genauer ermittelt und aktuell noch bestehende Unsicherheiten verringert werden. Unterstützt wird diese notwendige Untersuchung durch den Anstieg der globalen Mitteltemperatur, wodurch eine Änderung der Klimatologie von SVC, zum Beispiel eine Zunahme des Bedeckungsgrades, auftreten kann (Martins et al., 2011). Ein Anstieg des Bedeckungsgrades kann möglicherweise

zu weiterer Erwärmung führen und stellt damit einen positiven Feedbackmechanismus dar.

## 1.1 Entstehung

Die Kenntnis über die Entstehungsprozesse von SVC ist von entscheidender Bedeutung, um ihre optischen Eigenschaften, aber auch das Auftreten und die zeitliche Verteilung abschätzen zu können. Am häufigsten entstehen SVC an der Böenfront von hochreichender, konvektiver Bewölkung, wie sie zum Beispiel in den Tropen in Form von Cumulonimbuswolken auftritt. In den stark konvektiven Bereichen der Atmosphäre (Südamerika, Afrika und Südostasien) kann der Anteil an SVC zwischen 30 % bis 40 % betragen. Dieser ist etwas geringer als bei Cirren, welche einen Bedeckungsgrad zwischen 50 % und 60 %, lokal sogar bis 90 %, aufweisen können (Martins et al., 2011). Hierbei muss aber berücksichtigt werden, dass SVC deutlich großflächigere Bereiche abdecken und nicht nur auf die konvektiven Bereiche beschränkt sein müssen. So können die entstandenen SVC, bei langer Lebensdauer, über weite Strecken verweht werden. Ein anderer bedeutender Entstehungsprozess von SVC ist die Hebung entlang von Fronten, Tiefdruckgebieten und entlang von planetaren Wellen oder des Jetstreams. Letzteres führt vor allem in den mittleren Breiten zur Entwicklung von SVC. Neben diesen Mechanismen können SVC auch durch Transport- und Diffusionsprozesse aus Cirren hervorgehen. Damit wird der fließende Übergang und die häufige Koexistenz zwischen Cirren und SVC deutlich. Eine strikte Trennung ist deshalb nicht möglich.

Trotz vieler Untersuchungen ist bis heute das Zusammenspiel der einzelnen Prozesse, die zur Entstehung und Entwicklung von SVC führen können, noch nicht im Detail verstanden. Beeinflussende Parameter sind Art des Nukleationsprozesses, Übersättigung und Temperatur der Luftschicht, sowie die vertikale Windgeschwindigkeit.

Der Übergang von Flüssigwasser in die Eisphase kann durch homogene oder heterogene Eiskernung erfolgen. Welcher dieser beiden Prozesse bei Cirren und SVC dominiert, konnte bis jetzt nicht vollständig ermittelt werden (Kärcher et al., 1999), da Messungen über die Anzahl und Eigenschaften von heterogenen Eiskernen in der Tropopausenregion, nur in unzureichendem Umfang vorhanden sind. Aus der Analyse von Strahlungssimulationen lässt sich vermuten, dass bei Cirren die heterogene Eiskernung vorherrschend sein muss (Jensen et al., 2001). Darunter versteht man das Gefrieren von Wasser an einem Eiskern, zum Beispiel durch Immersions- und Kontaktgefrieren. Andererseits deuten Simulationen von Kärcher (2002) darauf hin, dass zumindest SVC bevorzugt durch homogene Eiskernung entstehen. Bei diesem Prozess kommt es zum spontanen Gefrieren von unterkühltem Wasser, ohne dass Eiskern vorhanden sind. Somit existieren zwei widersprüchliche Theorien über die Entstehung von zwei ähnlichen Wolkentypen. Hinweise auf die vorherrschenden Nukleationsprozesse kann die in den SVC auftretende Formenverteilung der Eiskristalle liefern. Die beim Erstarren entstehenden Kristalle weisen eine große Variation auf (Pruppacher und Klett, 1997), wobei jede Kristallform bevorzugt bei bestimmten Umgebungstemperaturen und Übersättigungen auftritt. Für Cirren sind Bullets, Bullet Rosettes, hohle Säulen, Plättchen und Aggregationen charakteristisch. In aktuellen Studien wurde festgestellt, dass anders als bis jetzt angenommen, auch viele Kristalle in Form von Droxials auftreten können. Die Form eines Eiskristalls ist von großer Bedeutung, da sie für den Strahlungsantrieb relevant ist. Die Intensität der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Eiskristall ist deutlich von der Form abhängig. Des Weiteren bestimmt sie die Sedimentationsgeschwin-

digkeit der Kristalle und damit, wie schnell sich eine Wolke durch das Ausfallen der Partikel auflöst. Neben der Form kann auch aus der Größe der Eispartikel, in einer Wolke, auf die Entstehungsmechanismen geschlossen werden. Wie bei der Form, bestimmt auch die Größe der Partikel die Geschwindigkeit, mit der ein Eiskristall sedimentiert. Somit lässt sich aus der Größe und der Vertikalverteilung der Kristalle in einer Wolke, auf die Entstehungsprozesse und die herrschende Übersättigung schließen.

Zur Bestimmung der bedeutenden Prozesse und ihres Einflusses auf die Lebensdauer, hat Kärcher eine umfangreiche Simulations-Studie an SVC und Cirren durchgeführt (Kärcher, 2002). Dazu modellierte er eine Cirrus-Wolke mit einer Temperatur von 215 K, einer Aerosolkonzentration von  $200 \text{ cm}^{-3}$ , einer Eiskristallkonzentration von  $0.23 \text{ cm}^{-3}$  bei einer Vertikalgeschwindigkeit des Luftpaketes von  $10 \text{ cm s}^{-1}$ . Dann wurde ein einzelner Eiskristall betrachtet. Dieser ist innerhalb von 20 Sekunden von  $2.25 \text{ }\mu\text{m}$  auf nahezu den doppelten effektiven Radius von  $4.3 \text{ }\mu\text{m}$  angewachsen. Dieses rasche Wachstum deutet auf schnelle Wasserdampfdeposition hin. Aus der Simulation geht weiterhin hervor, dass die Extinktion in dem besagten Zeitraum bereits so groß ist, dass eine optische Dicke von  $\tau = 0.03$  überschritten ist. In diesem Fall ist die Wolke bereits nach 20 Sekunden sichtbar gewesen und hat damit das Stadium des SVC schon durchlebt. Das zeigt, dass SVC unter ungünstigen Umgebungsbedingungen nur eine kurze Lebensdauer besitzen, beziehungsweise optimale Bedingungen für die Aufrechterhaltung von SVC, nur in einem engen Bereich gegeben sind. Da eine Zeitspanne von 20 Sekunden, zwischen Entstehung des SVC und Cirrus-Stadium, nahezu vernachlässigbar gering ist, wurde eine weitere Simulation bei geringerer Temperatur und einem damit verbundenen verringerten Depositionskoeffizienten durchgeführt. Dies hat zur Folge, dass die Wasserdampfmoleküle langsamer auf die existierenden Kristalle übergehen und der Wasserdampf auf mehr Eiskristalle verteilt wurde. Dadurch ist eine vermehrte Anzahl an kleinen Eispartikeln entstanden, was einen schnelleren Anstieg der optischen Dicke der Wolke verursacht hat und somit nach zehn Sekunden die Schwelle für SVC überschritten wurde.

Weitere Simulationen haben ergeben, dass eine optimale Umgebungstemperatur für SVC unter  $-58^\circ\text{C}$  liegt, da so eine Lebensdauer von bis zu einigen Stunden gegeben ist. Bei einer höheren Temperatur geht die Verweildauer als SVC auf deutlich unter 10 Minuten zurück und beträgt zum Teil lediglich einige Sekunden (Kärcher, 2002).

Die Entwicklung von SVC wird neben der Temperatur auch durch die Vertikalgeschwindigkeit der Luftmasse bestimmt. Dazu sind in Abbildung 3 zwei Kurven der Extinktion, bei  $1000 \text{ nm}$ , in Abhängigkeit der Vertikalgeschwindigkeit dargestellt. Die gestrichelte Linie stellt den Anfang der Wachstumsphase des Partikels dar. Die durchgezogene Linie markiert die Extinktion am Ende des Wachstumsprozesses, durch Erreichen des Sättigungsgleichgewichtes. Die Grafik zeigt, dass die Extinktion mit zunehmender Vertikalgeschwindigkeit ansteigt. Positive Werte der Vertikalgeschwindigkeit bedeuten hier ein Aufsteigen der Luftmassen. Die Zunahme der Extinktion lässt sich durch vermehrte Feuchtigkeitsadvektion, als Folge der höheren Geschwindigkeit, aus tiefer liegenden Luftschichten erklären. Daraus resultiert ein schnelleres Anwachsen der Eiskristalle. Eine verringerte Vertikalgeschwindigkeit hat eine zunehmende Wachstumsdauer der Eiskristalle zur Folge. Dies resultiert aus einem langsameren Aufsteigen von Feuchtigkeit aus tieferen Luftschichten. Damit ist die vorherrschende Übersättigung geringer und das Anwachsen der Kristalle erfolgt langsamer. So ergibt sich, dass eine geringe, positive Vertikalgeschwindigkeit die Lebensdauer von SVC verlängert. Kommt es aber dazu, dass die Aufstiegs geschwindigkeit einen gewissen Wert unterschreitet und damit die nötige Übersättigung der Umgebung nicht

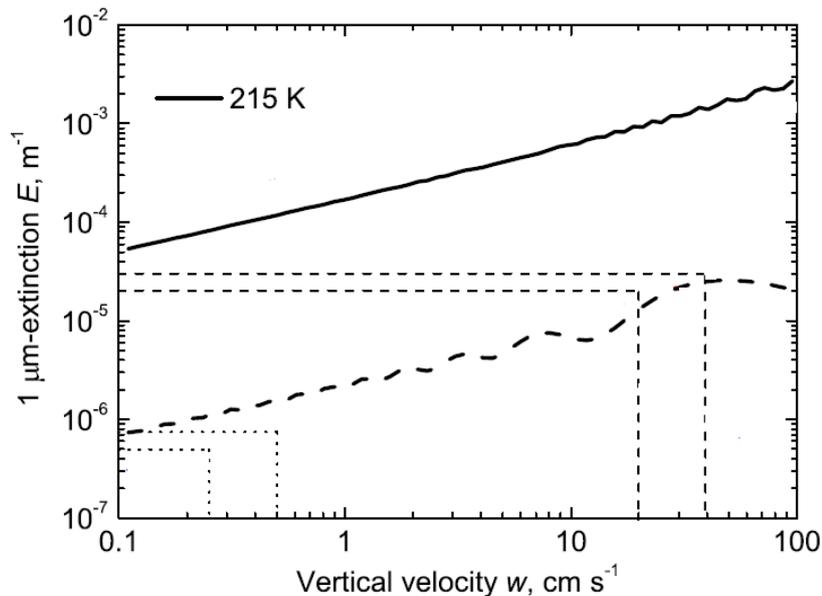


Abbildung 3: Darstellung der Extinktion bei 1000 nm durch einen Cirrus in Abhängigkeit von der Vertikalgeschwindigkeit bei einer Temperatur von 215 K. Die gestrichelte Linie markiert den Beginn des Kristallwachstums und die durchgezogene Linie das Ende. (Kärcher, 2002)

aufrecht erhalten werden kann, so kommt der Wachstumsprozess zum Erliegen und es kann sogar zu Untersättigung kommen. Diese sorgt für eine Reduktion der Kristallgröße und schließlich zum Auflösen der entstandenen Eispartikel. Zudem kann ein Ausfallen der Kristalle aus der bereits entstandenen Wolke auftreten. Sowohl die einsetzende Untersättigung als auch das Ausfallen von Eiskristallen führt zu einem Auflösen der gesamten Wolke.

Zur Verdeutlichung der optimalen Umgebungsbedingungen, sind in Abbildung 4 die Zeiträume  $t_v$  und  $t_s$  für SVC in Abhängigkeit von der Vertikalgeschwindigkeit, bei einer Temperatur von 215 K aufgetragen. Der Zeitraum  $t_v$ , zwischen Entstehung von SVC und dem Übergang zum Cirrus-Stadium durch Feuchtigkeitsadvektion, ist als durchgezogene Linie aufgetragen. Die Zeitspanne  $t_s$ , in der sich SVC durch Sedimentation auflösen, ist als gestrichelte Linie dargestellt. Es zeigt sich, dass  $t_v$  mit zunehmender Vertikalgeschwindigkeit abnimmt, wobei  $t_s$  zunimmt, da in kürzerer Zeit mehr Feuchtigkeit advehiert wird und damit die Partikel schneller anwachsen, aber gleichzeitig nicht sedimentieren können. Ist  $t_v$  kleiner als  $t_s$ , so wächst die Wolke, die optische Dicke steigt an und die Wolke wird sichtbar. Das ist bei einer Vertikalgeschwindigkeit von  $v > 0.9 \text{ cm s}^{-1}$  der Fall. Dabei nimmt die Lebensdauer drastisch ab und geht auf wenige Sekunden zurück. Ist die Vertikalgeschwindigkeit dagegen kleiner, so ist  $t_v > t_s$  und die Wolke löst sich durch Sedimentation auf, da das Ausfallen von großen Eispartikeln schneller stattfindet, als die Neubildung der Kristalle und es damit zu einer Verringerung des Eiswassergehalts in der Wolke kommt. Auch dieser Prozess führt zu einer verkürzten Lebensdauer der SVC. Nur in der Nähe des Schnittpunktes beider Linien, kann ein SVC auf Dauer stabil sein. Sind solche günstige Umgebungsbedingungen gegeben, so kann die Lebensdauer deutlich über 10 Minuten betragen. Die Simulationen zeigen, dass primär die Vertikalwindgeschwindigkeit und erst an zweiter Stelle die Temperatur, die Lebensdauer von SVC bestimmen.

Neben der Neuentstehung durch Eiskondensation und anschließendem Wachstum der Kristalle, können sich SVC auch aus bestehenden Cirren entwickeln. Dabei fallen große Eispartikel

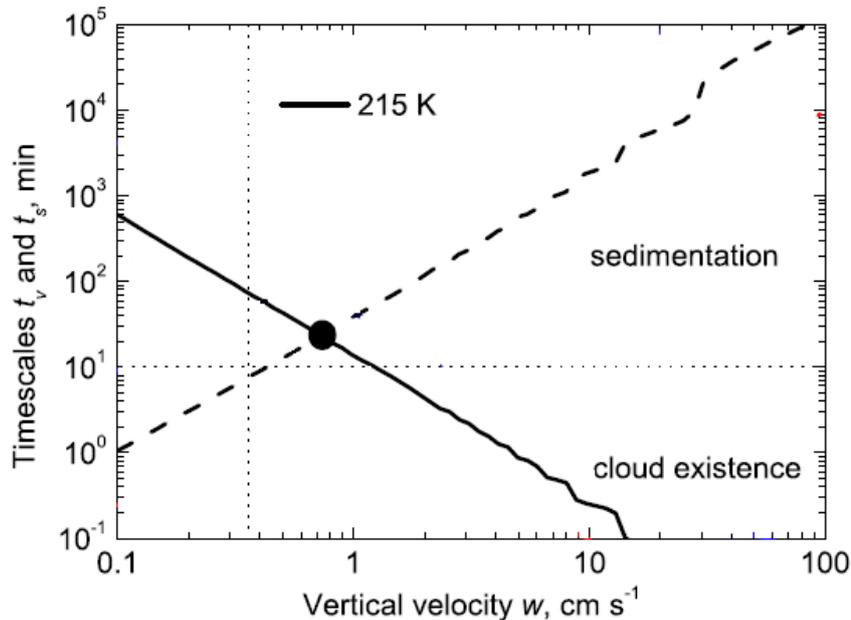


Abbildung 4: Einfluss der Vertikalgeschwindigkeit auf die Dauer des Eiskristallwachstums ( $t_v$ ) und die Sedimentation ( $t_s$ ). (Kärcher, 2002)

aus dem Cirrus aus und es verbleibt ein Rest an kleineren Eiskristalle in der betrachteten Höhenschicht. Infolgedessen nimmt die Extinktion in diesem Bereich immer weiter ab und die Wolke durchschreitet bei diesem Auflösungsprozess kurzzeitig den SVC Status.

Das Auftreten und die daraus resultierende Klimatologie von SVC, ist direkt mit den Ursachen der Entstehung verknüpft. Dies erklärt die gehäufte Existenz im Bereich des Äquators, welcher durch konvektive Bewölkung geprägt ist. Bereits seit 1986 gibt es erste Arbeiten über die globale Verteilung von SVC, die immer weiter verbessert wurden (Reverdy et al., 2012).

Aussagen über Trends der globalen Verteilung von Cirren und speziell SVC, sind aufgrund fehlender Langzeitklimatologien nicht möglich. Somit kann aktuell noch kein direkter Zusammenhang zwischen Klimaerwärmung und veränderter Cirrus-Bewölkung, sowie deren Auswirkung auf den Strahlungshaushalt, aufgezeigt werden. Bereits seit 1986 wird vermutet, dass Rückkopplungsmechanismen zwischen ansteigender Mitteltemperatur und einem zunehmenden Bedeckungsgrad existieren (Liou, 1986). In einer wärmeren Atmosphäre bilden sich, durch eine Verschiebung des Temperaturprofils in größere Höhen, vermehrt Wolken in den oberen Bereichen der Troposphäre. Dabei tritt wiederum die erwärmende Wirkung von Cirren und SVC auf, was einen positiven Feedbackmechanismus darstellt.

Erst seit dem Start des Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations Satelliten (CALIPSO) im Jahr 2006, ist die Erstellung von hoch aufgelösten Karten über die Verteilung von SVC möglich (Martins et al., 2012). Diese ermöglichen erstmals die Untersuchung von Trends in der Klimatologie von SVC. Zuvor war die Fernerkundung in diesem Umfang und der notwendigen Genauigkeit nicht möglich. Seit langem ist ebenso bekannt, dass eine Zunahme der Temperatur eine Veränderung des Eiswassergehaltes in Wolken zur Folge hat, da warme Luft mehr Feuchtigkeit aufnehmen kann als Kalte. Im Gegensatz zur Bestimmung von Trends in der globalen Verteilung, konnte eine Modifikation im Eiswassergehalt, aufgrund einer Temperaturzunahme, bereits durch Flugzeugmessungen nachgewiesen werden

(Liou, 1986). Des Weiteren wurde in Cirrus-Wolken eine Änderung der Eispartikelkonzentration und der Kristallform festgestellt. So führt ein Anstieg der Temperatur zur Bildung von komplexeren Kristallformen aufgrund von Aggregation und zu einer Zunahme der Kristallgröße (Pruppacher und Klett, 1997).

Cirren und SVC greifen nicht nur in den Strahlungshaushalt der Atmosphäre ein, sondern beeinflussen auch die Hydrologie der Tropo- und Stratosphäre. Wiensz et al. (2013) beschreibt die Dehydrierung der unteren Stratosphäre durch 'Gefrietrocknung'. Kommt es zu einem Absinken von feuchten Luftmassen aus der Stratosphäre in die Troposphäre, so führt dies zu einer Anreicherung der Feuchtigkeit, der Sättigungsdampfdruck wird erreicht und es setzt Kondensation mit anschließendem Gefrieren ein oder der Wasserdampf geht sofort in die Eisphase über. Beide Vorgänge können zur Entstehung von SVC und Cirren führen. Durch Unsicherheiten bei der heterogenen Eisnukelation, hinsichtlich Anzahl und Aktivität der Eisnuklei, sowie mangelnder Messungen der Feuchtigkeit in der Tropopausenregion, sind diese Prozesse noch nicht im Detail verstanden. Als eine Folge des Feuchtigkeitstransports aus der Stratosphäre in die Troposphäre, kommt es zu einer Verschiebung der Heiz- u. Kühlraten (Wiensz et al., 2013). Daraus resultiert eine weitere Erwärmung der oberen Troposphäre und Abkühlung der unteren Stratosphäre. Zusätzlich gibt es die Vermutung, dass die Verschiebung des Temperaturprofils, die gesamte Zirkulation in der Stratosphäre und damit auch die Ozonkonzentration beeinflussen kann (Dessler et al., 1996). Dies macht deutlich, dass der Einfluss von Cirren und SVC weit über den Einfluss auf den Strahlungshaushalt hinaus geht.

## 1.2 Fernerkundung

Um mehr Informationen über SVC und deren Einfluss zu erhalten, ist man auf Fernerkundungsmethoden angewiesen. Lediglich bei einigen wenigen Kampagnen werden mittels Flugzeugen direkte Messungen (in-situ) in den Wolken vorgenommen. Solche Projekte sind vor allem durch den hohen finanziellen und logistischen Aufwand in ihrer Anzahl beschränkt.

In der Wolkenfernerkundung ist man bestrebt, die folgenden sechs Parameter ableiten zu können:

- Bedeckungsgrad
- Wolkenmitteltemperatur
- Wolkenhöhe
- Eiswassergehalt
- optische Dicke
- effektiver Radius

Mit Diesen ist es möglich, eine Wolke zu charakterisieren und weitergehende Untersuchungen daran durchzuführen.

Abhängig von Wolkentyp und den Umgebungsbedingungen ergeben sich für die abgeleiteten Parameter erhebliche Fehlerbereiche. In dieser Arbeit erfolgt eine Beschränkung auf die Betrachtung der optischen Dicke und des Effektivradius.

Neben den mikrophysikalischen Eigenschaften ist das globale Auftreten von Cirren und SVC von Interesse. Für die Ermittlung solcher räumlichen Verteilungen werden Messträger benötigt, die lange Zeiträume und große Bereiche der Erde abdecken können. Als eine Möglichkeit eignen sich polarumlaufende oder geostationäre Satelliten, welche jeweils spezifische Vor- und Nachteile aufweisen. So bieten polarumlaufende Satelliten eine bessere räumliche Auflösung als geostationäre Satelliten, benötigen aber zur Erfassung der gesamten Erdoberfläche mehrere Tage. Dagegen besitzen geostationäre Satelliten eine zeitlichen Auflösung von wenigen Minuten, decken aber großflächige Bereiche ab, was ihre räumliche Auflösung deutlich verringert.

Innerhalb des letzten Jahrzehnts sind einige signifikante Fortschritte bezüglich der SVC Fernerkundung mittels Satelliten erzielt worden. Als Beispiel ist hier CALIPSO zu nennen. Mit der satellitenbasierten Fernerkundung ist es erstmals möglich, eine globale Aerosolverteilung zu erhalten. Durch Störungen in den Messungen fand man heraus, dass mit CALIPSO auch Cirren und SVC detektiert werden können. Damit ist die Erstellung von Karten über den globalen Bedeckungsgrad (Sassen und Wang, 2008) und Klimatologien von Cirren und SVC möglich. (Minnis et al., 2004).

Fernerkundungsmethoden weisen immer Unsicherheiten auf, da keine direkte Messung vorgenommen wird. So ist bei Satellitenmessungen von Cirren die Bodenalbedo zu berücksichtigen. Aufgrund der geringen optischen Dicke, scheint der Untergrund durch die Wolke hindurch und beeinflusst die Messung. Der Sensor des Satelliten registriert damit die gestreute Strahlung von Wolke und Boden. Um die Signale zu trennen ist eine exakte Kenntnis der Bodenalbedo vorzusetzen. Weicht die angenommene Bodenalbedo jedoch von der Realität ab, so führt dies zu Fehlern in den abgeleiteten optischen Parametern. Je geringer die optische Dicke des Cirrus ist, um so stärker wirkt sich die Bodenalbedo auf die Messung aus (Fricke et al., 2014). Weiterhin sind Inhomogenitäten der Wolkenstruktur, vor allem bei den variablen Cirren, zu berücksichtigen. Im Bereich weniger Zentimeter können sich die mikrophysikalischen Eigenschaften vollständig ändern. Um diese zu erfassen, ist eine gute zeitliche und räumliche Auflösung der Sensoren und Messgeräte notwendig. Besonders bei Satellitenmessungen ist dies ein Problem. So können bei niedrigen Messfrequenzen, zwischen zwei Punkten Entfernungen von mehreren hundert Metern bis zu einige Kilometer liegen. Eine etwas bessere räumliche Auflösung ist durch Flugzeugmessungen gegeben. Doch auch bei diesen können Änderungen innerhalb der Wolke, welche im Mikrometerbereich stattfinden und maßgeblich für die Physik der Wolke sind, nur unzureichend erfasst werden. Nur wenn die Messfrequenz hoch genug ist, sind aussagekräftige Messungen bezüglich Inhomogenitäten und Gradienten an Wolkenrändern möglich. Die Vorteile von Flugzeugmessungen gegenüber ortsfesten Messungen sind ihre räumliche Flexibilität. Je nach technischen Bedingungen des Messträgers, können nahezu alle Gebiete auf der Erde erreicht werden. Auch ist es mit Flugzeugmessungen möglich, die Troposphäre in ihrer gesamten vertikalen Ausdehnung zu vermessen.

Ein anderer wichtiger Punkt bei der Fernerkundung, ist die verwendete Messgeometrie, die speziell bei den SVC zu berücksichtigen ist. Aufgrund der geringen optischen Dicke kann es dazu kommen, dass SVC von Messgeräten mit Nadir-Geometrie nicht registriert werden. Satellitenmessungen werden meist in dieser Konfiguration durchgeführt. Dabei ist der Sensor direkt auf den Untergrund ausgerichtet und ein großer Teil des empfangenen Signals wird durch die Bodenalbedo bestimmt. Im Falle von optisch dünnen SVC führt die Unsicherheit in der Bodenalbedo zu einer fehlerhaften Bestimmung der optischen Parameter. Zudem ist durch die geringe Strecke der Strahlung durch die Wolke, der Anteil an zurück gestreuter Strahlung

klein gegenüber dem Untergrund und liegt möglicherweise unterhalb der Detektionsschwelle des Geräts. So kann es passieren, dass nicht zwischen dem Hintergrundrauschen, welches durch die Streuung an Luft- und Wassermolekülen entsteht, und der Rückstreuung durch SVC unterschieden werden kann. Die Rückstreuung durch die Wolke und andere atmosphärische Bestandteile kann die gleiche Größenordnung aufweisen, was eine Trennung zwischen Wolke und Atmosphäre unmöglich macht.

Um dennoch geringe Konzentrationen an Spurengasen und Wolkenpartikel in der Atmosphäre zu detektieren, wurde die Limb-Geometrie entwickelt. Dabei erfolgt die Messung schräg durch die Atmosphäre hindurch und der Pfad, den die Strahlung durch das Messobjekt zurück legt, wird künstlich verlängert. So erhöht sich die Intensität des Signals am Sensor und kann vom Hintergrund unterschieden werden. Die Sensitivität gegenüber Molekülen, Aerosolpartikeln und SVC steigt an. Zusätzlich hat die Methode den Vorteil, dass mit zunehmendem Limb-Winkel, der Lichtpfad flacher durch die Atmosphäre verläuft und damit der Einfluss des Untergrundes abnimmt.

Die Unterschiede und Vorteile von passiven Nadir- und Limbmessungen, zur Fernerkundung von SVC, sollen in dieser Arbeit untersucht werden. Dazu werden nach einem einführenden Theorieteil in Kapitel 2, im 3. Kapitel die durchgeführten Sensitivitätsstudien präsentiert. Dabei soll ermittelt werden, welchen Einfluss die Bodenalbedo, die optische Dicke der Wolke und verschiedene Sensorwinkel, auf die registrierte Radianz haben. Anschließend erfolgt in Kapitel 4 eine Beschreibung der in dieser Arbeit ausgewerteten Messkampagnen und die dabei verwendeten Messgeräte. Kapitel 5 umfasst die Querkalibrierung zwischen dem Spectral Modular Airborne Radiation measurement sysTem (SMART) der Universität Leipzig und dem mini-DOAS der Universität Heidelberg. DOAS steht dabei für Differential Optical Absorption Spectroscopy, eine Methode zur Bestimmung von Spurengasen und deren Konzentration aus spektralen Messungen. Im letzten Kapitel werden die kalibrierten Messungen dazu verwendet, eine Ableitung der optischen Dicke eines Cirrus durchzuführen, der während der ML-Cirrus Kampagne überflogen wurde.

## 2 Strahlungstransfer in Cirren

Zur Beschreibung und dem Verständnis des Strahlungstransfers in Cirren, auf dessen Grundlage die passiven Fernerkundungsmethoden beruhen, müssen sowohl die wichtigsten Strahlungsgrößen, als auch Parameter zur Beschreibung der optischen Eigenschaften, definiert werden.

### 2.1 Strahlungsgrößen

Die Strahlungsflussdichte  $F$ , auch als Irradianz bezeichnet, in der Einheit  $\text{W m}^{-2}$ , ergibt sich aus der Strahlungsenergie  $E_{rad}$  aus dem gesamten Halbraum, die pro Zeiteinheit  $t$  ein bestimmtes Flächenelement  $A$  passiert. Die Ausrichtung der bestrahlten Fläche ist im Allgemeinen als beliebig anzunehmen. So ist  $F$  durch

$$F = \frac{d^3 E_{rad}}{dt d^2 A} \quad (2.1)$$

gegeben. Für atmosphärische Anwendungen wird die Strahlungsflussdichte immer auf eine horizontal ausgerichtete Fläche  $A_{\perp}$  bezogen. Unter einer horizontalen Ausrichtung versteht man, dass der Normalenvektor in Zenitrichtung zeigt. So ergibt sich mit

$$d^2 A = \frac{d^2 A_{\perp}}{\cos(\theta)}, \quad (2.2)$$

die Strahlungsflussdichte für eine horizontal ausgerichtete Fläche

$$F = \frac{d^3 E_{rad}}{dt d^2 A_{\perp}} \cdot \cos(\theta). \quad (2.3)$$

Betrachtet man die Strahlung nur aus einem gewissen Raumwinkel  $\Omega$ , so spricht man von der Strahldichte  $I$ , welche auch als Radianz bezeichnet wird und die Einheit  $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$  besitzt. Somit ergibt sich

$$I = \frac{d^5 E_{rad}}{dt d^2 A_{\perp} d^2 \Omega}. \quad (2.4)$$

Dabei wird der Raumwinkel  $\Omega$  durch den Zenitwinkel  $\theta$  und den Azimutwinkel  $\varphi$

$$d^2 \Omega = \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (2.5)$$

beschrieben. Radianzen finden in der Fernerkundung bei abbildenden Messungen, wie zum Beispiel bei Satelliten, Anwendung.

Durch Integration der Radianz über den gesamten Kugelraum, ist es möglich, die Irradianz zu berechnen:

$$F = \iint_{2\pi} I \cdot \cos(\theta) d^2 \Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) d\theta d\varphi. \quad (2.6)$$

$F$  kann für den oberen und unteren Halbraum separat definiert werden. Dabei bezeichnet  $F^{\downarrow}$  den oberen Halbraum ( $\theta$  von  $0$  bis  $360^\circ$  und  $\varphi$  von  $0$  bis  $90^\circ$ ) mit der abwärts gerichteten und  $F^{\uparrow}$  den unteren Halbraum ( $\theta$  von  $0$  bis  $360^\circ$  und  $\varphi$  von  $90^\circ$  bis  $180^\circ$ ) mit der aufwärts gerichteten Radianz.

$$F^{\downarrow} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (2.7)$$

$$F^{\uparrow} = - \int_0^{2\pi} \int_{\pi/2}^{\pi} I \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) d\theta d\varphi. \quad (2.8)$$

Im Falle von isotroper Strahlung  $I(\theta, \varphi) = \text{const.}$  ist die Radianz durch

$$F = \pi \text{ sr} \cdot I \quad (2.9)$$

gegeben.

## 2.2 Spektrale Albedo und Reflektivität

Aus der spektralen Irradianz  $F_\lambda$  und Radianz  $I_\lambda$ , lassen sich die spektrale Albedo  $\rho_\lambda$  und die spektrale Reflektivität  $\gamma_\lambda$  ermitteln. Bei der Fernerkundung vom Flugzeug aus, werden die zu untersuchenden Wolken häufig überflogen und damit die von der Wolkenoberkante stammende Strahlung gemessen. Deswegen beziehen sich die folgenden Parameter immer auf die Oberkante der Wolke mit der Höhe  $z_{\text{top}}$ .

Die spektrale Albedo, welche keine Einheit besitzt, stellt das Verhältnis zwischen aufwärts und abwärts gerichteter Irradianz dar und ist wie folgt definiert:

$$\rho_\lambda(z_{\text{top}}) = \frac{F_\lambda^\uparrow(z_{\text{top}})}{F_\lambda^\downarrow(z_{\text{top}})}. \quad (2.10)$$

Aufgrund der Energieerhaltung kann  $\rho_\lambda$  nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen.

Die spektrale Reflektivität, welche einheitenlos ist, ergibt sich durch das Verhältnis von aufwärts gerichteter Radianz und abwärts gerichteter Irradianz.

$$\gamma_\lambda(z_{\text{top}}) = \frac{I_\lambda^\uparrow(\theta = \pi, z_{\text{top}})}{F_\lambda^\downarrow(z_{\text{top}})} \cdot \pi \text{ sr}. \quad (2.11)$$

Anders als die Albedo, kann die spektrale Reflektivität, auch Werte größer als eins annehmen.

## 2.3 Optische Eigenschaften einzelner Partikel

Zur Beschreibung der Wechselwirkung von Partikeln mit elektromagnetischer Strahlung, werden verschiedene Einfachstreuparameter wie optischer Querschnitt, Effizienzfaktoren, Einfachstreu-albedo und Streuphasenfunktion verwendet.

### Optischer Querschnitt

Der optische Querschnitt, mit der Einheit  $\text{m}^2$ , gibt an, wie effektiv die Wechselwirkung zwischen Partikel und elektromagnetischer Welle, bezüglich Streuung, Absorption und Extinktion ist. Es handelt sich um relative Größen, die sich aus dem Verhältnis von Strahlungsfluss  $\Phi$  zu Strahlungsflussdichte  $F$  ergeben.

$$C_{\text{ext}} = \frac{\Phi_{\text{ext}}}{F_{\text{inc}}} \quad C_{\text{sca}} = \frac{\Phi_{\text{sca}}}{F_{\text{inc}}} \quad C_{\text{abs}} = \frac{\Phi_{\text{abs}}}{F_{\text{inc}}} \quad (2.12)$$

Aus der Summe der Extinktions- und Streuquerschnitte ergibt sich der Absorptionsquerschnitt:

$$C_{\text{ext}} + C_{\text{sca}} = C_{\text{abs}}. \quad (2.13)$$

## Effizienzfaktoren

Die einheitenlosen Effizienzfaktoren für Streuung, Absorption und Extinktion ergeben sich durch Normalisierung des optischen Querschnitts  $C$  mit dem geometrischen Querschnitt  $A_{proj}$ , welcher die gedachte Projektion des Partikels auf eine Ebene darstellt.

$$Q_{sca} = \frac{C_{sca}}{A_{proj}} \quad Q_{abs} = \frac{C_{abs}}{A_{proj}} \quad Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{A_{proj}} \quad (2.14)$$

In Abhängigkeit von betrachteter Wellenlänge und Partikelgröße schwanken die Effizienzfaktoren. Daraus ergibt sich, dass die Intensität der Streuung, Absorption und Extinktion für eine konstante Partikelgröße, für verschiedene Wellenlängen, unterschiedliche Werte annimmt und damit wellenlängenabhängig ist.

## Einfachstrealbedo

Bei der Einfachstrealbedo  $\tilde{\omega}$  handelt es sich um eine dimensionslose Größe, die angibt, wie groß der Anteil der Absorption am Gesamtprozess der Extinktion ist.

$$\tilde{\omega} = \frac{C_{sca}}{C_{sca} + C_{abs}} = \frac{C_{sca}}{C_{ext}} \quad (2.15)$$

Der Wert für  $\tilde{\omega}$  liegt zwischen 0 und 1, wobei eine Einfachstrealbedo nahe bei 1 für nahezu keine Absorption spricht. Dieser Fall wird auch als konservative Streuung bezeichnet. Ist  $\tilde{\omega} = 0$  tritt reine Absorption auf.

## Streuphasenfunktion

Die dimensionslose Streuphasenfunktion  $\mathcal{P}(\vartheta, \varphi)$  besagt, wie wahrscheinlich es ist, dass ein Photon durch die Streuung an einem Partikel, in einen bestimmten Raumwinkelbereich gestreut wird. Der Winkel zwischen einfallender und gestreuter Strahlung wird als Streuwinkel  $\vartheta$  bezeichnet. Der Azimutwinkel wird mit  $\varphi$  gekennzeichnet. Integriert man  $\mathcal{P}(\vartheta, \varphi)$  über den gesamten Raumwinkelbereich, so muss aufgrund der Normierung, die folgende Bedingung erfüllt sein:

$$\iint_{4\pi sr} \mathcal{P}(\vartheta, \varphi) d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \mathcal{P}(\vartheta, \varphi) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = 4\pi sr. \quad (2.16)$$

Die Phasenfunktionen, welche von der Form des betrachteten Partikels abhängig ist, sind in Abbildung 5 gezeigt. Dabei ist die Intensität der gestreuten Strahlung in Abhängigkeit des Streuwinkels dargestellt. Zum Einen unterscheiden sich die Phasenfunktionen von Eiskristallen deutlich von der Phasenfunktion von sphärischen Partikeln, zum Anderen variiert die Phasenfunktionen auch für jede einzelne Eiskristallform.

Erkennbar ist, dass Eiskristalle einen um mehrere Größenordnungen höheren Anteil an Strahlung in Vorwärtsrichtung streuen, als in Rückwärtsrichtung. Des Weiteren ist ersichtlich, dass Eiskristalle gegenüber Wassertropfen eine vermehrte Seitwärtsstreuung (zwischen  $60^\circ$  und  $120^\circ$ ) und Rückwärtsstreuung besitzen. In den Phasenfunktionen der Eiskristalle sind bei  $\vartheta = 22^\circ$  und  $\vartheta = 46^\circ$  charakteristische Maxima zu erkennen. Diese sorgen für die Entstehung der entsprechenden Halo-Erscheinungen um die Sonne.

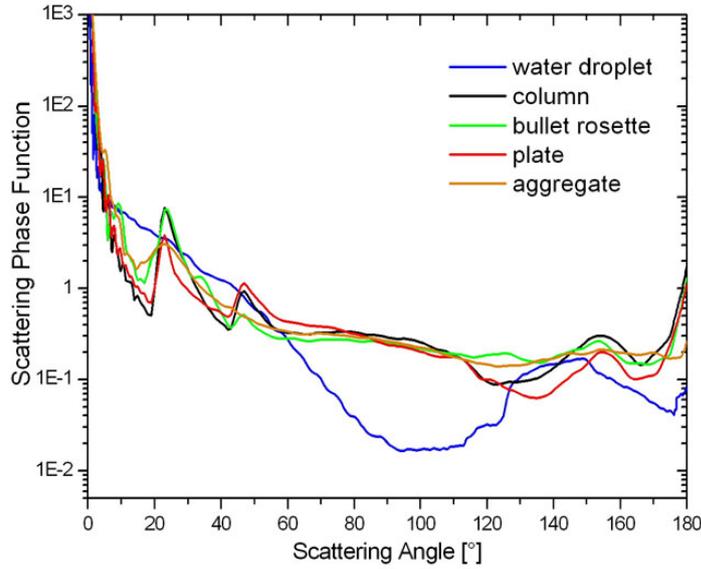


Abbildung 5: Streuphasenfunktion von sphärischen Wassertropfen und verschiedenen Eiskristallen in Abhängigkeit des Streuwinkels. [www.uni-leipzig.de](http://www.uni-leipzig.de)

## 2.4 Volumetrische Streueigenschaften

In Abschnitt 2.3 wurden die optischen Eigenschaften einzelner Partikel betrachtet. Betrachtet man ein Volumenelement, welches mehrere Partikel enthält, so kommt es zur Integration und Wichtung der einzelnen Eigenschaften über die Gesamtanzahl der vorhandenen Partikel.

### Volumetrischer Streu-, Absorptions- und Extinktionskoeffizient

Analog zu den optischen Querschnitten für Streuung, Absorption und Extinktion an einzelnen Partikeln, erfolgt die Betrachtung für ein Volumenelement. Dazu werden die jeweiligen optischen Querschnitte über die gesamte Partikelpopulation integriert.

$$b_{ext} = \int C_{ext}(\tilde{D}) \cdot \frac{dN}{dD}(\tilde{D}) d\tilde{D}. \quad (2.17)$$

### Volumetrische Einfachstreu-Albedo und Streuphasenfunktion

Die volumetrische Einfachstreu-Albedo ergibt sich durch

$$\langle \tilde{\omega} \rangle = \frac{1}{b_{ext}} \int \tilde{\omega}(\tilde{D}) \cdot C_{ext}(\tilde{D}) \cdot \frac{dN}{dD}(\tilde{D}) d\tilde{D}. \quad (2.18)$$

und die volumetrische Streuphasenfunktion lässt sich mit

$$\langle \mathcal{P}(\cos \vartheta) \rangle = \frac{1}{b_{sca}} \int \mathcal{P}(\cos \vartheta, \tilde{D}) \cdot C_{sca}(\tilde{D}) \cdot \frac{dN}{dD}(\tilde{D}) d\tilde{D} \quad (2.19)$$

berechnen.

## 2.5 Optische Eigenschaften von Cirren

### Effektivradius

Der Effektivradius  $R_{\text{eff}}$ , in der Einheit  $\mu\text{m}$ , ist der flächengewichtete, mittlere Radius einer Eiskristallverteilung. Dieser ist besonders für die Parametrisierung bei Strahlungstransferberechnungen von Interesse. Nach der Definition von Mitchel et al. (2002) beschreibt er den Weg, den ein Photon in einem Eiskristall zurücklegt, ohne dass es zu interner Reflektion oder Refraktion kommt. Damit ermöglicht der Effektivradius die Charakterisierung der Wechselwirkung zwischen elektromagnetischer Welle und Teilchen.

Für  $R_{\text{eff}}$  existieren verschiedene Formeldefinitionen. Nach Yang et al. (2000) ist der effektive Radius von Eiskristallen durch:

$$R_{\text{eff}} = \frac{3 \int V(\tilde{D}) \cdot \frac{dN}{dD}(\tilde{D}) dD}{4 \int A(\tilde{D}) \cdot \frac{dN}{dD}(\tilde{D}) dD} \quad (2.20)$$

gegeben.  $D$  ist der maximale Durchmesser eines Partikels,  $\frac{dN}{dD}(D)$  gibt die Anzahl der Eiskristalle an, welche den Durchmesser  $D$  besitzen.  $V$  repräsentiert das Volumen und  $A$  die gedachte, projizierte Fläche des Eiskristalls.

### Optische Dicke

Die optische Dicke  $\tau$  ergibt sich durch Integration des volumetrischen Extinktionskoeffizienten von der Wolkenunter- bis zur Wolkenobergrenze über die geometrische Höhe  $z$ .

$$\tau(z) = \int_{z_{\text{base}}}^{z_{\text{top}}} b_{\text{ext}}(\tilde{z}) d\tilde{z} \quad (2.21)$$

Sie beschreibt, in welchem Maße elektromagnetische Strahlung auf dem Weg durch eine Wolke abgeschwächt wird. Geringe Werte von  $\tau$  deuten auf eine hohe Durchlässigkeit hin, wobei große Werte auf eine deutliche Abschwächung der Strahlung schließen lassen. Da die Extinktion wellenlängenabhängig ist, besitzt auch die optische Dicke eine Wellenlängenabhängigkeit.

Die optische Dicke wird für die Berechnung im Beer-Lambert-Bouguer'schen Gesetz verwendet. Dieses ist durch die Gleichung:

$$I_{\text{dir}}(\tau, \mu_0, \varphi_0) = \frac{S_0}{4\pi sr} \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \quad (2.22)$$

gegeben. Dabei ist  $S_0$  die Solarkonstante mit  $1367 \text{ W m}^{-2}$  die den Oberrand der Atmosphäre erreicht. Dieser Wert schwankt im Laufe des Jahres wegen der Exzentrizität der Erdumlaufbahn. Die Position der Sonne wird durch den Zenit- und Azimutwinkel der Sonne, entsprechend  $\mu_0 = \cos(\vartheta_0)$  und  $\varphi_0$ , beschrieben. Die Abschwächung der Strahlung wird durch Streuung, was diffuse Strahlung erzeugt, und Absorption, welche eine Umwandlung in andere Energieformen zur Folge hat, verursacht.

### 3 Limb- und Nadir-Geometrie

Die Fernerkundung von optisch dünnem Cirrus und SVC ist durch die geringe Intensität der zurückgestreuten Strahlung limitiert. Zusätzlich erschwert der Einfluss der Bodenalbedo in Nadir-Blickrichtung die Ableitung der optischen Eigenschaften von Wolken. In diesem Abschnitt soll deshalb untersucht werden, in wie weit die Fernerkundung in Limb-Geometrie, die Sensitivität gegenüber dünnem Cirrus erhöht und die Unsicherheiten durch die Bodenalbedo verringert werden können.

Für die Untersuchungen wurde libRadTran verwendet. Dabei handelt es sich um eine Sammlung von verschiedenen Funktionen und Programmen, welche unter anderem die Berechnung der solaren und terrestrische Strahlung, innerhalb der Erdatmosphäre, ermöglichen (Mayer et al., 2005). Dabei wird die Interaktion der elektromagnetischen Strahlung mit Molekülen, Aerosolpartikeln, Wolkentropfen und Eiskristallen berechnet. Durch Erstellen einer Eingabedatei wurde, unter Verwendung von Beobachtungsdaten, eine Atmosphäre definieren, für welche die Simulationen durchgeführt werden. Zu diesen Parametern gehören zum Beispiel Temperaturprofile, Wolkenschichten, Aerosolepartikel und verschiedene Bodenalbedo.

Aus der gegebenen Programmbibliothek wurde der FDISORT2 Algorithmus verwendet, um die Gleichungssysteme der Strahlungssimulation zu lösen. Dieser basiert auf der Arbeit von Stamnes et al. (2000). Für die horizontale Auflösung der Atmosphäre wurde eine eindimensionale Geometrie mit plan-parallelen Schichten verwendet.

Die Sensitivitätsstudien basieren auf einem typischen Cirrus, der während der ML-Cirrus Kampagne, am 26. März 2014 beobachtet wurde. Während des durchgeführten Messfluges wurde die Wolke in einer Höhe von 12 000 m überflogen und dann bei 11 700 m durchflogen. Entsprechend dieser Werte ist die Wolkenoberkante und Wolkenmitte definiert. Für die Simulationen wird die Eiskristallparametrisierung für Säulen nach Hey angenommen. Entsprechend den Beobachtungen wurde der Cirrus in einer Höhe zwischen 10 000 m und 12 000 m simuliert. Er weist einen Eiswassergehalt von  $0.1 \text{ g m}^{-3}$  auf. Der Zenitwinkel wurde mit libRadtran, für den Zeitpunkt der Messung (08:30 UTC), auf  $\varphi = 75^\circ$  festgelegt. Als Atmosphärenmodell wurde das 'midlatitude summer'-Modell ausgewählt. Dieses enthält eine angenommene Temperatur- und Druckverteilung für eine Sommeratmosphäre der mittleren Breiten. Zur Berücksichtigung der spektralen Bodenalbedo, wurde eine Ozeanoberfläche angenommen, da die Messung über dem Nordatlantik stattgefunden hat.

#### 3.1 Einfluss der Beobachtungsgeometrie

Um den Einfluss der Beobachtungsgeometrie zu ermitteln, wurden Simulationen für unterschiedliche Sensorwinkel, in einem Bereich von  $0^\circ$  bis  $89^\circ$  durchgeführt. Abbildung 6 zeigt die simulierte Radianz bei 532 nm Wellenlänge für einen Cirrus mit einem effektiven Radius von  $10 \mu\text{m}$  und einer optischen Dicke von  $\tau = 0.03$ . Die durchgezogene Linie zeigt die Radianz am Oberrand der Wolke, wobei die gestrichelte Linie die Radianz in der Mitte der Wolke zeigt. Die dritte Linie gibt die Radianz an, die alleine durch die Atmosphäre verursacht wird (wolkenloser Fall).

Mit ansteigendem Sensorwinkel, ist eine Zunahme der Radianz verknüpft. Der zunehmende Winkel hat zur Folge, dass der gedachte Pfad der Photonen immer länger und flacher durch die Atmosphäre verläuft. Damit zeigt sich, dass durch einen längeren Messpfad, eine stärkeres Si-

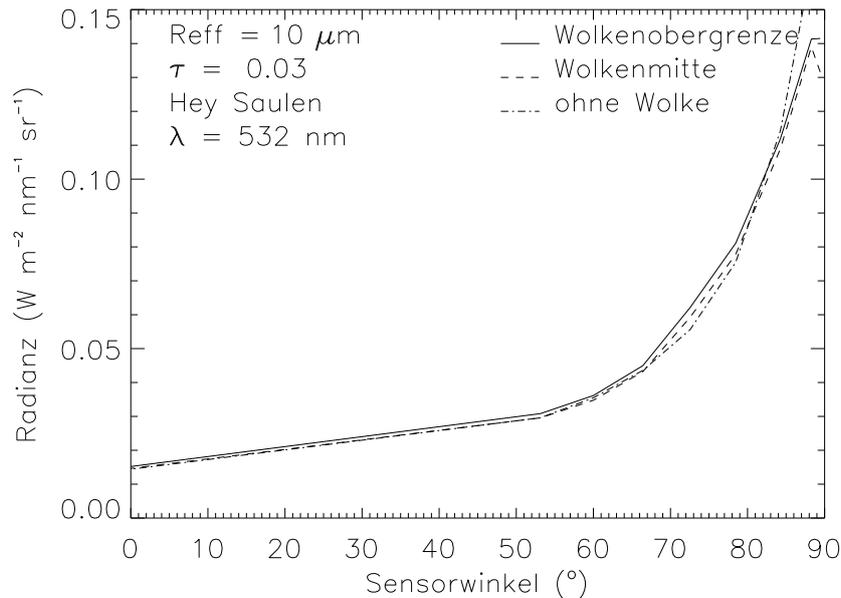


Abbildung 6: Aufwärts gerichteten Radianz in Abhängigkeit des Winkels bei 532 nm, unter Verwendung der spektralen Bodenbedo von Wasser.

gnal der zurück gestreuten Strahlung gewonnen werden kann. Alle drei Simulationen liegen fast auf einer Linie. Damit ist kein Unterschied zwischen wolkenfreier Atmosphäre und bewölktem Fall zu erkennen und der Einfluss der Wolke nicht abzuschätzen. Ursache dafür ist der hohe Anteil an Reyleigh-Streuung bei 532 nm. Dieser macht es unmöglich, zwischen der Streuung an Molekülen und der Rückstreuung durch eine optisch und geometrisch dünne Wolke zu unterscheiden. Beide Anteile liegen in etwa in der gleichen Größenordnung.

Abbildung 7 zeigt die Ergebnisse der gleichen Simulation für die 1 182 nm Wellenlänge, bei der der Anteil an Rayleigh-Streuung geringer ist.

Die simulierte absolute Radianz ist bei 1 182 nm insgesamt deutlich geringer als bei 532 nm (Vergleich Tabelle 1) und beträgt nur noch 0.75 bis 0.95 %. Bei Verwendung der 1 182 nm Wel-

Tabelle 1: Simulierte Radianzen ( $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ) in Abhängigkeit des Limb-Winkels bei 532 nm und 1 182 nm und deren relatives Verhältnis zueinander.

$\beta$	$I_{532 \text{ nm}}^{\uparrow}$	$I_{1182 \text{ nm}}^{\uparrow}$	Verhältnis (1 182 nm / 532 nm) · 100 %
0°	0.0152188	0.0001138	0.75 %
89°	0.141486	0.0013485	0.95 %

lenlänge ist es aber möglich, zwischen Wolke und wolkenfreier Atmosphäre zu unterscheiden. Um den Einfluss des Winkels zu verdeutlichen, wurde in Abbildung 7 zusätzlich die Differenz zwischen dem Sensor, oberhalb der Wolke und dem wolkenfreien Fall berechnet und dargestellt. Dabei ist ein deutlicher Anstieg der Differenz ab einem Winkel von 70° zu erkennen. Somit können, durch die Verwendung von Limb-Winkeln über 70°, SVC detektiert und die optischen Eigenschaften von diesen bestimmt werden. Dabei sollte die gewählte Wellenlänge nicht in einem Bereich des Spektrums liegen, dass durch einen hohen Anteil an Rayleigh-Streuung gekennzeichnet ist.

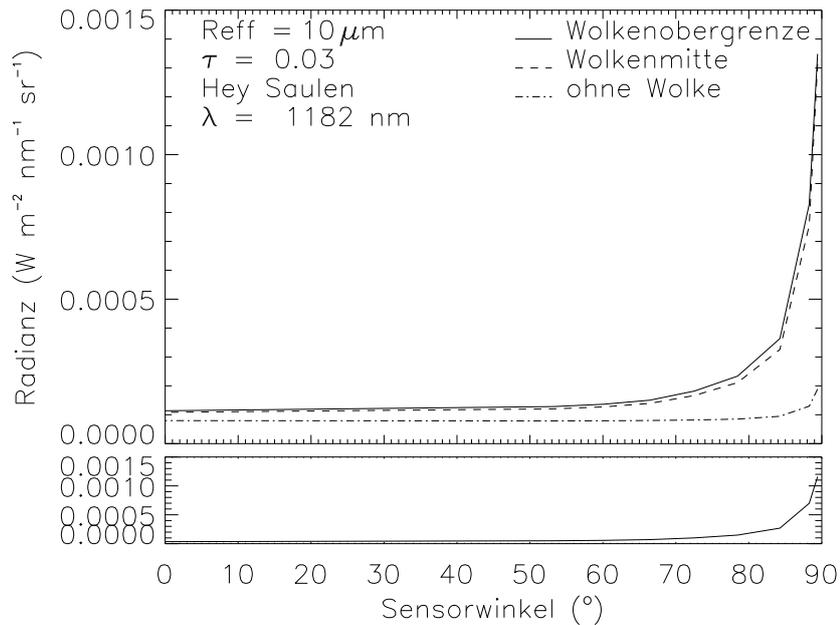


Abbildung 7: Aufwärts gerichtete Radianz in Abhängigkeit des Winkels bei 1182 nm, unter Verwendung der spektralen Bodenbedo von Wasser.

### 3.2 Optische Dicke

In einem nächsten Schritt wurde die optische Dicke variiert. Dazu wurden die Simulationen für verschiedene  $\tau = 0.03, 0.5, 1.0$  und  $2.0$  bis  $9.0$  wiederholt. Als kleinster Wert wurde  $\tau = 0.03$  gewählt, da dieser dem Schwellwert zwischen einem SVC und einem Cirrus entspricht.

Als Beispiel ist in den Teilabbildungen 8 die simulierte Radianz für einen Cirrus mit  $\tau = 0.5$  (links) und  $\tau = 2.0$  (rechts) in Abhängigkeit des Sensorwinkels bei 1182 nm gezeigt. Der Vergleich zwischen beiden Abbildungen veranschaulicht, dass der Anstieg der optischen Dicke für eine Zunahme der Wechselwirkung zwischen Eiskristallen und Strahlung sorgt, wodurch

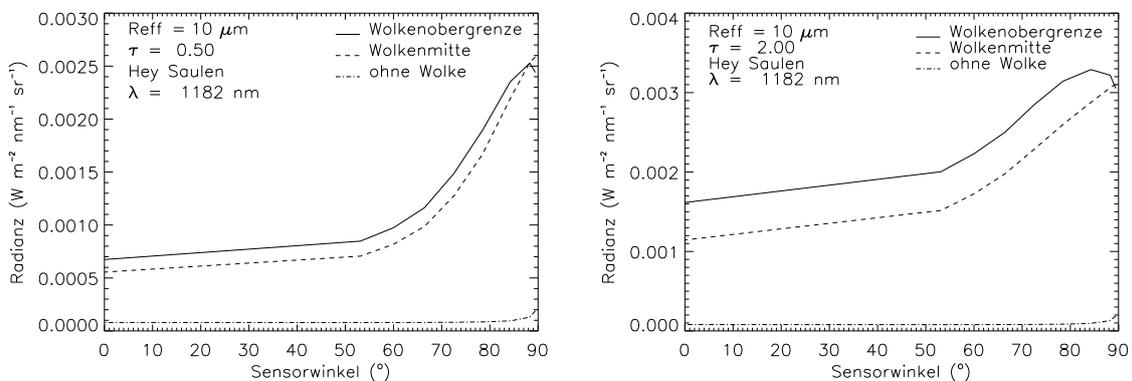


Abbildung 8: Aufwärts gerichtete Radianz bei 1182 nm in Abhängigkeit des Winkels am Beispiel von  $\tau = 0.5$  (links) und  $\tau = 2.0$  (rechts). Verwendung der spektralen Bodenbedo von Wasser.

sich die simulierte Radianz in allen Winkelbereichen erhöht. Auffällig ist, dass die Zunahme nicht für alle Winkelbereiche gleich groß ist (Vergleich Tabelle 2). In dieser Tabelle sind die Radianzen für den wolkenfreien Fall sowie zwei verschiedene optische Dicken von 0.5 und 2.0, in Abhängigkeit des Sensor-Winkels, angegeben. Die letzte Spalte gibt die Differenz zwischen  $I_{\tau=2.0}^{\uparrow}$  und  $I_{\tau=0.5}^{\uparrow}$  an. So ist die Zunahme der Radianz, durch den Anstieg der optischen Di-

Tabelle 2: Simulierte Radianzen ( $\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) in Abhängigkeit des Limb-Winkels und der optischen Dicke bei 1 182 nm, sowie die Differenz.

$\beta$	$I_{\tau=0}^{\uparrow}$	$I_{\tau=0.5}^{\uparrow}$	$I_{\tau=2.0}^{\uparrow}$	Differenz ( $I_{\tau=2.0}^{\uparrow} - I_{\tau=0.5}^{\uparrow}$ )
$0^{\circ}$	$0.797246 \cdot 10^{-4}$	$6.74021 \cdot 10^{-4}$	$16.1611 \cdot 10^{-4}$	$9.421 \cdot 10^{-4}$
$89^{\circ}$	$1.88883 \cdot 10^{-4}$	$24.4124 \cdot 10^{-4}$	$30.5214 \cdot 10^{-4}$	$6.109 \cdot 10^{-4}$

cke im Nadir ( $0^{\circ}$ ), stärker aufgeprägt, als bei großen Limb-Winkeln ( $89^{\circ}$ ). Damit reagieren Nadir-Messungen empfindlicher auf Änderungen der optischen Dicke, als Limb-Messungen. Unabhängig von der optischen Dicke, ergeben sich für die Limb-Geometrie höhere Radianzen, als für die Nadir-Konfiguration und ermöglichen damit die Detektion von Wolken mit sehr geringer optischer Dicke.

Des Weiteren nimmt die Differenz zwischen dem Sensor an der Wolkenoberkante und dem in der Wolkenmitte platzierten Sensor, mit ansteigender optischer Dicke zu. Dies ist dadurch zu erklären, dass für den außen liegenden Sensor die Messstrecke durch die Wolke größer ist, dieser aber auch mehr gestreute Strahlung direkt von der Wolkenoberkante erhält.

### 3.3 Einfluss der Eiskristallform

Aus den verschiedenen winkelabhängigen Streuphasenfunktionen der Eiskristalle, ergeben sich Unterschiede in den simulierten Radianzen. Zusätzlich zu den unterschiedlichen Beobachtungswinkel des Sensors, ergeben sich durch die verschiedenen Kristallformen, Variationen in der Radianz. Zur Abschätzung dieses Effektes wurden Simulation mit vier Eiskristallparametrisierungen für einen effektiven Radius von  $10 \mu\text{m}$ , einer optischen Dicke von  $\tau = 1.0$  und der Oberflächenalbedo für den Ozean bei 1182nm durchgeführt. Die GHM Simulation nutzt die Eiskristallparametrisierung nach Baum et al. (2005a). Es handelt sich dabei um eine Mischung aus neun verschiedenen Kristallformen. Die Simulationen für Säulen, Droxtals und Plättchen basieren auf der Hey Parametrisierung nach Yang et al. (2000).

Abbildung 9 zeigt die simulierte Radianz der vier verschiedene Kristallformen in Abhängigkeit des Sensorwinkels. Bei Allen zeigt sich ein Anstieg der Radianz mit zunehmenden Sensorwinkel. Im Nadir-Bereich liegen die Radianzen von GHM und Säulen unter denen von Droxtals und Plättchen. Der Anstieg für Säulen und die GHM Parametrisierung verläuft insgesamt steiler, als für Droxtals und Plättchen, welche nahezu keinen Anstieg bis etwa  $70^{\circ}$  aufweisen. Dadurch sind die Radianzen für GHM und Säulen bei hohen Limb-Winkeln größer, als bei Droxtals und Plättchen. Bei  $90^{\circ}$  ergibt sich zwischen Droxtals und Plättchen eine Differenz von  $0.015 \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , wobei diese bei  $0^{\circ}$  lediglich  $0.003 \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  beträgt. Auffällig ist der Peak der Radianz für Plättchen im Winkelbereich von  $70^{\circ}$  bis  $80^{\circ}$ . Dieser verschiebt sich für die Kristall-Mischung GHM und Droxtals zunehmend in Richtung  $90^{\circ}$ . Dies zeigt die Bedeutung

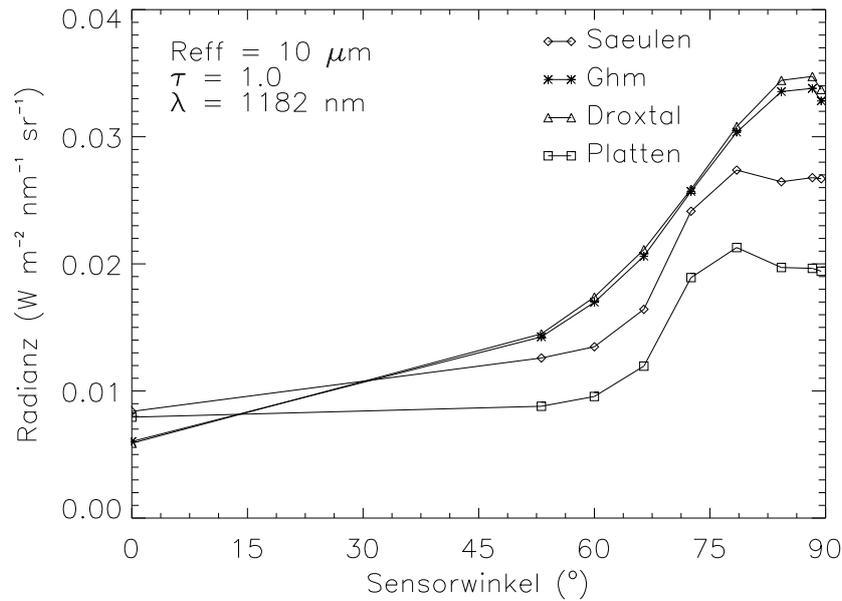


Abbildung 9: Aufwärts gerichteten Radianz für vier verschiedene Kristallformen bei 1 182 nm in Abhängigkeit des Sensorwinkels. Verwendung der spektralen Bodenbedo von Wasser.

der Form auf die winkelabhängige Radianz und damit für die Ableitung der optischen Eigenschaften einer Wolke.

Ausgelöst wird der Peak in der Radianz dadurch, dass der Sensor genau in den Raumwinkelbereich blickt, in welchen auch die meiste Strahlung durch die Partikel gestreut wird. Dieser Bereich ist in erster Linie von der Position der Sonne (Zenit- und Azimutwinkel), sowie der Streuphasenfunktion der Teilchen abhängig. Im gezeigten Fall führt der gewählte Zenitwinkel der Sonne und der entsprechende Sensorwinkel dazu, dass der Sensor genau auf den Raumwinkel ausgerichtet ist, in den die meiste Strahlung gestreut wird und so der Peak in der Radianz entsteht. Somit ist bei der Fernerkundung mittels Limb-Geometrie, die aktuelle Position der Sonne im Bezug auf die Kristalle und das Messgerät, zu berücksichtigen. Um so wichtiger wird dies, wenn eine Ausrichtung der Eiskristalle durch Sedimentation erfolgt. Da die in den parametrisierten Streueigenschaften verwendeten Phasenfunktionen für zufällig orientierte Kristalle berechnet worden sind, können in der Realität noch deutlicher ausgeprägte Peaks entstehen, als die Gezeigten zwischen  $70^\circ$  und  $80^\circ$ . Bei einer zufälligen Orientierung der Kristalle, wie in diesen Simulationen, kommt es dagegen zu einer Mittlung der Streueffekte über alle vorhandenen Partikel in der Wolke und deren unterschiedliche Orientierungen. Geometrische Besonderheiten der Kristalle kommen dadurch nicht zum Tragen und die Peaks verbreitern sich oder treten gar nicht auf. Somit sind Streueffekte an ausgerichteten Partikeln, in den Wichtungsfunktionen der Limb-Messungen bezüglich der verwendeten Sensorwinkel und des Sonnenstandes zu berücksichtigen.

Die Unterschiede in den simulierten Radianzen der einzelnen Formen zeigen, dass vor allem in der Limb-Geometrie bei großen Sensorwinkeln eine genaue Kenntnis der Kristallform notwendig ist, um Unsicherheiten in den Ableitungen von Wolkeneigenschaften zu minimieren. Eine falsche Annahme der Eiskristallform, führt bei Limb-Messungen mit nur einem fest vorgegebenen Sensorwinkel, zu größeren Abweichungen, als bei der Nadir-Geometrie. Andererseits kann mit Hilfe von gleichzeitigen Limb-Messungen in verschiedenen Blickrichtungen, also durch Variation des

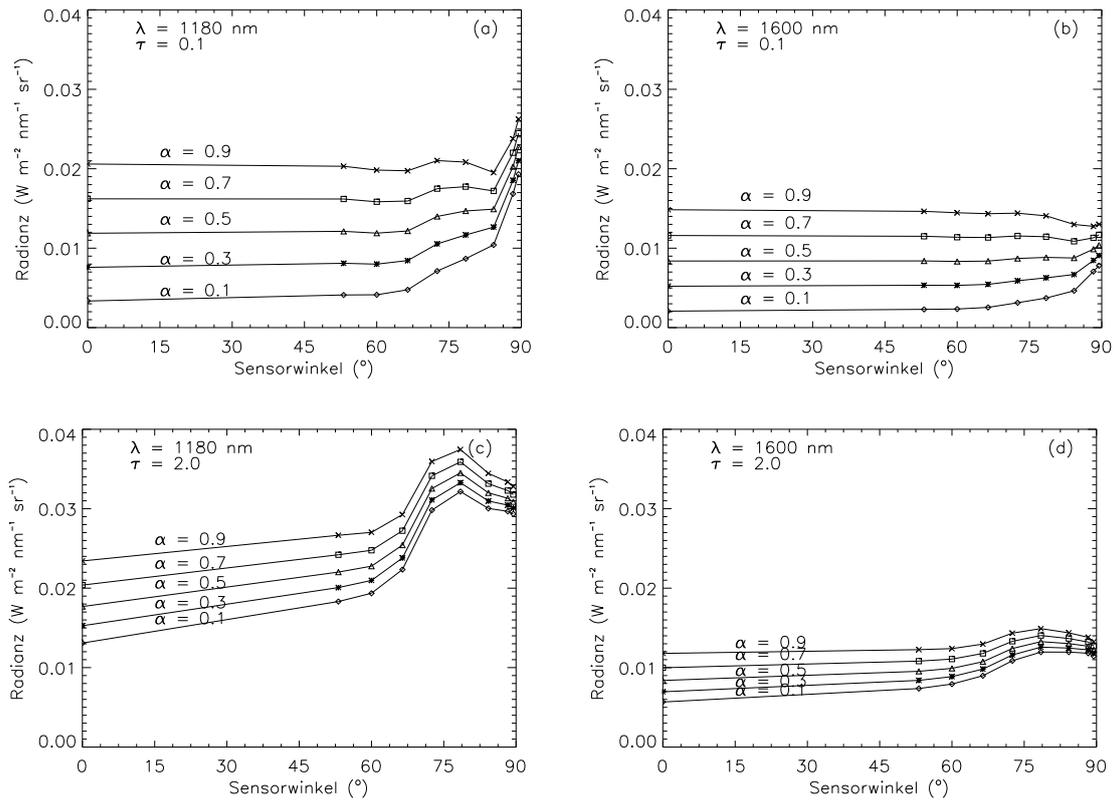


Abbildung 10: Darstellung der aufwärts gerichteten Radianz in Abhängigkeit des Sensorwinkels für verschiedene Oberflächenalbedo zwischen  $\alpha = 0.1$  und  $\alpha = 0.9$  für  $\tau = 0.1$  (oben) und  $\tau = 2.0$  (unten) bei 1 180 nm und 1 600 nm.

Sensorwinkels, eine Kristallform aus den Messungen abgeschätzt werden. Dazu vergleicht man den gemessenen, winkelabhängigen Anstieg der Radianz mit Simulationen für unterschiedliche Eiskristallformen.

Die hier gezeigten Ergebnisse, über die Bedeutung der Form, stimmen mit bisher durchgeführten Untersuchungen überein. So hat Eichler et al. (2009) für Nadir-Messungen gezeigt, dass sich durch Formvariationen für  $\tau$  Abweichungen von 70% und für  $R_{\text{eff}}$  von bis zu 20% ergeben können. Anhand der aufgezeigten Unsicherheiten ist es also wichtig, dass bei Strahlungssimulationen für Cirren und SVC richtigen Annahmen bezüglich der Form getroffen werden.

### 3.4 Einfluss der spektralen Bodenbedo

Zur Untersuchung des Einflusses der Bodenbedo auf verschiedene Sensor-Geometrien, wurden Simulationen bei 1 180 nm und 1 600 nm für unterschiedliche Bodenbedo zwischen 0.1 und 0.9 durchgeführt. Diese Albedowerte umfassen die natürliche Variation, welche zum Beispiel zwischen Meereis und der unbedeckten Meeresoberfläche auftreten kann.

Abbildungen 10 (a - d) zeigen die aufwärts gerichtete Radianz in Abhängigkeit von Bodenbedo und Sensorwinkel, jeweils für 1 180 nm und 1 600 nm Wellenlänge und zwei optische Dicken von 0.1 und 2.0. In allen Teilabbildungen führt die Erhöhung der Bodenbedo zu einem Anstieg der Radianz, da mehr Strahlung vom Boden reflektiert wird.

Die Variation der optischen Dicke zeigt, dass optisch dünne Wolken Abbildung 10 (a, b) stärker von der Bodenbedo beeinflusst werden, als optisch dickere Wolken Abbildung 10 (c, d). Die-

ser Zusammenhang ist für beide Wellenlängen gegeben. Erkenntlich wird dies aus Tabelle 3 und 4, wenn man jeweils die relativen Differenzen der beiden optischen Dicken betrachtet. So beträgt diese in Nadir-Geometrie bei 1 180 nm für  $\tau = 0.1$  83.73%, wobei sie für  $\tau = 2.0$  auf 44.12% zurück geht. Dieser Zusammenhang gilt ebenfalls für große Sensorwinkel. Dessen Einfluss ist in allen Teilabbildungen ersichtlich. Die Differenz der Radianz zwischen  $\alpha = 0.1$  und  $\alpha = 0.9$  wird mit zunehmenden Sensorwinkel, unabhängig von Wellenlänge und optischer Dicke, geringer. Damit sind große Limb-Winkel in geringerem Maße von einer Änderung der Bodenalbedo beeinflusst, als Nadir-Messungen, was aber auf Kosten der Sensitivität bezüglich der Bestimmung der optischen Parameter erfolgt.

Der Vergleich zwischen der 1 180 nm Wellenlänge in den Abbildungen 10 (a, c) und der 1 600 nm Wellenlänge in den Abbildungen 10 (b, d) zeigt keinen signifikanten Unterschied in den Simulationen im Bezug auf den Albedoeffekt in Nadir-Geometrie. Lediglich bei der Limb-Messung ist die relative Differenz für die optisch dünne Wolke mit 26.44% bei 1 180 nm deutlich geringer ist, als mit 47.45% bei 1 600 nm. Dies ist für die optisch dickere Wolke mit 10.49% bei 1 180 nm und 13.81% bei 1 600 nm weniger stark ausgeprägt. Damit ergibt sich, dass die Änderung der Radianz in Limb-Geometrie, neben der Bodenalbedo und optischen Dicke der Wolke, auch von der verwendeten Wellenlänge abhängig ist.

Die Simulationen bestätigen die aufgestellte These, dass für Limb-Messungen bei großen Sensorwinkeln, die Variabilität der Bodenalbedo einen geringeren Einfluss hat, als bei Nadir-Messungen. Damit kann der Fehler im Retrieval von optischen Eigenschaften, unter Verwendung der Limb-Messgeometrie bei dünner Cirrusbewölkung, diesbezüglich verringert werden. Dieser Gewinn geht aber auf Kosten der Sensitivität in Bezug auf die optischen Parameter, so dass geringfügige Änderungen in der optischen Dicke und des Effektivradius nicht registriert werden. Unabhängig von der Beobachtungs-Geometrie belegen bereits existierende Untersuchungen die Notwendigkeit einer genau bekannten Bodenalbedo, beziehungsweise die Minimierung ihres Einflusses, um eine präzise Ableitung der optischen Eigenschaften von Wolken durchführen zu können. Fricke et al. (2014) hat dies in einer Untersuchung aufgezeigt. Er stellte fest, dass es bei unzureichend bekannter Bodenalbedo, zu Fehlern von bis zu 50% bei der Bestimmung von  $\tau$  und  $R_{\text{eff}}$  kommen kann.

Tabelle 3: Simulierte Radianzen ( $\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) bei 1 180 nm für verschiedene Sensorwinkel, optische Dicken und Bodenalbedo mit den zugehörigen absoluten und relativen Differenzen.

$\beta$	$\tau$	$I_{\alpha=0.1}^{\uparrow}$	$I_{\alpha=0.9}^{\uparrow}$	$I_{\alpha=0.9}^{\uparrow} - I_{\alpha=0.1}^{\uparrow}$	rel. Differenz
0°	0.1	0.003349	0.020596	0.017246	83.73 %
0°	2.0	0.013089	0.023424	0.010334	44.12 %
89°	0.1	0.019311	0.026252	0.006941	26.44 %
89°	2.0	0.029350	0.032791	0.003440	10.49 %

In der Realität ergeben sich noch weitere Variationen der Bodenalbedo, welche durch veränderliche Umgebungsbedingungen hervorgerufen werden. So wird die Albedo der Ozeanoberfläche hauptsächlich durch den Zenitwinkel der Sonne bestimmt. Dabei sind Schwankungen zwischen  $\alpha = 0.03$  und  $\alpha = 0.4$  möglich. Zusätzlich beeinflussen die Faktoren Windgeschwindigkeit, optische Dicke von vorhandener Bewölkung und der Chlorophylgehalt der Pflanzen im Wasser, die Albedo (Jin et al., 2004). Ebenso treten jahreszeitlich bedingte Schwankungen durch Schneeschmelze

Tabelle 4: Simulierte Radianzen ( $\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) bei 1 600 nm für verschiedene Sensorwinkel, optische Dicken und Bodenalbedo mit den zugehörigen absoluten und relativen Differenzen.

$\beta$	$\tau$	$I_{\alpha=0.1}^{\uparrow}$	$I_{\alpha=0.9}^{\uparrow}$	$I_{\alpha=0.9}^{\uparrow} - I_{\alpha=0.1}^{\uparrow}$	rel. Differenz
0°	0.1	0.002074	0.013000	0.010923	84.02 %
0°	2.0	0.005669	0.011788	0.006119	51.91 %
89°	0.1	0.007797	0.014838	0.007040	47.45 %
89°	2.0	0.011428	0.013260	0.001831	13.81 %

auf, die eine Verringerung des Salzgehaltes, durch Verdünnung von Meerwasser mit Süßwasser, zur Folge hat. Weitere Variationen ergeben sich durch die wechselnde Aktivität der Biomasse im Ozean (Nicolaus et al., 2010).

## 4 Flugzeuggetragene Fernerkundung mit HALO

In diesem Kapitel werden drei Messkampagnen vorgestellt werden, deren Daten genutzt wurden, um eine Querkalibrierung zwischen den beiden Spektrometersystemen SMART und mini-DOAS durchzuführen. Zudem sollen alle verwendeten Messgeräte kurz erklärt werden, welche auf dem Forschungsflugzeug HALO des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) installiert waren und für die Berechnung und Evaluierung der optischen Eigenschaften benutzt wurden. Die Abkürzung HALO steht dabei für High Altitude and Long Range Research Aircraft. Wie das Akronym besagt, zeichnet sich dieses Flugzeug durch seine große Flughöhe und Reichweite aus.

Die in Kapitel 3 durchgeführten Sensitivitätsstudien umfassten den Vergleich von simulierten Radianzen zwischen Nadir- und Limb-Geometrie für verschiedene Winkel. Für die schwenkbaren Limb-Kanäle des mini-DOAS ist in dieser Arbeit keine Kalibrierung möglich gewesen, was einen Vergleich der Limb-Geometrie zwischen SMART und mini-DOAS unmöglich macht. Deshalb erfolgt eine Beschränkung der Auswertung auf die Nadir-Kanäle des mini-DOAS, da so neben dem Vergleich mit SMART, auch eine Evaluierung der Ergebnisse mit dem Water Vapour Lidar Experiment in Space (WALEX) des DLR, einem spektral arbeitenden Lidar, möglich ist. Beide Geräte werden nur in Nadir-Geometrie betrieben. Diese Untersuchung soll somit als Referenzfall dienen, um zu zeigen, dass mit dem mini-DOAS die Wolkenfernerkundung in Nadir-Geometrie ebenso möglich, wie mit SMART und WALEX. Voraussetzung dafür ist die Langzeitstabilität der durchgeführten Messungen und Querkalibrationen, sowie eine ausreichende räumliche und zeitliche Auflösung, um Wolkenstrukturen erkennen zu können.

### 4.1 Messkampagnen

#### NARVAL

Eine der ersten Messkampagnen die mit HALO durchgeführt wurden, war NARVAL. Die Abkürzung NARVAL steht für North Atlantic Rainfall Validation und wurde mit dem Ziel ins Leben gerufen, die Häufigkeit bestimmter Wolkentypen, die Struktur von Wolken und den Niederschlag aus flacher Konvektion zu untersuchen. Dazu wurden zwei großräumige Gebiete über dem Atlantischen Ozean ausgewählt. Das Erste liegt in einem Bereich des Zentralatlantik, in welchem die Passatwinde vorherrschend sind. Die Messungen dort stellen den Anfang der Kampagne dar, welcher als NARVAL South bezeichnet wird. Die entsprechenden Flüge wurden zwischen dem 10. und 22. Dezember 2013 durchgeführt. Der zweite Bereich liegt weiter nördlich und erhielt den Namen NARVAL North. Die Messungen dazu erfolgten zwischen dem 07. und 22. Januar 2014. Dabei konnte die Entwicklung von Tiefdruckgebieten und dazugehörigen Wolkenstrukturen untersucht werden. Insgesamt erfolgten 15 Messflüge.

Der Messflug # 07, welcher zum Vergleich der Spektrometersysteme dienen soll, fand am 19. Dezember 2013 statt. Gestartet wurde 10:05 UTC in Oberpfaffenhofen und die Route führte über die iberische Halbinsel nach Barbados, wo gegen 19:57 UTC die Landung erfolgte. Während des gesamten Zeitraums waren SMART und mini-DOAS in Betrieb und konnten so gleichzeitig Messungen vornehmen. Die Auswertung umfasst den gesamten Zeitraum des Flugs.

## ML-Cirrus

Die zweite untersuchte Messkampagne hat den Namen ML-Cirrus, welcher für MidLatitude-Cirrus steht. Diese Kampagne wurde durchgeführt, um die Entstehung, die Lebenszyklen und den Einfluss von natürlicher und anthropogener Cirrusbewölkung zu untersuchen. Künstlich erzeugte Wolken entstehen zum Beispiel durch die Kondensation von Feuchtigkeit aus Verbrennungsabgasen. Solche Abgase werden unter anderem von Flugzeugtriebwerken ausgestoßen und enthalten gleichzeitig die notwendigen Kondensationskeime in Form von Ruß, wie er bei der Verbrennung organischer Verbindungen entsteht. Aufgrund des Emissionsortes kommt es zu einem plötzlichen Gefrieren des Wasserdampfs durch Resublimation zu Eis. Bei ausreichender Übersättigung führt dies in vielen Fällen zur Bildung von Kondensstreifen, die über lange Zeiträume von bis zu mehreren Stunden bestehen können.

Die Messflüge der ML-Cirrus-Kampagne wurden zwischen dem 24. März und 30. April 2014 von Oberpfaffenhofen aus durchgeführt. Die angeflogenen Ziele befanden sich über Süddeutschland und Norditalien, führten aber auch über die iberische Halbinsel und über Großbritannien bis auf den Nordatlantik.

Zur Auswertung dient der Flug vom 26. März 2014, da bei Diesem für einen längeren Zeitraum über dem offenen Meer, westlich von Irland, geflogen wurde. Es erfolgt eine Beschränkung auf den Zeitraum zwischen 08:15 UTC und 08:45 UTC. Zu diesem befand sich das Flugzeug bei etwa  $53^\circ$  N und  $14^\circ$  W. In dem genannten Zeitraum ist die Wolke in einer Höhe von 12 600 m überflogen worden. Mittels CALIPSO wurde für den Cirrus eine optische Dicke zwischen 0.5 und 2.0 bestimmt.

Während der ML-Cirrus Kampagne war HALO auch mit einer Cloud Imaging Probe (CPI) ausgestattet, welche von der Uni Mainz betrieben wird. Das grundlegende Messprinzip basiert darauf, dass Wolkenpartikel einen Laserstrahl durchqueren. Dabei erzeugen sie einen Schatten, der von einzelnen Dioden eines Diodenarrays, als ein Rückgang der Laserintensität registriert wird. Je größer ein Partikel ist, um so größer ist die an der Diode beschattete Fläche. Damit ist das Gerät in der Lage, sowohl Größe, als auch Form der Eiskristalle zu bestimmen. Das hier verwendete Modell deckt einen Größenbereich von  $15 \mu\text{m}$  bis  $950 \mu\text{m}$  ab. Da keine mechanischen Bauteile vorhanden sind, kann eine hohe zeitliche Auflösung erreicht werden, die eine Untersuchung von Wolkenpartikeln im Mikrometerbereich ermöglicht. Begrenzt wird die Auflösung durch die Verarbeitungsgeschwindigkeit in der Steuereinheit und eine maximale Anzahl an Partikeln die gleichzeitig registriert werden können, da sonst Koinzidenz auftritt.

Neben diesem Messgerät befand sich auch ein Rückstreulidar des DLR mit dem Namen WALES an Bord von HALO. Es ist in der Lage, durch die spektrale Messung der Absorption, auf die Wasserdampfkonzentration in der Atmosphäre zu schließen. Zusätzlich kann es die Rückstreuung und Depolarisation bei 532 nm und 1 064 nm bestimmen. Das Besondere an diesem High Spectral Resolution Lidar (HSRL) ist die spektrale Unterscheidung der Rückstreuung von Aerosolpartikeln, Wolkentropfen und Molekülen. Diese Separation basiert auf der Trennung der breitbandigen, molekularen Rückstreuung von der schmalbandigen Rückstreuung der Aerosolpartikel. Zusätzlich ist das WALES durch eine gute räumliche und zeitliche Auflösung gekennzeichnet, so das selbst kleinräumige Veränderungen und Fluktuationen, wie sie bei Wolken auftreten, erfasst werden können. Die Messungen werden mit einer Wiederholfrequenz von 10 MHz durchgeführt. Unter Berücksichtigung der Fluggeschwindigkeit ergibt sich eine räumliche Auflösung von circa 15 m (Wirth et al., 2009). Das WALES diente bei der ML-Cirrus

Kampagne unter anderem dazu, die Vertikalstruktur der Cirren zu erfassen. Ebenso kann aus der gemessenen Rückstreuung die optische Dicke einer Wolke bestimmt werden.

## ACRIDICON

Die ACRIDICON Messkampagne fand zwischen dem 03. September und dem 02. Oktober 2014 statt. Das Akronym steht dabei für Aerosol, Cloud, Precipitation, and Radiation Interactions and Dynamics of Convective Cloud Systems. Die dabei durchgeführten Messungen sollen dazu dienen, die Interaktion von Aerosol, Wolken und Strahlung in konvektiven Wolken besser zu verstehen. Das Untersuchungsgebiet war die Amazonasregion in Brasilien, in unmittelbarer Nähe zur Stadt Manaus. Insgesamt wurden dabei 14 Flüge unternommen, von denen drei zum Vergleich zwischen den Spektrometersystemen herangezogen werden. Diese fanden am 09., 12. und 23. September 2014 statt.

Vom 09. September wird ein Zeitabschnitt von 18:28 UTC bis 18:46 UTC untersucht. Der längste Messfall bei dem beide Spektrometer kontinuierlich und bei konstanten Umgebungsbedingungen betrieben wurde, ist der 12. September. Der betrachtete Zeitraum umfasst 17:06 UTC bis 18:14 UTC. Für den 23. September ist die Zeit von 12:55 UTC bis 13:20 UTC gewählt.

## 4.2 SMART-Albedometer

Das SMART-Albedometer wurde ursprünglich zur flugzeuggetragenen Messung der aufwärts und abwärts gerichteten Irradianz und aufwärts gerichteten Radianz entwickelt (Wendisch et al., 2001). Da es die von der Sonne ausgesendete Strahlung nutzt, ist es der passiven Fernerkundung zuzuordnen. Je nach Anwendungsgebiet können unterschiedliche optische Einlässe an der Ober- und Unterseite des Flugzeugs angebracht werden (Ehrlich, 2009). Aus den gemessenen Radianzen und Irradianzen können die spektralen Albedo und Nadir-Reflektivitäten berechnet werden. Während die Albedo zur Betrachtung des Energiehaushaltes dient, nutzt man die Reflektivität zur Fernerkundung der optischen Dicke und des Effektivradius der Partikel einer Wolke.

Das SMART-Albedometer ist mit einer aktiven Lagestabilisierung ausgestattet. Die Messung der abwärts gerichteten Irradianz reagiert sehr empfindlich auf Winkelabweichungen, welche sich im Flug durch Lageänderungen des Flugzeuges ergeben (Wendisch et al., 2001). Die Lagestabilisierung dient dazu, die optischen Einlässe der Irradianz in der Waagerechten zu halten. Dieser Ausgleich geschieht durch eine computergesteuerte 2-achsige Aufhängung innerhalb eines maximalen Winkelbereiches von  $\pm 6^\circ$ . Da die Lagekorrektur während der Messung erfolgt, konnte die Qualität der Daten deutlich verbessert werden.

Nach einer Erweiterung des Messspektrums, kann das SMART einen Wellenlängenbereich von 300 nm bis 2 200 nm vermessen und deckt damit nahezu 97 % des solaren Spektrums ab (Bierwirth et al., 2008).

Abbildung 11 zeigt den schematischen Aufbau des SMART, wie es während der ML-Cirrus Kampagne konfiguriert war. Dabei sind im linken Teil die optischen Einlässe der auf- und abwärts gerichteten Irradianz und der aufwärts gerichteten Radianz zu erkennen. Die Lagestabilisierung für  $F_\downarrow$  und  $F_\uparrow$  erfolgt mittels Kipptischen. Die notwendigen Ausgleichsbewegungen werden aus den Positions- und Lagedaten des Inertial Navigation System (INS) des Flugzeugs berechnet. VIS und NIR kennzeichnet die Spektrometer für den solaren und infraroten Spektralbereich.

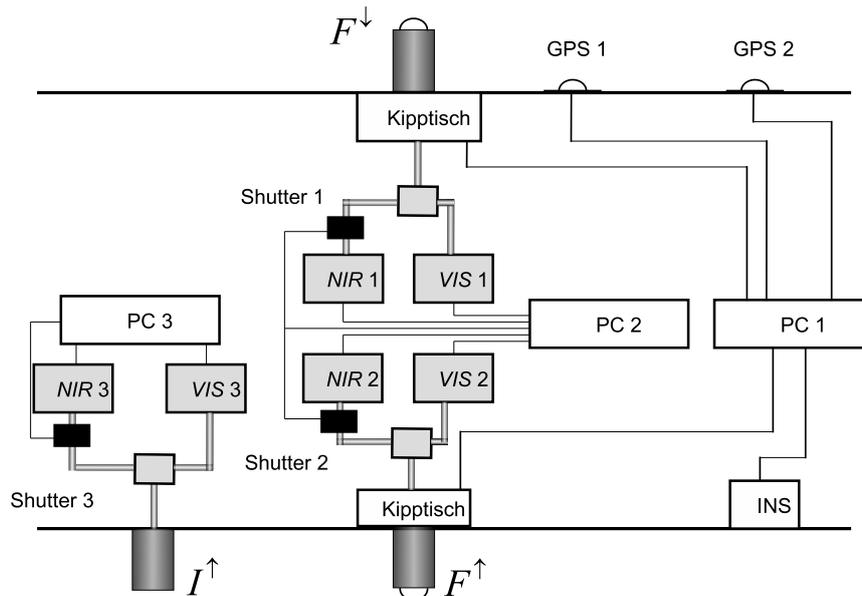


Abbildung 11: Schematischer Aufbau und Komponenten von SMART während der ML-Cirrus Kampagne.

Grundlegend basiert die Funktion darauf, dass die von der Sonne emittierten Photonen, nach ihrem Weg durch die Atmosphäre, zu den optischen Einlässen an der Außenseite des Flugzeugs gelangen. Von dort werden sie entlang der optischen Fasern zu den Spektrometern geleitet. Die Verwendung von Lichtwellenleitern (LWL) ermöglicht einen flexiblen Aufbau des Systems im Flugzeug, welcher sich je nach Flugzeugtyp und Messkampagne unterscheiden kann. Somit ist die optimale Positionierung der Einlässe an der Außenseite möglich, um Abschattungen durch andere Messgeräte an der Außenseite des Flugzeuges zu vermeiden. In den Spektrometern erfolgt eine Separation der Photonen entsprechend ihrer Wellenlänge, welche dann auf eine einzeilige Photodiode treffen und dort registriert werden. Dies macht eine Kalibrierung des Messgerätes notwendig. Dabei wird der Zusammenhang zwischen Rohsignal pro Wellenlängenkanal und der physikalischen Einheit, wie zum Beispiel  $\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1}$  oder  $\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$  hergestellt.

In jedem SMART-Modul befinden sich zwei Spektrometer (siehe Tabelle 5). Eins für den solaren Spektralbereich von 300 nm bis 1 000 nm, mit einer Auflösung von 2 nm bis 3 nm, und ein Weiteres für den infraroten Spektralbereich von 900 nm bis 2 200 nm, mit einer Auflösung von 16 nm.

Tabelle 5: Charakteristik der beiden verwendeten Spektrometer des SMART

Name	Typ	Spektralbereich (nm)	spektrale Auflösung (FWHM, nm)	Anzahl der Pixel
VIS	MCS 55 UV/NIR	300 - 1000	2 - 3	1024
NIR	PGS 2.2	900 - 2200	16	256

Neben der Kalibrierung für die Counts muss der Dunkelstrom des Infrarotspektrometers berücksichtigt werden. Dies geschieht über einen Shutter, welcher den Eingang des Spektrometers in Intervallen verschließt und so der Dunkelstrom bestimmt werden kann. Im solaren Spektralbe-

reich ist die Dunkelstromkorrektur einfacher. Da unterhalb von 280 nm keine natürliche Strahlung mehr detektiert wird, dient dieser Wert als Referenz für den Dunkelstrom im VIS-Bereich. Die Korrektur erfolgt dann automatisch durch die Auswerteroutine.

Zur Kalibration der spektralen Irradianz wird eine zertifizierte 1 000 W Quarz-Halogen Lampe verwendet. Diese sind speziell für die Kalibrierung von wissenschaftlichen Instrumenten produziert und verfügen über eine bescheinigte Leistungsabgabe, welche für einzelne Wellenlängenintervalle angegeben ist. Somit ist genau bekannt, wie viel Strahlung von der Lampe pro Wellenlängenkanal am Spektrometer ankommt. Die optischen Einlässe für die Radianz werden mit einer zertifizierten Ulbricht-Kugel kalibriert.

Bei Messinstrumenten die häufig außerhalb des Labors und unter schwierigen Umgebungsbedingungen betrieben werden, wie sie bei Flugzeugmessungen auftreten, ist eine regelmäßige Überprüfung der Kalibrierung nötig. Sinnvoll ist dies zum Beispiel vor und nach einer Messkampagne oder sogar an jedem Messtag, um mögliche Änderungen zu erfassen und in den Auswertungen zu berücksichtigen. Neben Temperaturschwankungen und Erschütterungen, führt das Trennen und erneute Verbinden von LWL und die Alterung der Sensoren zu eine Änderung der Kalibrierung.

Neben den Unsicherheiten durch das Verfahren für die radiometrische Kalibration, gibt es noch weitere Faktoren, die bei der Bestimmung der aufwärts gerichteten Radianz für Fehler sorgen. Diese sind als zufällig anzunehmen und werden mit der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung ermittelt (Eichler, 2009). Diese Messfehler sind:

- Unsicherheiten der Kalibrierlampe
- Messungenauigkeit der Spektrometer bezüglich der Wellenlänge
- Schwankungen des Dunkelsignals, vor allem im NIR Spektrum durch Änderung der Umgebungstemperatur
- Unsicherheiten durch Transferkalibrationen .

Nach Eichler (2009) ergibt sich für die Messung der aufwärts gerichteten Radianz  $I_{\lambda}^{\uparrow}$  durch SMART ein Gesamtfehler zwischen 5.4 % (VIS) und 10.2 % (NIR), in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

### 4.3 Mini-DOAS

Das mini-DOAS ist ein passives Fernerkundungsverfahren, um Profilmessungen von Spurengasen in der oberen Troposphäre und der unteren Stratosphäre durchzuführen (Hünecke, 2011; Schulte, 2013). Damit soll die Photochemie in der Atmosphäre genauer untersucht und potentielle Quellen und Senken von Spurengasen ermitteln werden. Aus diesen Messungen können Bilanzen der chemischen Prozesse erzeugt und Stoffkreisläufe bestimmt werden. Zusätzlich soll die Entstehung und Entwicklung von Mischphasenwolken genauer untersucht werden, da deren Absorptionsverhalten einen Einfluss auf den Strahlungshaushalt hat. Das mini-DOAS verwendet dazu die übliche DOAS-Technik, die auf der spektralen Messung der Absorption durch Gasmoleküle und Partikel beruht.

In Abbildung 12 ist der schematische Aufbau des mini-DOAS gezeigt. Im unteren Teil des Bildes sind sechs Teleskope zu erkennen, welche über LWL mit den Spektrometern verbunden sind. Jedes ist für einen Abschnitt des Spektrums ausgelegt (Vergleich Tabelle: 6). In der Mitte der

Abbildung befindet sich die Spektrometer, welche eine Einheit bilden und von einem isolierenden Wassertank umgeben sind. Darüber befindet sich die Steuer- und Auswerteeinheit.

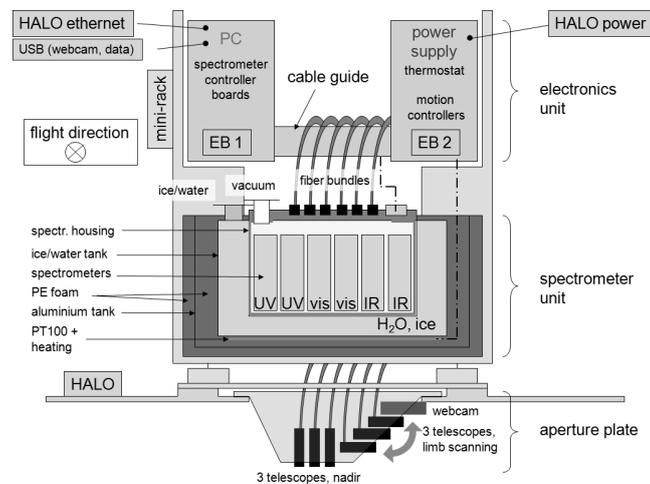


Abbildung 12: Schematischer Aufbau des mini-DOAS. Oben: Steuer- und Auswerteeinheit, Mitte: sechs Spektromter für jedes Teleskop, Unten: drei Nadir- und drei schwenkbare Limb-Teleskope. Quelle: Hünecke, 2011

An der Außenseite des Flugzeuges befindet sich die Apertur mit den optischen Einlässen, welche die von der Atmosphäre gestreute Strahlung einfangen. Insgesamt besitzt das mini-DOAS sechs solcher Teleskope, wobei drei (Kanäle: UV1, VIS3, NIR5) fest montiert sind und drei Weitere (Kanäle: UV2, VIS4, NIR6) durch Schrittmotoren geschwenkt werden können. Diese ermöglichen die Limb-Messungen des mini-DOAS. Die Messbereiche im Spektrum und spektralen Auflösungen sind in Tabelle 6 aufgelistet.

Die Spektrometereinheit besteht aus sechs Czerny-Turner Spektrometern. Für die Registrierung der Photonen im UV- und VIS- Bereich werden dazu CCD-Sensoren (Charged-Coupled Device) verwendet. Im NIR-Bereich erfolgt die Messung mittels Photodiodenzeilen-Sensoren (engl. Photo Diode Arrays PDA). Die ankommenden Photonen erzeugen in den Sensoren einen elektrischen Impuls. Dieser wird an einen Vorverstärker weitergeleitet, in ein digitales Signal umgewandelt und zur Verarbeitung an die Steuereinheit geleitet. Die gesamte Spektrometereinheit befindet sich innerhalb eines wasserdichten Metallgehäuse. Um Dieses herum befindet sich ein weiterer isolierter Tank mit einem Eis/Wasser-Bad. Zusätzlich sind am Detektor Peltier-Elemente angebracht die Temperaturschwankungen durch Heizen oder Kühlen ausgleichen sollen. Beide Maßnahmen dient zur Temperaturstabilisierung, da Spektrometer, vor allem im infrarotem Spektralbereich, empfindlich auf Änderungen der Umgebungstemperatur reagieren. Eis beziehungsweise Wasser besitzt eine hohe Wärmekapazität und eignet sich damit ideal zum Ausgleich von Schwankungen der Umgebungstemperatur, welche bei Flugzeugmessungen von 30°C am Boden bis unter -60°C in der Tropopausenregion, reichen können. Zusätzlich wird die Energie beim Phasenübergang genutzt, um eine Temperaturstabilisierung zu erreichen. Würden die Spektrometer den Temperaturschwankungen unkompenziert ausgesetzt werden, so führt dies zu einer Verschiebung der gemessenen Spektren bezüglich der Wellenlänge und zu falschen absoluten Intensitäten der Radianz. Gerade bei der DOAS muss eine sehr gute Auflösung bezüglich der Wellenlänge gegeben sein, um die Lage und Intensität der Absorptionsbanden zu bestimmen, die durch Gasmoleküle und Aerosolpartikel verursacht werden.

Tabelle 6: Charakteristik der verwendeten Spektrometer des mini-DOAS.

Bereich	Wellenlänge	Auflösung
UV	310 - 440 nm	0.7 nm
VIS	420 - 650 nm	1.2 nm
NIR	1100 - 1680 nm	6.8 nm

Das Detektionslimit des mini-DOAS für dünne Wolken liegt bei einer optischen Dicke von  $\tau = 1 \cdot 10^{-4}$  (Hüneke, 2011). Es ist damit empfindlich genug, um Spurengase und SVC mit ( $\tau < 0.03$ ) zu detektieren. Diese hohe Sensitivität wird vor allem durch die langen Messpfade erreicht, welche sich durch Limb-Messungen ergeben, wie in Kapitel 3 durch die Simulationen gezeigt wurde.

## DOAS

Das grundlegende Prinzip der DOAS basiert darauf, die spektrale Absorption von atmosphärischen Bestandteilen zu bestimmen. Dazu vergleicht man das von der Sonne oder von der Strahlungsquelle ausgesendete Spektrum mit dem Gemessenen. Da jedes Gas aufgrund seiner Elektronenkonfiguration unterschiedliche Anregungsenergien benötigt, entstehen im gemessenen Spektrum charakteristische Absorptionsbanden.

Diese Absorptionsbänder entstehen durch Anregung der Atome und Moleküle zur Rotation, Translation oder Vibration. Für die Rotation ist nur wenig Energie notwendig und deren Absorptionsbanden treten deshalb im infraroten Spektralbereich auf. Translation und Vibration benötigen höhere Anregungsenergien und verursachen deshalb erst im nahen Infrarot oder sichtbaren Bereich Absorptionsbanden. Die höchsten Energien werden für Elektronenübergänge benötigt. Diese sind für die Absorption im sichtbaren Spektralbereich und im Ultravioletten verantwortlich. Bei der DOAS verwendet man hauptsächlich Absorptionsbanden durch elektronische Übergänge und die, die durch molekulare Vibration hervorgerufen werden.

Aus der absoluten Lage der Absorptionsbänder im Spektrum und der relativen Lage zueinander lässt sich ermitteln, um welches Spurengas es sich handelt. Aus der Intensität der Absorption kann zusätzlich die Konzentration des Gases ermittelt werden. So spricht eine hohe Absorption für hohe Konzentrationen. Da die Messung spektral und über einen gewissen Wellenlängenbereich erfolgt, kann der Gesamtprozess der Extinktion in die beiden Teilprozesse Absorption und Streuung zerlegt werden. So ist es möglich deren einzelne Anteile zu ermitteln. Es lässt sich auf diese Weise auch bestimmen, ob die Absorption und Streuung durch Gasmoleküle oder Partikel verursacht wird.

## 5 Querkalibrierung zwischen SMART und mini-DOAS

Im Folgenden werden die gleichzeitigen Messungen der aufwärts gerichteten Radianz von SMART und mini-DOAS genutzt, um die Kalibration des SMART auf das mini-DOAS zu übertragen. Dazu werden vom mini-DOAS nur die Nadir-Kanäle verwendet. Zur Auswertung wurden Flugsegmente, von verschiedene Flügen und Kampagnen gewählt, welche konstante Bedingungen in Bezug auf die Bodenbeschaffenheit und Wolkenhomogenität aufweisen. Bei der Untersuchung steht vor allem die Langzeitstabilität der Querkalibrationen im Vordergrund und die Frage, ob durchgeführte Kalibrationen zwischen beiden Systemen, von verschiedenen Mess-tagen und -kampagnen, übertragen werden können. Das entscheidende Kriterium ist hierbei, dass die Spektrometer von SMART und mini-DOAS unterschiedliche Charakteristiken aufweisen. Das SMART ist auf die präzise Messung der spektralen Absolutwerte ausgelegt. Bei dem mini-DOAS steht vor allem das relative Verhalten der Intensitäten, bei einzelnen Wellenlängen, zueinander im Vordergrund. Damit können für das mini-DOAS deutliche Unterschiede in den Kalibrationen auftreten.

Die Teilabbildungen von 13 zeigen die Regressionen (links) und die kalibrierten Zeitreihen (rechts) von SMART und mini-DOAS für den Messflug vom 26. März 2014 der ML-Cirrus Kampagne.

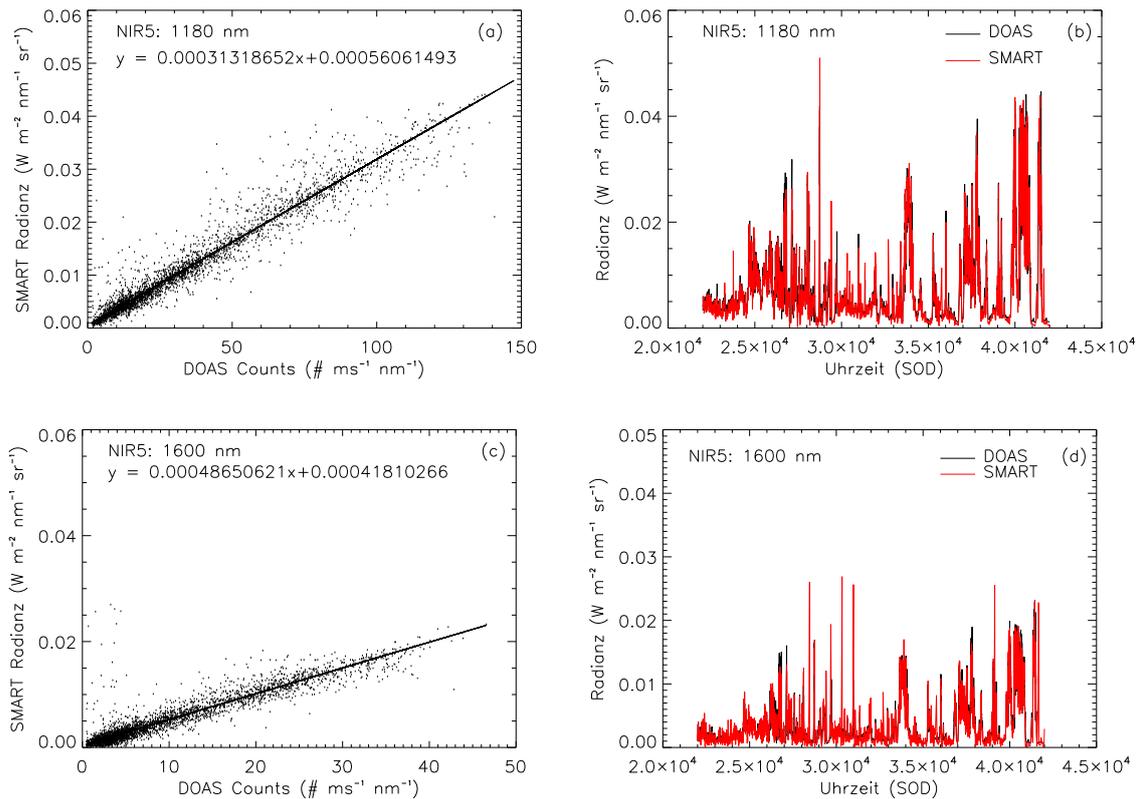


Abbildung 13: links: Regressionen von SMART und mini-DOAS mit zugehöriger Regressionsgeraden für 1 180 nm und 1 600 nm Wellenlänge. rechts: Unter Verwendung der Regressionsgleichungen umgerechnete Radianzen des mini-DOAS mit entsprechenden SMART-Messwerten für die ML-Cirrus Kampagne vom 26.03.2014.

In den Abbildungen 13 (links) sind die Radianzen der SMART-Messungen gegenüber den Rohdaten der mini-DOAS-Messungen aufgetragen. Untersucht werden die beiden Wellenlängen

1 180 nm und 1 600 nm. Die Berechnung der Regression wurden mit dem Verfahren nach Theil (1992) und Sen (1968) durchgeführt. Bei Diesem wird der Anstieg der Geraden für alle möglichen Kombinationen von zwei Messpaaren einzeln bestimmt und dann der Anstieg der Regressionsgeraden aus dem Mittelwert aller möglichen Anstiege berechnet. Durch diese Methode wird der Einfluss einzelner Messfehler auf die gesamte Regression verringert.

Wie zu erkennen ist, ergibt sich für alle Wellenlängen ein linearer Zusammenhang mit einer Regression der Form  $f(x) = a_0 \cdot x + a_1$ . Die Koeffizienten für alle untersuchten Flüge sind in Tabelle 7 für 1 180 nm und in Tabelle 8 für 1 600 nm aufgeführt.

Der Anstieg  $a_0$  gibt den Faktor an, über welchen beide Messgeräte miteinander verknüpft sind. Ein steilerer Anstieg, durch größer Werte von  $a_0$ , der Regression bedeutet, dass bei gleicher Zunahme der Counts beim mini-DOAS, höhere Radianzen durch das SMART registriert werden. Koeffizient  $a_1$  gibt die Verschiebung der Regressionsgeraden entlang der y-Achse an und damit den systematischen Offset zwischen mini-DOAS und SMART.

Für die 1 180 nm Wellenlänge ergibt sich für den Koeffizienten  $a_0$  ein mittlerer Wert von  $0.29 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ ms}$ . Der geringste Anstieg von  $0.24 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ ms}$  hat sich für die Messung vom 09.09. ergeben und der größte Anstieg mit  $0.34 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ ms}$  für die Messung vom 12.09.. Der Koeffizienten  $a_1$  beträgt im Mittel  $3.12 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ , wobei der kleinste Wert für den 26.03. mit  $0.56 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  und der größte Wert für den 19.12. mit  $5.40 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  bestimmt wurde.

Die 1 600 nm Wellenlänge weicht davon ab. Für den Anstieg  $a_0$  beträgt das Mittel  $0.41 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ ms}$  und liegt damit  $0.12 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ ms}$  höher als bei 1180 nm. Der geringste Anstieg wird am 19.12. mit  $0.28 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ ms}$  und der steilste Anstieg am 12.09. mit  $0.51 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ ms}$  erreicht. Der mittlere Offset, durch den Koeffizient  $a_1$  gegeben, liegt bei  $1.18 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ . Das Minimum von  $a_1$  wurde für den 26.03. mit  $0.42 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  und das Maximum wurde für den 09.09. mit  $2.80 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  ermittelt.

Aus dem Vergleich der Koeffizienten von Tabelle 7 und 8 ist kein systematischer Zusammenhang zwischen den Wellenlängen oder den einzelnen Messtagen beziehungsweise Messkampagnen zu erkennen. Erkennbar sind die größeren Anstiege  $a_0$  für beide Wellenlängen ab dem 12.09.. Zwischen den Flügen vom 09.09. und 12.09. erfolgte ein Austausch der Lichtwellenleiter am SMART, was eine Auswirkung auf die erhaltenen Regressionen haben kann, da das neue Kabel eine andere Transmissivität aufweist. Mit den durchgeführten Kalibrationen des SMART vor und nach den Flügen, sollte dieser Effekt berücksichtigt sein, kann aber dennoch geringfügige Auswirkungen auf die Regressionen haben.

In den Abbildungen 13 (rechts) ist die gemessene Radianz des SMART (rot) und mini-DOAS (schwarz) gegenüber der Zeit aufgetragen. Zur Berechnung der Radianz aus den Rohdaten des mini-DOAS, wurden die aus der Kalibration erhaltenen Regressionen verwendet. Wie sich in den Abbildungen zeigt, ist mit dieser Methode über den gesamten Messzeitraum, eine gute Übereinstimmung zu erreichen.

Um die Übereinstimmung der beiden Zeitreihen zu prüfen, wurden die mittleren Abweichungen, mittleren quadratischen Abweichungen und das Bestimmtheitsmaß für alle untersuchen Kampagnen und beide Wellenlängen berechnet (siehe Tabellen 9 und 10).

Bei 1 180 nm beträgt die geringste mittlere und mittlere quadratische Abweichung zwischen

Tabelle 7: Koeffizienten der Regressionsgeraden der Querkalibration von SMART und mini-DOAS für NARVAL (19. Dezember 2013), ML-Cirrus (26. März 2014) und ACRIDICON (09., 12. und 23. September 2014) für die 1 180 nm Wellenlänge.

Kampagne	Koeffizient	
	$a_0$ (mW m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> ms)	$a_1$ (mW m <sup>-2</sup> nm <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )
NARVAL (19.12.)	0.26	5.40
ML-Cirrus (26.03.)	0.3132	0.5606
ACRIDICON (09.09)	0.2428	5.2788
ACRIDICON (12.09.)	0.3423	0.9372
ACRIDICON (23.09.)	0.3072	3.4256

Tabelle 8: Koeffizienten der Regressionsgeraden der Querkalibration von SMART und mini-DOAS für NARVAL (19. Dezember 2013), ML-Cirrus (26. März 2014) und ACRIDICON (09., 12. und 23. September 2014) für die 1 600 nm Wellenlänge.

Kampagne	Koeffizient	
	$a_0$ (mW m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup> ms)	$a_1$ (mW m <sup>-2</sup> nm <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )
NARVAL (19.12.)	0.28	1.32
ML-Cirrus (26.03.)	0.4865	0.4181
ACRIDICON (09.09)	0.3746	2.8019
ACRIDICON (12.09.)	0.5089	0.7713
ACRIDICON (23.09.)	0.4005	0.5933

SMART und mini-DOAS  $1.00 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  sowie  $1.63 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  für den 26. März. Bei 1 600 nm ist die geringste mittlere Abweichung von  $0.39 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  sowie die geringste mittlere quadratische Abweichung von  $0.53 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  für den 23.09. gegeben. Die größte Abweichung tritt für den 12.09. mit  $2.78 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  und  $5.04 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  bei 1 180 nm und  $1.69 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  sowie  $2.75 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  bei 1 600 nm auf.

Damit ergibt sich für beide Wellenlängen, dass ein großer Koeffizient (12.12.) von  $a_0$  zu einer größeren mittleren und mittleren quadratischen Abweichung führt, als ein geringere Koeffizient (09.09. oder 23.09.). Grund dafür ist die lineare Abhängigkeit und das  $a_0$  als eine Art Verstärkungsfaktor für Messfehler beim mini-DOAS wirkt. Dies zeigt, dass  $a_0$  präzise bestimmt werden muss, um die Fehler durch die Querkalibration möglichst gering zu halten.

Während des Fluges vom 26.03. wurden vom SMART Radianzen von bis zu  $40 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  bei 1 180 nm und bis zu  $30 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  bei 1 600 nm registriert. Berücksichtigt man den Messfehler von 10 %, so ergibt sich eine Unsicherheit von  $\pm 4 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  beziehungsweise  $\pm 3 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ . Man erkennt daran, dass die mittleren Abweichungen in dem gleichen Größenbereich liegen. Das bedeutet, dass Unsicherheiten in der Querkalibrationen hauptsächlich durch das Übertragungsverfahren verursacht werden und erst in zweiter Linie durch den Messfehler von SMART.

Der geringste Wert für das Bestimmtheitsmaß wurde bei der NARVAL Kampagne für die

Tabelle 9: Mittlere Abweichung, mittlere quadratische Abweichung und Bestimmtheitsmaß der Regressionen bei 1 180 nm Wellenlänge.

Kampagne	mittlere Abweichung ( $\text{mW m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$ )	mittlere quad. Abweichung ( $\text{mW m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$ )	Bestimmtheits- maß
NARVAL	2.20432	3.19392	0.190172
ML-Cirrus	1.00219	1.6265482	0.24531684
ACRIDICON (09.09)	2.14060	3.6920357	0.33658245
ACRIDICON (12.09)	2.78081	5.0352272	0.29679806
ACRIDICON (23.09)	1.04227	1.3720183	0.61835171

Tabelle 10: Mittlere Abweichung, mittlere quadratische Abweichung und Bestimmtheitsmaß der Regressionen bei 1 600 nm Wellenlänge.

Kampagne	mittlere Abweichung ( $\text{mW m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$ )	mittlere quad. Abweichung ( $\text{mW m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$ )	Bestimmtheits- maß
NARVAL	0.959869	1.41833	0.481004
ML-Cirrus	0.730626	1.3438240	0.28098103
ACRIDICON (09.09)	1.54067	2.1822224	0.45291873
ACRIDICON (12.09)	1.68785	2.7456567	0.30656569
ACRIDICON (23.09)	0.386674	0.53212620	0.57248090

1 180 nm Wellenlänge mit einem Wert von 0.19 berechnet, während für die 1 600 nm Wellenlänge ein Wert von 0.48 bestimmt werden konnte. Bei den anderen Flügen weist das Bestimmtheitsmaß, für beide Wellenlängen, immer ähnliche Werte auf. Der größte Wert hat sich für die Messung am 23.09. während ACRIDICON für die 1 180 nm Wellenlänge ergeben.

Das relativ geringe Bestimmtheitsmaß aller Flüge lässt sich zum Einen durch eine Verschiebung der gemessenen Zeitreihen erklären. Bei der Auswertung wurde deutlich, dass ein Zeitversatz von ein bis drei Sekunden, die Korrelation zwischen SMART und mini-DOAS maßgeblich beeinflusst. Deshalb erfolgte eine Verschiebung beider Messzeitreihen gegeneinander, bis die bestmögliche Korrelation, für beide Wellenlängen, erreicht wurde. Zum Anderen sorgen unterschiedliche Integrationszeiten der Spektrometersysteme dafür, dass es zu einem Zeitversatz und zu einer Mittelung über eine gewisse Flugstrecke kommt. SMART ist in der Lage mit einer höheren zeitlichen Auflösung, im Bereich von Millisekunden zu messen, während das mini-DOAS Integrationszeiten von bis zu acht Sekunden benötigt. Zusätzlich müssen unterschiedlichen Öffnungswinkel der optischen Einlässe berücksichtigt werden. Durch die genannten Faktoren, vermessen SMART und mini-DOAS voneinander abweichende räumliche Bereiche von Wolke und Untergrund. Zudem bestimmt die zeitliche als auch die räumliche Auflösung der Messgeräte, wie gut kleinskalige Variationen aufgelöst werden können. Dies kann die geringen Werte des Bestimmtheitsmaßes erklären.

In Bezug auf die zeitliche Auflösung liefert das SMART, aufgrund der geringeren Integrations-

zeit, bessere Resultate. Für die weitere Auswertung, wurden die SMART Daten durch Interpolation an die zeitliche Auslösung des mini-DOAS angepasst. Zusätzlich erfolgte eine Mittelung der Messungen durch ein gleitendes Mittel über fünf Zeitschritte, was einer Dauer von fünf Sekunden entspricht.

Bei der Kalibrierung des mini-DOAS durch das SMART ist zu berücksichtigen, dass Kalibrationsfehler von SMART mit übertragen werden und zusätzlich Unsicherheiten durch die angewendete Methode für die Querkalibration hinzukommen.

## 5.1 Langzeitstabilität

Damit die erhaltenen Kalibrationen vom SMART auf das mini-DOAS übertragen werden können, muss sichergestellt sein, dass die Spektrometersysteme ihre Eigenschaften über einen gewissen Zeitraum nicht ändern. So darf sich durch das Abschalten und Neustarten die Kalibrierung nicht ändern. Ebenso dürfen Temperatur- und Druckschwankungen keinen Einfluss auf die Messung der Absolutwerte haben. Dies ist bei SMART sichergestellt, da es darauf ausgelegt ist, über mehrere Tage konstante Messungen der kalibrierten Absolutwerte zu liefern. Bei mini-DOAS sind nicht die Absolutmessungen von Interesse, sondern lediglich das Verhältnis der spektralen Intensitäten bei verschiedenen Wellenlängen, zueinander. So sind beim mini-DOAS Änderungen der Kalibration nach jedem Messflug möglich. Dies soll mit dem Test der Langzeitstabilität untersucht werden.

Aus der Betrachtung der erhaltenen Koeffizienten  $a_0$  und  $a_1$  ist ersichtlich, dass diese voneinander abweichen. Für die 1 180 nm Wellenlänge existiert eine Differenz zwischen maximalen (Acridicon 12.09.) und minimalen Anstieg (Acridicon 12.09.)  $a_0$  von  $0.10 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ ms}^{-1}$ . Bei 1 600 nm ergibt sich eine Differenz von  $0.23 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ ms}^{-1}$  zwischen dem Messflug von Narval am 19.12.2013 und Acridicon am 12.09.2014. Dies zeigt, dass zwischen den einzelnen Messkampagnen und auch zwischen einzelnen Messflügen Abweichungen existieren, die nicht vernachlässigt werden können. Wie sich bei Betrachtung der Abweichungen in den Tabellen 9 und 10 gezeigt hat, führt ein geringfügig abweichender Anstieg  $a_0$  zu deutlichen Fehlern.

Am Beispiel des 12. September 2014 sollen alle erhaltenen Kalibrationen für beide Wellenlängen angewendet werden. Die Abbildungen 14 und 15 zeigen die von SMART (schwarze Linie) gemessene und die, unter Verwendung der Kalibrationen, berechneten Radianzen des mini-DOAS als Zeitreihe jeweils für beide Wellenlängen. Zusätzlich ist der Fehlerbereich des SMART grau hinterlegt. Für diesen wurde ein Messfehler von 10 % angesetzt.

Der dargestellte Zeitraum umfasst 61 600 SOD (17:07 UTC) bis 62 000 SOD (17:13 UTC).

Wie sich zeigt, liegen die gemessenen und kalibrierten Radianzen für die beide Wellenlängen, nahezu immer innerhalb des Messfehlerbereichs des SMART. Deutliche Abweichungen treten bei der 1 180 nm Wellenlänge am Anfang der Zeitreihe und in der Mitte zwischen 61 800 SOD und 61 900 SOD auf. In den gleichen Zeiträumen gibt es auch Abweichungen bei der 1 600 nm Wellenlänge. Der Beginn der Zeitreihe ist noch durch ausgeprägte Wolkeninhomogenitäten gekennzeichnet. Diese verursachen plötzliche Schwankungen in der Radianz. Solche kurzen, zeitlichen Variationen können von beiden Spektrometern nicht gleichermaßen erfasst werden. Auch führt eine unterschiedliche Integrationszeit bei SMART und mini-DOAS dazu, dass diese plötzlichen Änderungen nicht im vollem Umfang registriert werden können. SMART gibt für den betrachteten Zeitraum alle 0.5 Sekunden ein Messung aus. Dies entspricht, bei einer Geschwindigkeit

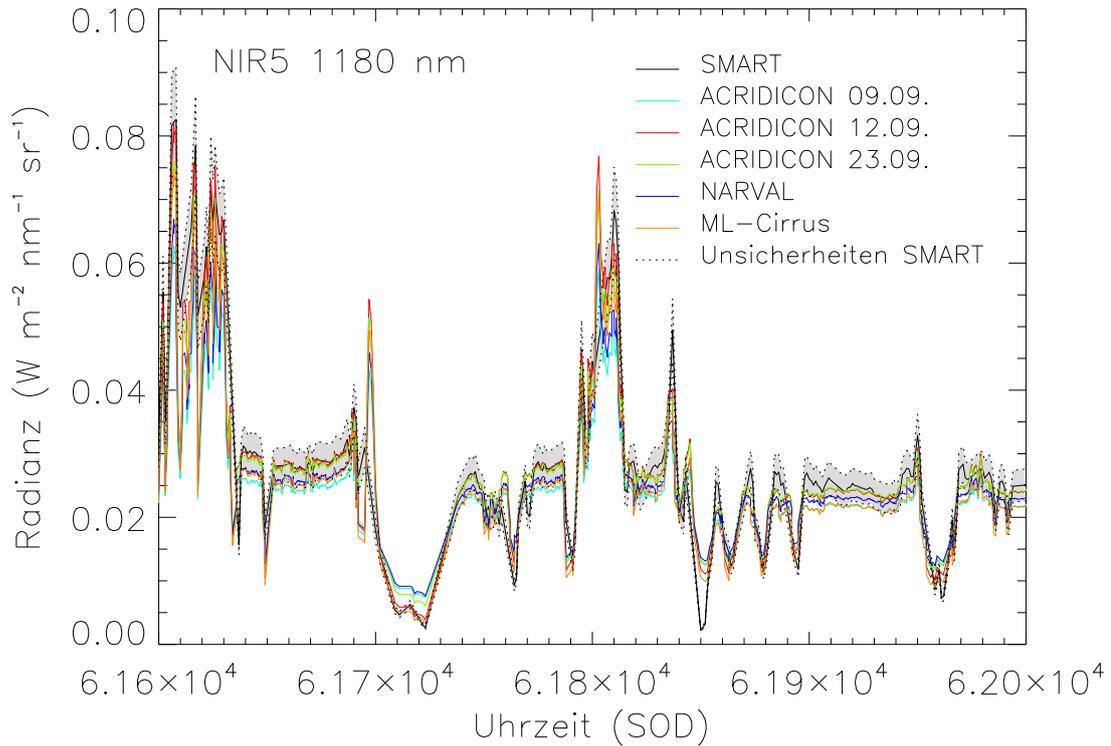


Abbildung 14: Zeitreihe vom 12. September 2014 (Acridicon) der gemessenen aufwärts gerichteten Radianz von SMART und berechnete aufwärts gerichtete Radianzen aus den mini-DOAS Messungen, unter Verwendung der verschiedenen Regressionen bei 1180 nm. Fehlerbereich des SMART ist grau hinterlegt.

von  $270 \text{ ms}^{-1}$ , einer Flugstrecke von 135 m. Das mini-DOAS dagegen liefert im Abstand von einer Sekunde ein Spektrum, was einer Flugstrecke von 270 m entspricht. Durch längere Belichtungszeiten kommt es zu einer verminderten zeitlichen und räumlichen Auflösung der Messung und plötzlich auftretende Peaks werden durch die Integration geglättet.

Wie sich in der Abbildung 14 für 1180 nm zeigt, sind die erhaltenen Kalibrationen in gewissem Rahmen stabil. So liegen die berechneten aufwärts gerichtete Radianzen, aus den Regressionen von ML-Cirrus und Acridicon (12.09.) des mini-DOAS, innerhalb des Messfehlerbereiches von SMART. Die anderen Regressionen liegen im Randbereich oder etwas außerhalb des Messfehlerbereichs. So befindet sich die Kurve der Radianz von NARVAL während 61720 SOD über den SMART-Messungen, aber im Bereich 61870 bis 61890 SOD unter der Referenzmessung des SMART. Gleiches gilt für die Kalibration mit den Regressionen von Acridicon vom 09.09. und 23.09.. Dies deutet auf einen zu gering bestimmten Anstieg hin, da dieser als Multiplikator in die Regression eingeht. Es ist dagegen keine systematische Verschiebung zu erkennen, die auf einen fehlerhaft bestimmten Koeffizienten  $a_1$  hindeuten würde.

Ebenso verhält es sich in Abbildung 15, die die erhaltenen Kalibrationen für die 1600 nm Wellenlänge zeigt. Dabei ist die beste Übereinstimmung für die Regressionen von ML-Cirrus und Acridicon (09.09.) gegeben, welche immer im Messfehlerbereich des SMART liegen. Die Regressionen von Narval und Acridicon (23.09.) liegen dagegen immer außerhalb des Unsicherheitsbereiches und weisen eine systematische Verschiebung auf, die auf einen zu gering bestimmten Wert von  $a_1$  hindeutet. Ebenso werden die Peaks in den Radianzen durch das mini-DOAS bei

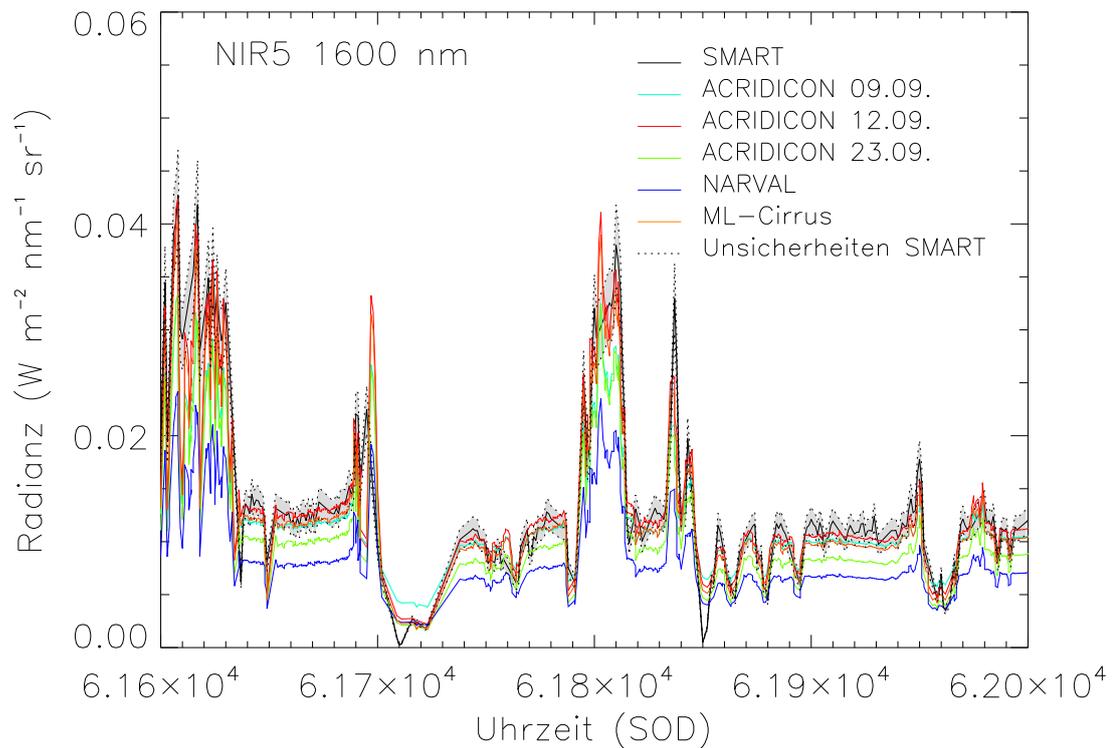


Abbildung 15: Zeitreihe vom 12. September 2014 (Acridicon) der gemessenen aufwärts gerichteten Radianz von SMART (schwarze Linie) und berechnete aufwärts gerichteten Radianzen aus den mini-DOAS Messungen unter Verwendung der verschiedenen Regressionen bei 1600 nm. Fehlerbereich des SMART ist grau hinterlegt.

Narval und Acridicon (23.09.) nicht vollständig abgedeckt, was auf einen zu gering bestimmten Anstieg  $a_0$  hindeutet.

Die Auswertung zeigt, dass erhaltenen Regressionen in eingeschränktem Umfang zur Querkalibration zwischen SMART und mini-DOAS genutzt werden können und eine gewisse Langzeitstabilität aufweisen. Die Übertragung ist selbst Kampagnenübergreifend möglich. Dies setzt voraus, dass keine technischen Veränderungen an den Geräten vorgenommen werden. Das gesamte Verfahren ist mit Unsicherheiten verbunden, die im Bereich der Messfehler der Geräte liegen. Des Weiteren ist eine zuverlässige Bestimmung der Koeffizienten nur unter konstanten Umgebungsbedingungen möglich, anderenfalls sind die resultierenden Abweichungen zu groß und liegen außerhalb der Messfehlerbereiche.

## 5.2 Austausch des Lichtwellenleiters

Zwischen den ausgewerteten Flügen vom 09.09. und 12.09. der ACRIDICON Kampagne, erfolgte ein Austausch der Lichtwellenleiter, da der bis dahin verwendete LWL, nicht für den Wellenlängenbereich geeignet war, in dem SMART arbeitet. Es war durch eine zu geringe Transmissivität gekennzeichnet. Deshalb war das am Spektrometer ankommende Signal, für alle Messungen vor dem 12.09., abgeschwächt. Bei geringen Intensitäten der aufwärts gerichteten Radianz, waren somit keine verwertbaren Messergebnisse zu erzielen. Betroffen war das VNIR Spektrum (1 200 nm bis 2 200 nm). In diesem ist das aufgezeichnete Spektrum durch Rauschen geprägt und enthält keine spektralen Informationen.

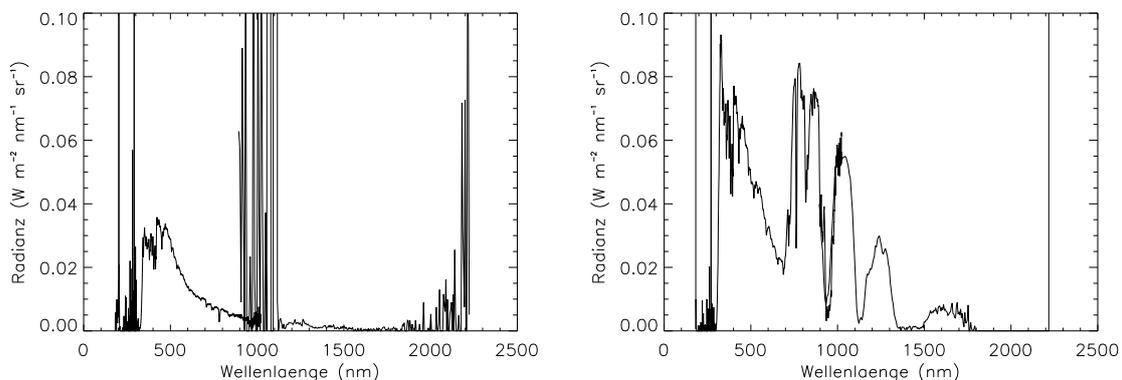


Abbildung 16: Von SMART gemessenes Spektrum von 200 bis 2200 nm für einen Zeitpunkt. Zusammengesetzt aus zwei Teilspektren. links: aus ML-Cirrus vom 26.03.2014 rechts: aus ACRIDICON vom 12.09.2014 nach Austausch des LWL.

Die beiden Teilabbildungen 16 zeigen die aufwärts gerichtete Radianz in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Abbildung 16 (links) zeigt ein zusammengefügtes Spektrum eines beliebigen Messzeitpunkts aus der ML-Cirrus Kampagne. Bei 200 nm ist das Spektrum durch starkes Rauschen geprägt, da es den unteren Randbereich des VIS Spektrometers darstellt. Das VIS Spektrum von SMART reicht, wie in Tabelle 5 angegeben, von 300 nm bis 1 000 nm. Bei 1 000 nm überschneidet sich dieses Spektrometer mit dem für den NIR-Bereich, welches von 900 nm bis 2 200 nm reicht (siehe Tabelle 5). Auch dabei tritt ein Rauschen des Signals auf. Am rechten Rand des NIR-Spektrometers ist wiederum ein Rauschen zu erkennen, welches durch die hohen Ausschläge des Graphen erkennbar ist. Randbereiche von Spektrometern sind durch technische Bedingungen generell durch Rauschen geprägt. Die Abbildung 16 (rechts) zeigt ein Spektrum

aus der ACRIDICON Kampagne, nach dem Tausch der LWL. Deutlich erkennbar ist ebenfalls eine höhere Radianz im NIR Bereich ab 1 000 nm für das gezeigte Spektrum, das kein Rauschen aufweist. Somit liefert die Messung aus der ACRIDICON Kampagne in dem Abschnitt von 1 000 nm bis 2 200 nm Informationen über die Reflektivität, da das aufgezeichnete Signal nicht nur aus dem Hintergrundrauschen besteht. Auch beim ACRIDICON Spektrum existiert am Anfang und Ende bei 200 nm und 1 000 nm das mehrfach erwähnte Rauschen in den Randbereichen der Spektrometer. Dennoch ist der Überlapp bei der 1 000 nm Wellenlänge gegeben, was durch eine Anpassung beider Teilspektren aneinander erzielt wurde.

## 6 Ableitung der optischen Eigenschaften

Aus den Messungen der aufwärts gerichteten Radianz von SMART und mini-DOAS und unter Verwendung von Simulationen der abwärts gerichteten Irradianz, werden die spektrale Reflektivitäten ermittelt. Daraus werden mit Hilfe eines Retrievals, die optischen Eigenschaften einer Wolke abgeleitet. Durchgeführt wird dies am Cirrus vom 26. März 2014 aus der ML-Cirrus Kampagne.

Zur Ableitung der optischen Dicke  $\tau$  und des effektiven Radius  $R_{eff}$  wird die Bispektrale-Reflektivitäts-Methode nach Twomey und Seton (1980) verwendet. Diese beruht auf der Kombination der spektralen Reflektivität bei zwei Wellenlängen. Eine der beiden Wellenlängen liegt in einem Bereich des Spektrums, bei dem Streuung der dominierende Prozess ist. Bei dieser Wellenlänge kann die optische Dicke der Wolke bestimmt werden. Ein Anstieg der Reflektivität erfolgt durch die Zunahme der optischen Dicke. Die zweite Wellenlänge liegt im absorbierenden Bereich des Spektrums von Eiskristallen und ermöglicht eine Aussage über den Effektivradius der Partikel. Ein Rückgang der Reflektivität, bei der absorbierenden Wellenlänge, wird durch ein Ansteigen des Effektivradius verursacht.

Durch die gezielte Wahl der verwendeten Wellenlängen, erfolgt die Anpassung des Retrievals an die herrschenden Umgebungsbedingungen, wie Aggregatzustand des Wassers in der Wolke und die Bodenalbedo. Der MODIS Satellit nutzt zum Beispiel für die Bestimmung von  $\tau$  über Land die 645 nm Wellenlänge und über Wasseroberflächen die 870 nm Wellenlänge, um den Einfluss der Bodenalbedo der Landoberfläche auf die Messung zu verringern (King et al., 1997; King et al., 2004). Als absorbierende Wellenlänge werden vielfach 1 200 nm, 1 650 nm und 2 200 nm genutzt (Twomey und Saton, 1980). Bei der Wahl der Wellenlängen ist immer abzuwägen, ob die Sensitivität bezüglich der gesuchten Parameter oder einer Verringerung der Unsicherheiten durch den Untergrund im Vordergrund stehen.

Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass die Wahl der Wellenlänge darüber entscheidet, aus welchem Bereich in der Wolke, die Parameter  $\tau$  und  $R_{eff}$  bestimmt werden. Wird eine Wolke mit Messgeräten überflogen, so können die optischen Eigenschaften, grundsätzlich nur aus dem obersten Bereich ermittelt werden. Untersuchungen von Nakajima und King aus dem Jahr 2004 haben ergeben, dass der abgeleitete effektive Radius zu 72 % bis 95 % dem Radius an der Wolkenoberkante entspricht. Durch das Retrieval erhält man nicht nur die Eigenschaften direkt an der Wolkenoberkante sondern immer eines gewissen Bereiches. Dieser ist von der Eindringtiefe abhängig, welche wiederum von der verwendeten Wellenlänge und durch die optische Dicke der Wolke bestimmt ist. Mit ansteigender Wellenlänge nimmt die Eindringtiefe und damit die geometrische Dicke des vermessenen Wolkenbereichs zu.

Das durchgeführte Retrieval nutzt Vorwärtssimulationen für Wolken verschiedenen optischer Dicken und Effektivradien. Als Wolkenschicht wurde ein Cirrus zwischen 10 000 m und 12 000 m Höhe eingefügt. Entsprechend der Flughöhe wurde die aufwärts gerichtete Radianz für 12 600 m simuliert. Die Charakterisierung des Cirrus, für die Simulation, erfolgte nach den Messungen des WALES Lidars (siehe Abbildung 17). Die genannte Abbildung 17 zeigt das Rückstreuverhältnis bei 1 064 nm (oben) und bei 532 nm (unten). Erkenntlich wird die relativ homogene Vertikalstruktur des untersuchten Cirrus zwischen 08:15 UTC und 08:40 UTC. Diese Homogenität ist Voraussetzung für eine erfolgreiche Querkalibration zwischen SMART und mini-DOAS gewesen und ermöglicht denn Vergleich der Retrieval-Ergebnisse.

Der simulierte Cirrus weist einen konstanten Eiswassergehalt von  $0.1 \text{ g m}^{-3}$  auf. Für die Be-

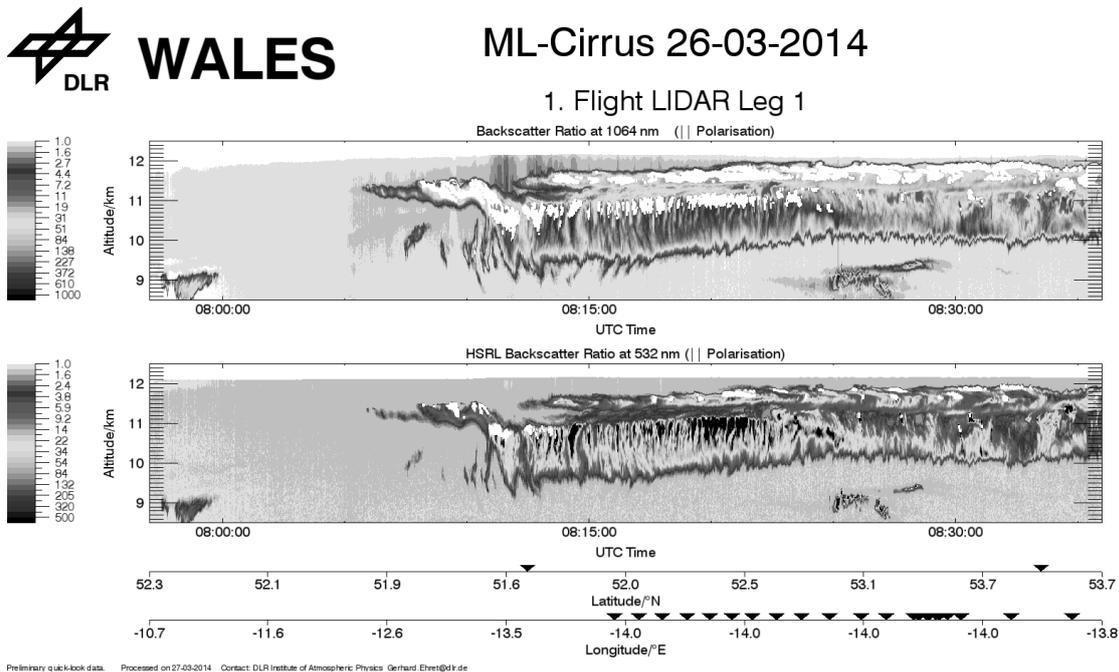


Abbildung 17: Messung des HSRL des DLR. Zeitreihe von 07:50 UTC bis 08:40 UTC des HSRL des DLR. oben: Rückstreuverhältniss bei 1 064 nm. unten: Rückstreuverhältnis bei 532 nm

rechnung der Lookup-Table (LUT) wurden Simulationen mit effektiven Radien zwischen  $5 \mu\text{m}$  und  $60 \mu\text{m}$  in  $5 \mu\text{m}$  Schritten durchgeführt. Die optische Dicke wurde zwischen 0.01 und 9.5 in unterschiedlichen Schrittweiten verändert. Für den Bereich zwischen 0.01 und 3.0 wurde  $\tau$  im Abstand von 0.05 gewählt, um den Erwartungsbereich der optischen Dicke genauer abzudecken. Als Kristallform wurde die GHM Parametrisierung nach Baum et al. (2005) angewendet. Die aus den Simulationen erhaltene Look-Up Table ist in Abbildung 18 (a) dargestellt. Dabei ist die simulierte Reflektivität bei 1 600 nm gegenüber der Reflektivität bei 860 nm aufgetragen. Die Abbildung 18 (b) wurde mit den gleichen Parametern für einen Limbwinkel von  $85^\circ$  erstellt, um den Einfluss der Limb-Geometrie auf die LUT und das Retrieval zu ermitteln. Der Vergleich beider Teilabbildungen zeigt, dass die Sensitivität des Retrievals, bezüglich der abgeleiteten Parameter, von der Beobachtungsgeometrie abhängig ist. In Gitter (b) ist erkenntlich, dass sowohl für 860 nm Wellenlänge als auch 1 600 nm Wellenlänge, für gleiche optische Dicken und Effektivradien, höhere Reflektivitäten gemessen werden müssen, als bei Nadir-Messungen in Gitter (a). Dies resultiert aus der Zunahme der gemessenen absoluten Radianz durch die Sensorneigung und den längeren Messpfad. Die Zunahme der Radianzen und daraus resultierenden Reflektivitäten führt zu einer Aufweitung des simulierten Gitters. Damit verbunden ist eine erhöhte Stabilität der abgeleiteten Parameter, da Messfehler der Spektrometersysteme und die damit einhergehenden Unsicherheiten in den ermittelten Reflektivitäten, im Gitter (b) einen geringeren Einfluss auf die abgeleitete optische Dicke und den Effektivradius haben, als im Gitter (a). Analog dazu führen kleine Änderungen der gemessenen Reflektivitäten bei beiden Wellenlängen in der Limb-Geometrie, nur zu geringfügigen Änderungen in den abgeleiteten Parametern. Damit ist zum Beispiel der Einfluss einer inhomogenen Bodenbedo geringer ausgeprägt, die besonders bei der Fernerkundung der optisch dünnen Cirrus-Bewölkung proble-

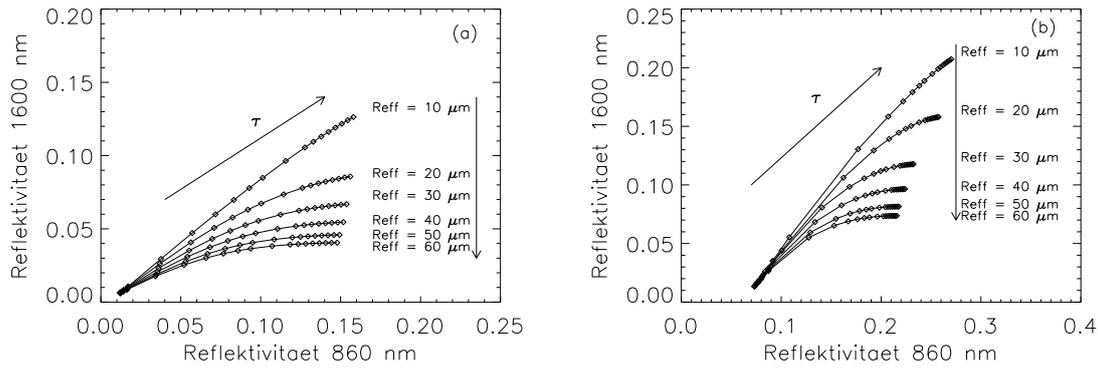


Abbildung 18: Simulierte LUT für einen Sensorwinkel von  $0^\circ$  (a) und  $85^\circ$  (b) aus dem Verhältnis der Reflektivitäten bei 860 nm und 1600 nm mit GHM Parametrisierung nach Baum et al. (2005) für den Cirrus vom 26.03.2014 aus der ML-Cirrus Kampagne.

matisch ist.

In der Limb-Geometrie müssen deshalb größere Änderungen der Reflektivitäten gemessen werden, um gleich große Variationen von optischer Dicke und Effektivradius zu erreichen, als bei Nadir-Ausrichtung. Das bedeutet, dass mittels Limb-Messungen die optische Dicke und der Effektivradius von optisch dünnen Wolken abgeleitet werden können, welche mit Nadir-Geometrie nicht zu vermessen sind, aber insgesamt die Sensitivität des Retrievals bei Limb-Messungen, bezüglich der optischen Dicke und des Effektivradius, geringer ist, als bei Nadir-Messungen. Dies führt dazu, dass kleinskalige Variationen nicht registriert werden.

Zur Bestimmung der optischen Dicke wurde für das durchgeführte Retrieval bei SMART die 860 nm beziehungsweise 1 050 nm Wellenlänge in Kombination mit den absorbierenden Wellenlängen 1 225 nm und 1 600 nm verwendet. Die Ableitung mit dem mini-DOAS erfolgte bei 1 180 nm und 1 600 nm. Für das mini-DOAS konnten nicht die gleichen Wellenlängenkombinationen wie für SMART verwendet werden, da diese außerhalb des Messpektrums liegen.

Die Messung der ML-Cirrus Kampagne durch das SMART ist bei 1 600 nm durch starkes Rauschen geprägt. Deshalb konnte bei dieser Wellenlänge keine Ableitung des Effektivradius durchgeführt werden. Die Sensitivität der verwendeten 1 225 nm Wellenlänge, im Bezug auf den Effektivradius, ist sehr gering und damit ist es ebenfalls nicht möglich,  $R_{eff}$  daraus abzuleiten. Die Verwendung der 1 050 nm Wellenlänge ist für das mini-DOAS nicht gegeben, weil in diesem Wellenlängenbereich von dem Spektrometer keine Messung erfolgt. Deshalb beschränkt sich das durchgeführte Retrieval auf die Ableitung der optische Dicke.

Aus dem Vergleich von mehrfach durchgeführten Ableitungen für verschiedene angenommene Effektivradien hat sich ergeben, dass die optische Dicke für den simulierten Cirrus nur in geringem Maße vom Effektivradius abhängig ist. So führte eine Änderung des Effektivradius um  $\pm 10 \mu\text{m}$ , zu einer Änderung der optischen Dicke von maximal  $\pm 0.05$ . Darauf basierend, wurde der Effektivradius im simulierten Cirrus auf einen konstanten Wert von  $20 \mu\text{m}$  festgesetzt. Dieser orientiert sich am Mittelwert von  $21.25 \mu\text{m}$  aus der in-situ Messung des CIP, für den entsprechenden Messzeitraum von 08:15 bis 08:45 UTC der ML-Cirrus Kampagne.

Die abgeleitete optische Dicke ist als Zeitreihe in Abbildung 19 dargestellt. Um die Stabilität der Ergebnisse zu prüfen und mögliche Fehler durch die Unsicherheiten bei den absorbierenden Wel-

lenlängen zu erkennen, wurden für das SMART unterschiedliche Wellenlängenkombinationen verwendet.

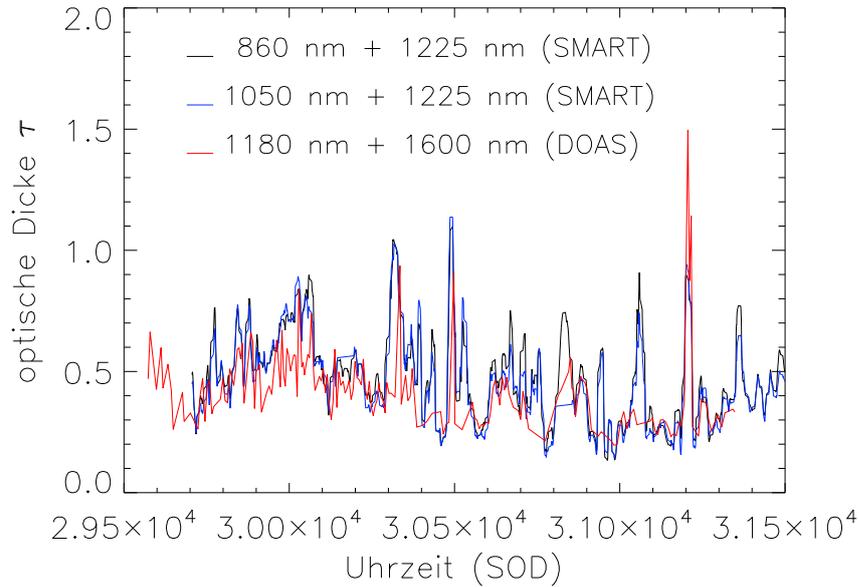


Abbildung 19: Darstellung der abgeleiteten optischen Dicke als Zeitreihe zwischen 08:15 und 08:45 UTC, welche mittels SMART, mini-DOAS und WALES unter Verwendung der angegebenen Wellenlängen, für den 26. März 2014, während der ML-Cirrus Kampagne bestimmt wurde.

Für die optische Dicke ist eine gute Übereinstimmung von SMART (schwarze und blaue Linie) und mini-DOAS (rote Linie) zu erkennen, wobei das mini-DOAS immer eine leicht geringere optische Dicke registriert. Auch zwischen den unterschiedlichen Wellenlängenkombinationen des SMART gibt es nur minimale Abweichungen. Für den dargestellten Zeitraum zwischen 08:15 UTC und 08:45 UTC konnte eine mittlere optische Dicke von 0.6678 (860 nm + 1 225 nm) beziehungsweise 0.6499 (1 050 nm + 1 225 nm) mittels SMART bestimmt werden. Beim mini-DOAS ergibt sich eine mittlere optische Dicke von 0.5574 (1 180 nm + 1 600 nm). Die Abweichung des Mittelwerts zwischen SMART (860 nm + 1 225 nm) und mini-DOAS beträgt 0.1104 und zwischen SMART (1 050 nm + 1 225 nm) und mini-DOAS ergibt sich zu 0.0925. Für die Zeitreihe hat sich eine mittlere quadratische Abweichungen von 0.2078 (860 nm + 1 225 nm) und 0.1989 (1 050 nm + 1 225 nm) ergeben.

Die Mittelwerte für die optische Dicke befinden sich im Bereich der Messung, die CALIPSO mittels des CALIOP Lidars durchgeführt hat. Dieses ermittelte eine optische Dicke zwischen 0.5 und 2.5, wobei der Zeitpunkt des Satellitenüberfluges nicht exakt mit dem Messzeitpunkt des Flugzeuges übereinstimmt. Dabei muss eine zeitliche Entwicklung und Veränderung des Cirrus in Betracht gezogen werden.

In Abbildung 20 wird die optische Dicke entlang des Flugabschnitts in Abhängigkeit von der geographischen Breite dargestellt. Zusätzlich wurde für die Evaluierung der Retrieval-Ergebnisse, die Messung des WALES eingefügt. Die von diesem Gerät bestimmte optische Dicke, wurde aus der Rückstreuung bei 532 nm ermittelt und ist durch die rote Linie dargestellt.

Zwischen den beiden Spektrometern und WALES ist eine gute Übereinstimmung in der optischen Dicke zu erkennen. Ab einer geographischen Breite von 53° N ist von SMART und mini-DOAS eine deutlich höhere optische Dicke registriert worden als von WALES. Dies könnte

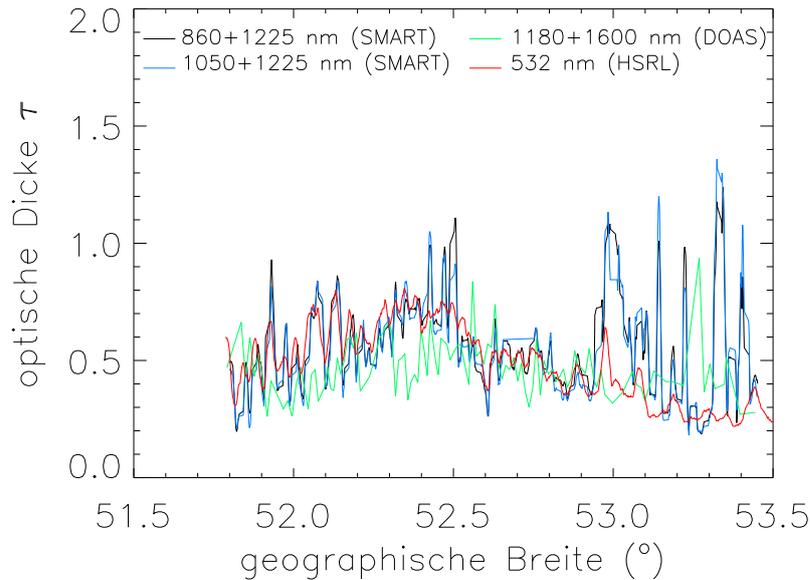


Abbildung 20: Darstellung der abgeleiteten optischen Dicke, aus der Messung vom 26. März 2014 während ML-Cirrus, mittels SMART und mini-DOAS unter Verwendung der angegebenen Wellenlängen in Abhängigkeit der geographischen Breite.

durch eine zweite Wolkenschicht unterhalb des untersuchten Cirrus verursacht worden sein, welche aber nicht von WALES registriert wurde und damit nicht in dessen Retrieval eingegangen ist. Gleichzeitig könnte dies die hohen optischen Dicken bei SMART und mini-DOAS erklären, da die zusätzlichen Wolken nicht in der Simulation der LUT berücksichtigt werden konnten. Dadurch wird im Retrieval die optische Dicke der zweiten Wolkenschicht dem Cirrus hinzugefügt, was zu Fehlern in der Ableitung führt. Aus der Messung des WALES hat sich für den Untersuchungszeitraum eine mittlere optische Dicke  $\tau = 0.4905$  ergeben.

Damit ist die optische Dicke durch SMART (860 nm + 1 225 nm) um 0.1773 größer bestimmt, mit einer mittleren quadratischen Abweichung von 0.3623, als durch WALES. Für SMART (1 050 nm + 1 225 nm) ergibt sich eine Differenz von 0.1594, mit einer mittleren quadratischen Abweichung von 0.3465. Zwischen mini-DOAS und WALES beträgt die Differenz 0.0669, mit einer mittleren quadratischen Abweichung von 0.1884.

Somit zeigt sich, dass mit dem Retrieval der verschiedenen Wellenlängenkombinationen bei SMART, als auch dem mini-DOAS, gute Übereinstimmung mit den WALES-Messungen erzielen lassen. So ist es mit dem mini-DOAS möglich, Fernerkundung von optisch dünnen Wolken zu betreiben, wenn als Voraussetzung stabile Querkalibrationen ermittelt werden können und unter Berücksichtigung einer verringerten Sensitivität bei möglicher Limb-Geometrie.

## 6.1 Einfluss der Eiskristallform

Neben der GHM Parametrisierung nach Baum, wurden auch Simulationen für andere Eiskristallparametrisierungen erstellt und im Retrieval angewendet, um mögliche Formeffekte zu berücksichtigen. Auf diese Weise lässt sich auch feststellen, welche Eiskristallform die Strahlungseigenschaften der Wolke dominiert hat. Dazu erfolgten weitere Berechnung nach der Parametrisierung von Baum et al. (2005) für Säulen und Aggregationen, sowie nach 'hey' für

Aggregationen, Säulen, Plättchen und nahezu sphärischen Eiskristalle (Droxtals). Ein wichtiger Unterschied zwischen den Parametrisierungen ist, dass bei Baum et al. die Oberfläche der Eiskristalle eine hohe Rauheit aufweist, wohingegen bei 'hey' die Oberfläche als glatt angenommen wird.

Die sich durch die Formen ergebenden Unterschiede der optischen Dicke sind in Abbildung 21 für 'Baum GHM', 'Baum Aggregationen', 'Hey Säulen' und 'Hey Aggregationen' dargestellt. Dabei ist die optische Dicke in Abhängigkeit der geographischen Breite aufgetragen. Für alle Retrievals wurde die Messung des SMART bei 860 nm und 1 225 nm Wellenlänge verwendet. Als Referenzwert wurde die Messung des WALES (rote Linie) hinzugefügt.

Aus der Grafik lassen sich keine deutlichen Unterschiede durch die Formvariation erkennen. Lediglich die Parametrisierungen 'Baum GHM' und 'Hey Säulen' liegen kontinuierlich über den anderen Simulationen und der WALES Referenzmessung. Somit führen diese beiden Formannahmen zu einer Überschätzung der tatsächlichen optischen Dicke. Die Kurven der anderen beiden Kristallformen verlaufen nahezu deckungsgleich mit der WALES Messung.

Zur besseren Abschätzung sind die Mittelwerte und ihre Abweichungen vom Mittelwert der WALES Messung für die verschiedenen Parametrisierungen und Formen für beide Spektrometersysteme entlang der gesamten Messstrecke in Tabelle 11 aufgezeigt.

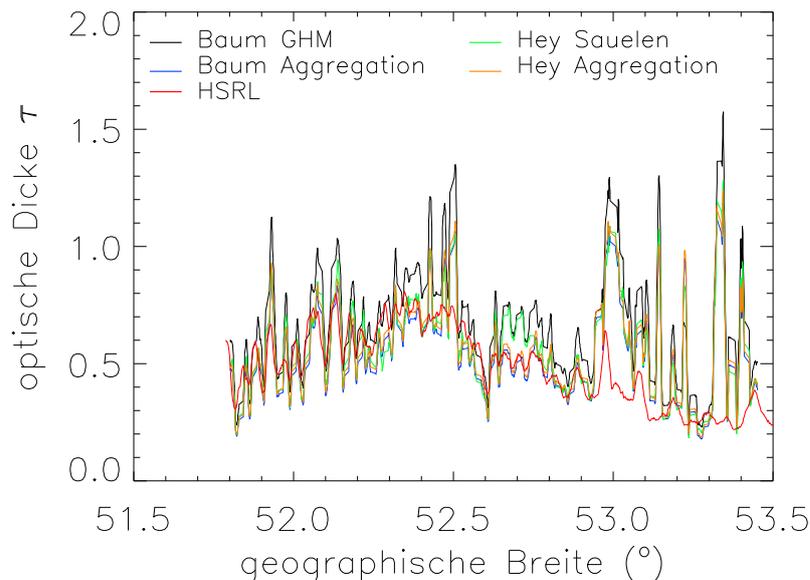


Abbildung 21: Darstellung der optischen Dicke unter Annahme verschiedener Eiskristallformen bei Verwendung der SMART Messung (860 nm und 1 225 nm) vom 26. März 2014 der ML-Cirrus Kampagne. Die rote Linie markiert die Referenzmessung durch das WALES.

Aus der Tabelle ergibt sich, dass die geringste Abweichung der optischen Dicke für das SMART bei der 'Baum Aggregationen' Parametrisierung ergibt. Die geringste Abweichung beim mini-DOAS wird für 'Baum Säulen' beziehungsweise 'Hey Aggregationen' erreicht. Die größten Differenzen für SMART entstehen für 'Hey Plättchen' und bei dem mini-DOAS für 'Hey Droxtal'. Es zeigt sich auch, dass SMART immer über der WALES Messung liegt und damit die optische Dicke für alle Kristallformen überschätzt, während das mini-DOAS auch Mittelwerte aufweist, die geringer sind, als der Mittelwert das WALES.

Aus dem alleinigen Retrieval der optischen Dicke dieses Messfalls und dem anschließenden Ver-

Tabelle 11: Mittelwerte der optischen Dicke für unterschiedliche Eiskristallparametrisierungen, sowie die dazugehörigen relativen Abweichungen der Mittelwerte vom Mittel der WALES Referenzmessung.

Wellenlänge	SMART	SMART	DOAS
	860 + 1225	1050 + 1225	1180 + 1600
Parametrisierung			
Baum GHM	0.6678 (+36 %)	0.6499 (+33 %)	0.5574 (+13 %)
Baum Säulen	0.6410 (+30 %)	0.6147 (+25 %)	0.5273 (+7 %)
Baum Aggregationen	0.5245 (+9 %)	0.5404 (+10 %)	0.4411 (−10 %)
Hey Aggregationen	0.5560 (+13 %)	0.5471 (+11 %)	0.4549 (−7 %)
Hey Säulen	0.5643 (+15 %)	0.5637 (+14 %)	0.4070 (−17 %)
Hey Droxtal	0.7587 (+55 %)	0.7517 (+53 %)	0.6233 (+27 %)
Hey Plättchen	0.8864 (+81 %)	0.7719 (+57 %)	0.4372 (−11 %)

gleich mit Simulationen verschiedenen Kristallformen, ist es nicht möglich, auf die dominierende Kristallform in dem untersuchten Cirrus zu schließen. Dazu ist zusätzlich die Betrachtung des Effektivradius notwendig. Alternativ kann auch bei Verwendung der Limb-Geometrie auf die Kristallform geschlossen werden, wenn der Anstieg der winkelabhängigen Radianz beziehungsweise Reflektivität verwendet wird, wie bei den Sensitivitätsstudien gezeigt wurde.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zwei unabhängige flugzeuggetragene Messsysteme zur Fernerkundung von Cirrus-Bewölkung miteinander verglichen. Dazu erfolgten Sensitivitätsstudien, um den Einfluss von Nadir- und Limbgeometrie auf die Messung der aufwärts gerichteten Radianz abzuschätzen. Dabei zeigte sich, dass mit zunehmenden Sensorwinkel, die gemessene Radianz ansteigt und somit auch optisch dünner Cirrus, sowie SVC detektiert werden können. Dabei ist die Wahl der Wellenlänge von Bedeutung, um zwischen Streuung an Wolkenpartikeln und Luftmolekülen voneinander zu unterscheiden. Dazu wurden in den Studien die Wellenlängen 1 180 nm und 1 600 nm verwendet. Für diese ergab sich eine ausreichende Differenz zwischen der gestreuten Strahlung der Wolke und dem Hintergrundrauschen.

Bei der Modellierung unterschiedlicher optischer Dicken konnte ermittelt werden, dass für größere optische Dicken eine Zunahme der Radianz verbunden ist. Dieser Anstieg ist nicht für alle Winkel gleich groß, sondern hat vor allem auf geringe Sensorneigungen einen Einfluss. Steigt bei einer Wellenlänge von 1 180 nm die optische Dicke von 0.5 auf 2.0 an, so nimmt die Radianz bei einer Sensorneigung von  $0^\circ$ , die Radianz um  $9.421 \cdot 10^{-4} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  zu, während die Zunahme bei  $85^\circ$  nur  $6.109 \cdot 10^{-4} \text{ W m}^{-2} \text{ nm}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  beträgt. Analog verhält es sich bei der 1 600 nm Wellenlänge. Damit sind Limb-Messungen weniger sensitiv für Messungen der optischen Dicke.

Aus den verschiedenen Kristallformen und damit verbundenen abweichenden Streuphasenfunktionen ergeben sich unterschiedliche Radianzen bei gleichem Sensorwinkel. So ist der Anstieg der Radianz in Abhängigkeit des Limb-Winkels für Säulen und die GHM Kristallmischung größer, als für Droxtals und Plättchen. Zusätzlich ergeben sich Peaks in der simulierten Radianz, wenn es zu einer gleichmäßiger Ausrichtung aller Teilchen kommt, was bei der Fernerkundung mittels mini-DOAS in den Wichtungsfunktionen berücksichtigt werden muss. Damit ist es aber möglich, unter gleichzeitiger Messung bei verschiedenen Sensorwinkel, die Form der Eiskristalle, aus dem Anstieg und Vergleich der Radianz mit Simulationen, abzuleiten.

Bei der Untersuchung des Einflusses der spektralen Bodenbedo für unterschiedliche Limb-Winkel hat sich ergeben, dass eine Erhöhung der Bodenbedo, einen Anstieg der Radianz verursacht. Dabei ist die Zunahme für optisch dünne Wolken stärker ausgeprägt, als für optisch dickere Wolken. Dieser Anstieg ist aber nicht für alle Beobachtungswinkel gleich. Besonders Messgeräte in Nadir-Geometrie reagiert sensitiv auf Änderungen der Bodenbedo, wobei deren Einfluss mit zunehmenden Sensorwinkel abnimmt. Somit lässt sich durch die Limb-Messung, die Unsicherheit durch schwankende Bodenbedo verringern. So kann bei einer Wellenlänge von 1 180 nm die relative Differenz der gemessenen Radianz, durch eine Variation der Bodenbedo zwischen 0.1 und 0.9, für eine Wolke mit der optischen Dicke von  $\tau = 0.1$  von 83.73 % auf 26.44 % reduziert werden.

Aus den Sensitivitätsstudien ergibt sich, dass mittels Limb-Technik die Fernerkundung von optisch dünnem Cirrus und SVC möglich ist, welche den üblichen Nadir-Geräten verborgen bleibt. Gleichzeitig kann der Einfluss der Bodenbedo verringert werden. Demgegenüber steht aber eine Abnahme der Sensitivität bezüglich kleinskaliger Änderungen der optischen Eigenschaften. Nach der Abschätzung der Nadir- und Limbgeometrie auf die gemessene Radianz, wurde auf die beiden Spektrometersysteme und ihre technischen Besonderheiten eingegangen. Gleichzeitig erfolgte eine Erläuterung der bestehenden Schwierigkeiten bei der Wolkenfernerkundung und der Limb-Messgeometrie.

In Kapitel 5 konnte unter Verwendung der Nadir-Messungen von SMART und mini-DOAS entsprechende Querkalibrationen ermittelt werden und damit ein Vergleich beider Messgeräte erfolgen. Diese weisen eine Langzeitstabilität auf, die es ermöglicht, die erhaltenen Kalibrationen von verschiedenen Messtagen und Messkampagnen auf andere Messfälle zu übertragen. Voraussetzung dafür ist, dass an beiden Geräten keine technischen Veränderungen vorgenommen werden. Damit können die Rohdaten des mini-DOAS in die entsprechende Radianz umgerechnet werden. Das aufgezeigte Verfahren ist mit einigen Fehlern behaftet, da Messunsicherheiten des SMART, wie in diesem Messfall von 10 % bei 1600 nm, ebenfalls mit in die Querkalibrierung eingehen, welche zusätzliche Fehler in den mini-DOAS Ergebnissen und Retrievals verursachen. Die erhaltenen Radianzen und daraus berechneten spektralen Reflektivitäten von SMART und mini-DOAS wurden genutzt, um ein Retrieval der optischen Dicke eines Cirrus vom 26. März 2014 aus der ML-Cirrus Kampagne abzuleiten. Aufgrund fehlerhafter Messungen des SMART bei 1 600 nm wurde auf das Retrieval des Effektivradius verzichtet. Alternative Wellenlängen bei 1 225 nm zeigten zu geringe Sensitivität bezüglich der effektiven Radius oder wurden vom mini-DOAS, wie die 1 050 nm Wellenlänge, nicht vermessen. Mit Hilfe des Retrievals wurde für die optische Dicke durch SMART ein Mittelwert von 0.6678 (860 nm + 1 225 nm) beziehungsweise 0.6499 (1 050 nm + 1 225 nm) und mit dem mini-DOAS ein Mittelwert von 0.5574 (1 180 nm + 1 600 nm) bestimmt. Dies konnte anhand der Referenzmessung durch WALES validiert werden, bei dem ein Mittelwert von 0.4905 bei 532 nm bestimmt wurde. Insgesamt zeigte sich für die ermittelten optischen Dicken eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Geräten und dem Referenzwert von WALES, trotz der Unsicherheiten in der Querkalibration und dem Rauschen der 1 600 nm Wellenlänge, welche zur Kalibration des mini-DOAS verwendet wurde. Die Querkalibrierungen und Anwendung des Retrievals, auf die Nadir-Kanäle des mini-DOAS hat gezeigt, dass auch das mini-DOAS für die Wolkenfernerkundung eingesetzt werden kann. Da die Limb-Kanäle eine identische Funktionsweise haben, ist es möglich, dass hier gezeigte Verfahren auf diese zu übertragen. Dazu muss die Kalibration in Nadir-Ausrichtung erfolgen und kann dann auf unterschiedliche Sensorwinkel angewendet werden. Aus den Sensitivitätsstudien hat sich ergeben, dass dabei Wichtungsfunktionen, bezüglich der Form und des Sensorwinkels, berücksichtigt werden müssen. Da in der Limb-Geometrie auch SVC detektiert werden können, wird es mit dem mini-DOAS möglich sein, SVC zu detektieren und deren optische Eigenschaften abzuleiten. Somit kann eine Fortsetzung dieser Arbeit dahingehend erfolgen, dass bei folgenden Kampagnen, dass SMART zusammen mit dem mini-DOAS Messungen durchführt und unter Verwendung verschiedener Limb-Winkel, ein weiterer Vergleich beider Systeme, sowie dazugehörige Kalibrationen erzeugt werden.

## Abbildungsverzeichnis

1	Einfluss Zenitwinkels optischen Dicke auf Strahlungsantrieb. . . . .	4
2	Einfluss Bodenalbedo auf Strahlungsantrieb. . . . .	5
3	Einfluss Vertikalgeschwindigkeit auf Extinktion. . . . .	8
4	Einfluss Vertikal- und Sedimentationsgeschwindigkeit auf SVC. . . . .	9
5	Streuphasenfunktion sphärische Wassertropfen und Eiskristallen. . . . .	16
6	Auf. geri. Radianz bei 532 nm in Abh. des Limb-Winkels. . . . .	19
7	Auf. ger. Radianz bei 1 182 nm in Abh. des Limb-Winkels. . . . .	20
8	Auf. ger. Radianz bei 1182 nm in Abh. des Limb-Winkels. . . . .	20
9	Auf. ger. Radianz für vier Kristallformen bei 1 182 nm in Abh. des Limb-Winkels. . . . .	22
10	Auf. ger. Radianz bei 1 180 nm in Abhängigkeit des Sensorwinkels. . . . .	23
11	Schematischer Aufbau und Komponenten SMART . . . . .	29
12	Schematischer Aufbau mini-DOAS. . . . .	31
13	Regression u. Zeitreihe ML-Cirrus. . . . .	33
14	Zeitreihe Radianz 1180 nm vom 12. September 2014. . . . .	38
15	Zeitreihe Radianz 1600 nm vom 12. September 2014. . . . .	39
16	SMART Spektrum . . . . .	40
17	Messung des HSRL des DLR. . . . .	43
18	LUT für 0° und 85°. . . . .	44
19	Abgeleitete optische Dicke und effektiver Radius . . . . .	45
20	Abgeleitete optische Dicke in Abhängigkeit von der geographischen Breite. . . . .	46
21	Einfluss der Form auf $\tau$ . . . . .	47

## Literatur

- Baum, B. A., Heymsfield, A. J., Yang, P., and Bedka, S. T.: Bulk scattering properties for the remote sensing of ice clouds. Part I: Microphysical data and models, *J. Appl. Meteor.*, 44, 1885–1895, 2005a.
- Baum, B. A., Yang, P., Heymsfield, A. J., Platnick, S., King, M. D., Hu, Y. X., and Bedka, S. T.: Bulk scattering properties for the remote sensing of ice clouds. Part II: Narrowband models, *J. Appl. Meteor.*, 44, 1896–1911, 2005b.
- Bourassa, A. E., Degenstein, D. A., and Llewellyn, E. J.: Climatology of the subvisual cirrus clouds as seen by {OSIRIS} on Odin, *Adv. Space Res.*, 36, 807–812, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2005.05.045>, atmospheric Remote Sensing: Earth's Surface, Troposphere, Stratosphere and Mesosphere- I, 2005.
- Cantrell, W. and Heymsfield, A.: Production of Ice in Tropospheric Clouds: A Review, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 86, 795–807, doi:<http://dx.doi.org/10.1175/BAMS-86-6-795>, 2005.
- Clark, R. N., Swayze, G. A., Wise, R., Livo, E., Hoefen, T., Kokaly, R., and Sutley, S. J.: USGS digital spectral library splib06a: U.S. Geological Survey, Digital Data Series 231., URL <http://speclab.cr.usgs.gov/spectral-lib.html>, 2007.
- Donohoe, A. and Battisti, D. S.: Atmospheric and Surface Contributions to Planetary Albedo, *J. Climate*, 24, 4402–4418, doi:<http://dx.doi.org/10.1175/2011JCLI3946.1>, 2011.
- Ehrlich, A.: The impact of ice crystals on radiative forcing and remote sensing of Arctic boundary-layer mixed-phase clouds, Ph.D. thesis, Johannes Gutenberg University Mainz, Germany, 2009.
- Eichler, H.: The Impact of Ice Crystals on Radiative Forcing and Remote Sensing of Arctic Boundary-Layer Mixed-Phase Clouds., Ph.D. thesis, University Mainz, Germany, 2009.
- Eichler, H., Ehrlich, A., Wendisch, M., Mioche, G., Gayet, J.-F., Wirth, M., Emde, C., and Minikin, A.: Influence of ice crystal shape on retrieval of cirrus optical thickness and effective radius: A case study, *J. Geophys. Res.*, 114, D19203, doi:[doi:10.1029/2009JD012215](https://doi.org/10.1029/2009JD012215), 2009.
- Fricke, C., Ehrlich, A., Jäkel, E., Bohn, B., Wirth, M., and Wendisch, M.: Influence of local surface albedo variability and ice crystal shape on passive remote sensing of thin cirrus, *Atmos. Chem. Phys.*, 14, 1943–1958, doi:[10.5194/acp-14-1943-2014](https://doi.org/10.5194/acp-14-1943-2014), 2014.
- Fu, Q. and Liou, K. N.: Parameterization of the radiative properties of cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 50, 2008–2025, 1993.
- Hobbs, P. V. and Deepak, A., eds.: *Clouds their Formation, Optical Properties, and Effects*, Academic Press, doi:[10.1016/B978-0-12-350720-4.50001-6](https://doi.org/10.1016/B978-0-12-350720-4.50001-6), 1981.
- Hünecke, T.: HALO mini-DOAS Status Januar 2012, 2012.
- Jensen, E. J., Pfister, L., Ackerman, A. S., Tabazadeh, A., and Toon, O. B.: A conceptual model of the dehydration of air due to freeze-drying by optically thin, laminar cirrus rising slowly across the tropical tropopause, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 106, 17 237–17 252, doi:[10.1029/2000JD900649](https://doi.org/10.1029/2000JD900649), 2001.

- Jin, Z., Charlock, T. P., Smith, W. L., and Rutledge, K.: A parameterization of ocean surface albedo, *Geophys. Res. Lett.*, 31, n/a–n/a, doi:10.1029/2004GL021180, 2004.
- Kärcher, B.: Properties of subvisible cirrus clouds formed by homogeneous freezing, *Atmos. Chem. Phys.*, 2, 161–170, 2002.
- Kärcher, B. and Solomon, S.: On the composition and optical extinction of particles in the tropopause region, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 104, 27 441–27 459, doi:10.1029/1999JD900838, 1999.
- King, M. D., Tsay, S.-C., Platnick, S. E., Wang, M., and Liou, K.-N.: Cloud Retrieval Algorithms for MODIS: Optical Thickness, Effective Particle Radius, and Thermodynamic Phase, NASA, URL [modis.gsfc.nasa.gov/data/atbd/atbd\\_mod05.pdf](http://modis.gsfc.nasa.gov/data/atbd/atbd_mod05.pdf), 1997.
- King, M. D., Platnick, S., Yang, P., Arnold, G. T., Gray, M. A., Riedi, J. C., Ackerman, S. A., and Liou, K. N.: Remote sensing of liquid water and ice cloud optical thickness and effective radius in the Arctic: Application of airborne multispectral MAS data, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 21, 857–875, 2004.
- Lee, J., Yang, P., Dessler, A. E., Gao, B.-C., and Platnick, S.: Distribution and radiative forcing of tropical thin cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, 66, 3721–3731, doi:http://dx.doi.org/10.1175/2009JAS3183.1, 2009.
- Liou, K.-N.: Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective, *Mon. Weather Rev.*, 114, 1167–1199, 1986.
- Liou, K. N.: *An Introduction to Atmospheric Radiation*, Academic Press, San Diego, London, 2002.
- Liou, K.-N. and Lahore, H.: Laser sensing of cloud composition: A backscattered depolarization technique, *J. Appl. Meteorol.*, 13, 257–263, 1974.
- Martins, E., Noel, V., and Chepfer, H.: Properties of cirrus and subvisible cirrus from nighttime Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization (CALIOP), related to atmospheric dynamics and water vapor, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 116, doi:10.1029/2010JD014519, 2011.
- Mayer, B. and Kylling, A.: Technical note: The *libRadtran* software package for radiative transfer calculations - description and examples of use, *Atmos. Chem. Phys.*, 5, 1855–1877, 2005.
- Mayer, B., Kylling, A., Emde, C., Hamann, C., and Buras, R.: *libRadtran user's guide*, 2014.
- Minnis, P., Ayers, K., Palikonda, R., and Phan, D.: Contrails, cirrus trends, and climate, *J. Climate*, 17, 1671–1685, doi:http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(2004)017<1671:CCTAC>2.0.CO;2, 2004.
- Nakajima, T. and King, M. D.: Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part I: Theory, *J. Atmos. Sci.*, 47, 1878–1893, 1990.
- NASA: Earth Fact Sheet, URL <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/earthfact.html>, abgerufen am: 16.02.2015.

- Nicolaus, M., Gerland, S., Hudson, S. R., Hanson, S., Haapala, J., and Perovich, D. K.: Seasonality of spectral albedo and transmittance as observed in the Arctic Transpolar Drift in 2007, *J. Geophys. Res. Oceans*, 115, doi:10.1029/2009JC006074, 2010.
- Normand, E. N., Wiensz, J. T., Bourassa, A. E., and Degenstein, D. A.: Cloud discrimination in probability density functions of limb-scattered sunlight measurements, *Atmos. Meas. Tech.*, 6, 3359–3368, doi:10.5194/amt-6-3359-2013, 2013.
- of Saskatchewan, U.: The Limb-Scatter Technique, URL <http://osirus.usask.ca/?q=node/3>, abgerufen am: 04.02.2015.
- Platt, C. M. R., Scott, J. C., and Dilley, A. C.: Remote sounding of high clouds. VI: Optical properties of midlatitude and tropical cirrus, *J. Atmos. Sci.*, 44, 729–747, 1987.
- Prados-Roman, C.: Aircraft-borne spectroscopic limb measurements of trace gases absorbing in the UV-A spectral range. Investigations of bromine monoxide in the Arctic troposphere, Ph.D. thesis, Universität Heidelberg, Germany, 2010.
- Prados-Roman, C., Butz, A., Deutschmann, T., Dorf, M., Kritten, L., Minikin, A., Platt, U., Schlager, H., Sihler, H., Theys, N., Van Roozendaal, M., Wagner, T., and Pfeilsticker, K.: Airborne DOAS limb measurements of tropospheric trace gas profiles: case studies on the profile retrieval of O<sub>4</sub> and BrO, *Atmos. Meas. Techn.*, 4, 1241–1260, doi:10.5194/amt-4-1241-2011, 2011.
- Pruppacher, H. R. and Klett, J. D.: *Microphysics of Clouds and Precipitation*, Kluwer Academic, 1997.
- Qu, J. J., Gao, W., Kafatos, M., Murphy, R. E., and Salomonson, V. V., eds.: *Earth Science Satellite Remote Sensing*, Springer Berlin Heidelberg, doi:10.1007/978-3-540-37294-3, 2006.
- Reverdy, M., Noel, V., Chepfer, H., and Legras, B.: On the origin of subvisible cirrus clouds in the tropical upper troposphere, *Atmos. Chem. Phys.*, 12, 12081–12101, doi:10.5194/acp-12-12081-2012, 2012.
- Sassen, K., Griffin, M. K., and Dodd, G. C.: Optical Scattering and Microphysical Properties of Subvisual Cirrus Clouds, and Climatic Implications, *J. Appl. Meteor.*, 28, 91–98, doi:10.1175/1520-0450(1989)028, 1989.
- Sassen, K., Wang, Z., and Liu, D.: Global distribution of cirrus clouds from CloudSat/Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations (CALIPSO) measurements, *J. Geophys. Res.*, 113, doi:10.1029/2008JD009972, 2008.
- Sausen, R., Isaksen, I., Grewe, V., Hauglustaine, D., Lee, D. S., Myhre, G., Köhler, M. O., Pitari, G., Schumann, U., Stordal, F., and Zerefos, C.: Aviation radiative forcing in 2000: An update on IPCC (1999), *Meteorologische Zeitschrift*, 14, 555–561, doi:doi:10.1127/0941-2948/2005/0049, 2005.
- Schulte, I.: Electronic characterisation of the airborne HALO mini-DOAS instrument and recording and simulation of reference spectra, Master's thesis, Universität Heidelberg, Germany, 2013.

- Sen, P. K.: Estimates of the Regression Coefficient Based on Kendall's Tau, *J. Am. Statist. Assoc.*, 63, 1379–1389, doi:10.1080/01621459.1968.10480934, 1968.
- Theil, H.: A Rank-Invariant Method of Linear and Polynomial Regression Analysis, in: Henri Theil's Contributions to Economics and Econometrics, edited by Raj, B. and Koerts, J., vol. 23 of *Adv. St. Theo.*, pp. 345–381, Springer, doi:10.1007/978-94-011-2546-8\_20, 1992.
- Wendisch, M. and Brenguier, J.-L.: Airborne Measurements for Environmental Research – Methods and Instruments, Wiley–VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, Weinheim, Germany, iISBN: 978-3-527-40996-9, 2013.
- Wendisch, M., Müller, D., Schell, D., and Heintzenberg, J.: An airborne spectral albedometer with active horizontal stabilization, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 18, 1856–1866, 2001.
- Werner, F.: Twomey Effect of Trade Wind Cumuli, Ph.D. thesis, Universität Leipzig, Germany, 2014.
- Wiensz, J. T., Degenstein, D. A., Lloyd, N. D., and Bourassa, A. E.: Retrieval of subvisual cirrus cloud optical thickness from limb-scatter measurements, *Atmos. Meas. Tech.*, 6, 105–119, doi:10.5194/amt-6-105-2013, 2013.
- Wirth, M., Fix, A., Mahnke, P., Schwarzer, H., Schrandt, F., and Ehret, G.: The airborne multi-wavelength water vapor differential absorption lidar WALES: system design and performance, *Applied Physics B*, 96, 201–213, doi:10.1007/s00340-009-3365-7, 2009.
- Yang, P., Liou, K. N., Wyser, K., and Mitchell, D.: Parameterization of the scattering and absorption properties of individual ice crystals, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 105, 4699–4718, doi:10.1029/1999JD900755, 2000.
- Yang, P., Hong, G., Dessler, A. E., Ou, S. S. C., Liou, K.-N., Minnis, P., and Harshvardhan: Contrails and Induced Cirrus: Optics and Radiation, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 91, 473–478, doi:http://dx.doi.org/10.1175/2009BAMS2837.1, 2010.

# Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Ausarbeitung selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel verfasst habe.

Leipzig, den 29. Oktober 2015

Kevin Wolf