



Max-Planck-Institut für Meteorologie
Max Planck Institute for Meteorology



MAX-PLANCK-GESELLSCHAFT

Atmosphärische Streuphänomene im nahen Infrarot

abgeleitet aus OASIS-Messungen
und vergleichenden Berechnungen

Susann Petermann



Berichte zur Erdsystemforschung

$\frac{56}{2008}$

Reports on Earth System Science

Hinweis

Die Berichte zur Erdsystemforschung werden vom Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg in unregelmäßiger Abfolge herausgegeben.

Sie enthalten wissenschaftliche und technische Beiträge, inklusive Dissertationen.

Die Beiträge geben nicht notwendigerweise die Auffassung des Instituts wieder.

Die "Berichte zur Erdsystemforschung" führen die vorherigen Reihen "Reports" und "Examensarbeiten" weiter.



Notice

The Reports on Earth System Science are published by the Max Planck Institute for Meteorology in Hamburg. They appear in irregular intervals.

They contain scientific and technical contributions, including Ph. D. theses.

The Reports do not necessarily reflect the opinion of the Institute.

The "Reports on Earth System Science" continue the former "Reports" and "Examensarbeiten" of the Max Planck Institute.

Anschrift / Address

Max-Planck-Institut für Meteorologie
Bundesstrasse 53
20146 Hamburg
Deutschland

Tel.: +49-(0)40-4 11 73-0
Fax: +49-(0)40-4 11 73-298
Web: www.mpimet.mpg.de

Layout:

Bettina Diallo, PR & Grafik

Titelfotos:

vorne:

Christian Klepp - Jochem Marotzke - Christian Klepp

hinten:

Clotilde Dubois - Christian Klepp - Katsumasa Tanaka

Atmosphärische Streuphänomene im nahen Infrarot

abgeleitet aus OASIS-Messungen
und vergleichenden Berechnungen

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
im Departement Geowissenschaften der Universität Hamburg
vorgelegt von

Susann Petermann

aus Freital

Hamburg 2008

Susann Petermann
Max-Planck-Institut für Meteorologie
Bundesstrasse 53
20146 Hamburg
Germany

Als Dissertation angenommen
vom Department Geowissenschaften der Universität Hamburg

auf Grund der Gutachten von
Prof. Dr. Hartmut Graßl
und
Dr. Stephan Bakan

Hamburg, den 9. Juli 2008
Prof. Dr. Jürgen Oßenbrügge
Leiter des Departments für Geowissenschaften

Atmosphärische Streuphänomene im nahen Infrarot

abgeleitet aus OASIS-Messungen und vergleichenden Berechnungen



Susann Petermann

Hamburg 2008

„Wie langsam wir im Ganzen in der Naturkunde fortschreiten, zeigt sich nirgends auffallender, als in der Lehre von den farbigen Kreisen, (Irides,) welche Sonne und Mond in den Wolken und in den Dünsten der Atmosphäre erzeugen.“

Gibbes Walker Jordan, 1804, in seiner „Erklärung der Höfe, oder der farbigen Kreise, welche dicht um die Sonne, den Mond und andere leuchtende Gegenstände erscheinen“

Atmosphärische Streuphänomene im nahen Infrarot

**abgeleitet aus OASIS-Messungen
und vergleichenden Berechnungen**

Im Zeitraum vom 22.06.2005 bis 13.04.2007 wurden mit dem *Ocean-Atmosphere Sounding Interferometer System* (OASIS) Messungen der abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertelung im Spektralbereich von $\lambda = 0.8894 \mu\text{m}$ bis $\lambda = 15.3846 \mu\text{m}$ (nahes Infrarot) über Hamburg durchgeführt. Die Auswertung dieser Daten erfolgte im Hinblick auf die Messbarkeit von Halos im solaren Infrarot und darauf, inwiefern diese Beobachtungen mit dem theoretischen Verständnis dieser atmosphärischen Streuphänomene übereinstimmen. So konnten im Almukantar der Sonne 22° -Halos bzw. deren Nebensonnen bis zu einer Wellenlänge von $\lambda = 2.477 \mu\text{m}$ als lokale Maxima in der abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertelung nachgewiesen werden. Dabei stimmten die Streuwinkel des 22° -Halos und die abwärts gerichtete spektrale Strahldichte in Messung und Modellierung bei bestimmten Parameterkonstellationen sehr gut überein. An einem konkreten Beispiel konnte daraufhin gezeigt werden, dass sich die optische Dicke des Cirrus und auch die Verkippung der darin schwebenden Eiskristalle durch Abgleich mit der Vorhersage aus der Modellierung bestimmen lässt. Des Weiteren wurde ein bisher unbekanntes coronenähnliches Phänomen bis zu einer Wellenlänge von $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$ gefunden.

Atmospheric scattering phenomena in the near infrared

**derived from OASIS-measurements
in comparison with computations**

The downwelling spectral radiance over Hamburg was measured with the *Ocean-Atmosphere Sounding Interferometer System* (OASIS) in the spectral range of $\lambda = 0.8894 \mu\text{m}$ to $\lambda = 15.3846 \mu\text{m}$ (near infrared) for the period between 05/22/2005 and 04/13/2007. The interpretation of these data allowed to infer the measurability of halos in the solar infrared and their agreement with the theoretical understanding of these atmospheric scattering phenomena. 22° halos or sundogs were detected as local spectral maxima in the downwelling spectral radiance up to a wavelength of $\lambda = 2.477 \mu\text{m}$. Thereby, the scattering angle of the 22° halo and the downwelling spectral radiance of the measurements agreed very well with model simulations for specific parameter constellations. As a result, the optical thickness of the cirrus cloud and the tilt of the ice crystals could be estimated via comparison to the forecast of the model, which was done for a specific example. Furthermore an unknown corona-like phenomenon was found up to a wavelength of $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Entstehung von Halos	5
2.1	Cirruswolken und Eiskristalle	6
2.2	Halos	9
2.2.1	22° - und 46° -Halo	9
2.2.2	22° -Nebensonnen und Schweif	13
3	Strahlungstransport	15
3.1	Emission und Absorption	15
3.2	Streuung	16
3.2.1	Rayleigh-Streuung	18
3.2.2	Beugung	19
3.2.3	Mie-Streuung	25
3.2.4	Geometrische Optik	27
3.3	Strahlungstransportgleichung	27
3.3.1	Optimale diffuse Transmission	30
3.3.2	Approximation der Streufunktion \tilde{P}	31
4	Halo-Modellierung	33
4.1	Einfachstreuung	33
4.1.1	Einfachstreu-Modell	34
4.1.2	Ergebnisse der Einfachstreuung	36
4.2	Mehrfachstreuung	42
4.2.1	Mehrfachstreu-Modell	43
4.2.2	Ergebnisse der Mehrfachstreuung	46
5	Halo-Messung	55
5.1	Messsystem OASIS	55
5.1.1	Doppelpendel-Interferometer BOMEM MR154	56
5.1.2	Detektoren	59
5.1.3	Kalibrierung	60
5.1.4	Kuppelnachführung	62

5.2	Ablauf der Messungen	63
5.2.1	Besonderheiten der Messzyklen	64
5.2.2	Homogenitätskriterium	66
5.3	Messergebnisse	72
5.3.1	Almukantar-Messung vom 11. Oktober 2006	73
5.3.2	Almukantar-Messung vom 18. Juni 2006	75
5.3.3	Almukantar- und Meridianmessung vom 13. April 2007	77
5.4	Vergleich von Messung und Modellierung	80
6	Periodisches optisches Phänomen	85
6.1	Messergebnisse	85
6.1.1	Almukantar-Messung vom 3. Mai 2006	85
6.1.2	Almukantar-Messung vom 4. Mai 2006	87
6.1.3	Almukantar-Messung vom 3. Juli 2006	88
6.1.4	Gemeinsamkeiten der Messungen	90
6.2	Erklärungsansätze	93
6.2.1	Messfehler bzw. instrumentelle Störung	93
6.2.2	Geometrische Optik	94
6.2.3	Beugung	94
6.2.4	Mie-Streuung	96
7	Zusammenfassung	97
A	Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnungen	103
B	Auszug aus dem Messprotokoll	117
C	Vergleich von Halo-Messung und -Modellierung	121
	Literaturverzeichnis	127
	Danksagung	135

1 Einleitung

Der Strahlungshaushalt der Erde wird von einer Vielzahl von Faktoren beeinflusst, beispielsweise durch die solare Einstrahlung am Oberrand der Atmosphäre, den Anteil der Treibhausgase und die Bodenalbedo. Eine wichtige Rolle spielen hierbei auch die Wolken, die die Erde zu ca. 70% bedecken [1]. Zum einen stellen sie eine natürliche Barriere für die solare Strahlung dar und zum anderen fungieren sie als eine zusätzliche Strahlungsquelle. Im globalen Mittel führen Wolken auf der Erde somit zu einer Änderung der Nettostrahlungsbilanz von -20 W/m^2 [2], was einem abkühlenden Effekt gegenüber der unbewölkten Atmosphäre entspricht. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Wolkentypen fallen jedoch recht stark aus. So sind beispielsweise Cirren, die die Erde zu 19% bis 27% bedecken [1], mit einer Nettostrahlungsbilanz von $+19.6 \text{ W/m}^2$ eher erwärmend [3]. Da bei ihnen aber auch die größten Variabilitäten in der Mikro- und Makrophysik auftreten, sind auch hier die größten Schwankungen in der Nettostrahlungsbilanz innerhalb eines Wolkentyps vorhanden. Diese reicht von -49.8 W/m^2 bis $+30.5 \text{ W/m}^2$ [4].

Wolken beeinflussen nicht nur den Strahlungshaushalt allgemein, sondern auch die Verteilung der aufwärts und abwärts gerichteten spektralen Strahldichte durch die Streuung elektromagnetischer Strahlung an den jeweiligen Wolkenpartikeln. Weisen die Streuteilchen dabei für eine Wellenlänge im solaren Spektralbereich eine erhöhte Streuwahrscheinlichkeit in einen bestimmten Streuwinkel auf, so können in der dazugehörigen spektralen Strahldichteverteilung lokale Maxima um die Sonne bzw. den Mond entstehen. In der aufwärts gerichteten spektralen Strahldichte sind sie entsprechend um die reflektierte Sonne bzw. den reflektierten Mond angeordnet. Die bekanntesten dieser optischen Streuphänomene sind Halos, die bei Cirrusbewölkung auftreten [5–18], oder Aureolen, Coronen [5, 6, 17, 19–23] und Glorien (Brockengepenst) [6, 24, 25], die meist an Wasserwolken mit monodispersen Tröpfchen vorkommen.

So schön diese optischen Phänomene auch anzusehen sind, erschweren sie u. a. die Analyse der abwärts und aufwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilung im Hinblick auf die Bestimmung vertikaler Profile von Temperatur und partieller Gasdichten. Entsprechende Verfahren sind in erster Linie auf diejenigen Änderungen der spektralen Strahldichte ausgerichtet, die durch Variation der optischen Dicke oder der Temperatur entstehen, und *nicht* durch die zusätzliche Komponente der Zustreuung.

Um dennoch die vertikalen Profile der Absorber bzw. Emitter in der Atmosphäre aus der abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertelung zu erhalten, muss die Zustrahlung elektromagnetischer Strahlung herausgefiltert werden. Hierfür müssen allerdings bestimmte Streuparameter der Streukörper hinreichend genau bekannt sein. Dieses aufwändige Korrekturverfahren wird u. a. bei der Auswertungen von Satellitenmessungen verwendet, um die Rückwärtsstreuung solarer Strahlung an der oberen Wolkenschicht herauszurechnen [24]. Dies ermöglicht beispielsweise die Bestimmung der Wolkenoberkantentemperatur aus der aufwärts gerichteten spektralen Strahldichte im solaren Spektralbereich [26]. Würde das Streuproblem hingegen als isotrop betrachtet, so blieben die spektralen lokalen Maxima erhalten und die zu berechnenden Temperaturen und optischen Dicken enthielten größere Unsicherheiten.

Am Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg wird hingegen die abwärts gerichtete spektrale Strahldichte der Atmosphäre und der Wolken mit dem *Ocean-Atmosphere Sounding Interferometer System* (OASIS) im Wellenlängenbereich von $\lambda = 0.8894 \mu\text{m}$ bis $\lambda = 15.3846 \mu\text{m}$ (nahes Infrarot) von Bakan et al. [27–31] gemessen und analysiert. In der Vergangenheit kam OASIS dabei eher als portables Messsystem zum Einsatz, um die vertikalen Temperatur- und Dichteprofile der unteren 2 km der Atmosphäre zu bestimmen. Somit konnten beispielsweise die in der Mess-Kampagne EVA-GRIPS zeitgleich durchgeführten Lidarmessungen ergänzt werden [31]. Wie der Name bereits sagt, wurde OASIS aber auch zu Untersuchungen der Strahlungseigenschaften der Meeresoberfläche, wie deren Reflexionsvermögen im infraroten Spektralbereich von Fiedler et al. [32–34], eingesetzt.

Seit 2004 ist OASIS nun in eine astronomische Kuppel auf dem Dach des Geomatikums der Universität Hamburg eingebaut. Da auch eine Sonnennachführung implementiert wurde, bietet es sich nun an, die spektrale Abhängigkeit der Streueigenschaften von Wolkenpartikeln und ihre Auswirkung auf die abwärts gerichtete spektrale Strahldichtevertelung im solaren Infrarot genauer zu untersuchen. Hierfür eignen sich besonders die relativ dünnen Cirren, nicht nur aufgrund ihrer hohen Transmissivität solarer Strahlung, sondern auch weil die durch Streuung an den Eiskristallen entstehenden Halos sehr intensiv sein können und hohe visuelle Beobachtungsraten im mitteleuropäischen Raum aufweisen [8]. Dass optische Streuphänomene dabei sehr wohl im solaren Infrarot messbar sein können, wurde bereits von Spinhirne und Nakajima [24] für Glorien in der aufwärts gerichteten spektralen Strahldichte für die Wellenlänge $\lambda = 3.74 \mu\text{m}$ gezeigt.

In der vorliegenden Arbeit wird nun mit Hilfe von OASIS explizit der Frage nachgegangen, wie weit Halos in das nahe Infrarot hinein nachgewiesen werden können bzw. inwiefern die inhomogene Streuung an Eisteilchen im Cirrus die abwärts gerichtete spektrale Strahldichtevertelung im nahen Infrarot messbar beeinflusst. Das beinhaltet auch die Untersuchung, inwiefern das theoretische Verständnis atmosphärischer Streuphänomene mit diesen Beobachtungen übereinstimmt. Zu diesem Zweck wurden zusätzlich Modellierungen der abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertelung

bei vorgegebener Cirrusbewölkung durchgeführt. Aus dem Vergleich der Mess- und Modellergebnisse sollen schließlich Aussagen über die Wolkenparameter der Cirren getroffen werden, die zum Zeitpunkt der Messung im Messbereich vorlagen.

Als Einstieg in die Halo-Thematik werden im folgenden Kapitel 2 zunächst die Streupartikel und die Streumechanismen, die zu Halos führen, genauer betrachtet. Um dann die am Boden ankommende abwärts gerichtete spektrale Strahldichteverteilung in den Messergebnissen interpretieren zu können, wird in Kapitel 3 auf die einzelnen Komponenten des Strahlungstransports in der Atmosphäre genauer eingegangen. Mit Hilfe der im Vorfeld zu den Messungen modellierten abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilungen, welche in Kapitel 4 vorgestellt werden, können dann Auftretswahrscheinlichkeit und Variabilität der Halos abgeschätzt werden. Dabei wird auch auf das Problem der nicht hinreichend genauen Beschreibung des Reflexions- und Brechungsanteils durch die geometrische Optik bei der Streuung solaren Lichts an kleinsten Eisteilchen im nahen Infrarot mit Größenparameter $\alpha \lesssim 2\pi$ eingegangen. Nach einer kurzen Einführung in das Messsystem OASIS und den Messablauf werden in Kapitel 5 die Messungen und ihre Ergebnisse präsentiert, analysiert und mit denen der Modellierung verglichen.

In den mit OASIS gemessenen abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilungen wurde im Almkantar der Sonne ein bisher unbekanntes periodisches optisches Phänomen im solaren Infrarot gefunden. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in Kapitel 6 kurz vorgestellt. Dabei wird auch diskutiert, welche Streumechanismen zur Beschreibung dieses Phänomens herangezogen werden könnten bzw. welche auszuschließen sind.

In Kapitel 7 werden abschließend die gewonnenen Erkenntnisse aus Modellierung und Messung und deren Vergleich zusammengetragen und diskutiert. Dabei werden auch Schlussfolgerungen über den Einfluss der Streuphenomene auf die Analysen der spektralen Strahldichte abgeleitet, und ein Ausblick darauf gegeben, welche weiterführenden Messungen zur Klärung von verbleibenden Unsicherheiten sinnvoll und notwendig sind.

2 Entstehung von Halos

Wenn quasiparallele Lichtstrahlen, wie beispielsweise von Sonne oder Mond, an Teilchen gestreut werden, können u. a. farbige Ringe und Punkterscheinungen um die entsprechende Lichtquelle entstehen. Handelt es sich bei den Streuteilchen um Eiskristalle, wie sie in Cirren und dünnem Eisnebel vorkommen, so werden die optischen Erscheinungen als Halos bezeichnet, von denen inzwischen bis zu 29 verschiedene Formen bekannt sind [5, 6, 8, 12, 16, 17, 35–41]. Abbildung 2.1 zeigt eine Auswahl dieser optischen Phänomene und ihre mögliche Anordnung im sichtbaren Spektralbereich. Ist der Himmel nur teilweise mit Cirren bedeckt oder sind die schwebenden Eiskristalle inhomogen verteilt, können entsprechend nur Teilstücke der Halos beobachtet werden.

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Haloentstehung vorgestellt. So wird in Abschnitt 2.1 auf Cirruswolken und Parameter der darin schwebenden Eiskristalle eingegangen. Eine Auswahl der daran stattfindenden Streuprozesse und der daraus resultierenden optischen Phänomene wird in Abschnitt 2.2 behandelt.

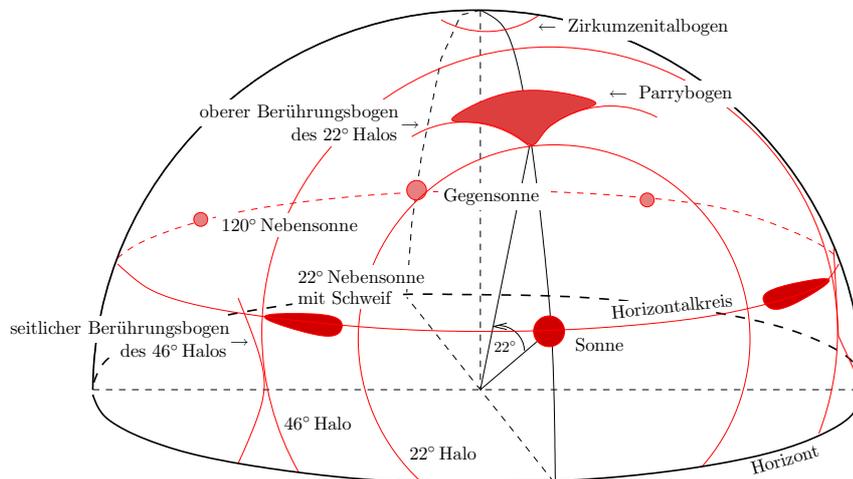


Abbildung 2.1: Dargestellt ist eine Auswahl von Haloerscheinungen, wie sie im sichtbaren Spektralbereich beobachtet werden können. Das Auftreten und die Abstände der einzelnen Haloformen zueinander sind dabei vom Sonnenstand und von verschiedenen Eiskristallparametern abhängig.

2.1 Cirruswolken und Eiskristalle

Cirren gehören zur Familie der hohen Wolken. In den gemäßigten Breiten entspricht dies dem Wolkenstockwerk zwischen 8 km und 13 km Höhe. Ihrem Aussehen nach wird zwischen drei Gattungen unterschieden: Cirrus (dünne Feder); Cirrocumulus (kleine Schäfchenwolke) und Cirrostratus (dünner Schleier), der sich meist über den gesamten Himmel erstreckt. Der Hauptentstehungsgrund von Cirren sind Hebungsprozesse, sodass sie vorzugsweise in den Tropen und den Gebieten entlang der Zugbahnen der Tiefdruckgebiete der mittleren Breiten auftreten. Im globalen Mittel sind insgesamt 19% bis 27% der Erde mit Cirren bedeckt, wobei allerdings Probleme in der Detektierbarkeit von sehr dünnen Cirren bestehen [1].

Aufgrund der in Cirren vorherrschenden Temperaturen setzen sie sich hauptsächlich aus Eiskristallen und unterkühlten Tropfen zusammen. Thermodynamische, hydrologische und kinetische Eigenschaften der Atmosphäre spielen dabei eine entscheidende Rolle für das Verhältnis zwischen unterkühlten Tropfen und Eiskristallen, deren Form, Größe, Orientierung, Reinheitsgrad (Lufteinschlüsse, Flüssigwasseranteil, ...) und Größenverteilung. Genau diese große Vielfalt variabler Parameter führt zu großen Schwankungen in der Nettostrahlungsbilanz, die von -49.8 W/m^2 bei optisch dicker bis hin zu $+30.5 \text{ W/m}^2$ bei optisch dünner Cirrusbedeckung reicht, und damit größer ausfallen als bei anderen Wolkenfamilien [4].

Eiskristallwachstum findet dann statt, wenn die Luft übersättigt und eine genügend große Anzahl von Kondensationskeimen vorhanden ist. Die zunächst entstehenden unterkühlten Wassertröpfchen gefrieren nach Furukawa [42] zu sphärischen Eispartikeln, die im Mittel einen Radius von $5 \mu\text{m}$ aufweisen. Je nach Temperatur und Exzessdampfichte¹ ist dabei das Wachstum einer bestimmten Kristalloberfläche bevorzugt und es entstehen platten- oder säulenartige Kristalle (siehe Abbildung 2.2). Aufgrund ihrer molekularen Bindung wird dabei meist eine hexagonale Form beibehalten. Auer und Veal [43] fanden in mikroskopischen Studien der Eisteilchen heraus, dass eine charakteristische Beziehung zwischen der Länge l des Kristalls und dem Abstand d zweier paralleler Seiten im Hexagon existiert. Dabei muss aber zwischen säulen- und plattenähnlichen Hexagonen unterschieden werden. Nach einer Reanalyse der Säulendaten durch Mitchell und Arnott [44] ergeben sich insgesamt folgende Zusammenhänge:

$$\text{Platten: } l[\text{cm}] = 2.0200 (d[\text{cm}])^{0.449} \quad d \in [20 \mu\text{m}, 3000 \mu\text{m}] \quad (2.1)$$

$$\text{Säulen: } \begin{cases} d[\text{cm}] = 0.7000 (l[\text{cm}])^{1.0} & l \in [20 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}] \\ d[\text{cm}] = 0.0696 (l[\text{cm}])^{0.5} & l \in [100 \mu\text{m}, 3000 \mu\text{m}]. \end{cases} \quad (2.2)$$

Demnach wachsen Eiskristalle hauptsächlich an ihrer ausgeprägtesten Achse, sodass Platten „immer platter“ und Säulen „immer länger“ in Relation zu ihrem Durchmesser

¹Die Exzessdampfichte ρ_E gibt die Differenz von der Dampfichte des unterkühlten Wassers in der Luft über Eis und dessen Gleichgewichtsdampfichte wieder. Positive Werte bedeuten somit eine Übersättigung.

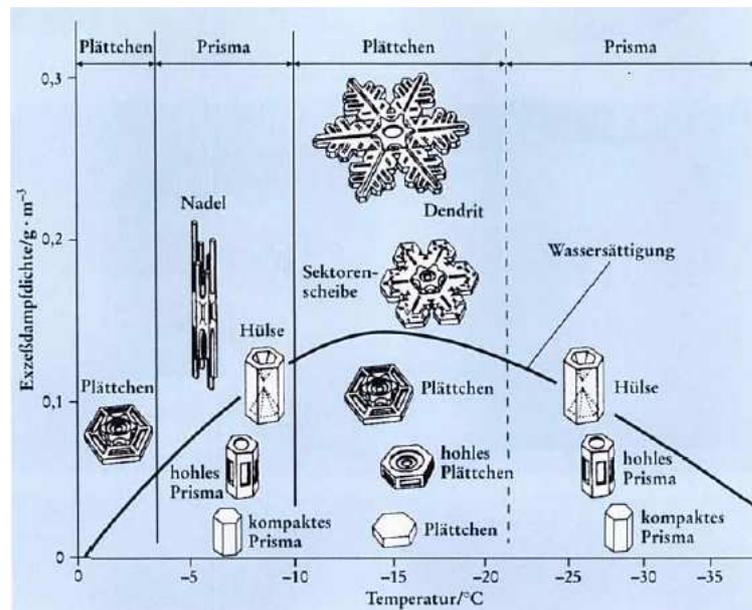


Abbildung 2.2: Die Abbildung zeigt die Gestalt von Eiskristallen bei konstanter Lufttemperatur und Exzessdampfdruck [42].

werden. Bei zu hoher Exzessdampfdruck treten nach Abbildung 2.2 morphologische Instabilitäten auf, sodass Sonderformen entstehen, beispielsweise Dendriten, Nadeln oder auch hohle Kristalle. Aufgrund von Kollisionen der Eisteilchen untereinander und anschließendem Zusammenfrieren existieren auch weitere Kristallformen [5, 45].

Die Fallgeschwindigkeit der Eiskristalle ist abhängig von ihrer Masse und Form, sowie der vertikalen Windgeschwindigkeit. Die Kristallmasse nimmt beim Kristallwachstum stärker zu als die für die Auftriebskraft relevante Querschnittsfläche, sodass große Kristalle rasch aus der Wolke ausfallen und dort aufgrund von Wasserdampfuntersättigung verdunsten. Insgesamt weist ein Ensemble von Eiskristallen in Cirren dabei einen charakteristischen Zusammenhang zwischen dem Radius r und der Kristallanzahl N pro Luftvolumen auf, wie er in Abbildung 2.3 an einem Messbeispiel dargestellt ist. Der Teilchenradius r entspricht dabei dem projektionsflächenäquivalenten Radius einer Kugel.²

Wie die Kristalle in der Atmosphäre orientiert sind, ist u. a. von der Kristallform, der Teilchendichte und der Strömung in der jeweiligen Höhenschicht abhängig. So

²Die EUCREX-Daten der Kristallgröße [46] sind mit Hilfe einer Vorwärtsstreuungsonde FSSP-100 und der abbildenden Sonde OAP-2D [47, 48] ermittelt worden. Die 2-D-Sonde projiziert den angestrahlten Kristall auf einen Schirm. Die Radius einer projektionsflächenäquivalenten Schattenfläche einer Kugel wird dabei auch dem Eiskristall zugeordnet. Für andere Sondenmessverfahren werden ebenfalls Lichteigenschaften an Kugeln zu Rate gezogen und der entsprechende Radius dem Eisteilchen zugewiesen.

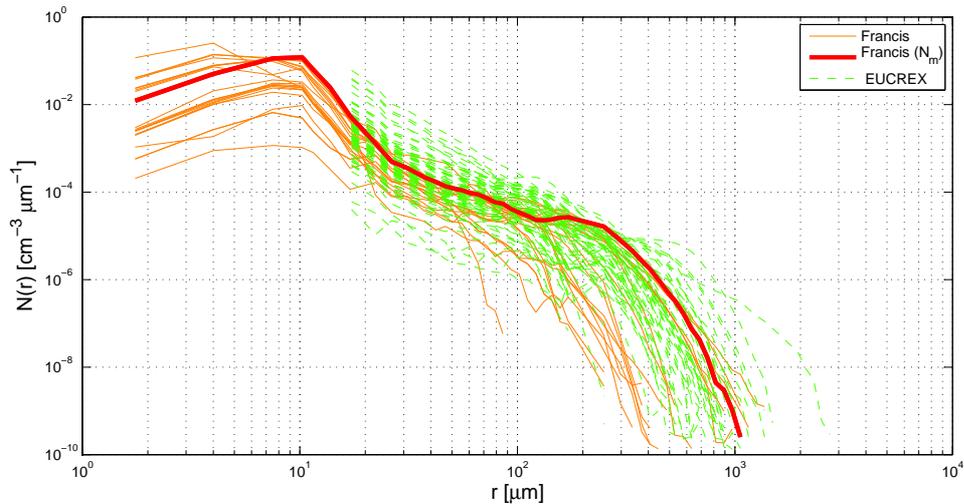


Abbildung 2.3: Die dargestellten Eiskristallgrößenverteilungen in Cirruswolken entstammen den FRANCIS- und EUCREX-Datensätzen [46, 49]. Die **rot** hervorgehobene Größenverteilung N_m aus dem FRANCIS-Datensatz mit einem Effektivradius $r_{\text{eff}} = 200.77 \mu\text{m}$ wird später bei der Modellierung stellvertretend verwendet.

ist beispielsweise die Orientierung der kleinsten Eiskristalle von der Brown'schen Bewegung geprägt. Die größeren Eiskristalle richten dagegen ihre größte Fläche der sie umströmenden Luft entgegen, sodass bei einer reinen Fallbewegung die hexagonale Fläche von Säulen senkrecht und die der Platten waagrecht schwebt. Die bei der Umströmung entstehenden Luftwirbel auf der Rückseite des Kristalls können bei mittleren Kristallgrößen stabilisierend wirken, führen aber bei zu großen Partikeln zu Taumelbewegungen. Nach Hallett et al. [50] ergibt sich somit eine rein horizontale Ausrichtung nur bei Reynoldszahlen R_\uparrow zwischen 20 und 200. Die waagerechte Grundorientierung der Eiskristalle beim Hinabschweben, kann durch beständigen Wind aus einer konstanten Richtung verkippen [51]. Turbulenzen hingegen verhindern durch Impulsübertragungen die gleiche Kristallachsenausrichtung von gleichgearteten Eiskristallen sogar gänzlich. Bisher sind Ableitungen der Eiskristallorientierungen nur aus dem Vergleich von Halobeobachtungen und den dazugehörigen Strahlengängen und Kristallausrichtungen oder auch aus Lidarmessungen möglich. Letzteres ist auch nur für den Fall horizontal orientierter Platten gegeben, denn genau dann entsteht bei Senkrechtbeobachtungen das erhöhte Rückstreumaximum durch spiegelnde Reflexion an der hexagonalen Fläche [52, 53].

2.2 Halos

Die am häufigsten beobachteten und hellsten der 29 bekannten Haloformen sind der 22° -Halo, wie er in Abbildung 2.4 zu sehen ist, und dessen Nebensonnen, auch Parhelia bzw. Sundogs genannt. Während des European Halo Projects 1997 wurden allein im April 1997 bis zu 16 22° -Halos und bis zu 25 22° -Nebensonnen an einzelnen deutschen Stationen gesehen [8]. Aufgrund der hohen Beobachtungsrate und Intensität bietet es sich an, das spektrale Verhalten optischer Phänomene im solaren Infrarot anhand dieser Halos zu untersuchen. Die Strahlengänge, die zu ihrer Entstehung führen, werden zum besseren Verständnis in den nächsten Abschnitten näher betrachtet.

2.2.1 22° - und 46° -Halo

An hexagonalen Eiskristallen herrschen vor allem zwei Winkel vor:

- $A = 60^\circ$ in der hexagonalen Ebene, bei der Approximation eines gleichseitigen Dreiecks, und
- $A = 90^\circ$ an der Kante von der hexagonalen Fläche zur rechteckigen Längsseite.



Abbildung 2.4: 22° Halo bei Cirrostratusbedeckung, aufgenommen am 23.08.2007 in Boden, Schweden.

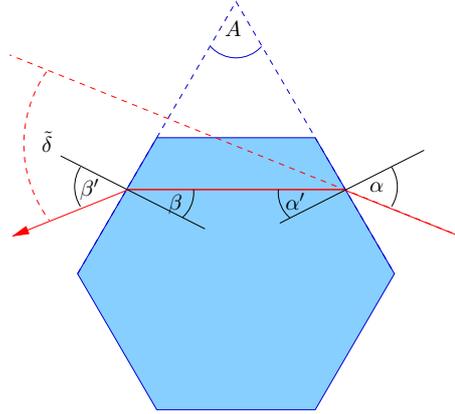


Abbildung 2.5: Ablenkung $\tilde{\delta}$ eines Lichtstrahls durch Brechung an einem 60° -Prisma, welches sich durch Approximation der hexagonalen Schnittebene an einem Eiskristall ergibt.

Für den Ablenkungswinkel $\tilde{\delta}$ am Prisma mit dem Winkel A (siehe Abbildung 2.5) und dem Realteil des Brechungsindex m_r in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α gilt bei Anwendung des Snellius'schen Brechungsgesetzes:

$$\tilde{\delta}(A, m_r) = \alpha + \arcsin \left[\sin \left\{ A - \arcsin \left(\frac{\sin \alpha}{m_r(\lambda)} \right) \right\} m_r(\lambda) \right] - A, \quad (2.3)$$

mit den Randbedingungen

$$\sin \alpha \leq m_r(\lambda) \quad \text{und} \quad \arcsin \left(\frac{1}{m_r(\lambda)} \right) \geq A - \arcsin \left(\frac{\sin \alpha}{m_r(\lambda)} \right). \quad (2.4)$$

Der Zusammenhang zwischen Ablenkungswinkel und Einfallswinkel für Prismen mit einem einschließenden Winkel $A = 60^\circ, 90^\circ$ ist in Abbildung 2.6 am Beispiel für grünes Licht ($\lambda = 0.55 \mu\text{m}$) mit einem Realteil des Brechungsindex für Eis von $m_r = 1.31099$ dargestellt. Deutlich ist ein *Minimal*ablenkungswinkel δ_H erkennbar, der dazu führt, dass die Ablenkungswahrscheinlichkeit für $\tilde{\delta} \approx \delta_H$ stark erhöht ist und *keine* Lichtstrahlen nach $\tilde{\delta} < \delta_H$ gebrochen werden können. Der Minimalablenkungswinkel lässt sich aus Gleichung (2.3) mit einer Extremwertbestimmung oder einfacher aus der Bedingung des symmetrischen Strahlenganges, $\alpha = \beta'$, herleiten:

$$\delta_H(A, m_r) = 2 \arcsin \left\{ m_r(\lambda) \sin \left(\frac{A}{2} \right) \right\} - A, \quad (2.5)$$

$$\text{mit } m_r(\lambda) \in \left[1, \frac{1}{\sin(A/2)} \right]. \quad (2.6)$$

In Abbildung 2.7 ist dessen Wellenlängenabhängigkeit für 60° - und 90° -Eisprismen zu sehen. Im sichtbaren Spektralbereich ($\lambda \in [0.38 \mu\text{m}, 0.74 \mu\text{m}]$) liegen die Minimalablenkungswinkel bei $\delta_H(A = 60^\circ) \approx 22^\circ$ und $\delta_H(A = 90^\circ) \approx 46^\circ$.

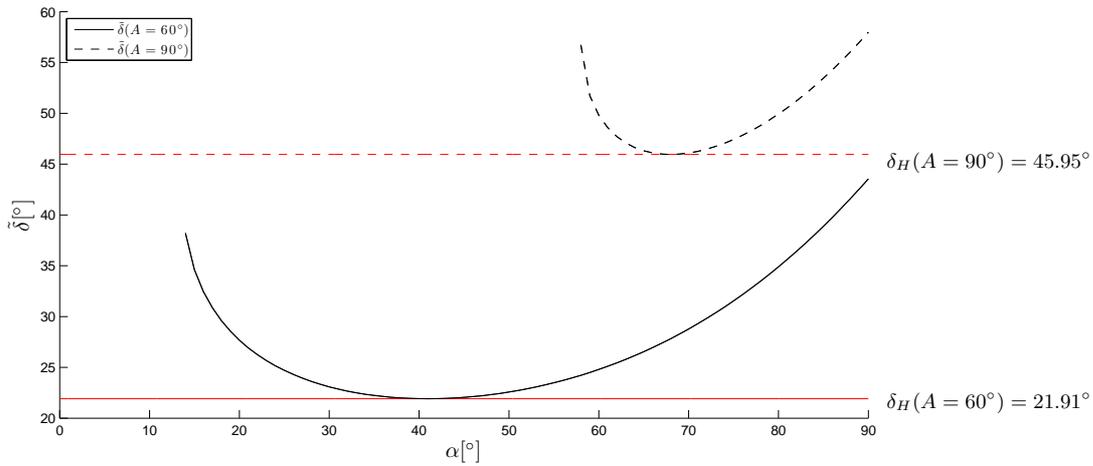


Abbildung 2.6: Die Graphen zeigen die Abhängigkeit des Ablenkungswinkels $\tilde{\delta}$ vom Einfallswinkel α nach Gleichung (2.5) für die Prismen $A = 60^\circ$ und $A = 90^\circ$ aus Eis für grünes Licht ($\lambda = 0.55 \mu\text{m}$, $m_r = 1.31099$). Hierbei existiert ein Minimalablenkungswinkel δ_H , sodass keine Lichtstrahlen um $\Theta_s < \delta_H$ am entsprechenden Prisma abgelenkt werden.

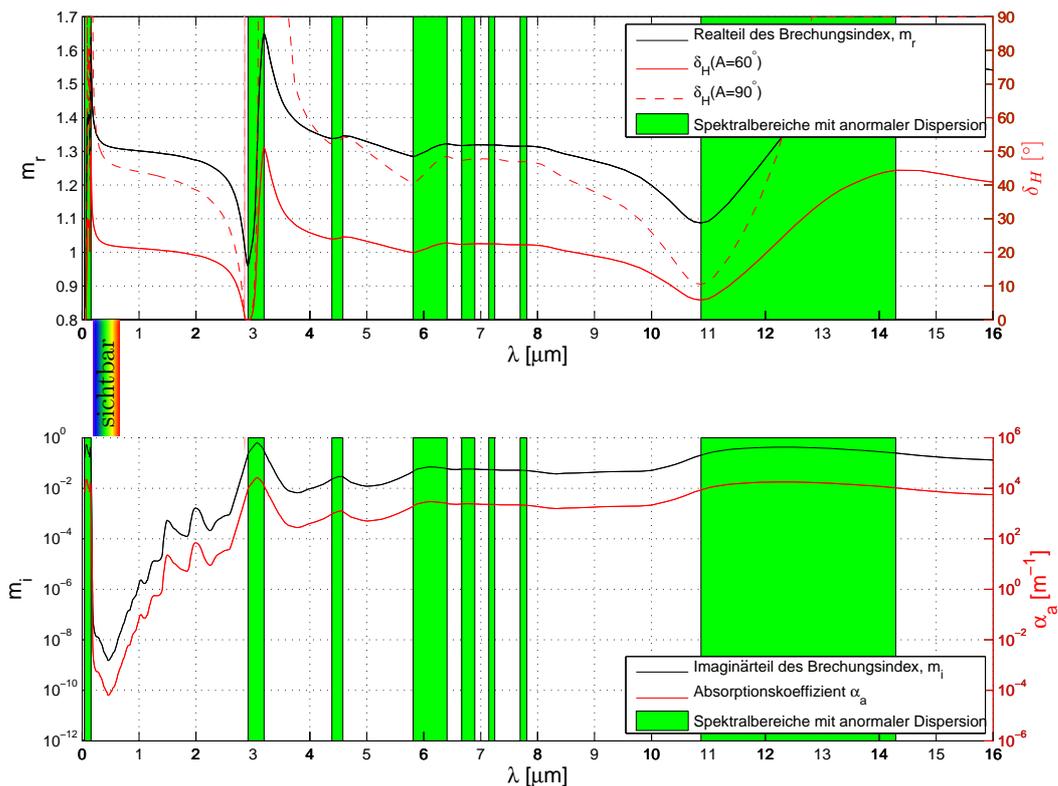


Abbildung 2.7: Dargestellt sind der Real- und Imaginärteil des Brechungsindex, m_r bzw. m_i , von Eis in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ nach Warren [54], sowie die dazugehörigen Minimalablenkungswinkel δ_H am 60° - und 90° -Prisma und der Absorptionskoeffizient α_a . Die Temperaturabhängigkeit des komplexen Brechungsindex m ist im betrachteten Spektralbereich vernachlässigbar. Spektralbereiche mit anomaler Dispersion sind grün hinterlegt und der sichtbare Teil entsprechend der gesättigten Farben gekennzeichnet.

Damit ein spektrales ringförmiges Maximum bei einem Winkelabstand $\Theta_s = \delta_H$ um eine Lichtquelle entstehen kann, muss eine genügend hohe Anzahl der hexagonalen Eiskristalle im entsprechenden Abstand vorhanden sein. Diese müssen derart orientiert sein, dass die Minimalablenkung in δ_H überhaupt möglich ist und der gestreute Strahl in der Ebene Lichtquelle-Prisma-Beobachter liegt. Der Sichtbarkeit für das menschliche Auge angepasst, werden diese ringförmigen, lokalen Maxima in der spektralen Strahldichte auch 22°-Halo bzw. 46°-Halo genannt. Wie Abbildung 2.7 zeigt, können die Halos je nach Brechungsindex für andere Spektralbereiche durchaus auch bei anderen Streuwinkeln liegen. Sind gar die Randbedingungen der Minimalablenkung in Gleichung (2.5) verletzt, wie beispielsweise bei beiden Prismen im Wellenlängenbereich $\lambda \in [2.868 \mu\text{m}, 2.959 \mu\text{m}]$ und für das Prisma $A = 90^\circ$ im Wellenlängenbereich $\lambda \in [3.094 \mu\text{m}, 3.630 \mu\text{m}]$, so können keine entsprechenden Halos existieren. Je stärker die Absorption im Kristallinneren ausfällt, desto schwächer sind auch die wieder aus dem Kristall austretenden Strahlen, sodass bei Wellenlängen mit hohem Absorptionskoeffizienten die Halos weniger intensiv ausfallen. Aus Abbildung 2.7 ist zu entnehmen, dass v. a. im sichtbaren Spektralbereich eine hohe Transmissivität elektromagnetischer Strahlung gewährleistet ist und zum nahen Infrarot hin abnimmt.

Die Abhängigkeit des Minimalablenkungswinkels von der Wellenlänge gibt die Farbfolge des 22°-Halo und des 46°-Halo an. Da im sichtbaren Spektralbereich normale Dispersion vorliegt, sind die Ringe auf der sonnenzugewandten Seite rötlich und auf der sonnenabgewandten Seite hellviolett. Dass die Farben dabei nach außen immer mehr verwaschen bzw. verweißen, liegt daran, dass rotes Licht aufgrund der normalen Dispersion zwar in den Minimalablenkungswinkel von grünem und violetterem Licht gebrochen werden kann, nicht aber umgekehrt. Da die Halos somit in „ungesättigten“ Farben leuchten, die aus einer Überlagerung der „reinen“ bzw. „gesättigten“ Spektralfarben entstehen, verblassen die „Farben“ des 22°- und 46°-Halos mit zunehmenden Abstand von der Sonne.³

Für den Fall, dass eine Minimalablenkung der Lichtstrahlen zum Beobachter nicht möglich ist, ändert sich entsprechend das Aussehen der Halos. Für den 22°-Halo gilt: je horizontaler die Kristalle ausgerichtet sind, desto weiter wandert er im Sonnenalmukantar nach außen und verliert an Intensität. Bei ausschließlich horizontaler Orientierung liegt dann nur noch ober- und unterhalb der Lichtquelle eine Intensivierung der spektralen Strahldichte vor [6].

³Der Effekt der „unreinen“ Farben ist auch bei den Regenbögen zu finden. Hier führt die Minimalablenkung des ersten Regenbogens im sichtbaren Spektralbereich und die Maximalablenkung des zweiten Regenbogens zu einem dunklen Band zwischen den Bögen, welches als *Alexanders dunkles Band* (Alexander von Aphrodisias, 2./3. Jh.) bezeichnet wird [6].

2.2.2 22° -Nebensonnen und Schweif

Die Nebensonne des 22°-Halos entsteht durch die Brechung von Sonnenlicht an den 60°-Prismen der Eiskristalle, wenn die Normale der hexagonalen Ebene horizontal orientiert ist. Aufgrund der Fallbewegung und der daraus resultierenden Hauptausrichtung der hexagonalen Eiskristalle trifft dies vor allem für Platten zu (siehe Abschnitt 2.1). Sind genügend Kristalle dieser Orientierung vorhanden, wird zu jeder Seite der Sonne (Θ_0, φ_0) ein heller Fleck im Abstand $\Theta_{s,N}$, also bei einem Zenitwinkel $\Theta = \Theta_N = \Theta_0$ und Azimutwinkel $\varphi = \varphi_0 \pm \delta_N$, sichtbar.⁴ Für den *azimutalen* Minimalablenkungswinkel von 22°-Nebensonnen $\delta_N(A = 60^\circ)$ gelten ähnliche Bedingungen, wie die, die zu Gleichung (2.5) führten, nur dass in diesem Fall der Einfallswinkel auf die Normalebene der Prismaoberfläche $90^\circ - \Theta_0$ beträgt und mit einbezogen werden muss:

$$\delta_N(A, m_r, \Theta_0) = 2 \arcsin \left\{ m_r(\lambda) \sin \left(\frac{A}{2} \right) \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \Theta_0}{m_r(\lambda)^2}} \right\} - A, \quad (2.7)$$

mit den Randbedingungen

$$m_r(\lambda) \geq 1 \quad \text{und} \quad \sin \left(\frac{A}{2} \right) \sqrt{m_r(\lambda)^2 - \cos^2 \Theta_0} \leq 1. \quad (2.8)$$

Der tatsächliche Streuwinkelabstand der Nebensonne $\Theta_{s,N}$ ergibt sich aus folgendem Zusammenhang von azimutalem Minimalablenkungswinkel δ_N und der Sonnenposition:

$$\begin{aligned} \cos \Theta_{s,N}(A, m_r, \Theta_0) &= \cos \Theta_0 \cos \Theta_N + \sin \Theta_0 \sin \Theta_N \cos \delta_N(A, m_r, \Theta_0) \\ &= \cos^2 \Theta_0 + \sin^2 \Theta_0 \cos \delta_N(A, m_r, \Theta_0). \end{aligned} \quad (2.9)$$

In Abbildung 2.8 sind die Streuwinkel der 22°-Nebensonnen in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ und dem Sonnenzenitwinkel Θ_0 dargestellt. Wie bereits aus dem Vergleich von Gleichung (2.7) und (2.9) mit (2.5) hervorgeht, liegen die 22°-Nebensonnen nur bei Sonnenauf- bzw. Sonnenuntergang, $\Theta_0 = 90^\circ$, auf dem 22°-Halo. Je höher die Sonne steigt, desto mehr entfernen sich die 22°-Nebensonnen von der Sonne und erreichen ihren maximalen Abstand kurz vor auftretender Totalreflexion am 60°-Prisma. Im sichtbaren Spektralbereich existieren die 22°-Nebensonnen deshalb nur bei Sonnenzenitwinkeln $\Theta_0 > 29^\circ 15'$, hingegen im Wellenlängenbereich $\lambda \in [2.868 \mu\text{m}, 2.959 \mu\text{m}]$ sogar nie, da der Realteil des Brechungsindex mit $m_r < 1$ die Randbedingungen einer Minimalablenkung verletzt.

⁴Da bei willkürlich orientierten Eissäulen auch senkrecht schwebende Kristalle vorhanden sind, kann auch hier eine 22°-Nebensonne entstehen. Es müssen dann allerdings insgesamt entsprechend mehr Kristalle zur Verfügung stehen, um dieselbe Helligkeit zu erzeugen.

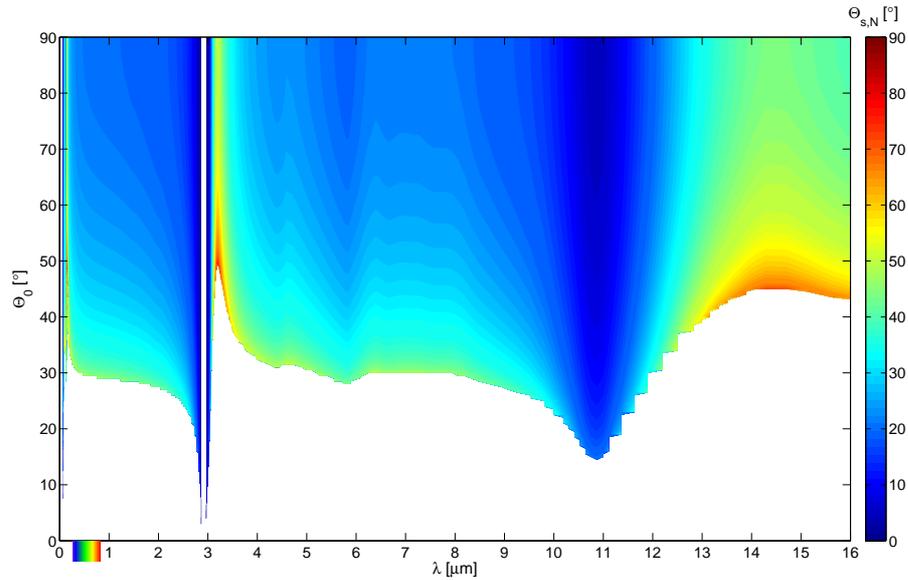


Abbildung 2.8: Abgebildet ist der Streuwinkel der 22° -Nebensonne $\Theta_{s,N}$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ ($\lambda \in [0.05 \mu\text{m}, 16.00 \mu\text{m}]$) und dem Sonnenzenitwinkel Θ_0 . Weiße Datenpixel bedeuten, dass für diese Parameterkombination die Randbedingungen (2.8) verletzt sind und somit eine 22° -Nebensonne mathematisch nicht möglich ist. Im sichtbaren Spektralbereich, welcher entsprechend der Spektralfarben gekennzeichnet ist, können sie somit nur bei einem Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 \in [29^\circ 15', 90^\circ]$ beobachtet werden. Den minimalen Abstand zur Sonne und zum 22° -Halo erreichen die 22° -Nebensonnen am Horizont, $\Theta_0 = 90^\circ$.

Bei einer Nebensonne handelt es sich in erster Linie um eine punktuelle Lichtintensivierung. Da Sonne und Mond als Lichtquelle mit einem Durchmesser von ca. $32'$ aber endlich ausgedehnte Objekte sind, verbreitern sich die Nebensonnen entsprechend radial. Für das menschliche Auge kommt durch die normale Dispersion der Spektralfarben an Eis noch die horizontale Verbreiterung hinzu, welche mit $\Delta\Theta_{s,N} = 1^\circ 10'$ am Horizont minimal ist. Für Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 \geq 29^\circ 15'$ besitzen 22° -Nebensonnen (der Sonne oder des Mondes) im sichtbaren Spektralbereich somit eine horizontale Ausdehnung von $\Delta\Theta_{s,N} \geq 1^\circ 42'$.

An die 22° -Nebensonnen schließt sich ein Schweif an, der ebenfalls im Almukantar liegt und von der Sonne wegzeigt. Er ergibt sich aus der Ablenkung am Prisma, wenn die optische Hauptebene nicht getroffen wird, was einer Erhöhung des Prismenwinkels A gleich kommt. Die Streuwahrscheinlichkeit über mehrere Kristalle betrachtet ergibt eine Abnahme zu größeren Streuwinkeln hin und somit auch eine Abnahme der Intensität des Schweifs. Aufgrund der Randbedingung der Totalreflexion existiert dabei eine maximale Ausdehnung, welche bei Sonnentiefstand erreicht wird. Im sichtbaren Spektralbereich beträgt diese $\Delta\Theta_s = 21^\circ 38'$.

3 Strahlungstransport

Die am Boden ankommende elektromagnetische Strahlung setzt sich aus der direkten thermischen Strahlung der Sonne, der Wolken und der Atmosphäre (Gasgemisch, Aerosole, ...) und der indirekten, gestreuten Strahlung zusammen. Für die spätere Analyse der spektralen Strahldichteverteilung in Modellierung und Messung ist es sinnvoll, zunächst die einzelnen Komponenten zu betrachten. So wird in Abschnitt 3.1 auf die Emission und die Absorption, sowie in Abschnitt 3.2 auf die Streuung elektromagnetischer Strahlung eingegangen. Die erwähnten Prozesse werden in Abschnitt 3.3 in der Strahlungstransportgleichung zusammengefasst, wobei auch verschiedene Approximationen vorgestellt werden.

3.1 Emission und Absorption

Jeder Körper strahlt entsprechend seiner Temperatur T Energie ab, um den energetischen Grundzustand zu erreichen. Befindet er sich dabei im thermischen Gleichgewicht, so gleichen sich Absorption und Emission aus.¹ Die Emission von elektromagnetischer Strahlung über den gesamten Abstrahlraum erfolgt mit der Strahlungsflussdichte

$$F = \frac{d\Phi}{dA}, \quad (3.1)$$

mit dem Strahlungsfluss Φ durch die normal zur Einfallsrichtung orientierten Fläche A . Die spektrale Strahldichte L_λ ist definiert durch

$$L_\lambda(\lambda) = \frac{d^3\Phi}{d\lambda d\Omega dA |\cos \Theta|}, \quad (3.2)$$

mit dem Raumwinkel Ω und dem Winkel Θ , der durch die Normale der Messebene zur Einfallsrichtung der elektromagnetischen Strahlung gegeben ist. Für einen isotrop strahlenden Schwarzkörper gilt dabei das Planck'sche Strahlungsgesetz

$$L_{\lambda,B}(T, \lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1}, \quad (3.3)$$

¹Im Falle von Wärmezuleitung oder interner, chemischer Reaktionen sind diese Quellen bzw. Senken entsprechend in die Betrachtung der Strahlungsbilanz mit einzubeziehen.

mit der Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum, der Planck-Konstante h und der Boltzmann-Konstante k_B , sodass für dessen gesamte Strahlungsflussdichte gemäß dem Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$F_B = \sigma T^4 \quad (3.4)$$

gilt, mit der Stefan-Boltzmann-Konstante σ . Das spektrale Ausstrahlungsvermögen eines Graustrahlers gegenüber dem eines Schwarzkörpers ist durch den material-spezifischen und wellenlängenabhängigen Absorptions- und Emissionsfaktor ϵ definiert, wobei $\epsilon \in [0, 1)$ gilt.

Die mittlere Änderung der spektralen Strahldichte durch Absorption der einfallenden elektromagnetischen Strahlung und Emission durch Materie entlang eines Wegstücks ds ,

$$\frac{dL_\lambda(\lambda, s)}{ds} = - \underbrace{\alpha_a(\lambda)L_\lambda(\lambda, s)}_{\text{Absorption}} + \underbrace{\alpha_a(\lambda)L_{\lambda,B}(T, \lambda)}_{\text{Emission}}, \quad (3.5)$$

wird mit Hilfe des Absorptions- und Emissionskoeffizienten α_a beschrieben. Dieser ist proportional zum material-spezifischen, wellenlängen- und temperaturabhängigen² Imaginärteil des Brechungsindex m_i des zu durchdringenden Körpers

$$\alpha_a(T, m_i, \lambda) = \frac{4\pi m_i(T, \lambda)}{\lambda}. \quad (3.6)$$

Der Absorptionskoeffizient und damit auch die abgestrahlte und emittierte spektrale Strahldichte hängen stark von der Mikrostruktur des Körpers ab. So strahlen Festkörper aufgrund ihrer kristallinen Struktur ein kontinuierliches Spektrum ab, während bei Flüssigkeiten und Gasen eher einzelne Emissionslinien in den Vordergrund treten. Dies wird beispielsweise bei der Untersuchung der chemischen Zusammensetzung eines Mediums, wie der Sonnencorona oder der Atmosphäre, ausgenutzt.

3.2 Streuung

Elektromagnetische Strahlung kann im Wirkungsbereich von Materie nicht nur absorbiert, sondern auch gestreut werden, wie beispielsweise an Molekülen der Luft und an in der Atmosphäre schwebenden größeren Teilchen, wie Aerosolen und Wassertropfen bzw. Eiskristallen. Bei einem reinen Streuprozess geht die einfallende Strahlung nicht verloren, sondern wird mit einer streukörperspezifischen Wahrscheinlichkeitsverteilung, der Streufunktion P mit der Normierung

$$\int_{4\pi} P(\Theta, \varphi) d\Omega = 4\pi, \quad (3.7)$$

²Die Temperaturabhängigkeit des Imaginärteils des Brechungsindex kann beispielsweise bei Eis für $T \in [213 \text{ K}, 273 \text{ K}]$ im Wellenlängenbereich $\lambda \in [0.045 \mu\text{m}, 167 \mu\text{m}]$ vernachlässigt werden [54].

in Richtung (Θ, φ) umgelenkt. Dadurch gelangt beispielsweise solare Strahlung auch außerhalb der direkten Richtung auf den Erdboden, sogenannte diffuse solare Strahlung.

Bei einer Gleichverteilung der Streuteilchen im Volumen und einer willkürlichen Orientierung, ist es meist ausreichend, die mittlere zweidimensionale Streufunktion $P(\Theta, \varphi)$ eindimensional als Funktion des Streuwinkels, $P(\Theta_s)$, zu betrachten. Mit Hilfe des Asymmetrieparameters

$$g = \langle \cos \Theta_s \rangle \equiv \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} P(\Theta_s) \cos \Theta_s \, d\Omega, \quad g \in [-1, 1], \quad (3.8)$$

wird verdeutlicht, ob Vorwärts- oder Rückwärtsstreuung vorherrscht, wobei $g = 1$ einer vollständigen Vorwärtsstreuung und $g = -1$ einer vollständigen Rückwärtsstreuung entsprechen.

Der wellenlängen- und stoffabhängige Streukoeffizient α_s beschreibt die Streueffizienz pro zurückgelegter Wegstrecke. Zusammen mit dem Absorptionskoeffizienten ergibt sich der Extinktionskoeffizient

$$\alpha_e(\lambda) = \alpha_s(\lambda) + \alpha_a(\lambda) \quad (3.9)$$

und die Einfachstreuabbedo

$$\omega_0(\lambda) = \frac{\alpha_s(\lambda)}{\alpha_s(\lambda) + \alpha_a(\lambda)} = \frac{\alpha_s(\lambda)}{\alpha_e(\lambda)}, \quad \text{mit } \omega_0 \in [0, 1]. \quad (3.10)$$

Das Integral des Extinktionskoeffizienten über einen Weg drückt dabei die Verringerung der direkten elektromagnetischen Strahlung im durchstrahlten Medium aus. Für Wolken und Atmosphäre wird das entsprechende Integral entlang der Höhe $z \in [z_1, z_2]$ als optische Dicke

$$\tau(\lambda) = \int_{z_1}^{z_2} \alpha_e(\lambda, z') \, dz' \quad (3.11)$$

bezeichnet. In Tabelle 3.1 sind die Kategorien der optischen Dicke von Cirruswolken dem Beobachtungsempfinden des menschlichen Auges gegenübergestellt.

Die mathematische Beschreibung des Streuprozesses hängt von der Form des Streukörpers und dem Verhältnis des Partikelradius r zur Wellenlänge λ der einfallenden elektromagnetischen Strahlung ab, welches durch den Größenparameter

$$\tilde{\alpha} \equiv \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (3.12)$$

wiedergegeben wird. Für sehr kleine Größenparameter von $\tilde{\alpha} < 0.1$ wird die Rayleigh-Streuung zur Beschreibung des Streuprozesses herangezogen (siehe Abschnitt 3.2.1). Bei mittelgroßen Teilchen mit $\tilde{\alpha} \gtrsim 2\pi$ wird auf die Fraunhofer-Beugung oder die Mie-Streuung zurückgegriffen. Diese Modelle, welche im Folgenden näher erläutert werden,

Kategorie	τ_{Ci}	Beschreibung
subvisibile	< 0.03	gegenüber dem blauen Himmel unsichtbar
dünn	$0.03 - 0.3$	durchscheinend, Himmelsblau noch erkennbar
undurchsichtig	$0.3 - 3.0$	erscheint gewöhnlich weiß
Cirrostratus	> 3.0	Sonnenscheibe verschwommen

Tabelle 3.1: Kategorien der optischen Dicke von Cirren τ_{Ci} , basierend auf deren Transparenz im sichtbaren Spektralbereich $\lambda \in [0.38 \mu\text{m}, 0.74 \mu\text{m}]$; nach Sassen [55].

bieten allerdings nur für wenige hochgradig symmetrische Partikel exakte Lösungen. Fallen die Teilchen noch größer aus, sodass $\tilde{\alpha} \gg 2\pi$, kann die Ausdehnung der einfallenden Welle vernachlässigt werden. Für die Modellierung der Einfachstreuung gilt dann keine Teilchenformbeschränkungen mehr. Auf weitere Ansätze zur Beschreibung von Streuprozessen an asphärischen Partikeln, wie beispielsweise mit der T-Matrix, der „Finite-Difference Time Domain“-Methode (FDTD) und der „Diskreten Dipol-Approximation“ (DDA) soll an dieser Stelle verzichtet werden, da sich deren Streufunktionen teils kaum von den o. g. Modellen unterscheiden oder sie aufgrund der Einschränkungen im Bezug auf Größenparameter oder Brechkraft der Streupartikel für die gegenwärtigen Untersuchungsziele nicht in Betracht kommen [35, 56–62].

3.2.1 Rayleigh-Streuung

Die Streuung elektromagnetischer Strahlung an kleinsten Teilchen ($\tilde{\alpha} \lesssim 0.1$) wird in der klassischen Elektrodynamik durch die Vernichtung der elektromagnetischen Welle durch ein via Ladungstrennung erzeugtes Gegenfeld des Moleküls beschrieben. Die gesamte Leistung der einfallenden Welle wird entsprechend eines Hertz'schen Dipols abgestrahlt. Der Streukoeffizient verhält sich dabei wie $\alpha_s \sim \lambda^{-4}$, was dazu führt, dass beispielsweise blaues Licht sehr viel stärker über das Himmelsgewölbe gestreut wird als rotes Licht. Benannt wurde dieses Streumodell nach Lord Rayleigh, der hiermit erstmals die Farb- und Polarisations-eigenschaften des Himmelslichtes erklärte. Die Streufunktion im Fernfeld (Abstand $R \gg \lambda$) für diese Größenparameter ist durch

$$P(\Theta_s) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \Theta_s) \quad (3.13)$$

gegeben (siehe Abbildung 3.1) [35].

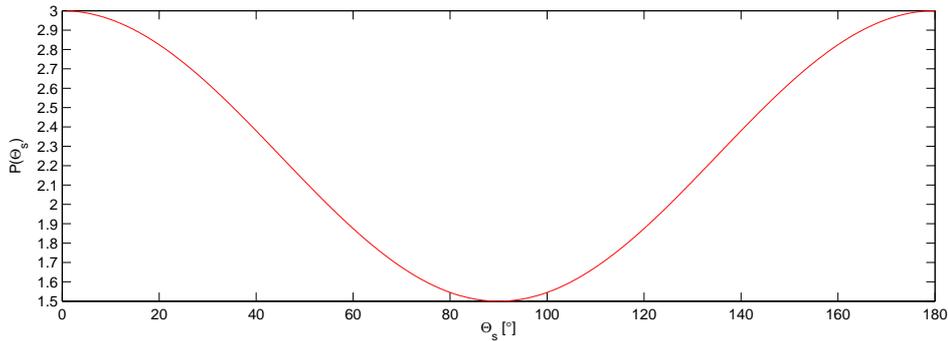


Abbildung 3.1: Streufunktion der Rayleigh-Streuung.

3.2.2 Beugung

Elektromagnetische Strahlung wird an Teilchen und Öffnungen beliebiger Form und Größe gebeugt. Abbildung 3.2 zeigt die Anordnung von Quelle P_0 , Beugungsfigur und Schirm. Das Babinet'sche Prinzip [63] besagt dabei, dass sich das Beugungsbild (am Schirm) von einem Hindernis und einer Öffnung desselben Querschnitts nur in der nullten Beugungsordnung, also der Vorwärtsstreuung, unterscheiden. Unter der Voraussetzung, dass das Teilchen groß gegenüber der Wellenlänge ($\tilde{\alpha} \gtrsim 2\pi$) und klein gegenüber den Abständen Quelle-Teilchen s_0 und Teilchen-Schirm s_B ist, sowie dass die Strahlen parallel auftreffen [63], kann die Störung des elektromagnetischen Feldes am Bildschirmpunkt P_B mit Hilfe des Fresnel-Kirchhoff-Beugungs-Integrals über die

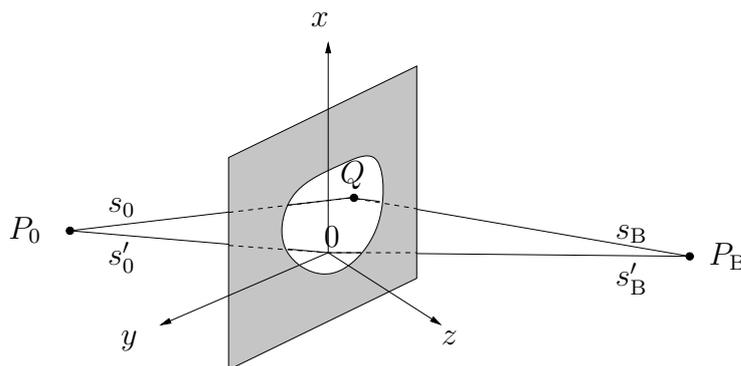


Abbildung 3.2: Dargestellt ist die Anordnung von Quelle P_0 , Beugungsobjekt (graue Fläche) und Bildschirm P_B , an dem das Beugungsbild des gebeugten Lichtstrahles abgebildet wird, und die jeweiligen Abstände; nach [63].

Blendenfläche A

$$U(P_B) = -\frac{iA \cos \gamma}{\lambda s'_0 s'_B} \int \int_B e^{ik(s_0+s_B)} dS \quad (3.14)$$

$$= C \int \int_B e^{ik(s_0+s_B)} dS \quad (3.15)$$

beschrieben werden, mit der Kreiswellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ und dem Winkel γ der zwischen der Geraden $\overline{P_B P_0}$ und der Bildschirmnormalen aufgespannt ist.

Wird das kartesischen Koordinatensystem so ausgerichtet, dass die Blende innerhalb der xy -Ebene liegt, so lässt sich Gleichung (3.15) auflösen zu

$$U(P_B) = C \int \int_B e^{ikf(\xi,\eta)} d\xi d\eta, \quad (3.16)$$

mit

$$f(\xi, \eta) = -\frac{x_0\xi + y_0\eta}{s'_0} - \frac{x_B\xi + y_B\eta}{s'_B} + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2s'_0} + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2s'_B} - \frac{(x_0\xi + y_0\eta)^2}{2s'^3_0} - \frac{(x_B\xi + y_B\eta)^2}{2s'^3_B} \dots \quad (3.17)$$

und den Koordinaten x_0, y_0, z_0 der Punktquelle P_0 und $x_B = x_0 - \xi, y_B = y_0 - \eta, z_B$ des Bildschirmpunktes P_B .

Je weiter Quelle und Bildschirm von dem Streukörper entfernt sind, desto weniger Terme der Reihenentwicklung von f werden für eine hinreichend gute Beschreibung der Intensität des elektromagnetischen Feldes benötigt. Die Näherung mit Abbruch der Reihe nach dem quadratischen Term wird als Fresnel-Beugung bezeichnet, deren Lösungen hochvariabel sind. Für die Beugung solaren Lichts an Wolkenpartikeln und Aerosolen in der Atmosphäre kann bereits nach den linearen Termen abgebrochen werden, um eine hinreichend genaue Beschreibung des Fernfeldes zu erreichen. Diese Approximation, die als Fraunhofer-Beugung bezeichnet wird, wird in den nächsten Abschnitten an zwei verschiedenen Blenden beispielhaft näher betrachtet, da deren Streumuster explizit in Kapitel 6 als Vergleich zu Messergebnissen dienen werden. Für Beugungsmuster an Teilchen mit komplexeren Geometrien sei auf Ref. [64] verwiesen.

Fraunhofer-Beugung an einer rechteckigen Blende

In der Fraunhofer-Beugung wird die Reihenentwicklung von Gleichung (3.17) nach den linearen Termen abgebrochen, sodass sich

$$f(\xi, \eta) \approx -p\xi - q\eta \quad (3.18)$$

ergibt, mit

$$p = \frac{x_B}{s'_B} + \frac{x_0}{s'_0} \quad \text{und} \quad q = \frac{y_B}{s'_B} + \frac{y_0}{s'_0}. \quad (3.19)$$

Bei einer rechteckigen Blende mit der Länge $2a$ und Breite $2b$ lässt sich Gleichung (3.16) dann wie folgt vereinfachen

$$U_\diamond(P_B) = C \int_{-a}^a \int_{-b}^b e^{-ik(p\xi+q\eta)} d\xi d\eta \quad (3.20)$$

$$= C \int_{-a}^a e^{-ikp\xi} d\xi \int_{-b}^b e^{-ikq\eta} d\eta \quad (3.21)$$

$$= C s \frac{\sin(kpa)}{kp} \frac{\sin(kqb)}{kq}. \quad (3.22)$$

Die Intensität des Feldes auf dem Schirm ergibt sich dann aus der Beziehung

$$I_\diamond(P_B) = |U_\diamond(P_B)|^2 \quad (3.23)$$

$$= \left(\frac{\sin(kpa)}{kpa} \right)^2 \left(\frac{\sin(kqb)}{kqb} \right)^2 I_{0,\diamond}, \quad (3.24)$$

mit der Intensität in Vorwärtstreueichtung $I_{0,\diamond} = \Phi(4ab)/\lambda^2$ und dem auf die Blende einfallenden Strahlungsfluss Φ .

Die auf ($I_{0,\diamond} = 1$)-normierte Intensitätsverteilung bei Beugung an einer quadratischen Blende ist in Abbildung 3.3 (links) zu sehen. Die Beugungsmaxima scheinen dabei wie auf Gitterpunkten angeordnet zu sein, wobei deren Intensität mit der Beugungszahl und dem Abstand zu den Hauptachsen abnimmt. Bei genauerer Betrachtung wird jedoch ersichtlich, dass die Abstände zwischen den lokalen Maxima mit dem Abstand zum Mittelpunkt des Schirmbildes abnehmen und es sich somit nicht um ein echtes Gitter handelt. Mit Hilfe einer Extremwertbestimmung der Beugungsmuster

$$y_\diamond = \left(\frac{\sin(x)}{x} \right)^2, \quad (3.25)$$

mit $x = kpa$ bzw. $x = kqb$, lassen sich die positiven Extremstellen $x_{i,\diamond}$ bestimmen, welche in Tabelle 3.2 angegeben sind. Die dazugehörigen Streuwinkel in den Hauptachsen ($a = 0$ oder $b = 0$) in Abhängigkeit von der Seitenlänge $2a$ bzw. $2b$ und der Wellenlänge sind dann durch den Zusammenhang

$$\sin(\Theta_s(i, a, \lambda)) = \frac{x_{i,\diamond}}{ka} = \frac{\lambda}{2\pi a} x_{i,\diamond} \quad \text{bzw.} \quad \sin(\Theta_s(i, b, \lambda)) = \frac{x_{i,\diamond}}{kb} = \frac{\lambda}{2\pi b} x_{i,\diamond} \quad (3.26)$$

bestimmbar. Bei einer rechteckigen Blende mit $a > b$ gilt demnach für die Streuwinkel des i -ten Beugungsmaximums in den Hauptachsen $\Theta_s(i, a) < \Theta_s(i, b)$. Da die Streuwinkel mit der Wellenlänge zunehmen, erscheinen die Beugungsringe von weißem Licht im sichtbaren Spektralbereich innen violettfarben und außen rötlich. Dieser Zusammenhang wird auch bei der Betrachtung der Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel in der Abbildung 3.3 (rechts) deutlich.

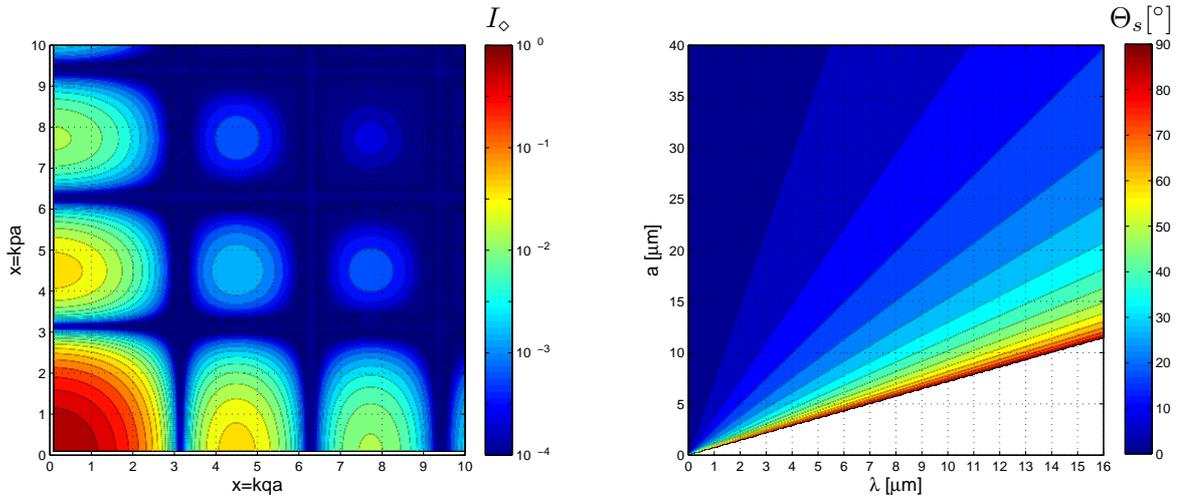


Abbildung 3.3: Fraunhofer-Beugung an einer quadratischen Blende der Seitenlänge $2a$.

Links dargestellt ist das dazugehörige Beugungsmuster. Die Intensität in Vorwärtsstreu-
richtung $I_{0,\diamond}$ ist hierbei auf 1 normiert, sodass für die Intensität $I_\diamond = \left(\frac{\sin(kpa)}{kpa}\right)^2 \left(\frac{\sin(kqa)}{kqa}\right)^2$
gilt.

Rechts abgebildet ist die spektrale Abhängigkeit des Streuwinkels Θ_s des ersten Beugungs-
maximums in der Hauptachse von der halben Blendenlänge, a .

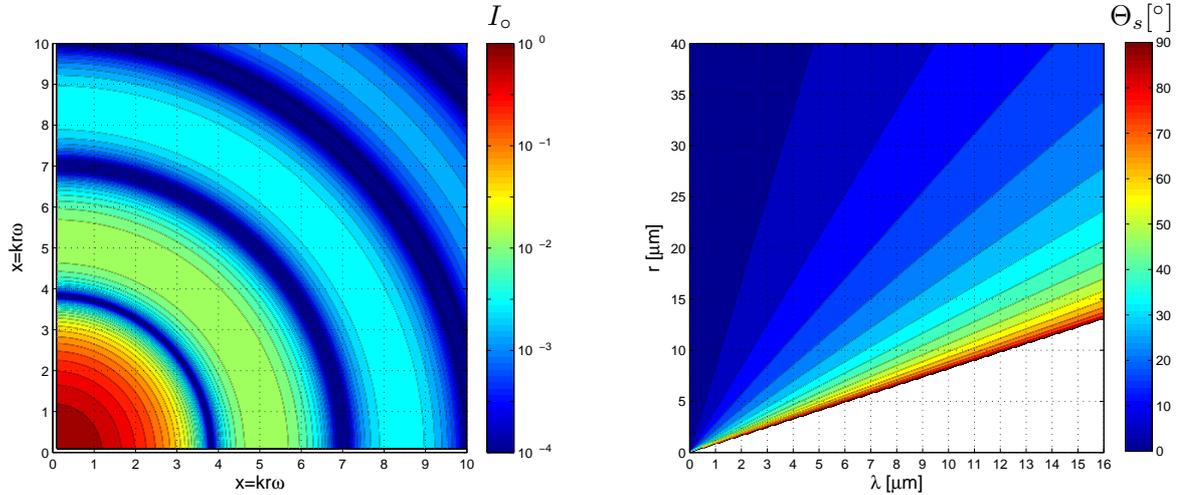


Abbildung 3.4: Fraunhofer-Beugung an einer runden Blende des Radius r .

Links dargestellt ist das dazugehörige Beugungsmuster. Die Intensität in Vorwärtsstreu-
richtung $I_{0,\circ}$ ist hierbei auf 1 normiert, sodass für die Intensität $I_\circ = \left(\frac{2J_1(kr\omega)}{kr\omega}\right)^2$ gilt.

Rechts abgebildet ist die spektrale Abhängigkeit des Streuwinkels Θ_s des ersten Beugungs-
maximums vom Blendenradius r .

i -tes Maximum	$x_{i,\circ}$	$x_{i,\circ}$
1	4.493409458	5.135622302
2	7.725251837	8.417244140
3	10.90412166	11.61984117
4	14.06619391	14.79595178
5	17.22075527	17.95981949
6	20.37130296	21.11699705
7	23.51945250	24.27011231
8	26.66605426	27.42057355
9	29.81159879	30.56920450
10	32.95638904	33.71651951

Tabelle 3.2: Positive Extremstellen der Intensitätsverteilung der Fraunhofer-Beugung an einer rechteckigen und einer kreisförmigen Blende, $y_{\circ}(i) = \left(\frac{\sin(x_{i,\circ})}{x_{i,\circ}}\right)^2$ (Hauptachse) bzw. $y_{\circ}(i) = \left(\frac{2J_1(x_{i,\circ})}{x_{i,\circ}}\right)^2$.

Fraunhofer-Beugung an einer Kreisscheibe

Für die Fraunhofer-Beugung an einer Lochblende mit Radius r wird die Störung des elektromagnetischen Feldes entsprechend in Polarkoordinaten betrachtet. Aus den Koordinaten des Streupunktes $Q(\rho, \theta)$ und des Bildschirmpunktes $P_B(\omega, \psi)$ ergeben sich

$$\xi = \rho \cos \theta, \quad \eta = \rho \sin \theta \quad (3.27)$$

und

$$p = \omega \cos \psi, \quad q = \omega \sin \psi. \quad (3.28)$$

In Gleichung (3.16) eingesetzt folgt

$$U_{\circ}(P_B) = C \int_0^r \int_0^{2\pi} e^{ik\rho\omega \cos(\theta-\psi)} \rho \, d\rho d\theta \quad (3.29)$$

und lässt sich mit Hilfe der Besselfunktion³ $J_n(x)$ wie folgt ausdrücken

$$\begin{aligned} U_{\circ}(P_B) &= 2\pi C \int_0^r J_0(k\rho\omega) \rho \, d\rho \\ &= C(\pi r^2) \left(\frac{2J_1(kr\omega)}{kr\omega} \right). \end{aligned} \quad (3.30)$$

³ $J_n(x) = \frac{1-n}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{ix \cos \alpha} e^{in\alpha} d\alpha$ und $\frac{d}{dx} x^{n+1} J_{n+1}(x) = x^{n+1} J_n(x)$

Die Intensität des Fernfeldes ist dann durch

$$I_{\circ}(P_B) = |U_{\circ}(P_B)|^2 = \left(\frac{2J_1(kr\omega)}{kr\omega} \right)^2 I_{0,\circ} \quad (3.31)$$

gegeben, mit der Intensität in Vorwärtsstreurichtung $I_{0,\circ} = \Phi(\pi r^2)/\lambda^2$.

Abbildung 3.4 (links) zeigt die auf ($I_{0,\circ} = 1$)-normierte Intensität des elektromagnetischen Feldes. Wie bei einer rechteckigen Blende befindet sich das Hauptmaximum in Vorwärtsstreurichtung $\Theta_s = 0^\circ$, jedoch sind die Beugungsmaxima aufgrund der radialen Blendensymmetrie auch radial um das Vorwärtsstreumaximum angeordnet. Mit Hilfe einer Extremwertbestimmung von

$$y_{\circ} = \left(\frac{J_1(x)}{x} \right)^2, \quad (3.32)$$

mit $x = kr\omega$, lassen sich die positiven Extremstellen $x_{i,\circ}$ der Beugungsmuster lokalisieren (siehe Tabelle 3.2). Die dazugehörigen Streuwinkel in Abhängigkeit vom Radius r und der Wellenlänge sind dann durch den Zusammenhang

$$\sin(\Theta_s(i, r, \lambda)) = \frac{x_{i,\circ}}{kr} = \frac{\lambda}{2\pi r} x_{i,\circ} \quad (3.33)$$

gegeben.

Aus den Abbildungen 3.3 und 3.4 (jeweils links) geht hervor, dass die Beugungsmaxima der Fraunhofer-Beugung an einer Lochblende des Radius r weiter vom Vorwärtsstreumaximum entfernt und weniger intensiv sind als die an einer quadratischen Blende der Seitenlänge $2a$ ($a = r$). Die Streuwinkeldifferenz nimmt mit der Anzahl der Beugungsringe und der Wellenlänge zu und mit dem Teilchenradius ab (vergleiche auch Abbildungen 3.3 und 3.4, jeweils rechts).

Findet in der Atmosphäre hinreichend viel Streuung weißen Lichts an sphärischen Teilchen gleicher Größe statt, so entstehen aus einer Aneinanderreihung von wellenlängenabhängigen Maxima im sichtbaren Spektralbereich farbige Ringe um die Sonne bzw. den Mond. Diese sogenannten Coronen bzw. Höfe sind entsprechend der wellenlängenabhängigen Streuwinkel der Beugungsmaxima innen violettfarben und außen rötlich (jeweils ungesättigt) [6, 20]. Werden Coronen beobachtet, können durch die Anwendung der Fraunhofer-Beugung an einer Lochblende⁴ und Gleichung (3.33) aus dem Streuwinkel der Ringe bei einer bestimmten Wellenlänge der Radius der Streupartikel bestimmt werden. Je polydisperser die Größenverteilung der Streuteilchen ist, desto verschmierter sind dann auch die Ringe [20]. Sind die Streuteilchen ellipsoid, wie beispielsweise bestimmte Pollenarten, *und* besitzen eine bevorzugte Orientierung, so entstehen entsprechend elliptische Ringe [21, 22], wobei der Streuwinkel der Coronennebenachse der Hauptachse des Ellipsoids zugeordnet werden muss und umgekehrt. Eine willkürliche Orientierung der ellipsoiden Teilchen würde einer Verbreiterung der Größenverteilung gleichkommen und die ellipsoiden Coronenringe verschmieren.

⁴Andere Blendenformen würden keine Ringe erzeugen.

3.2.3 Mie-Streuung

Für Streukörper, deren Größe gegenüber der Wellenlänge nicht mehr vernachlässigbar ist ($\tilde{\alpha} \gtrsim 2\pi$), muss auch der Brechungsindex m des Teilchens beachtet werden. Im solaren und thermischen Infrarot, sowie im sichtbaren Spektralbereich trifft dies für Streuung an Aerosolen und größeren Teilchen, wie beispielsweise an Wassertropfen und an Eiskristallen, zu. Die Streuung an solch großen Teilchen besitzt nur für wenige, hochgradig symmetrische Streukörper eine exakte Lösung. Die bekannteste Lösung der Wellengleichung ist die eines radialsymmetrischen Streukörpers: die Mie-Theorie [35].

Der Streuquerschnitt σ_s ist in der Mie-Streuung im Gegensatz zur Rayleigh-Streuung nicht nur von der Wellenlänge abhängig, sondern auch von der Größe der Teilchen selbst. Für Größenparameter $\tilde{\alpha} < 100$ gilt $\sigma_s \sim \lambda^{-1.3}$. Fallen die Streuteilchen noch größer aus ($\tilde{\alpha} \gtrsim 100$), nimmt die Vorwärtsstreuung zu und die Wellenlängenabhängigkeit verschwindet. Letzteres lässt eine Ansammlung von Partikeln dieser Größe bei Streuung eines kontinuierlichen Spektrums für den Beobachter weiß bis grau erscheinen, wie beispielsweise Wolken oder Nebel.

In Abbildung 3.5 ist die mit dem BHMIE-Modell von Bohren und Huffman [65] berechnete Mie-Streufunktion von Eiskugeln unterschiedlicher Größe für grünes Licht ($\lambda = 0.55 \mu\text{m}$, $m = 1.31099 + i 3.11 \cdot 10^{-9}$) dargestellt. Darin ist zu erkennen, dass die lokalen Maxima für größere Teilchen bei kleineren Streuwinkeln liegen, und die Streuwinkelabstände zwischen den lokalen Maxima entsprechend abnehmen. Dass die Streuwinkel aber auch vom Realteil des Brechungsindex abhängig sind, wird in der Abhängigkeit der Streuwinkel des ersten lokalen Mie-Maximums von der Wellenlänge und dem Teilchenradius in Abbildung 3.6 deutlich. Je größer dabei der Realteil des Brechungsindex ausfällt, desto näher liegen die lokalen Mie-Maxima am Vorwärtsstreuemaximum. Kommen sie diesem dabei zu nah, können sie allerdings in dessen starker Flanke untergehen, sodass erst das zweite lokale Maximum als erstes lokales Maximum erkannt wird. Dies führt in der Abhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima zu großen Schwankungen bzw. Unstetigkeiten. Besonders gut ist dies beispielsweise im Bereich $\lambda \in [3 \mu\text{m}, 6 \mu\text{m}]$ und $r \in [4 \mu\text{m}, 16 \mu\text{m}]$ für das erste Mie-Maximum in Abbildung 3.6 erkennbar. Der Vergleich zu den Beugungsmaxima der Fraunhofer-Beugung an einer quadratischen Lochblende zeigt, dass sich deren Streuwinkel um so stärker unterscheiden, je geringer der Realteil des Brechungsindex ist (vergleiche Abbildung 3.6 und 3.4, rechts).

Auch mit der Mie-Streuung sind die bereits in der Fraunhofer-Beugung angesprochenen Coronen um Lichtquellen erklärbar [6, 20, 25, 66–68]. Die Teilchenradien lassen sich jedoch nicht einfach aus den Streuwinkeln der Ringe berechnen, sondern müssen mit einer Datenbank abgeglichen werden. Wie aus der Wellenlängenabhängigkeit des ersten lokalen Maximums in Abbildung 3.6 zu entnehmen ist, kann es dabei nötig sein, mehrere Ringe mit den Modelldaten vergleichen zu müssen, um ein eindeutiges Ergebnis zu erhalten. Kann dieses Verfahren sogar für mehrere Wellenlängen durchgeführt

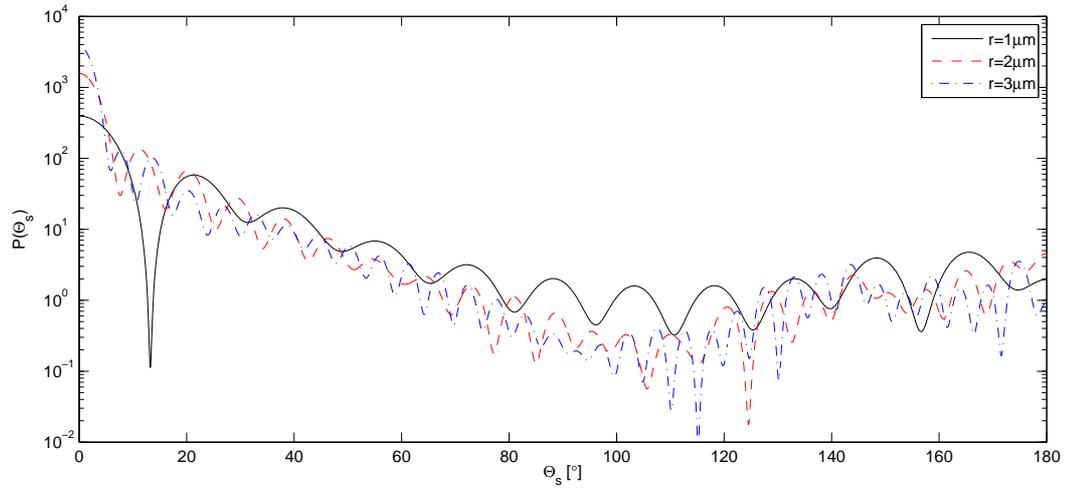


Abbildung 3.5: Streufunktion der Mie-Streuung an Eiskugeln verschiedener Radien r für grünes Licht $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ ($m = 1.31099 + i 3.11 \cdot 10^{-9}$), berechnet mit dem BHMIE-Modell von Bohren und Huffman [65].

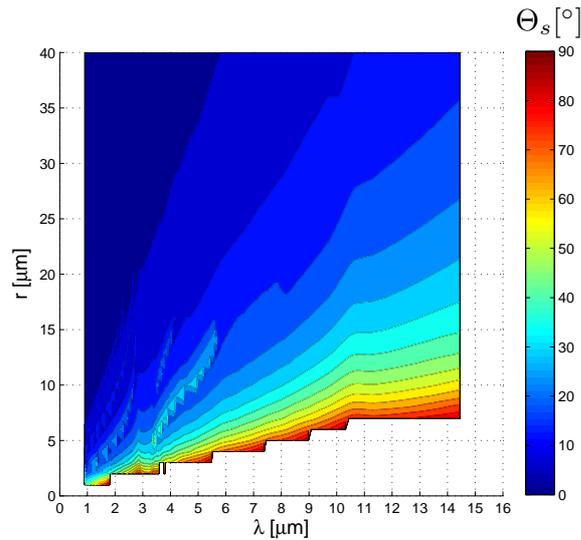


Abbildung 3.6: Die Streuwinkel des ersten lokalen Maximums der Mie-Streuung sind von der Wellenlänge λ , dem Radius r und dem Brechungsindex $m(\lambda)$ des Streuteilchens abhängig. Die Abbildung zeigt hierzu die Ergebnisse des BHMIE-Modells von Bohren und Huffman [65] an Eiskugeln. Die dazu benötigten Brechungsindizes wurden einer Arbeit von Warren [54] entnommen. Selbst bei der höchsten Auflösung des Modells ($\Delta\Theta_s = 0.1^\circ$) oder auch wenn die Beugungsringe zu nah an das Vorwärtsstreumaximum gelangen, kann es vorkommen, dass einzelne lokale Maxima im Vorwärtsstreumaximum der Streufunktion untergehen und dadurch Unstetigkeiten in der Abhängigkeit der Streuwinkel entstehen, wie beispielsweise für das erste Beugungsmaximum im Bereich $\lambda \in [3 \mu\text{m}, 6 \mu\text{m}]$, $r \in [4 \mu\text{m}, 16 \mu\text{m}]$.

werden, ist aus der Abhängigkeit des Brechungsindex auch die chemische Zusammensetzung des Streuteilchens ermittelbar.

Da sich die Streuwinkel der lokalen Maxima von Mie-Streuung und Fraunhofer-Beugung unterscheiden, führt ein und derselbe Corona-Ring einer bestimmten Wellenlänge zu unterschiedlichen Streupartikelgrößen, je nach dem welche Streuprozessbeschreibung verwendet wird. So fällt der ermittelte Radius bei der Annahme, dass es sich um Eiskugeln handelt, bei der Mie-Streuung meist kleiner als bei der Fraunhofer-Beugung aus. Je mehr der Realteil des Brechungsindex dabei von 1 abweicht, desto größer ist auch der Unterschied zwischen den Streuprozessen.

3.2.4 Geometrische Optik

Bei Streuung an Partikeln, deren Ausdehnung deutlich größer als die Wellenlänge ist ($\tilde{\alpha} \gg 2\pi$ bzw. $\tilde{\alpha} \gtrsim 100$ [69]), kann die Ausdehnung der elektromagnetischen Welle vernachlässigt werden und es genügt die Beschreibung des Energietransports längs des Strahles. Diese Näherung wird häufig für Teilchen angewandt, die nicht kugelförmig sind, wie z. B. Eiskristalle in Cirruswolken oder auch Ruß- und Staubpartikel, und für die keine exakte Lösung der Mie-Theorie existiert.

Die einfallende, ebene Welle wird in der geometrischen Optik durch eine hinreichend große Anzahl von Strahlen ersetzt, die auf den Streukörper treffen. Die Wechselwirkung wird dabei durch die Streukörpergeometrie, das Snellius'sche Brechungsgesetz und die Fresnel-Gleichungen⁵ beschrieben. Für Strahlengänge mit internem Strahlenverlauf wird deren Energie entsprechend Gleichung (3.5), aber ohne thermische Emission des Teilchens selbst, gemindert. Durch Aufsummieren der Energie, die in einen bestimmten Raumwinkel gelenkt wird, kann die Streufunktion der geometrischen Optik $P_{rt}(\Theta_s)$ berechnet werden. Wie in Abbildung 3.7 angedeutet, ist diese abhängig von der Partikelgeometrie (Form, Größe und interne Dichteveränderungen), der Partikelorientierung zur einfallenden elektromagnetischen Strahlung (Sonnenzenitwinkel Θ_0 ; Orientierung des Streupartikels im Raum $\Theta_k, \varphi_k, \chi_k$), der Wellenlänge λ und dem materialspezifischen, komplexen Brechungsindex m [37, 70]. Abbildung 3.8 zeigt hierzu die Streufunktion für grünes Licht an hexagonalen Eisteilchen, wie sie beispielsweise in Cirren vorkommen.

3.3 Strahlungstransportgleichung

Für die Berechnung der am Boden ankommenden elektromagnetischen Strahlung muss die Zusammensetzung und die Temperaturschichtung der Atmosphäre bekannt sein. Diese Angaben werden benötigt, um Aussagen über das Absorptions-, Emissions- und

⁵Die Fresnel-Gleichungen beschreiben das Amplitudenverhältnis der teilweise reflektierten und transmittierten elektromagnetischen Welle, die auf eine dielektrischen Grenzfläche trifft.

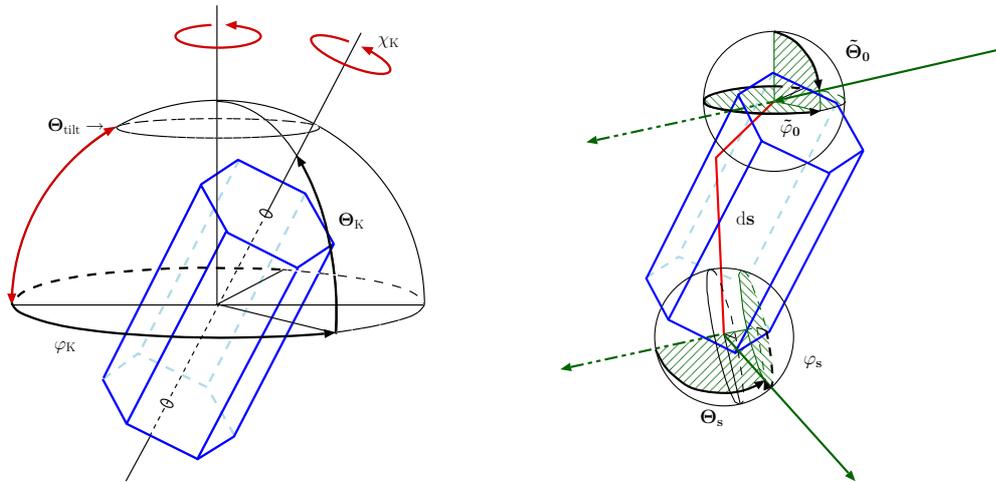


Abbildung 3.7: Veranschaulichung der Streuung am Eiskristall.

Links ist die Anordnung der Variablen zur Festlegung der Orientierung des Kristalls im Raum wiedergegeben [36].

Rechts dargestellt ist ein Strahlenverlauf durch Brechung und interne Reflexion am Eiskristall [36].

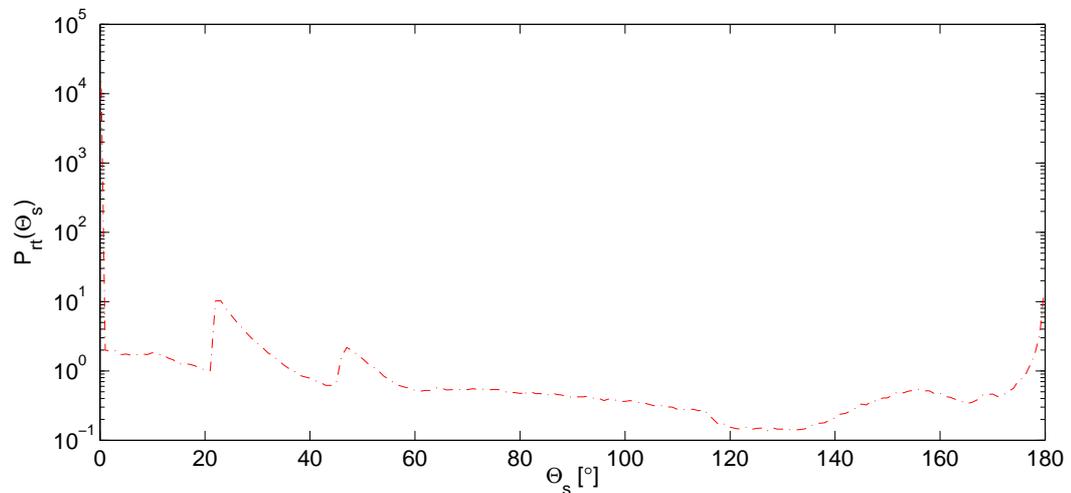


Abbildung 3.8: Dargestellt ist die Streufunktion P_{rt} willkürlich orientierter, hexagonaler Säulen der Länge $l = 100 \mu\text{m}$ und Radius $r = 34.8 \mu\text{m}$ (Aspektverhältnis nach Mitchell und Arnott [44]; siehe Gleichung (2.2)) für grünes Licht $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ bei Anwendung der geometrischen Optik. Die Daten wurden mit dem Ray-Tracing-Modell von Macke [64] berechnet. Da es sich um hexagonale Eiskristalle handelt, sind zusätzlich zur starken Vorwärts- und Rückwärtsstreuung die zwei Halomaxima bei den Streuwinkeln $\Theta_s = 22^\circ$ und $\Theta_s = 46^\circ$ enthalten, die aufgrund der Minimalablenkung mit einem abrupten Abfall zu kleineren Streuwinkeln und einem flachen Abfall zu größeren Streuwinkeln verbunden sind.

Streuvermögen treffen zu können. Die Änderung der spektralen Strahldichte durch die Atmosphäre setzt sich dabei folgendermaßen zusammen:

$$\begin{aligned} \frac{dL_\lambda(\Theta, \varphi, \lambda, s)}{ds} = & - \underbrace{\alpha_e(\lambda, s)L_\lambda(\Theta, \varphi, \lambda, s)}_{\text{Extinktion}} \\ & + \underbrace{\alpha_s(\lambda, s)J_\lambda(\Theta, \varphi, \Theta_s, \lambda, s)}_{\text{Zustreuung}} \\ & + \underbrace{\alpha_a(\lambda, s)L_{\lambda,B}(T(s), \lambda, s)}_{\text{Emission}}, \end{aligned} \quad (3.34)$$

mit der streupartikelspezifische Quellfunktion J_λ .

Für eine Atmosphäre, in der nur Extinktion stattfindet (ohne Zustreuung), vereinfacht sich Gleichung (3.34) zu

$$\frac{dL_\lambda(\Theta, \varphi, \lambda, s)}{ds} = -\alpha_e(\lambda, s)L_\lambda(\Theta, \varphi, \lambda, s). \quad (3.35)$$

Hierdurch ergibt sich für Bodenmessungen in Richtung Sonne (Θ_0, φ_0) unter Hinzunahme von Gleichung (3.11) eine spektrale Strahldichte von

$$L_\lambda(\tau, \lambda) = L_{\lambda, \text{Sonne}}(\lambda) e^{-\frac{\tau(\lambda)}{\cos \Theta_0}}. \quad (3.36)$$

Der transmittierte Anteil

$$\mathfrak{T}_{\text{Atm}}(\lambda) = e^{-\tau_{\text{Atm}}(\lambda)} \quad (3.37)$$

einer typischen Atmosphäre im Sommer der mittleren Breiten ist hierzu in Abbildung 3.9 für den Wellenlängenbereich $\lambda \in [0.71 \mu\text{m}, 16.00 \mu\text{m}]$ dargestellt.

Die vollständige Strahlungstransportgleichung (3.34) ist aufgrund der Zustreuung nur numerisch lösbar. Da aber die meisten Streuprozesse eine hohe Streuwahrscheinlichkeit in Vorwärtsstreurichtung mit starkem Abfall zu höheren Streuwinkeln verursachen, ist der diffuse solare Anteil an der spektralen Strahldichte bei $\Theta_s \gtrsim 10^\circ$ für Wellenlängen $\lambda \gtrsim 4 \mu\text{m}$ in der Regel vernachlässigbar klein gegenüber der diffusen thermischen Strahlung der Atmosphäre und der Wolke.⁶ Die spektrale Strahldichte kann dann in einen solaren Spektralbereich mit Absorptionslinien und einen thermischen Spektralbereich mit Emissionslinien unterteilt werden. Mit Hilfe dieser Aufspaltung sind u. a. die in den nächsten Abschnitten folgenden Approximationen und Berechnungen möglich.

⁶Ausnahmen gibt es für Wellenlängen mit vernachlässigbarer optischer Dicke der Atmosphäre und Wolke.

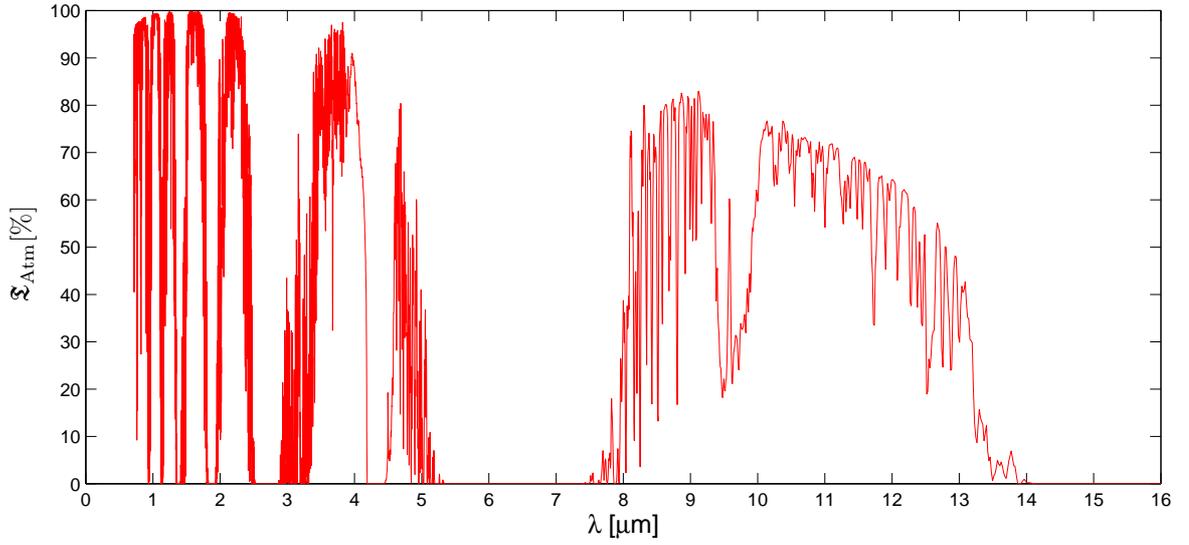


Abbildung 3.9: Die Transmissivität der Atmosphäre $\mathfrak{X}_{\text{Atm}}$ ist stark von der Wellenlänge λ abhängig. Hier abgebildet ist diejenige einer typischen Atmosphäre im Sommer der mittleren Breiten nach einer MODTRAN-Rechnung (ohne Aerosoleinfluss) [71]. Deutlich zu erkennen sind dabei die Wasserdampfabsorptionsbanden bei $\lambda \approx 1.1 \mu\text{m}, 1.38 \mu\text{m}, 1.87 \mu\text{m}, 2.7 \mu\text{m}, 3.2 \mu\text{m}$ und $\lambda \in [5 \mu\text{m}, 8 \mu\text{m}], \dots$, die Kohlendioxidabsorptionsbande bei $\lambda \approx 4.3 \mu\text{m}$, das atmosphärische Fenster bei $\lambda \in [8 \mu\text{m}, 14 \mu\text{m}]$ und die Emissionsbanden von Ozon bei $\lambda \in [9.3 \mu\text{m}, 10.0 \mu\text{m}]$ [35, 72, 73]. Die Transmissivität im atmosphärischen Fenster ist stark von der Wasserdampfkontinuumsabsorption im Wellenlängenbereich $\lambda \in [8.3 \mu\text{m}, 12.5 \mu\text{m}]$ und damit vom Feuchteprofil der Atmosphäre, sowie dem Aerosolanteil in der Luft abhängig.

3.3.1 Optimale diffuse Transmission

Bei einer optisch dünnen Wolke ($\tau_{\text{W}} < 1$) kann von Einfachstreuung an den Wolkenpartikeln ausgegangen werden. Ist diese dann auch noch vertikal und horizontal homogen, so kann die Zustreuung solaren Lichts von (Θ_0, φ_0) in (Θ, φ) mit Hilfe der mittleren Streufunktion \tilde{P} wie folgt beschrieben werden:

$$J_{\lambda}(\Theta_0, \Theta, \Theta_s, \lambda, s) \approx L_{\lambda, \text{Sonne}}(\lambda) e^{-\frac{\alpha_e s \cos \Theta}{\cos \Theta_0}} \frac{\tilde{P}(\Theta_s, \lambda)}{4\pi}. \quad (3.38)$$

Direkt unterhalb der Wolke kann der diffuse (gestreute) Anteil der abwärts gerichteten spektralen Strahldichte im *solaren* Spektralbereich, also bei vernachlässigbarer thermischer Emission der Wolke und der Atmosphäre, dann mit Hilfe der Strahlungs-

transportgleichung (3.34) zu

$$L_\lambda(\alpha_s, \alpha_e, \Theta_0, \varphi_0, \Theta, \varphi, \lambda, z) \approx \frac{\alpha_s(\lambda)}{\alpha_e(\lambda)} \frac{\cos \Theta_0}{\cos \Theta - \cos \Theta_0} L_{\lambda, \text{Sonne}}(\lambda) \frac{\tilde{P}(\Theta_s, \lambda)}{4\pi} \cdot \left(e^{-\alpha_e(\lambda)s} - e^{-\alpha_e(\lambda)s \frac{\cos \Theta}{\cos \Theta_0}} \right) \quad (3.39)$$

$$\approx \tilde{C}(\lambda) \frac{\cos \Theta_0}{\cos \Theta - \cos \Theta_0} \tilde{P}(\Theta_s, \lambda) \cdot \left(e^{-\frac{\tau_W(\lambda)}{\cos \Theta}} - e^{-\frac{\tau_W(\lambda)}{\cos \Theta_0}} \right) \quad (3.40)$$

approximiert werden, mit

$$\tilde{C}(\lambda) = \frac{\omega_{0,W}(\lambda) L_{\lambda, \text{Sonne}}(\lambda)}{4\pi} \quad (3.41)$$

und der vertikalen Wolkenausdehnung z .⁷ Gleichung (3.40) kann dahingehend interpretiert werden, dass erst die Anwesenheit von Streupartikeln ($\tau_W > 0$) zu diffuser Transmission durch den Cirrus und somit auch diffuser solarer Strahlung führt. Ist die Streupartikelanzahl jedoch zu hoch, tritt v. a. die Absorption immer mehr in den Vordergrund und die diffuse Transmission solarer Strahlung nimmt wieder ab. Das Maximum zwischen den beiden Extremen wird im weiteren Verlauf der Arbeit als *optimale diffuse Transmission* und die dazugehörige optische Dicke als *optimale optische Dicke* τ_{opt} bezeichnet. Sind die optimale optische Dicke und die optische Dicke der Wolke bekannt, kann über den Zusammenhang

$$\tau_{\text{opt}} = \frac{\tau_W}{\cos \Theta} \quad (3.42)$$

der Zenitwinkel, bei dem die optimale Transmission stattfindet, bestimmt werden.

3.3.2 Approximation der Streufunktion \tilde{P} aus der am Boden ankommenden abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilung

Wird nun zusätzlich zum Strahlungstransport durch eine optisch dünne Wolke im solaren Spektralbereich nach Gleichung (3.40) die Transmission durch eine absorbierende, aber nicht streuende, vertikal und horizontal homogene Atmosphäre betrachtet, so setzt sich die am Boden ankommende abwärts gerichtete spektrale Strahldichte-

⁷Eine Näherungsmethode zur Modellierung der Strahldichteverteilung, bei der auch Mehrfachstreuung erlaubt ist, wird in Abschnitt 4.2 vorgestellt.

verteilung wie folgt zusammen

$$L_{\lambda, \text{Boden}}(\lambda, \Theta, \varphi) \approx \tilde{C}(\lambda) \frac{\cos \Theta_0}{\cos \Theta - \cos \Theta_0} \tilde{P}(\Theta_s, \lambda) \cdot \left(e^{-\frac{\tau_W(\lambda)}{\cos \Theta}} - e^{-\frac{\tau_W(\lambda)}{\cos \Theta_0}} \right) e^{-\frac{\tau_{\text{Atm}}(\lambda)}{\cos \Theta}} \quad (3.43)$$

$$\approx \tilde{C}(\lambda) \tilde{P}(\Theta_s, \lambda) \frac{\tau_W}{\cos \Theta} e^{-\frac{\tau_{\text{Atm}}}{\cos \Theta}}. \quad (3.44)$$

Ist diese bekannt, wie beispielsweise aus Messungen im Sonnenmeridian bei hinreichend genauer Einhaltung o. g. Bedingungen, so kann durch Umstellung der Gleichung (3.44) die mittlere Streufunktion von Wolkenpartikeln für die entsprechende Wellenlänge bestimmt werden. Je geringer die optische Dicke der Atmosphäre ist, desto mehr Streuinformation aus der Wolke ist in der abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertelung enthalten. Für $\tau_{\text{Atm}} < 1$ ergibt sich dann die mittlere Wolkenpartikelstreufunction

$$\tilde{P}(\Theta_s, \lambda) \approx \frac{L_{\lambda, \text{Boden}}(\lambda, \Theta, \varphi)}{\tilde{C}(\lambda)} \frac{\cos^2 \Theta}{\tau_W(\lambda)(\cos \Theta - \tau_{\text{Atm}}(\lambda))}. \quad (3.45)$$

Diese Streufunktion ist aufgrund der Approximationen in der Regel keine auf 4π -normierte Funktion mehr. Eine nachträgliche Normierung ist allerdings nur dann möglich, wenn die optische Dicke der Atmosphäre⁸ und der Wolke ($\tau_W < 1$) und die Streufunktion \tilde{P} über den gesamten Streuwinkelbereich $\Theta_s \in [0^\circ, 180^\circ]$ bekannt sind. Dies ist jedoch in der Praxis meist nicht der Fall, sodass eher der Quotient aus dem Mittelwert der unnormierten Streufunktion \tilde{P} im Streuwinkelbereich und deren Abweichung betrachtet wird.

⁸Hierbei kann auch die optische Dicke einer Standardatmosphäre benutzt werden, die sich aus der Transmissivität $\mathfrak{Z}_{\text{Atm}}$ (siehe auch Abbildung 3.9) und Gleichung (3.37) ergibt.

4 Halo-Modellierung

Unpoetisch betrachtet sind Halos nur lokale spektrale Maxima in der aufwärts und abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertellung, die durch Streuung an Eiskristallen entstehen. Um einen ersten Eindruck der Variabilität von Halos zu gewinnen und um Abschätzungen für die später folgenden Messungen vornehmen und deren Interpretation vereinfachen zu können, werden in diesem Kapitel die Modellergebnisse des Strahlungstransports durch Cirrus und Atmosphäre vorgestellt und diskutiert.

Für die Modellierung von Halos muss zunächst die Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung an einem *einzelnen* Eiskristall betrachtet werden. Auf diese *Einfachstreuung* wird in Abschnitt 4.1 näher eingegangen. Um dann den Strahlungstransport elektromagnetischer Strahlung durch die Wolke zu simulieren, werden die Ergebnisse der Einfachstreuung in ein Mehrfachstreu-Modell eingebunden. Aufgrund der Richtungsänderungen an den einzelnen Kristallen und der darin stattfindenden Absorption werden entsprechend aufwärts und abwärts gerichtete spektrale Strahldichtevertellungen berechnet. Das Strahlungstransportmodell und dessen Ergebnisse werden in Abschnitt 4.2 beschrieben.

Halos können lediglich bei solchen Wellenlängen vorkommen, in denen eine hohe solare spektrale Strahldichte $L_{\lambda, \text{Sonne}}$, eine geringe Absorption im Eiskristall (siehe auch Abbildung 2.7) und eine hohe Transmissivität der Atmosphäre (siehe auch Abbildung 3.9) vorliegt. Auf diesen Kriterien basierend wurden fünf Wellenlängen im solaren Infrarot ausgesucht, für die ein starkes Halosignal in der Strahldichtevertellung in Modellierung und Messung zu erwarten ist (siehe Tabelle 4.1). Um zusätzlich den Vergleich zum thermischen Infrarot zu verdeutlichen, wurde eine weitere Wellenlänge, $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$, hinzugenommen.

4.1 Einfachstreuung

Wie bereits in der Herleitung der Haloerscheinungen in Abschnitt 2.2 beschrieben, entstehen Halos durch ein Zusammenspiel einer Vielzahl von Brechungen solarer Strahlung an einzelnen Eiskristallen. Um bei der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit einem einzelnen Eiskristall möglichst hinreichend viele Streuprozesse, also auch die der Beugung, berücksichtigen zu können, wird zur Beschreibung der

λ [μm]	m	$\delta_{\text{H}}(A = 60^\circ)$	$\delta_{\text{H}}(A = 90^\circ)$	τ_{Atm}	$\frac{\tau_{\text{Ci}}(\lambda)}{\tau_{\text{Ci}}(\lambda=0.55 \mu\text{m})}$
0.9975	$1.30153179 + i1.54323254 \cdot 10^{-6}$	21.2°	43.9°	0.0099	1.0
1.2449	$1.29714715 + i1.25371453 \cdot 10^{-5}$	20.9°	43.0°	0.0041	1.0
1.5567	$1.29041922 + i3.95016861 \cdot 10^{-4}$	20.4°	41.7°	0.0073	1.1
2.2317	$1.25933194 + i2.17347028 \cdot 10^{-4}$	18.1°	35.9°	0.0592	1.1
3.9716	$1.36427093 + i9.19566210 \cdot 10^{-3}$	26.0°	59.5°	0.1068	1.3
9.2340	$1.26098239 + i4.48511206 \cdot 10^{-2}$	18.2°	36.2°	0.2503	2.0

Tabelle 4.1: Aufgelistet sind der komplexe Brechungsindex m und die wichtigsten Minimalablenkungswinkel δ_{H} am hexagonalen Prisma für diejenigen Wellenlängen, für die die Einfach- und Mehrfachstreuung modelliert wurde. Zusätzlich ist noch die jeweils dazugehörige optische Dicke einer typischen Atmosphäre im Sommer der Mittleren Breiten aus einem MODTRAN-Datensatz [71] (siehe Abbildung 3.9) angegeben, sowie der mittlere Vorfaktor der optischen Dicke einer Cirruswolke im Vergleich zu der bei grünem Licht $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$. Aus dem Vergleich der Daten in der letzten Spalte ergibt sich, dass nicht nur die Atmosphäre, sondern auch der Cirrus je nach Wellenlänge unterschiedlich transparent ist.

Einfachstreuung das Ray-Tracing-Modell von Klotzsche und Macke [37, 64] verwendet. Dieses wird in Abschnitt 4.1.1 kurz näher erläutert. Dessen Ergebnisse werden anschließend in Abschnitt 4.1.2 zusammengefasst und diskutiert.

4.1.1 Einfachstreu-Modell

Mit Hilfe des Ray-Tracing-Programms von Klotzsche und Macke [37, 64] kann der mittlere Streuvorgang von parallelen, monochromatischen Strahlen an Streupartikeln beschrieben werden. Die Streufunktion wird hierbei eindimensional behandelt, sodass optische Punkt-Phänomene, die an nicht-radialsymmetrischen Partikeln entstehen, wie beispielsweise die 22°-Nebensonnen, anteilig radial verrechnet werden.

Die Gesamtstreufunktion P setzt sich aus der Streufunktion der reinen Beugung P_{diff} an der jeweiligen Projektionsfläche des Teilchens und der Streufunktion der geometrischen Optik¹ P_{rt} wie folgt zusammen [74]

$$P = \frac{1}{2\omega_0} P_{\text{diff}} + \left(1 - \frac{1}{2\omega_0}\right) P_{\text{rt}}. \quad (4.1)$$

Die Streufunktion und deren Anteile sind zur Veranschaulichung in Abbildung 4.1 am Beispiel von $100.0 \mu\text{m}$ langen hexagonalen Eissäulen und einfallendem grünem Licht ($\lambda = 0.55 \mu\text{m}$) dargestellt.

Für die Modellierung des mittleres Streuvorgangs müssen folgende Parameter (siehe auch Abbildung 3.7) vorgegeben werden:

¹Strahlengänge mit mehr als zehn internen Totalreflexionen besitzen aufgrund ihrer langen internen Wege und damit auch hohen Absorption einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Streufunktion P_{rt} [36]. Sie werden somit als vollkommen absorbiert betrachtet.

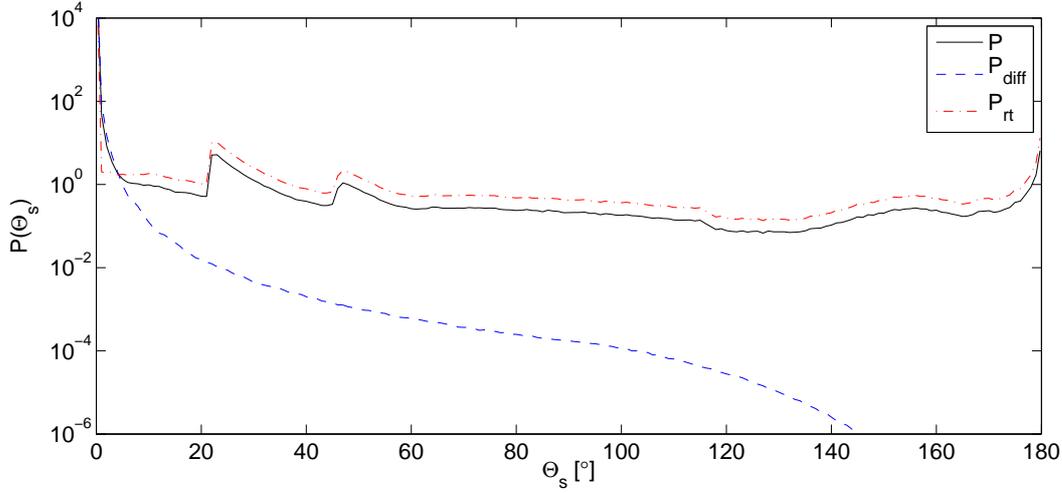


Abbildung 4.1: Dargestellt ist die Streufunktion der Beugung P_{diff} , sowie der Brechung und Reflexion P_{rt} (aus Abbildung 3.8 übernommen) an willkürlich orientierten, hexagonalen Eissäulen der Länge $l = 100 \mu\text{m}$ und Radius $r = 34.8 \mu\text{m}$ (Aspektverhältnis nach Mitchell und Arnott [44]; siehe Gleichung (2.2)) für grünes Licht $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$. Die Daten wurden mit dem Ray-Tracing-Modell von Klotzsche und Macke [37, 64] berechnet und lassen sich nach Gleichung (4.1) mit Gewichtung durch die Einfachstreueralbedo $\omega_0 = 0.999997$ zu einer Gesamt-Streufunktion P zusammenfügen.

- die Form und die Größe des Eiskristalls, wobei das Achsenverhältnis nach Gleichung (2.1) für Platten bzw. Gleichung (2.2) für Säulen hierbei immer eingehalten wurde,
- deren maximaler Verkippungswinkel Θ_{tilt} ,
- der Zenitwinkel $\tilde{\Theta}_0$ der einfallenden Strahlung,
- die Wellenlänge λ und
- der dazugehörige komplexe Brechungsindex $m(\lambda)$.

Ist auch noch die Größenverteilung $N(r)$ der Eiskristalle bekannt, kann die mittlere Streufunktion eines ganzen Cirruswolkenabschnittes durch

$$P(\Theta_s, \lambda, \tilde{\Theta}_0, \Theta_{\text{tilt}}, N(r)) = \frac{\int P(\Theta_s, \lambda, \tilde{\Theta}_0, \Theta_{\text{tilt}}, r) N(r) dr}{\int N(r) dr} \quad (4.2)$$

berechnet werden.

Wie bereits in Abschnitt 3.2.4 erwähnt, wird bei der geometrischen Optik eine genügend große Ausdehnung der Partikel zur einfallenden Wellenlänge vorausgesetzt

($r \gg \lambda$). Dies ist jedoch bei einer ganzen Größenverteilung von Eiskristallen (siehe Abbildung 2.3) und dem später in den Messungen relevanten Spektralbereich $\lambda \in [0.8894 \mu\text{m}, 15.3846 \mu\text{m}]$ (solares *und* thermisches Infrarot, siehe Kapitel 5) nicht immer gewährleistet.² Somit dürften die Streufunktionen der entsprechenden Teilchen nicht für die Berechnung der mittleren Streufunktion einer Größenverteilung verwendet werden. Da die Streufunktion von kleinen Eisteilchen aufgrund ihrer geringen Einfachstreueralbedo nach Gleichung (4.1) aber hauptsächlich aus dem Beugungsanteil P_{diff} bestehen, welcher hinreichend gut modelliert werden kann, wurden sie dennoch ab einem Teilchenradius von $r > 9 \mu\text{m}$ mit in die Modellierung einbezogen. Im Endeffekt tragen die kleinen Eiskristalle mit ihrem geringen P_{rt} -Anteil somit zu einer Schwächung der Halomaxima in der mittleren Streufunktion einer ganzen Größenverteilung bei.

Sind die Eisteilchen willkürlich orientiert, entspricht dies einem Maximalverkipfungswinkel von $\Theta_{\text{tilt}} = 90^\circ$. Die Hauptachsen der einzelnen Kristalle sind dann im Raum zwischen der horizontalen Ausrichtung $\Theta_K = 0^\circ$ und der maximalen Verkippfung $\Theta_K = \Theta_{\text{tilt}}$ bezüglich Θ_K *und* φ_K gleichverteilt verkippt. Die Streufunktion ist somit nicht mehr vom Zenitwinkel der einfallenden Strahlung abhängig. Da aus programmtechnischen Gründen jedoch eine Gleichverteilung der Kristallverkippungen im Raum nur bezüglich Θ_K modelliert wurde, ist eine gewisse Überbewertung von verkippten Kristallen vorhanden. Daraus resultiert auch eine gewisse, aber geringe Abhängigkeit der Streufunktion „willkürlich“ orientierter Eiskristalle vom Zenitwinkel der einfallenden Strahlung [37].

4.1.2 Ergebnisse der Einfachstreuung

In diesem Abschnitt werden verschiedene Einflüsse auf die Streufunktion, insbesondere auf den Streuwinkel und die Intensität der 22° - und 46° -Halomaxima zusammengefasst. U. a. wird untersucht, wie stark die Halos die Streufunktion am jeweils entsprechenden Streuwinkel anheben:

$$\Delta P(A) = P(\Theta_s = \delta_H(A)) - P(\Theta_s = \delta_H(A) - \epsilon), \quad (4.3)$$

mit der Streuwahrscheinlichkeit am lokalen Maximum³ $P(\Theta_s = \delta_H)$ und der vom Hintergrund $P(\Theta_s = \delta_H - \epsilon)$. Denn genau diese Differenz muss hinreichend groß sein,

²Bei Modellierungen, in denen es nicht auf die einzelne Streufunktion ankommt, wird deshalb auch meist auf die Mie-Theorie zurückgegriffen, welche für die Transmission, Absorption und Reflexion von solarer Strahlung in Cirren ausreichend gute Ergebnisse liefert [75]. Da es in dieser Arbeit hauptsächlich um Halos geht, die eine Mie-Streuung nicht liefert, ist deren Anwendung für diese Studie somit nicht sinnvoll.

³Das lokale Maximum befindet sich nur bei willkürlicher Orientierung bei $\Theta_s = \delta_H$. In anderen Fällen wird dann entsprechend die Differenz beim verschobenen Streuwinkelmaximum $\Theta_s > \delta_H$ betrachtet.

damit in einer am Boden gemessenen abwärts gerichteten Strahldichteverteilung ein Halo als lokales Maximum das Detektorrauschen des Messgerätes überstrahlen kann.

Brechungsindex

Die Abhängigkeit der Streuwahrscheinlichkeit am hexagonalen Eiskristall vom Realteil des Brechungsindex zeigt Abbildung 4.2 für das Beispiel einer willkürlichen Orientierung von Eissäulen der Länge $l = 100 \mu\text{m}$. Hierbei wurde die Wellenlänge $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ und der entsprechende Imaginärteil des Brechungsindex für Eis $m_i(\text{Eis}, \lambda = 0.55 \mu\text{m}) = 3.11 \cdot 10^{-9}$ konstant gelassen. Die Streufunktion bei $m_r = 1$ besteht dabei ausschließlich aus dem Beugungsanteil, da gegenüber der Luft, für die im Modell $m_r = 1$ gilt, die elektromagnetische Strahlung nicht gebrochen wird. Für $m_r > 1$ lassen sich Halomaxima erkennen, die gemäß einer Minimalablenkung zu kleineren Streuwinkeln schnell und zu höheren Streuwinkeln langsam abfallen. Je größer dabei m_r und damit auch δ_H ausfallen, desto weiter wandern die Halomaxima⁴ zu größeren Streuwinkeln und deren Höhe ΔP und Halbwertsbreite⁵ nimmt ab. Fallen die Minimalablenkungswinkel zu klein aus, können sie allerdings je nach Streuwinkelauflösung auch im Vorwärtsstreumaximum oder dessen starker Flanke untergehen, ähnlich den Maxima in der Mie-Streuung in Abbildung 3.6.

Über Gleichung (3.6) ist der Imaginärteil des Brechungsindex mit dem Absorptionskoeffizienten verbunden und beeinflusst damit die aus dem Eiskristall austretende Energie des gestreuten Strahls. In Abbildung 4.3 wird diese Abhängigkeit der Streufunktion noch einmal deutlich. So verringert sich beispielsweise die Streuwahrscheinlichkeit für das 22° - und 46° -Halomaximum gegenüber der Hintergrundstreuungswahrscheinlichkeit mit Erhöhung des Imaginärteils des Brechungsindex. Da der Strahlenweg für eine 46° -Ablenkung im Mittel kürzer als bei einer 22° -Ablenkung ist, verschwindet das 22° -Maximum eher in der Hintergrundstreuung als das 46° -Maximum. Der stärkste Einfluss des Imaginärteils des Brechungsindex auf die Streufunktion besteht aber in der Rückwärtsstreuung, $\Theta_s = 180^\circ$, wo die Streufunktion P_{rt} ein Maximum und die Streufunktion P_{diff} ein Minimum besitzen. Mit anwachsendem Imaginärteil des Brechungsindex und damit größer werdender Einfachstreueralbedo wird somit nach Gleichung (4.1) aus einem Rückwärtsstreumaximum ein absolutes Minimum.

Kristallgröße und -form

Die Einfachstreuung ergab bei allen sechs Wellenlängen ($\lambda = 0.9975 \mu\text{m}$, $1.2449 \mu\text{m}$, $1.5567 \mu\text{m}$, $2.2317 \mu\text{m}$, $3.9716 \mu\text{m}$ und $9.2340 \mu\text{m}$) eine ähnliche Abhängigkeit der Streu-

⁴Die Randbedingungen von Gleichung (2.5) für die Existenz vom 22° - und 46° -Halo müssen hierbei entsprechend erfüllt sein.

⁵Als Halbwertsbreite ist die Breite des Maximums in dessen halber Höhe über dem Untergrundrauschen definiert.

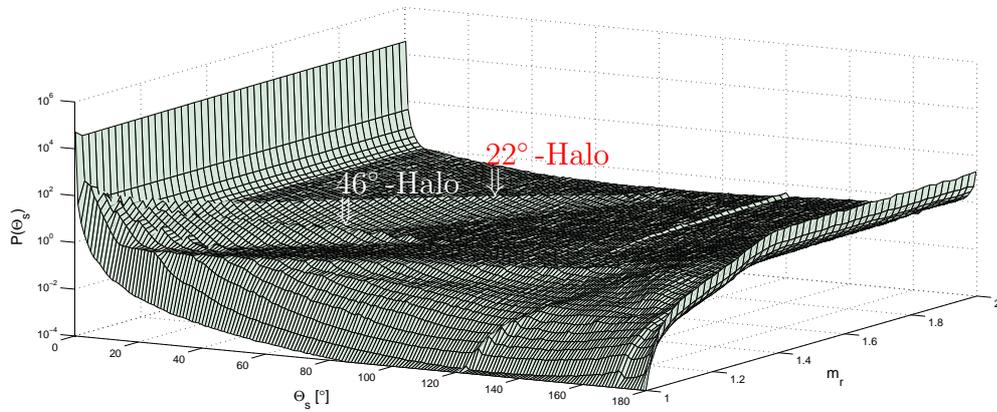


Abbildung 4.2: Abgebildet ist die Streufunktion hexagonaler Eissäulen willkürlicher Orientierung und der Länge $l = 100 \mu\text{m}$ ($\tilde{\Theta}_0 = 40^\circ$, $\Theta_{\text{tilt}} = 90^\circ$) in Abhängigkeit vom *Realteil des Brechungsindex* m_r bei konstanter Wellenlänge $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ und festem Imaginärteil des Brechungsindex $m_i(\text{Eis}, \lambda = 0.55 \mu\text{m}) = 3.11 \cdot 10^{-9}$. Dabei ist v. a. die „Wanderung“ des 22° - und 46° -Halomaximums mit dem Realteil des Brechungsindex erkennbar.

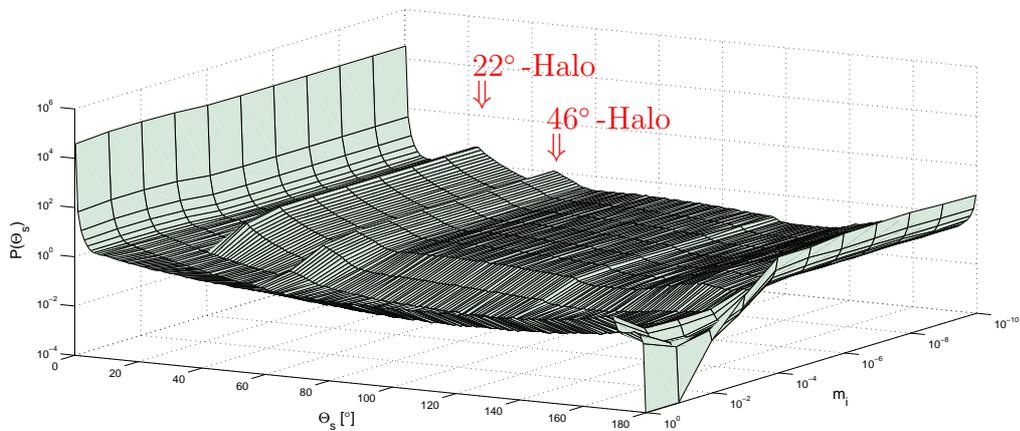


Abbildung 4.3: Dargestellt ist die Streufunktion hexagonaler Eissäulen willkürlicher Orientierung und der Länge $l = 100 \mu\text{m}$ ($\tilde{\Theta}_0 = 40^\circ$, $\Theta_{\text{tilt}} = 90^\circ$) in Abhängigkeit vom *Imaginärteil des Brechungsindex* m_i bei konstanter Wellenlänge $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ und festem Realteil des Brechungsindex $m_r(\text{Eis}, \lambda = 0.55 \mu\text{m}) = 1.31098998$.

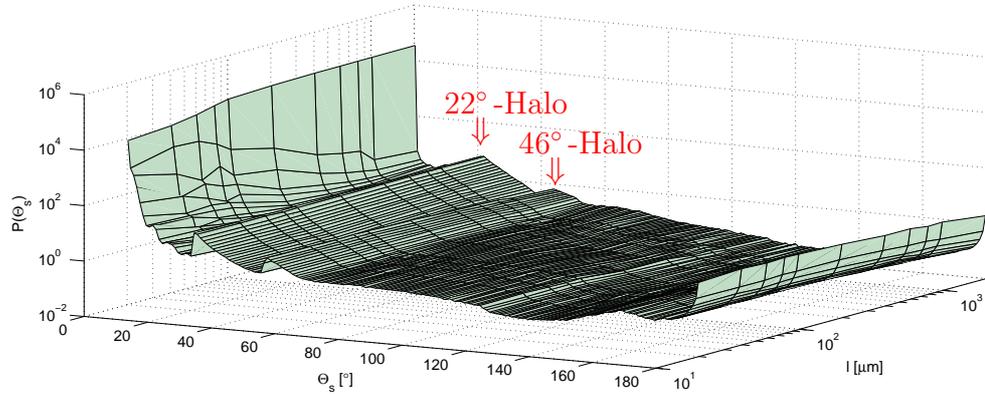


Abbildung 4.4: Abgebildet ist die Streufunktion von hexagonalen *Eissäulen* willkürlicher Orientierung ($\tilde{\Theta}_0 = 40^\circ$, $\Theta_{\text{tilt}} = 90^\circ$) für die Wellenlänge $\lambda = 1.2249 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit der Länge l . Zusätzlich zum 22° - und 46° -Halo ($\delta_{\text{H}} = 20.9^\circ$ bzw. 43.0°) sind bei kleinen Eissäulen Beugungsmaxima im Vorwärtsstrebereich vorhanden.

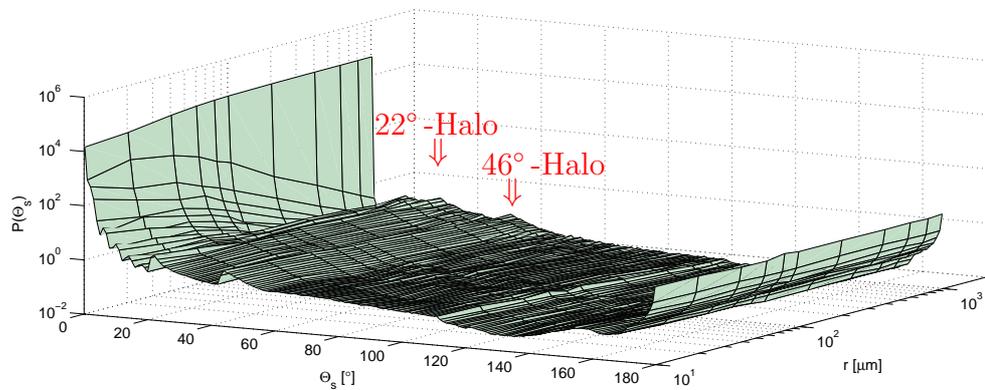


Abbildung 4.5: Dargestellt ist die Streufunktion von hexagonalen *Eisplatten* bei willkürlicher Orientierung ($\tilde{\Theta}_0 = 40^\circ$, $\Theta_{\text{tilt}} = 90^\circ$) für die Wellenlänge $\lambda = 1.2249 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit des Radius r . Ähnlich der Streufunktion bei Eissäulen in Abbildung 4.4 sind der 22° - und 46° -Halo ($\delta_{\text{H}} = 20.9^\circ$ bzw. 43.0°) und die Beugungsmaxima bei kleinen Eisplatten erkennbar.

funktion von der Kristallgröße, sodass hier nur stellvertretend die Ergebnisse für die Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ vorgestellt werden. Abbildung 4.4 zeigt die dazugehörige Streufunktion $P(\Theta_s)$ in Abhängigkeit von der Eissäulenlänge. Deutlich zu erkennen ist die starke Vorwärtsstreuung, deren Höhe zu längeren Säulen hin zu- und deren Halbwertsbreite abnimmt. Dies resultiert u. a. aus der Beugung, die bei kleineren Hindernissen eine breitere Vorwärtsstreuung verursacht. Zusätzlich machen sich in der Streufunktion der kleinsten modellierten Eiskristalle zwischen dem Vorwärtsstreumaximum und dem 22° -Halomaximum auch schon kleine Beugungsmaxima bemerkbar. Das Rückwärtsstreumaximum ist jedoch von der Kristallgröße weitestgehend unabhängig.

Für die Streuwahrscheinlichkeit in Richtung der Halo-Maxima spielt die Größe der Prismenflächen eine entscheidende Rolle. So wirkt sich das Achsenverhältnis nach Gleichung (2.2) von großen gegenüber kleinen Kristallsäulen negativ auf die Wahrscheinlichkeit einer Brechung am 90° -Prisma und positiv auf die Brechung am 60° -Prisma aus. Wie auch in Abbildung 4.4 zu sehen ist, nimmt dadurch die Höhe des 46° -Maximums leicht mit der Kristallsäulenlänge ab und die des 22° -Maximums zu. Für Platten ist es genau umgekehrt (siehe Gleichung (2.1) und Abbildung 4.5).

Die Halomaxima fallen in der Streufunktion von Säulen meist deutlicher als bei Platten aus. Da in dieser Arbeit der maximale Einfluss von Halos betrachtet werden soll, werden in der weiteren Betrachtung der Einfach- und Mehrfachstreuung Säulen als Streukörper den Platten vorgezogen. Für den später folgenden Vergleich der Ergebnisse von Messung und Modellierung in Kapitel 5 wird dann noch entscheidend sein, dass wesentlich mehr 22° - als 46° -Halos beobachtet werden [8].

Zenitwinkel $\tilde{\Theta}_0$ der einfallenden Strahlung und maximale Verkippung Θ_{tilt}

Die Höhe der Halomaxima gegenüber der Streuwahrscheinlichkeit der umgebenden Streuwinkel ist auch vom Einfallswinkel der Strahlen und der Verkippung der Eiskristalle abhängig. In Tabelle 4.2 sind jeweils die maximalen Überhöhungen ΔP für alle modellierten Wellenlängen bei horizontal und willkürlich ausgerichteten Eissäulen aufgelistet. Sie resultieren aus einem Zusammenspiel vom Realteil des Brechungsindex und dem Absorptionskoeffizienten der jeweiligen Wellenlänge, welches bereits näher betrachtet wurde. Zusätzlich sind in Tabelle 4.2 die Zenitwinkel vermerkt, bei denen die Halomaxima maximal waren. Aus der Gesamtheit dieser Daten lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

- Für die sechs angegebenen Wellenlängen fällt das 46° -Halomaximum in der Streufunktion von Säulen, unabhängig von deren Orientierung, im Vergleich zum 22° -Halomaximum geringer aus. Für Wellenlängen mit höherem Imaginärteil des Brechungsindex oder auch bei Platten kann aus bereits angesprochenen Gründen auch der umgekehrte Fall eintreten.

λ [μm]	$\max[\Delta P(A)]$							
	22° -Halomaxima ($A = 60^\circ$)			46° -Halomaximum ($A = 90^\circ$)				
	$\Theta_{\text{tilt}} = 0^\circ$		$\Theta_{\text{tilt}} = 90^\circ$	$\Theta_{\text{tilt}} = 0^\circ$		$\Theta_{\text{tilt}} = 90^\circ$		
0.9975	21.40	($\Theta_0 = 0^\circ$)	7.70	($\Theta_0 = 0^\circ$)	7.68	($\Theta_0 = 60^\circ$)	2.00	($\Theta_0 = 90^\circ$)
1.2449	17.64	($\Theta_0 = 0^\circ$)	6.07	($\Theta_0 = 0^\circ$)	2.62	($\Theta_0 = 30^\circ$)	0.58	($\Theta_0 = 70^\circ$)
1.5567	35.16	($\Theta_0 = 0^\circ$)	11.60	($\Theta_0 = 10^\circ$)	8.03	($\Theta_0 = 70^\circ$)	2.17	($\Theta_0 = 80^\circ$)
2.2317	33.02	($\Theta_0 = 10^\circ$)	10.72	($\Theta_0 = 0^\circ$)	5.85	($\Theta_0 = 60^\circ$)	1.56	($\Theta_0 = 80^\circ$)
3.9716	23.49	($\Theta_0 = 10^\circ$)	8.79	($\Theta_0 = 10^\circ$)	5.89	($\Theta_0 = 70^\circ$)	1.52	($\Theta_0 = 90^\circ$)
9.2340	28.06	($\Theta_0 = 10^\circ$)	9.59	($\Theta_0 = 10^\circ$)	2.08	($\Theta_0 = 20^\circ$)	1.40	($\Theta_0 = 90^\circ$)

Tabelle 4.2: Maximale Höhe der Halomaxima in der Streufunktion gegenüber der Streuwahrscheinlichkeit benachbarter Streuwinkel für horizontal und willkürlich orientierte Eissäulen einer mittleren Größenverteilung N_m für verschiedene Wellenlängen. Zusätzlich ist noch der Zenitwinkel $\tilde{\Theta}_0$ der einfallenden Strahlung angegeben, bei dem ΔP maximal ist.

- Die Halomaxima heben sich bei horizontaler Orientierung der Eissäulen stärker von der Hintergrundstreuwahrscheinlichkeit ab als bei willkürlicher Orientierung. Die Abhängigkeit der Streuung an Eiskristallen von deren Orientierung kann auch durch den Asymmetrieparameter hervorgehoben werden (nicht dargestellt). Während er bei willkürlicher Orientierung von Eissäulen einer mittleren Größenverteilung N_m mit $g(\lambda = 1.2249 \mu\text{m}) \approx 0.81$ definitionsmäßig eher unabhängig vom Zenitwinkel der einfallenden Strahlung ist, schwankt er bei horizontaler Ausrichtung um diesen Wert.⁶
- Das Halomaximum des 22° -Halos ist dann maximal, wenn die einfallende Strahlung aus dem Zenit ($\tilde{\Theta}_0 \approx 0^\circ$) auf die hexagonalen Eissäulen trifft. ΔP besitzt bei horizontaler Orientierung noch ein zweites, aber geringeres Maximum bei hohen Zenitwinkeln $\tilde{\Theta}_0$, welches aus der Überlagerung der 22° -Nebensonnen und dem 22° -Halo entsteht (nicht dargestellt).
- Das 46° Halomaximum ist im Gegensatz zum 22° -Halomaximum dann maximal, wenn bei einer horizontalen Orientierung der Eissäulen ($\Theta_{\text{tilt}} = 0^\circ$) die elektromagnetische Strahlung aus mittelhohen Zenitwinkeln auftrifft. Dies resultiert daraus, dass für den Einfallswinkel $\tilde{\Theta}_0 = \delta_H(A = 90^\circ)$ gelten muss, damit eine Minimalablenkung δ_H bei einer horizontalen Orientierung der Eissäulen überhaupt möglich ist. Somit verhält sich der Streuwinkel des 46° -Halomaximums zum Zenitwinkel der einfallenden Strahlung wie der Ablenkungswinkel $\tilde{\delta}(A = 90^\circ)$ zum Einfallswinkel α , welcher durch Gleichung (2.5) beschrieben und in Abbildung 2.6 dargestellt wurde.

⁶Für eine ausführliche Beschreibung der Abhängigkeit der Einfach- und Mehrfachstreuung an hexagonalen Eisteilchen, Säulen *und* Platten, von deren Orientierung im Wellenlängenbereich $\lambda \in [0.308 \mu\text{m}, 3.69 \mu\text{m}]$ sei auf Ref. [37] verwiesen.

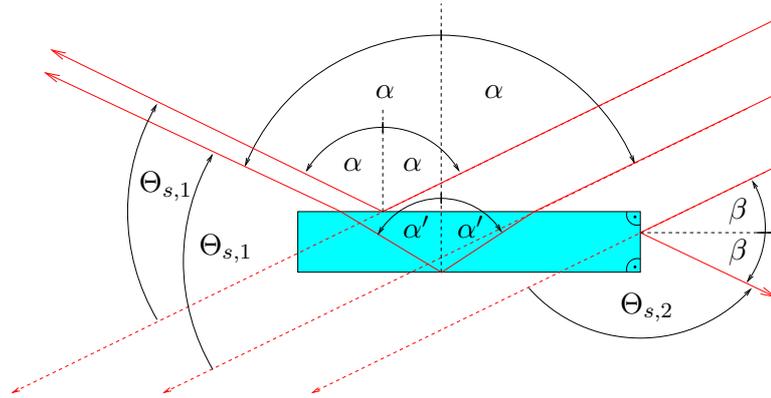


Abbildung 4.6: Dargestellt ist die Ablenkung Θ_s von Lichtstrahlen mit dem Einfallswinkel α an horizontal ausgerichteten Medien endlicher Dicke. Zum einen können Strahlen an der Oberfläche reflektiert, zum anderen in das Medium gebrochen, an der Rückseite reflektiert und wieder herausgebrochen werden. Sind Oberfläche und Rückseite parallel, so gilt $\alpha' = \arcsin \frac{\sin \alpha}{m_r}$ und bei beiden Strahlengängen werden die Strahlen um $\Theta_{s,1} = 180^\circ - 2\alpha$ abgelenkt. Für den entsprechende Fall der senkrecht stehenden Fläche mit $\beta = 90^\circ - \alpha$ ergibt sich eine Ablenkung von $\Theta_{s,2} = 2\alpha$.

Ein Vergleich der Streufunktionen bei horizontaler Kristallausrichtung verschiedener Wellenlängen untereinander ergibt, dass zenitwinkelabhängige, aber wellenlängenunabhängige Maxima existieren (nicht abgebildet). Diese entstehen durch Reflexion der Lichtstrahlen an der Außenfläche bzw. an der parallel zur Eintritt- und Austrittsfläche verlaufenden Rückseite des Kristalls, wie sie in Abbildung 4.6 zu sehen ist. Bei horizontal ausgerichteten Eiskristallen entspricht dies einer Ablenkung der Strahlen um $\Theta_s = 180^\circ - 2\tilde{\Theta}_0$ bzw. $\Theta_s = 2\tilde{\Theta}_0$, da der Einfallswinkel der elektromagnetischen Strahlung dem Winkel α zum Lot in der Abbildung entspricht. Je mehr sich die Verkipfung der einzelnen Eiskristalle voneinander unterscheidet, desto mehr verschwindet dieses lokale Reflexionsmaximum, sodass es beispielsweise in Abbildung 4.4 nicht zu sehen ist.

4.2 Mehrfachstreuung

Die Strahldichteänderung durch Wechselwirkung der elektromagnetischen Strahlung mit Materie in der Atmosphäre wird mit der Strahlungstransportgleichung (3.34) vollständig beschrieben. Eine analytische Lösung ist aufgrund des Quellterms mit zugeführter Streustrahlung nicht möglich. Jedoch existieren hierfür verschiedene numerische Verfahren [74]. Für die Simulation des Transports solarer Strahlung durch Cirruswolken, bestehend aus hexagonalen Eisteilchen, deren Streuparameter per Einfachstreuomodellierung bekannt sind (siehe Abschnitt 4.1), wurde im Rahmen dieser

Arbeit das Monte-Carlo-Strahlungstransport-Modell von Macke et al. [76] mit einer Erweiterung aufgrund unterschiedlicher Einfallswinkel solarer Strahlung auf einzelne Kristalle [36, 37] verwendet. In Abschnitt 4.2.1 wird dieses Modell kurz näher vorgestellt und in Abschnitt 4.2.2 auf dessen Ergebnisse eingegangen.

4.2.1 Mehrfachstreu-Modell

Im Monte-Carlo-Strahlungstransport-Modell von Macke et al. [37, 76] wird der Weg vieler einzelner Strahlen in einer Wolken-Modellbox mit seitlich periodischen Randbedingungen und definierbarer Höhe vom Eintritt bis zum Austritt modelliert (siehe Abbildung 4.7). Die Strahldichte jedes in die Box einfallenden Strahls ist dabei auf die solare spektrale Strahldichte am Oberrand der Atmosphäre [77] der entsprechenden Wellenlänge normiert.⁷ Mit Hilfe der optischen Dicke wird der Extinktionsanteil durch Streukörper und damit auch ihre Dichte vorgegeben. Die Streuteilchen sind dabei zufällig im Raum verteilt. Gelangt ein Strahl beim Durchwandern der Modellbox in den Wirkungsbereich eines Teilchens, findet Streuung und Absorption statt. Die dadurch stattfindende Richtungsänderung um Θ_s wird durch eine Zufallszahl $R_1 \in [0, 1]$ und die Streufunktion über folgenden Zusammenhang bestimmt:

$$\int_0^{\Theta_s} P(\Theta'_s, \lambda, \tilde{\Theta}_0, \Theta_{\text{tilt}}) \sin \Theta'_s d\Theta'_s = R_1 \int_0^\pi P(\Theta'_s, \lambda, \tilde{\Theta}_0, \Theta_{\text{tilt}}) \sin \Theta'_s d\Theta'_s. \quad (4.4)$$

Da aus der Einfachstreuung lediglich eine eindimensionale Streufunktion bekannt ist, ergibt sich die zweite Dimension der Richtungsänderung φ_s durch

$$\varphi_s = 2\pi R_2, \quad (4.5)$$

mit der Zufallszahl $R_2 \in [0, 1]$.

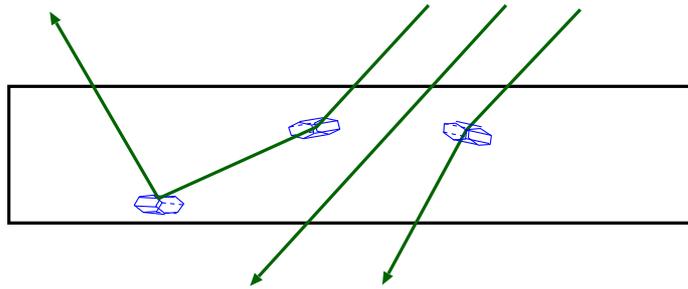


Abbildung 4.7: 2D-Photonenweg durch die Modellbox [36].

⁷Genau genommen ist die einfallende spektrale Strahldichte auf 1 normiert und erst das Ergebnis der aufwärts und abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilung $L_{\lambda, \text{MC-sol}}^\uparrow$ bzw. $L_{\lambda, \text{MC-sol}}^\downarrow$ wird mit der solaren spektralen Strahldichte [77] multipliziert.

Die Strahldichte des Strahls ist nach n stattgefundenen Streuprozessen mit der Einfachstreueralbedo ω_0 durch

$$L_s(n) = \omega_0^n \quad (4.6)$$

gegeben. Sobald Strahlen die Modellbox verlassen, wird deren „übriggebliebene“ Strahldichte entsprechend der Austrittsrichtung (Θ, φ) im aufwärtigen bzw. abwärtigen Halbraum der Cirruswolke gesammelt. Dies entspricht dann der Reflexion bzw. der Transmission. Für die aufwärts und abwärts gerichtete spektrale Strahldichteverteilung $L_{\lambda, \text{MC-sol}}^\uparrow$ bzw. $L_{\lambda, \text{MC-sol}}^\downarrow$ werden die Strahldichten der aus der Modellbox in den entsprechenden Raumwinkel $\Delta\Omega_i$ austretenden Strahlen aufsummiert. Damit die Strahldichteverteilung auch statistisch ausreichend ist, müssen hinreichend viele Strahlenwege simuliert werden. Das Abbruchkriterium der Modellläufe wurde dann erreicht, wenn die spektralen Strahldichten jedes einzelnen Raumwinkels maximal um 1% um den Konvergenzwert schwankten.

Für die Modellierung der aufwärts und abwärts gerichteten solaren spektralen Strahldichteverteilung mit dem Monte-Carlo-Modell müssen

- die Wellenlänge λ ,
- die Bodenalbedo $\alpha_{\text{Boden}}(\lambda)$,
- die Raumwinkelauflösung,
- die Sonnenparameter:
 - Sonnenposition (Θ_0, φ_0) und
 - solare spektrale Strahldichte $L_{\lambda, \text{sol}}(\lambda)$ [77],
- die Wolkenparameter:
 - optische Dicke der Wolke τ_{Ci} und
 - Höhe und vertikale Ausdehnung der Wolke bzw. der Modellbox
- und die Parameter aus der Einfachstreuung:
 - Streufunktion der Streuteilchen $P(\Theta_s, \lambda, \tilde{\Theta}_0, \Theta_{\text{tilt}}, N(r))$,
 - Einfachstreueralbedo der Streuteilchen $\omega_0(\lambda, \tilde{\Theta}_0, \Theta_{\text{tilt}}, N(r))$ und
 - Extinktionskoeffizient der Streuteilchen $\alpha_e(\lambda, \tilde{\Theta}_0, \Theta_{\text{tilt}}, N(r))$

vorgegeben werden. Für die Streufunktion, die Einfachstreueralbedo und den Extinktionskoeffizienten wurden die Ergebnisse der Einfachstreuung mit dem Ray-Tracing-Modell an Eiskristallen der mittleren Größenverteilung N_m (siehe auch Abbildung 2.3) und ausschließlich horizontaler oder willkürlicher Orientierung verwendet (siehe

Abschnitt 4.1). Je nachdem, aus welcher Richtung die solare Strahlung auf den Eiskristall trifft, wird die entsprechende Einfachstreuung mit $\tilde{\Theta}_0$ benutzt. Da in dieser Arbeit der maximale Einfluss von Halos betrachtet werden soll, wurden Säulen als Streukörper aufgrund höherer Halomaxima in der Streufunktion den Platten vorgezogen. Es wurden Modellierungen für die Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ und optischen Dicken der Wolke $\tau_{\text{Ci}} = 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 8.0, 12.0$ durchgeführt. Nicht variiert wurden der Sonnenazimutwinkel $\varphi_0 = 180^\circ$, die Höhe der Wolkenschicht (8000 m – 9000 m), die Bodenalbedo $\alpha_{\text{Boden}} = 0$ und die Auflösung der zu berechnenden spektralen Strahldichtevertelung (30 Zenit- und 120 Azimutwinkel⁸).

Die am Boden ankommende abwärts gerichtete solare spektrale Strahldichte setzt sich nach der Strahlungstransportgleichung (3.34) aus der direkten solaren Strahlung, der Eigenemission von Eisteilchen, Luftmolekülen und Schwebeteilchen und zugestrueter Strahlung zusammen. Die zunächst mit dem Monte-Carlo-Modell berechnete am Cirrus gestreute abwärts gerichtete solare spektrale Strahldichte $L_{\lambda, \text{MC-sol}}^\downarrow$ muss auf dem Weg zum Boden noch die Atmosphäre durchdringen, welche je nach Wellenlänge unterschiedlich stark durchlässig ist (siehe Abbildung 3.9). Die am Boden ankommende abwärts gerichtete spektrale Strahldichtevertelung setzt sich dann unter der Annahme eines homogenen, isothermen Cirrus ($T_{\text{Ci}} = 250$ K) und einer homogenen, isothermen ($T_{\text{Atm}} = 290$ K) und nichtstreuenden Atmosphäre, jeweils als Planck'sche Strahler $L_{\lambda, \text{B}}$, wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned}
 L_{\lambda, \text{Boden}}(\lambda, \Theta, \varphi) &= \underbrace{L_{\lambda, \text{MC-sol}}^\downarrow(\lambda, \Theta, \varphi) e^{-\frac{\tau_{\text{Atm}}(\lambda)}{\cos \Theta}}}_{\text{abwärts gerichtete gestreute solare Strahlung}} \\
 &+ \underbrace{L_{\lambda, \text{B}}(T_{\text{Ci}}, \lambda) \left(1 - e^{-\frac{\tau_{\text{Ci}}(\lambda)}{\cos \Theta}}\right) e^{-\frac{\tau_{\text{Atm}}(\lambda)}{\cos \Theta}}}_{\text{abwärts gerichtete thermische Strahlung des Cirrus}} \\
 &+ \underbrace{L_{\lambda, \text{B}}(T_{\text{Atm}}, \lambda) \left(1 - e^{-\frac{\tau_{\text{Atm}}(\lambda)}{\cos \Theta}}\right)}_{\text{abwärts gerichtete thermische Strahlung der Atmosphäre}}. \quad (4.7)
 \end{aligned}$$

Dabei ist die Ebene, auf der jede einzelne spektrale Strahldichte betrachtet wird, um jeweils den Zenitwinkel geneigt, wie es für das Auge und auch für den Detektor der OASIS-Messungen der Fall ist. Die Rückstreuung thermischer Strahlung der Erdoberfläche an der Atmosphäre wird hierbei vernachlässigt.

In dieser Arbeit werden nur die *am Boden ankommende abwärts gerichtete* spektrale Strahldichte und Strahldichtevertelung betrachtet, die zur besseren Lesbarkeit im weiteren Verlauf nur noch als spektrale Strahldichte bzw. spektrale Strahldichtevertelung bezeichnet werden.

⁸Bei dieser Auflösung war je nach weiterer Parameterwahl eine Simulation von 10^6 bis 10^8 Strahlenwegen durch die Modellbox notwendig.

4.2.2 Ergebnisse der Mehrfachstreuung

Wie bereits erwähnt, wird die spektrale Strahldichteverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ von zahlreichen Parametern beeinflusst. Es werden nun die Ergebnisse der Mehrfachstreu-Modellierung für einzelne Wellenlängen in Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel Θ_0 und der optischen Dicke der Cirruswolke τ_{Ci} , bestehend aus jeweils horizontal oder willkürlich orientierten Eissäulen einer mittleren Größenverteilung N_m , betrachtet. Dabei wird besonders auf die Variabilität der Halos eingegangen.

Zur Vereinfachung werden zunächst die Modellergebnisse der Wellenlänge $\lambda = 1.2249 \mu\text{m}$ vorgestellt, da die darin enthaltenen Streuphänomene, denen, die mit dem menschlichen Auge wahrgenommen werden können, recht nah liegen und die thermische Strahlung der Atmosphäre und des Cirrus vernachlässigt werden kann. Abbildung 4.8 (oben) zeigt hierzu die modellierten diffusen spektralen Strahldichteverteilungen für willkürliche orientierte Eissäulen einer mittleren Größenverteilung N_m . Die Vorwärtsstreuung in der im Modell eingesetzten Streufunktion fällt dabei so stark aus, dass die Sonnenposition ($\Theta_0, \varphi_0 = 180^\circ$) bei den meisten optischen Dicken der Cirrusbedeckung auch ohne Hinzunahme der direkten solaren Strahlung erkennbar ist. Radial um die Sonnenposition sind lokale Maxima der spektralen Strahldichteverteilung angeordnet. Dabei handelt es sich in erster Linie um den 22° - und 46° -Halo. Beide ringförmigen lokalen Maxima sind aufgrund der Minimalablenkung und entsprechend der Streufunktion mit einem steilen Abfall der spektralen Strahldichte zur Sonne hin und mit einem flachen Abfall von der Sonne weg verbunden. Zwischen beiden Ringen ergibt sich dadurch ein ringförmiges lokales Minimum. Die Intensitäten der Halos werden im Folgenden als Differenz ξ der spektralen Strahldichte zwischen dem Halomaximum und dem ersten Minimum vor dessen steilen Anstieg betrachtet, mit

$$\begin{aligned} \xi(\lambda, \Theta_0) = & \quad L_{\lambda, \text{Boden}}(\Theta_s(\Theta = \Theta_0, \varphi, \varphi_0) = \delta_H(\lambda)) \\ & - L_{\lambda, \text{Boden}}(\Theta_s(\Theta = \Theta_0, \varphi, \varphi_0) < \delta_H(\lambda)). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Optische Dicke der Wolke τ_{Ci} und Sonnenzenitwinkel Θ_0

Alle Halos sind aufgrund der in das Monte-Carlo-Modell einfließenden eindimensionalen Streufunktion (siehe hierzu auch Abschnitt 4.1) in der spektralen Strahldichteverteilung radial um die Sonne angeordnet, sodass die spektrale Strahldichte beim Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 0^\circ$ (nicht abgebildet) nur vom Zenitwinkel abhängt. Die spektrale Strahldichte entlang verschiedenster Horizontalkreise kann dabei unter Berücksichtigung des Konvergenzkriteriums der Modellierung (siehe Abschnitt 4.2.1) als hinreichend konstant betrachtet werden. Für Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 > 0^\circ$ sind die Haloringsegmente hingegen unterschiedlich intensiv. In Abbildung 4.8 (oben) für $\Theta_0 = 40^\circ$ und $\tau_{\text{Ci}} = 0.5$ wird dies besonders deutlich. In diesem Fall sind beide Halos an dem

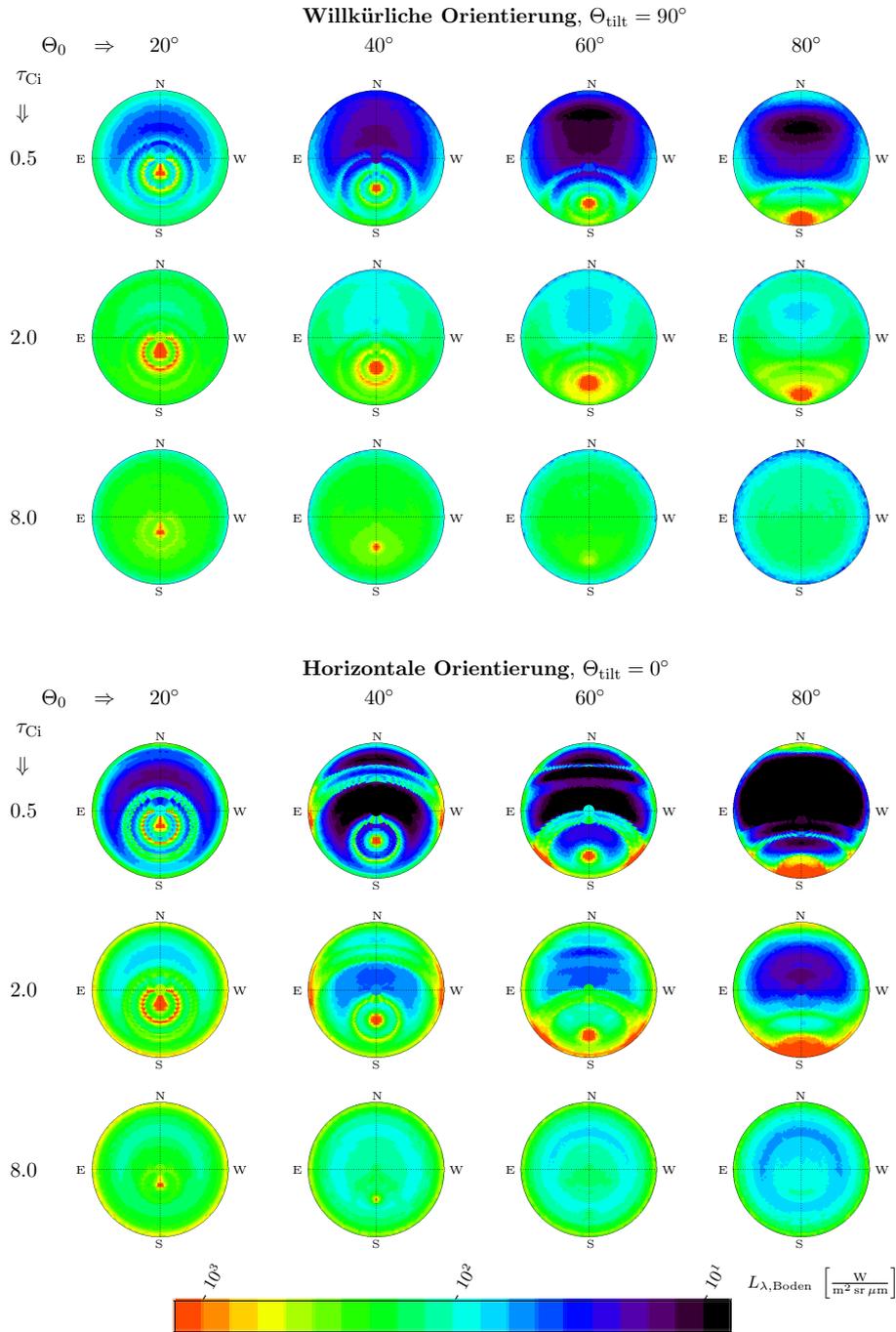


Abbildung 4.8: Abwärts gerichtete diffuse spektrale Strahllichtverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für willkürlich und horizontal orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.0041$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 2, 8$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

Punkt, wo sie dem Horizont am nächsten sind, am stärksten ausgeprägt. Bei höherer optischer Dicke des Cirrus kann es aber auch dazu kommen, dass die Halos in Richtung Horizont erst an Intensität zu- und dann wieder abnehmen. Dies ist beispielsweise beim 22°-Halo in Abbildung 4.8 (oben) für $\Theta_0 = 40^\circ$ und $\tau_{\text{Ci}} = 2$ der Fall. Eine wichtige Rolle spielt hierbei die optimale diffuse Transmission (siehe Abschnitt 3.3) durch den Cirrus. Demnach nimmt die spektrale Strahldichte (ohne Halomaxima!) bei geringen optischen Dicken des Cirrus zu höheren Zenitwinkeln im Mittel zu und erst kurz über dem Horizont aufgrund zu hoher Extinktion wieder ab. Die Halos heben sich genau dann maximal von der umgebenden spektralen Strahldichte ab, wenn auch die diffuse Transmission des entsprechenden Cirrusabschnittes maximal bzw. optimal ist. Abbildung 4.9 verdeutlicht dies noch einmal in zwei verschiedenen Querschnitten der spektralen Strahldichteverteilung.

Sonnenalmukantar: In der spektralen Strahldichteverteilung entlang des Sonnenalmukantars (siehe Abbildung 4.9 (oben), von Norden über Osten, Süden bzw. Sonne, Westen wieder nach Norden) sind die spektralen Strahldichten symmetrisch zur Sonnenposition, dem absoluten Maximum aller Graphen. Die Intensitäten des 22°- und 46°-Halos zu beiden Seiten der Sonne sind somit entsprechend dem Konvergenzkriterium des Strahlungstransportmodells quasi gleich. Die Differenzhöhe ξ des 22°-Halos in der Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ ist in Tabelle 4.3 für verschiedene Sonnenzenitwinkel und optische Dicken des Cirrus angegeben. So erreicht der 22°-Halo seine maximale Intensität gegenüber der Hintergrundstrahldichte für einen Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ$ bei einer optischen Dicke $\tau_{\text{Ci}} = 2$. Im Mittel ergibt sich aus den Daten der Tabelle 4.3 und Gleichung (3.42) eine mittlere optimale optische Dicke des Cirrus der Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ von $\tau_{\text{opt,Ci}} \approx 2.2$.

Sonnenmeridian: Während die spektrale Strahldichte im Sonnenalmukantar symmetrisch um die Sonne ist, zeichnen sich im *Sonnenmeridian*-Querschnitt (siehe Abbildung 4.9 (unten), von Norden über den Zenit und die Sonne nach Süden) markante Unterschiede in der spektralen Strahldichte jeweils im Halomaximum ab. Für geringe optische Dicken des Cirrus liegt die optimale Transmission durch den Cirrus unterhalb der Sonne, sodass die Halos auch dort kräftiger ausgeprägt sind. Wird der Cirrus allerdings zu dick, ist es entsprechend umgekehrt.

Wie Abbildung 4.8 (oben) bei $\Theta_0 = 60^\circ$ und $\tau_{\text{Ci}} = 0.5$ zeigt, könnten die lokalen Maxima der optimalen Transmission bei hohen Sonnenzenitwinkeln sehr leicht mit Nebensonnen verwechselt werden. Um welches der beiden Phänomene es sich bei einer Beobachtung tatsächlich handelt, kann durch deren unterschiedliche zeitliche Veränderung herausgefunden werden. Während eine Nebensonne mit dem Sonnenzenitwinkel mitwandert, ist das Halomaximum, welches durch optimale diffuse Transmission entsteht, zenitwinkelgebunden. Dies gilt natürlich nur unter der Voraussetzung zeitlich

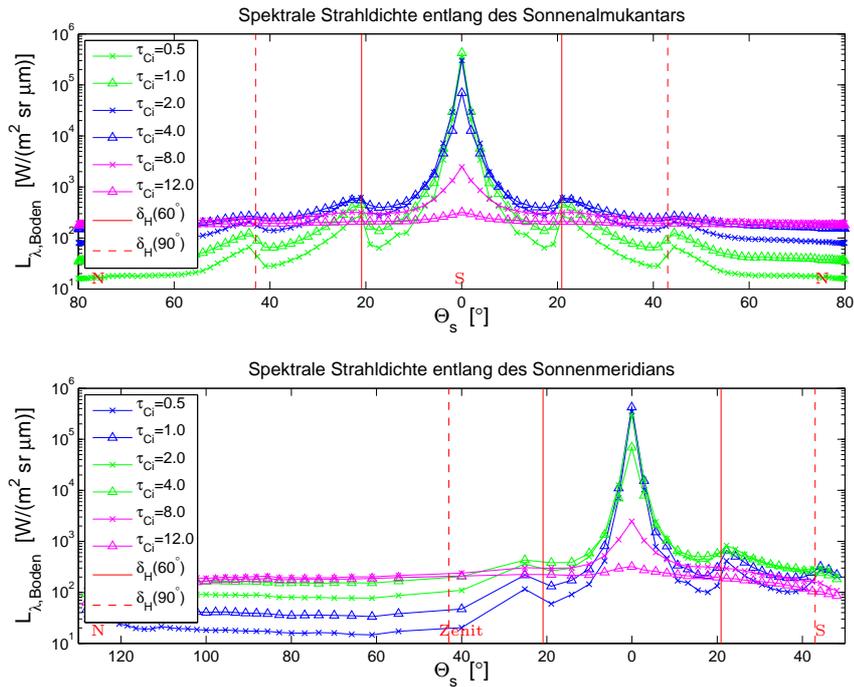


Abbildung 4.9: Abgebildet ist die modellierte abwärts gerichtete spektrale Strahlendichteverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für die Wellenlänge $\lambda = 1.2249 \mu\text{m}$ entlang zweier Schnitte bei einem Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 40^\circ$ für verschiedene optische Dicken des Cirrus τ_{Ci} mit willkürlich orientierten hexagonalen Eissäulen der Größenverteilung N_m . Die direkte solare Strahlung ist hierbei nicht enthalten.

Oben abgebildet ist die spektrale Strahlendichte entlang des Almukantars der Sonne (Norden-Osten-Süden bzw. Sonne-Westen-Norden).

Unten ist der entsprechende Schnitt entlang des Sonnenmeridians (Norden-Zenit-Sonne-Süden) wiedergegeben.

τ_{Ci}	$\xi(\Theta_0)$ $\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{sr } \mu\text{m}}$				
	$\Theta_0 = 0^\circ$	$\Theta_0 = 20^\circ$	$\Theta_0 = 40^\circ$	$\Theta_0 = 60^\circ$	$\Theta_0 = 80^\circ$
0.5	n. m.	539	212	78	–
1.0	n. m.	767	315	103	–
2.0	n. m.	768	340	96	–
4.0	n. m.	406	167	11	–
8.0	n. m.	68	18	–	–
12.0	n. m.	10	–	–	–

Tabelle 4.3: Aufgelistet ist die Höhe des 22° -Halos gegenüber der spektralen Hintergrundstrahlendichte im Almukantar der Sonne, ξ , bei willkürlich orientierten Eissäulen der Größenverteilung N_m und einer Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der optischen Dicke des Cirrus τ_{Ci} und dem Sonnenzenitwinkel Θ_0 . Für Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 0^\circ$ sind aus geometrischen Gründen keine Halos im Sonnenalmukantar möglich (n. m.).

und horizontal homogener Cirrusbedeckung mit konstanten Streuparametern, wie es im Modell der Fall ist.

Maximalverkipfungswinkel Θ_{tilt}

Abbildung 4.8 (unten) zeigt die spektralen Strahldichteverteilungen für die Wellenlänge $\lambda = 1.2249 \mu\text{m}$ für *horizontal* orientierte Eissäulen. Die auffallendsten Unterschiede zu den Modellergebnissen mit willkürlicher Kristallorientierung sind eine geringere solare spektrale Strahldichte aus dem Zenit und eine höhere spektrale Strahldichte aus der näheren Umgebung des Horizonts.

Im Vergleich der einzelnen spektralen Strahldichteverteilungen der zwei Orientierungsextremata $\Theta_{\text{tilt}} = 0^\circ$ und $\Theta_{\text{tilt}} = 90^\circ$, beispielsweise in Abbildung 4.8 $\Theta_0 = 40^\circ$ und $\tau_{\text{Ci}} = 0.5$, wird ersichtlich, dass die Haloringe bei horizontaler Orientierung weiter von der Sonne entfernt sind. Dies resultiert direkt aus den Ergebnissen der Einfachstreuung. Die eindimensionale Streufunktion beschreibt die Streuphänomene so, als ob sie radial um die Lichtquelle auftreten würden, weshalb sie auch radial in die Streuwahrscheinlichkeit verrechnet werden (siehe auch Abschnitt 4.1.1). Damit werden nicht nur optische Punktphänomene, wie beispielsweise die 22° -Nebensonnen, oder elliptische Halos, die bei fast horizontal orientierten Eissäulen auftreten, verhindert, sondern es kommt zu einer Verschiebung der Halomaxima zu höheren Streuwinkeln. Aus diesem Grund ist auch die Höhe der Halomaxima ξ für horizontal orientierte Eissäulen hoch variabel und eine Analyse, wie bei willkürlich orientierten Eissäulen (siehe Tabelle 4.3), nicht sinnvoll.

Zusätzlich zu den regulären Halos treten in den spektralen Strahldichteverteilungen mit horizontaler Eiskristallausrichtung weitere ringförmig um die Sonne angeordnete Maxima auf, wie beispielsweise für Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 60^\circ$ bei den Streuwinkeln $\Theta_s = 40^\circ$ und $\Theta_s = 120^\circ$, für $\Theta_0 = 40^\circ$ bei $\Theta_s = 80^\circ$ und $\Theta_s = 100^\circ$ und für $\Theta_0 = 20^\circ$ bei $\Theta_s = 40^\circ$ (siehe Abbildung 4.8, unten). Diese Ringe resultieren aus den wellenlängenunabhängigen Reflexionsmaxima der Streufunktion bei Streuwinkeln $\Theta_s = 180^\circ - 2\Theta_0$ und $\Theta_s = 2\Theta_0$ (siehe auch Abschnitt 4.1 und Abbildung 4.6). Je nach Zenitwinkel können sie dabei den eigentlichen Haloringen sehr nah kommen und zusammen einen Doppelring bilden, wie beispielsweise bei einem Sonnenzenitwinkel von $\Theta_0 = 20^\circ$ mit dem 46° -Halo in Abbildung 4.8 (unten). Wie bereits in der Streufunktion erwähnt, verschwinden diese Reflexionsmaxima bereits bei kleinsten Verkipfungsunterschieden in einer Gruppe von Eiskristallen.

Wellenlänge λ

Es soll in diesem Abschnitt v. a. der Unterschied der spektralen Strahldichteverteilung im solaren Infrarot zum thermischen Infrarot herausgearbeitet werden. Hierzu zeigt Abbildung 4.10 die Modellergebnisse der Mehrfachstreuung in einer Cirruswolke und anschließendem Strahlungstransport durch eine typische Sommeratmosphäre

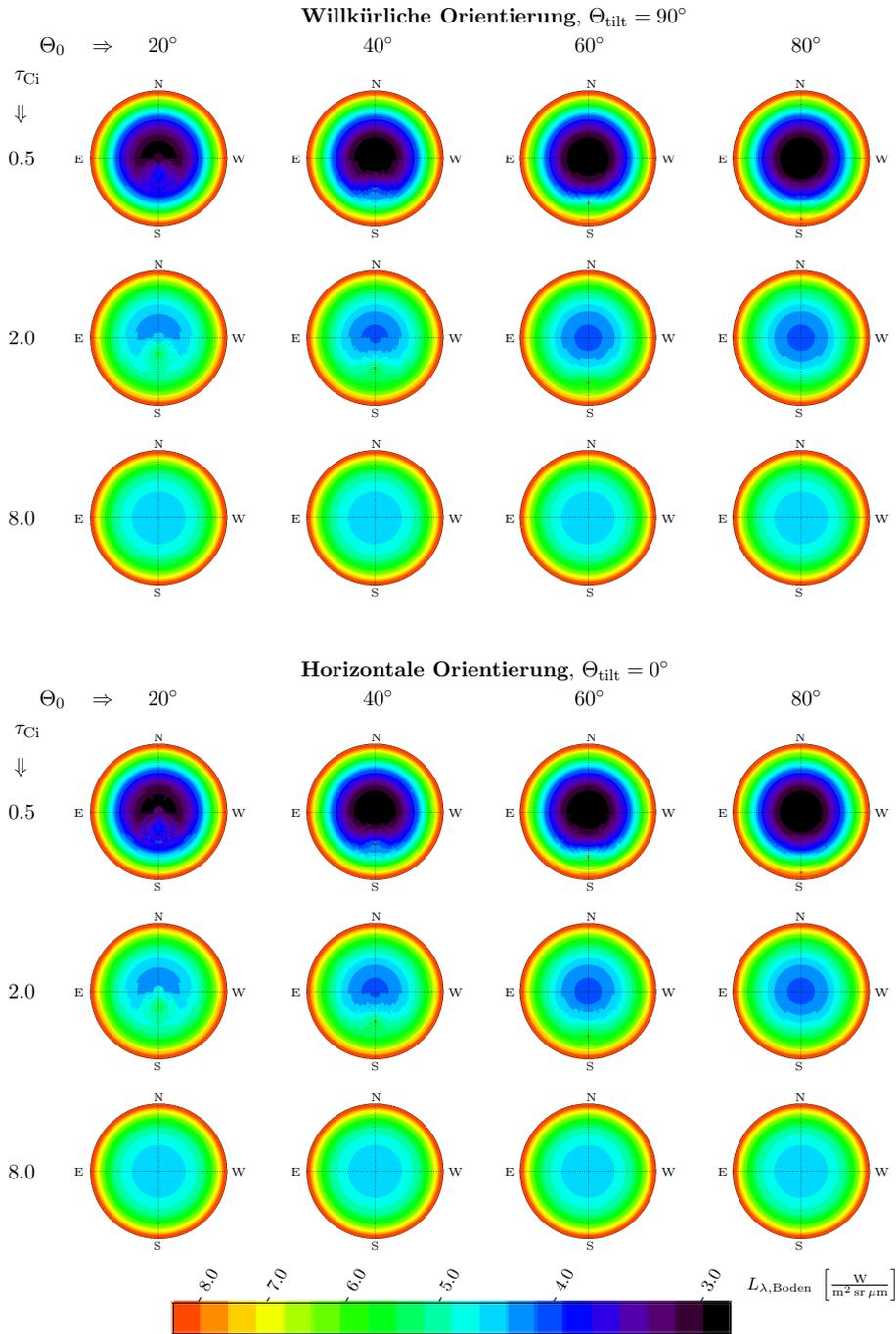


Abbildung 4.10: Abwärts gerichtete diffuse spektrale Strahldichteverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für willkürlich und horizontal orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.2503$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 2, 8$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

der mittleren Breiten für die Wellenlänge $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$. Die Ergebnisse für die Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ wurden bereits in Abbildung 4.8 dargestellt. Diejenigen für die Wellenlängen $\lambda = 0.9975 \mu\text{m}$, $1.5567 \mu\text{m}$, $2.2317 \mu\text{m}$ und $3.9716 \mu\text{m}$ sind im Anhang A dieser Arbeit zu finden. Beim Vergleich der Ergebnisse für die einzelnen Wellenlängen untereinander ist allerdings zu beachten, dass, wie bereits aus Tabelle 4.1 hervorging, die optische Dicke des Cirrus wellenlängenabhängig ist. D. h., dass die Modellergebnisse für die verschiedenen Wellenlängen, aber einer bestimmten optischen Dicke des Cirrus, nicht ein und derselben Cirruswolke zugeordnet werden dürfen, da ihnen unterschiedliche Kristalldichten zugrunde liegen. Um die Intensität und Variabilität der Halos in der spektralen Strahldichteverteilung besser hervorheben zu können, wurden die Farbskalen den Ergebnissen für die jeweilige Wellenlänge angepasst.

Die spektrale Strahldichteverteilung ist in vielerlei Hinsicht von der Wellenlänge abhängig. So beeinflussen die solare spektrale Strahldichte an der Atmosphärenoberkante, die Streueigenschaften der Streukörper, und damit auch die Streuwinkelwanderung der Halos entsprechend der Minimalablenkung δ_{H} (siehe Abbildungen im Anhang A), und die optische Dicke von Cirrus und Atmosphäre die Intensität der Streuphänomene. Dabei führt v. a. der starke Abfall der am Oberrand der Atmosphäre einfallenden solaren spektralen Strahldichte vom Maximum im sichtbaren zum infraroten Spektralbereich hin dazu, dass die maximal mögliche Intensität der Halos mit wachsender Wellenlänge immer geringer ausfällt. Dies ergibt sich auch aus dem Vergleich der Abbildung 4.8 der Wellenlängen $\lambda = 1.2249 \mu\text{m}$ und der Abbildung 4.10 für $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$ (vergleiche hierzu auch die Abbildungen im Anhang A). Die in Tabelle 4.3 und 4.4 angegeben maximalen Halohöhen ξ , die beim Auffinden von Halos per Messung relevant sein werden, geben dies ebenfalls wieder. So sind die Halomaxima für die Wellenlänge $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$ gegenüber $\lambda = 1.2249 \mu\text{m}$ um einen Faktor 10^3 größer. Diese Abnahme mit der Wellenlänge gilt aber auch für alle anderen optischen Phänomene, die durch Streuung solaren Lichts in der Atmosphäre entstehen, wie beispielsweise den wellenlängenunabhängigen Reflexionsringen bei $\Theta_{\text{s}} = 180^\circ - 2\Theta_0$ und $\Theta_{\text{s}} = 2\Theta_0$ (siehe hierzu auch die Abbildungen im Anhang A).

Für Wellenlängen im infraroten Spektralbereich ist besonders die thermische Strahlung der Atmosphäre zu beachten, welche allgemein eine Funktion des Zenitwinkels ist und die spektrale Strahldichte nach Gleichung 3.34 bzw. 4.7 nur anhebt. Somit soll in den Almukantar- und Meridian-Querschnitten in Abbildung 4.11 noch einmal deutlich werden, dass der Einfluss solarer Strahlung für Wellenlängen im thermischen Spektralbereich und außerhalb der Vorwärtsstreurichtung gering, aber nicht immer vernachlässigbar ist. Der solare Anteil an der spektralen Strahldichte ist hierbei v. a. von der optischen Dicke der Atmosphäre abhängig. So sind beispielsweise bei großen Zenitwinkeln und hohen optischen Dicken nach Tabelle 4.4 häufig keine Halos mehr in der spektralen Strahldichteverteilung erkennbar. Eine höhere Auflösung würde hierbei sicherlich hilfreich sein, war allerdings mit dem verwendeten Mehrfachstreu-Modell nicht möglich. Der Vergleich der einzelnen spektralen Strahldichteverteilungen in Ab-

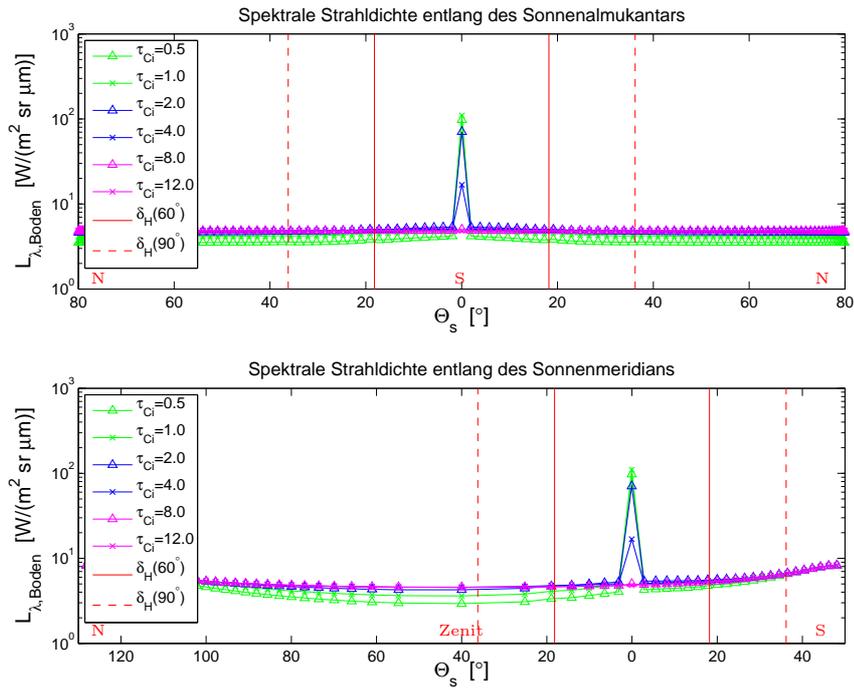


Abbildung 4.11: Abgebildet ist die modellierte abwärts gerichtete spektrale Strahl-dichteverteilung $L_{\lambda,\text{Boden}}$ für die Wellenlänge $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$ entlang zweier Schnitte bei einem Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 40^\circ$ für verschiedene optische Dicken des Cirrus τ_{Ci} mit willkürlich orientierten hexagonalen Eissäulen der Größenverteilung N_m . Die direkte solare Strahlung ist hierbei nicht einberechnet.

Oben abgebildet ist die spektrale Strahl-dichte entlang des Almukantars der Sonne (Norden-Osten-Süden bzw. Sonne-Westen-Norden).

Unten ist der entsprechende Schnitt entlang des Sonnenmeridians (Norden-Zenit-Sonne-Süden) wiedergegeben.

τ_{Ci}	$\xi(\Theta_0) \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{sr } \mu\text{m}}$				
	$\Theta_0 = 0^\circ$	$\Theta_0 = 20^\circ$	$\Theta_0 = 40^\circ$	$\Theta_0 = 60^\circ$	$\Theta_0 = 80^\circ$
0.5	n. m.	0.16	0.05	–	–
1.0	n. m.	0.18	0.05	–	–
2.0	n. m.	0.12	0.03	–	–
4.0	n. m.	0.02	0.00	–	–
8.0	n. m.	0.00	–	–	–
12.0	n. m.	0.00	–	–	–

Tabelle 4.4: Aufgelistet ist die Höhe des 22° -Halos gegenüber der spektralen Hintergrundstrahl-dichte im Almukantar der Sonne, ξ , bei willkürlich orientierten Eissäulen der Größenverteilung N_m und einer Wellenlänge $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der optischen Dicke des Cirrus τ_{Ci} und dem Sonnenzenitwinkel Θ_0 . Für Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 0^\circ$ sind aus geometrischen Gründen keine Halos im Sonnenalmukantar möglich (n.m.).

bildungen 4.10 untereinander verdeutlicht aber, dass aufgrund der geringen solaren Strahldichte am Oberrand der Wolke die einzelnen Eigenschaften der Eiskristalle, wie Form, Größe, Maximalverkipfungswinkel, ... in der diffusen spektralen Strahldichteverteilung im thermischen Infrarot eine zu vernachlässigende Rolle spielen. Die recht hohe Ungenauigkeit der Geometrische-Optik-Streueigenschaften von Eiskristallen mit kleinen Größenparametern (v. a. in der Einfachstreuung einer Größenverteilung) fällt somit im Gesamtergebnis noch einmal geringer aus (siehe auch Abschnitt 4.1.1).

Die Auflösung und Rechengenauigkeit des hier verwendete Monte-Carlo-Strahlungstransport-Modells ist für die meisten Fälle vollkommen ausreichend, um beispielsweise Position und Intensität des 22° -Halos im solaren Infrarot vorherzusagen. Lediglich bei zu hohen optischen Dicken des Cirrus und der Atmosphäre, sowie am Horizont waren dem Modell rechnerische Grenzen gesetzt, um die Halos vor der Hintergrundstrahldichte auflösen zu können.

5 Halo-Messung

Für die Messung der spektralen Strahldichteverteilung stand das Messsystem OASIS (Ocean-Atmosphere Sounding Interferometer System) zur Verfügung. Dessen Aufbau und Wirkungsweise wird zunächst in Abschnitt 5.1 erläutert. In Abschnitt 5.2 wird dann auf die bei den Messungen zu beachtenden Besonderheiten eingegangen. Die Messungen selbst und die daraus gewonnenen Erkenntnisse werden in Abschnitt 5.3 beschrieben und in Abschnitt 5.4 mit den Ergebnissen der Modellierung aus Kapitel 4 verglichen.

5.1 Messsystem OASIS

Bei OASIS handelt es sich um ein System von Instrumenten, welches um ein handelsübliches Michelson-Doppelpendel-Interferometer BOMEM MR154 gebaut wurde, um bodengebundene Strahlungsmessungen der Atmosphäre oder der Ozeanoberfläche durchzuführen. Abbildung 5.1 zeigt hierzu verschiedene Ansichten des Messsystems OASIS. Die elektromagnetische Strahlung wird aus einem Öffnungswinkel von $\Delta\Theta_s = 2.6^\circ$ [78] mit vergoldeten Spiegeln¹, die sich in der Trommel befinden, zum Interferometer gelenkt und anschließend spektral analysiert. Auf den genaueren Aufbau und die Messmöglichkeiten von OASIS wird in den nächsten Abschnitten näher eingegangen.

Seit 1994 ist OASIS am Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg im Einsatz u. a. zur Bestimmung des vertikalen Profils der Lufttemperatur [29] oder der Dichte atmosphärischer Gase, wie H_2O , CO_2 , CH_4 , O_3 [27, 30]. So fand OASIS beispielsweise auch im Verbundprojekt EVA-Grips (Regional Evaporation at Grid/Pixel Scale over Heterogeneous Land Surfaces) Verwendung [31], um die gleichzeitig durchgeführten Lidarmessungen ergänzen zu können. Des Weiteren wurde das Interferometersystem bereits auch zur Bestimmung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche im infraroten Spektralbereich eingesetzt [32–34].

¹Goldspiegel eignen sich insofern gut als Umlenkspiegel, da ihr Reflexionsvermögen sehr hoch ist und sich in horizontaler und vertikaler Polarisationsrichtung erheblich weniger als 1% unterscheiden. Im Spektralbereich $\lambda \in [4.3 \mu\text{m}, 5.1 \mu\text{m}]$ und $\lambda \in [9.1 \mu\text{m}, 14.3 \mu\text{m}]$ liegt dieses beispielsweise bei über 98%. [34, 79]

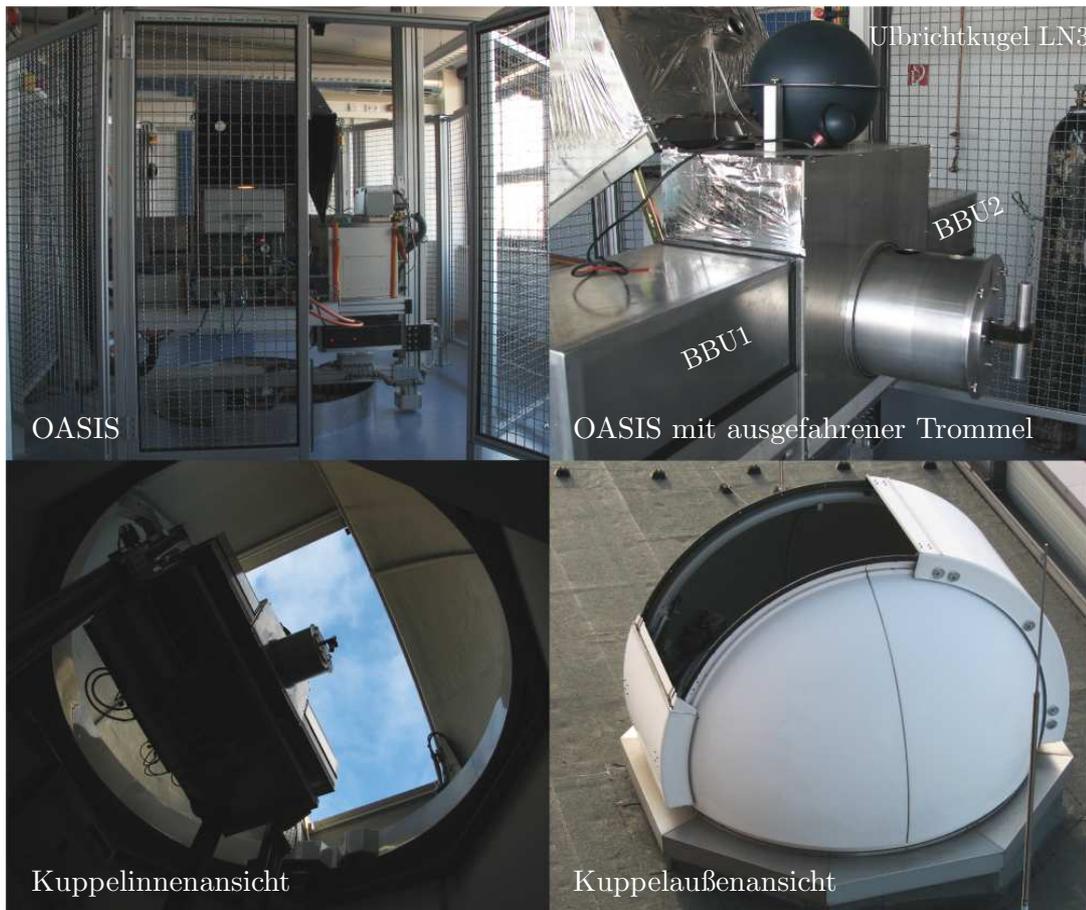


Abbildung 5.1: Messsystem OASIS und Anordnung der Eichkörper, zwei wohltemperierte Schwarzkörper BBU1 und BBU2 (engl. Blackbodyunit, kurz *BBU*) und eine Ulbrichtkugel LN3, mit jeweils interner Öffnung zum Interferometer.

Im Sommer 2004 wurde OASIS in eine astronomische Kuppel auf dem Dach des Geomatikums der Universität Hamburg ($53^{\circ} 34' 05.42''\text{N}$, $9^{\circ} 58' 25.39''\text{O}$, 84 m ü. NN) eingebaut. Da die Ausrichtung der Kuppel steuerbar ist, bietet es sich nun an, sonnen- nachgeführte Messzyklen durchzuführen. OASIS ist aber jederzeit für Feldmessungen ausbaubar, wobei dann allerdings auf die Sonnennachführung und allgemein auf eine programmierbare, azimutale Drehung verzichtet werden muss.

5.1.1 Doppelpendel-Interferometer BOMEM MR154

Das Messprinzip des Interferometers beruht darauf, dass kohärente Strahlen einer gegebenen Wellenlänge miteinander interferieren. In einem Michelson-Interferometer entstehen die beiden kohärenten Strahlen dabei durch Teilung eines einzelnen Strahls

an einem halbdurchlässigen Spiegel, wobei die Amplituden halbiert werden. Durch Spiegelung werden diese wieder zusammengeführt und zur Interferenz gebracht. Dabei tritt vollständige Auslöschung genau dann auf, wenn der optische Wegunterschied der beiden Strahlen $x = (n + 0.5)\lambda$ mit $n \in \mathbb{N}$ beträgt. Handelt es sich um ein polychromatisches Spektrum wird je nach optischem Wegunterschied die spektrale Strahldichte der Wellenlängen ausgelöscht, die die o. g. Bedingung erfüllen.

Wo bei einem einfachen klassischen Michelson-Interferometer lediglich ein Spiegel beweglich ist, sind es beim BOMEM MR154 Würfeleckenspiegel, die auf einem starr gekoppelten Pendel, dessen Pendelachse in der Verlängerung des halbdurchlässigen Strahlteilers aus Kaliumbromid liegt, befestigt sind. Abbildung 5.2 zeigt einen schematischen Strahlengang im Interferometer. Ein Vorteil dieses Doppelpendel-Interferometers gegenüber dem einfachen Michelson-Interferometer ist, dass das Spiegelsystem

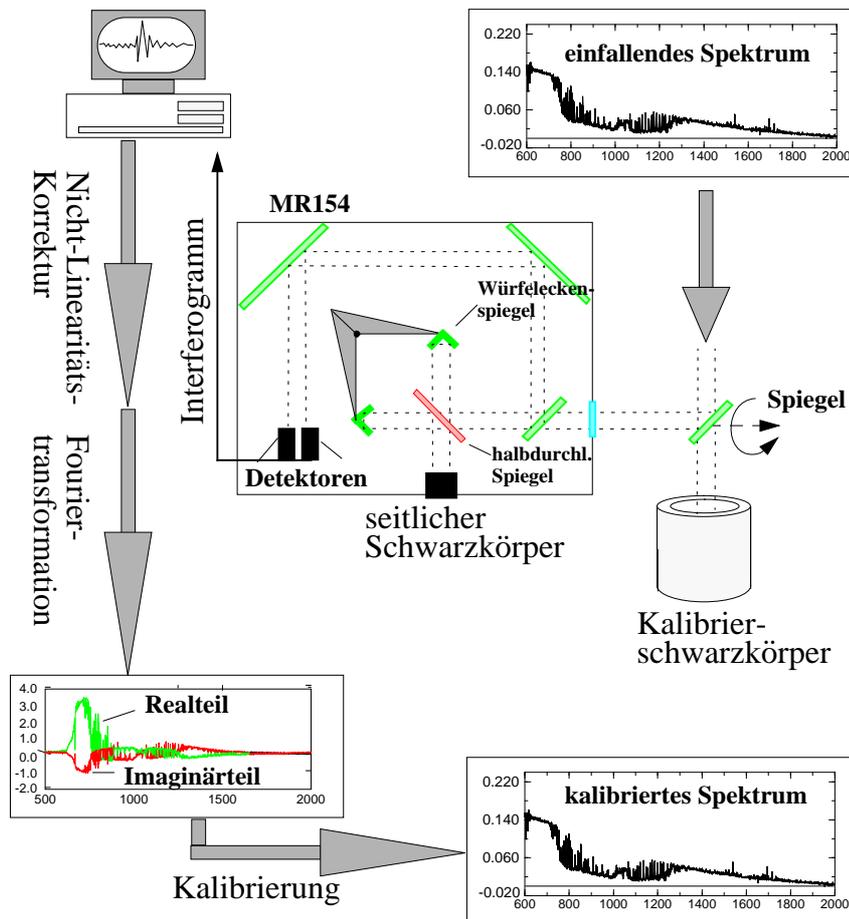


Abbildung 5.2: OASIS-Aufbau um das Michelson-Interferometer BOMEM MR154 [80].

einfacher auszurichten ist, gleichzeitig zwei Detektoren verwendet und zwei Lichtquellen (Q_1 und Q_2) analysiert werden können.

Das am jeweiligen Detektor registrierte Signal I_D wird in Abhängigkeit von der optischen Weglängendifferenz aufgezeichnet und kann wie folgt beschrieben werden:

$$I_D(x) = \underbrace{\frac{1}{2} \int_0^\infty \tilde{L}_\lambda(\lambda) d\lambda}_{I_{D,0}} + \underbrace{\frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{\tilde{L}_\lambda(\lambda)}{\lambda^2} \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) d\lambda}_{F(x)}. \quad (5.1)$$

Hierbei ist \tilde{L}_λ die Summe der Spektren vom seitlichen Schwarzkörper² und von der eigentlich zu analysierenden Strahlungsquelle. Der Gleichstrom-Anteil $I_{D,0}$ enthält dabei keinerlei Informationen über die spektrale Strahldichte der Strahlungsquelle und wird deshalb vom entsprechend eingestellten Verstärker des Detektors eliminiert [34]. Der variable Anteil des Signals, $F(x)$, wird als Interferogramm bezeichnet. Durch dessen Fouriertransformation und anschließender Eichung (siehe Abschnitt 5.1.3) kann die spektrale Strahldichte der Strahlungsquellen berechnet werden.

Bei einer Messung fällt ein doppelseitiges Interferogramm ($x \leq 0$ und $x \geq 0$) in der Regel unsymmetrisch aus, sodass es sich aus einer geraden Komponente mit F_g und einer ungeraden Komponente mit F_u folgendermaßen zusammensetzt

$$\tilde{S} = \int_{-\infty}^{\infty} F_{us}(x) e^{-\frac{2\pi i x}{\lambda}} dx \quad (5.2)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} F_g(x) \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) dx - i \int_{-\infty}^{\infty} F_u(x) \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) dx. \quad (5.3)$$

Daraus resultiert auch, dass das Fourierintegral komplex ist. Da das Interferogramm nur für endliche optische Weglängendifferenzen bekannt ist, also $-D \leq x \leq D$, muss im Fourierintegral eine Abschneidefunktion

$$\square\left(\frac{x}{2D}\right) = \begin{cases} 1, & -D \leq x \leq D \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.4)$$

einbezogen werden. Weil dieser abrupte Abfall des Signals bei $|x| = D$ zu Nebenschwingungen führt, muss die Abbruchkante mit einer Gewichtsfunktion $W\left(\frac{x}{D}\right)$ geglättet werden, mit der dazugehörigen Apodisationsfunktion

$$\Omega(\lambda D) = \int_{-\infty}^{\infty} W\left(\frac{x}{D}\right) e^{-\frac{2\pi x}{\lambda}} dx. \quad (5.5)$$

Gleichung (5.2) lässt sich somit zu

$$\tilde{S}(\kappa) = \int_{-\infty}^{\infty} \square\left(\frac{x}{2D}\right) W\left(\frac{x}{D}\right) F_{us}(x) e^{-\frac{2\pi i x}{\lambda}} dx \quad (5.6)$$

²Der seitliche Schwarzkörper wurde für die Korrektur der Nicht-Linearität des MCT-Detektors benutzt, welche in Abschnitt 5.1.3 näher beschrieben wird.

modifizieren. Die spektrale Auflösung des Interferogramms ist dabei von der verwendeten Apodisationsfunktion abhängig [34, 81].

Das Interferogramm kann in der Realität nur an einer endlichen Anzahl von Stellen abgetastet werden. Sind diese zueinander äquidistant, kann Gleichung (5.6) weiter zu

$$\tilde{S}(\kappa) = \int_{-\infty}^{\infty} \Pi\left(\frac{x}{2D}\right) \sqcup\left(\frac{x}{b}\right) W\left(\frac{x}{D}\right) F_{us}(x) e^{-\frac{2\pi i x}{\lambda}} dx, \quad (5.7)$$

mit der Kammfunktion

$$\sqcup\left(\frac{x}{b}\right) = b \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - nb), \quad (5.8)$$

der Deltafunktion δ und dem Abstand zwischen den einzelnen Abtaststellen $1/b$, umgeformt werden [34].

Durch das Nyquistkriterium

$$\lambda_N \geq 2b \quad (5.9)$$

wird der Zusammenhang zwischen der Abtastrate und der minimalen Wellenlänge λ_N hergestellt, bei der die Abtastung des Interferogramms noch ohne Verlust vonstatten geht. Für größere Wellenlängen wird der Spektralbereich entsprechend nach unten gefaltet. Um beim verwendeten Interferometer ein äquidistantes Abtasten zu ermöglichen, wird das Interferenzmuster eines Helium-Neon-Lasers ($\lambda_L = 0.6329 \mu\text{m}$) verwendet. Der Detektor wird genau dann ausgelesen, wenn im Interferenzmuster des Helium-Neon-Lasers ein Nulldurchgang zu verzeichnen ist, was bei einer optische Weglängendifferenz $\Delta x_{\text{opt}} = \frac{\lambda_L}{2} = 0.31664617 \mu\text{m}$ der Fall ist [34]. Mit Hilfe des Nyquistkriteriums ergibt sich dann eine minimal zu messende Wellenlänge von $\lambda_N = 0.6329 \mu\text{m}$.

5.1.2 Detektoren

Um einen möglichst großen Spektralbereich abdecken zu können, kommen zwei verschiedenartige Detektoren zum Einsatz (siehe auch Abbildung 5.2). Für den thermischen Bereich wird ein Halbleiterkristall aus einer Quecksilber-Kadmium-Tellurid-Legierung (engl. Mercury, Cadmium, Telluride, kurz MCT) verwendet, der seine maximale Empfindlichkeit bei $\lambda \approx 13.9 \mu\text{m}$ besitzt [34]. Da sich die Leitfähigkeit des Detektors mit dem auf ihn auftreffenden Photonenfluss ändert, wird das Signal I_D als Änderung der angelegten Spannung aufgezeichnet. Der Zusammenhang zwischen dem Interferogramm und der spektralen Strahldichte des einfallenden Strahls ist hierbei nichtlinear [82, 83]. Aufgrund des Mischungsverhältnisses in der Legierung des Kristalls und der damit verbundenen Bandlücke von ca. 0.1 eV ergibt sich eine größte nachzuweisende Wellenlänge von $\lambda \approx 15 \mu\text{m}$ [84, 85].

Der zweite Detektor besteht aus einer Verbindung von Indium und Antimon (kurz InSb) und kann für Wellenlängen $\lambda > 0.6667 \mu\text{m}$ eingesetzt werden. Seine maximale Empfindlichkeit liegt bei $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$. Da es sich um einen photovoltaischen Detektor handelt, ist, im Gegensatz zum MCT-Detektor, das aufgezeichnete Signal I_D linear zur auf den Detektor einfallenden spektralen Strahldichte [86].

Die Empfindlichkeit beider Detektoren fällt vom Maximum zu höheren Wellenlängen rasch und zu kleineren Wellenlängen langsam ab. Die bestmögliche Schnittstelle der einzelnen Detektormessungen befindet sich dabei bei $\lambda = 5.5555 \mu\text{m}$ [80].

5.1.3 Kalibrierung

Mit Hilfe der Kalibrierung soll dem fouriertransformierten gemessenen variablen Signalanteil \tilde{S} die tatsächliche spektrale Strahldichte der Strahlungsquelle $L_\lambda(\lambda)$ zugeordnet werden. Hierzu werden drei wohltemperierte Schwarzkörper³ (engl. Blackbodyunits, kurz *BBUs*) und zwei Ulbrichtkugeln (siehe auch Abbildung 5.1) mit ebenfalls bekanntem Spektrum als Vergleichsstrahlungsquelle verwendet [34, 87]:

- BBU1: $T = 25^\circ\text{C} \pm 0.02^\circ\text{C}$,
- BBU2: $T = 50^\circ\text{C} \pm 0.02^\circ\text{C}$,
- BBU3: $T \in [70^\circ\text{C}, 20^\circ\text{C}] \pm 0.03^\circ\text{C}$,
- Ulbrichtkugel LN3: Stromstärke $I = 2.784 \text{ A}$ und
- Ulbrichtkugel US200: $I = 6.250 \text{ A}$.

Der Kalibrierungsansatz für die Detektoren unterscheidet sich stark, da der InSb-Detektor linear und der MCT-Detektor nichtlinear arbeitet.

InSb-Detektor

Anhand der Messungen zweier Schwarzkörper (BBU1 und BBU2) unterschiedlicher Temperatur kann bei einem linearen Zusammenhang zwischen dem Spektrum der Strahlungsquelle und dem fouriertransformierten gemessenen Interferogramm die spektrale Strahldichte einer dritten Strahlungsquelle, wie die des zu messenden Mediums, ermittelt werden. Da es sich hierbei um ein komplexes Fourierintegral handelt, ist die Lösung ebenfalls komplex. Allerdings wird nur der Realteil verwendet, da der Imaginärteil hauptsächlich Rauschen des Detektors und kaum Informationen über die Strahlungsquelle enthält. Dabei darf der Imaginärteil nach Revercomb et al. [88] dennoch nicht all zu stark anwachsen.

³Die Eichkörper können aufgrund ihrer hohen Emissivität von $\epsilon = 0.9995$ in sehr guter Annäherung als Schwarzkörper bezeichnet werden.

Die Temperaturen der Schwarzkörper sind für eine Kalibrierung der Detektoren für Wellenlängen $\lambda < 2.5 \mu\text{m}$ nicht mehr genau genug, sodass die Ulbrichtkugel LN3 zu Hilfe genommen werden muss. Deren spektrale Strahldichte war allerdings nicht bekannt, sodass diese wiederum mit Hilfe eines Interferogrammvergleichs mit einer größeren Ulbrichtkugel US200, deren spektrale Strahldichte bekannt ist, geeicht werden musste. Der Imaginärteil der Eichfunktion konnte dabei für Wellenlängen $\lambda < 0.8894 \mu\text{m}$ nicht mehr vernachlässigt werden, sodass nach dem Eichkriterium von Revercomb et al. [88] für diese Wellenlängen keine hinreichend genaue Eichung mehr möglich war. Die Eichung des Interferometers mit der kleinen Ulbrichtkugel LN3 war dabei bis zu einer Wellenlängen von $\lambda = 2.6422 \mu\text{m}$ besser geeignet bzw. genauer als diejenige mit den Schwarzkörpern BBU1 und BBU2.

MCT-Detektor

Die Nichtlinearität eines Detektors führt je nach Kennlinie zu einer Streckung oder Stauchung des Interferogramms und damit besonders bei geringen Helligkeitstemperaturen der Strahlungsquellen zu negativen spektralen Strahldichten als Lösung der Fouriertransformation. Somit muss bereits das Interferogramm und nicht erst das Fourierintegral \tilde{S} kalibriert werden. Die bei OASIS angewandte Methode zur Korrektur der Nichtlinearität des MCT-Detektors von Fiedler [34] beruht auf dem quadratischen Ansatz von Wilson et al. [86]. Hierbei kann das korrigierte lineare Interferogramm $I_{D,l}$ mit dem gemessenen nichtlinearen Interferogramm $I_{D,m}$, dem Gleichstrom-Anteil $I_{D,0,m}$ und dem Nichtlinearitätskoeffizienten $\tilde{\beta}$ wie folgt beschrieben werden:

$$I_{D,l} = I_{D,m}[1 + \tilde{\beta}(2I_{D,0,m} + I_{D,m})]. \quad (5.10)$$

Der Nichtlinearitätskoeffizient wurde von Fiedler [34] mit Hilfe von Tieftemperatur-Schwarzkörpermessungen (BBU3) iterativ auf $\tilde{\beta} = 0.0221$ so bestimmt, dass sich die Helligkeitstemperatur von der tatsächlichen Temperatur des Schwarzkörpers maximal um 0.05°C unterschieden [34]. Nach der Nichtlinearitätskorrektur kann die Kalibrierung so durchgeführt werden, wie es bei einem rein linear-arbeitenden Detektor der Fall ist.

Gesamt-Kalibrierung und spektraler Messbereich

Aus den Randbedingungen der maximal und minimal nachzuweisenden Wellenlänge der Detektoren und der Eichkurve ergibt sich mit OASIS eine hinreichend genaue Messung für die Wellenlängen zwischen $\lambda = 0.8894 \mu\text{m}$ und $\lambda = 15.3846 \mu\text{m}$. Das Rauschen der Detektoren pro *Wellenzahlintervall* ist mit

$$\Delta L_{\kappa}(\kappa) = 0.0006 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{sr cm}^{-1}} \begin{cases} \kappa \in [700 \text{ cm}^{-1}, 1300 \text{ cm}^{-1}], \\ \lambda \in [7.6923 \mu\text{m}, 14.2857 \mu\text{m}] \end{cases} \quad (5.11)$$

$$\Delta L_{\kappa}(\kappa) = 0.0001 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{sr cm}^{-1}} \begin{cases} \kappa \in [1850 \text{ cm}^{-1}, 11125 \text{ cm}^{-1}], \\ \lambda \in [0.8988 \mu\text{m}, 5.4054 \mu\text{m}] \end{cases} \quad (5.12)$$

anzugeben. Aufgrund des Zusammenhangs

$$\int_0^\infty [L_\lambda(\lambda) \pm \Delta L_\lambda(\lambda)] d\lambda = \int_0^\infty [L_\kappa(\kappa) \pm \Delta L_\kappa(\kappa)] d\kappa \quad (5.13)$$

ergibt sich ein Detektorenrauschen pro *Wellenlängenintervall* von:

$$\Delta L_\lambda(\lambda) = \frac{\Delta L_\kappa(\kappa)}{\lambda^2}. \quad (5.14)$$

5.1.4 Kuppelnachführung

Die astronomische Kuppel, in die OASIS eingehängt wurde, befindet sich auf der 18. Etage des Geomatikums (siehe Abbildung 5.1). Die Nordung der Kuppel erfolgte mit einer Genauigkeit von $\Delta\varphi_N = \pm 0.485^\circ$. Da ein Teil des Gebäudes höher liegt, ist eine Anfahrsperre eingebaut worden, sodass OASIS-Messungen lediglich für Azimutwinkel zwischen $\varphi_D = 64.7^\circ$ und $\varphi_D = 354.7^\circ$ möglich sind. Eine schrittmotorgesteuerte Kuppelnachführung lässt dabei eine Auflösung der azimutalen Messpositionen mit $\Delta\varphi_M = \pm 0.001^\circ$ zu. Die zenitale Ausrichtung zur Messposition Θ_D wird durch die Drehung des Goldspiegels, der die Strahlung zum Interferometer lenkt, durchgeführt. Deren Genauigkeit liegt bei $\Delta\Theta_M = \pm 0.01^\circ$.

Das Ansteuerungsprogramm von OASIS wurde nach dem Kuppelbau auf die Möglichkeit einer Sonnennachführung und sonnenpositionsabhängigen Messung erweitert.⁴ Die Zeitunsicherheit des PC's führt zu einer Sonnenpositionsunsicherheit von $\Delta\Theta_0 = \pm 0.02^\circ$ und $\Delta\varphi_0 = \pm 0.02^\circ$. Insgesamt ergibt sich dann eine Anfahrsunsicherheit der *gesamten* Messreihe von

$$\Delta\Theta = \Delta\Theta_0 + \Delta\Theta_M = \pm 0.03^\circ \quad \text{und} \quad \Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + \Delta\varphi_N + \Delta\varphi_M = \pm 0.506^\circ \quad (5.15)$$

und die der Messpunkte einer Messreihe *untereinander* von

$$\Delta\tilde{\Theta} = \Delta\Theta_M = 0.01^\circ \quad \text{und} \quad \Delta\tilde{\varphi} = 0.001^\circ. \quad (5.16)$$

Nicht enthalten ist darin die astronomische Refraktion, die die Sonne um bis zu $\Delta\Theta_R = 36.3'$ (maximal am Horizont) gen Zenit verschoben erscheinen lässt.

Um die Detektoren vor direkter solarer Strahlung und gestreuter Strahlung im Bereich des Vorwärtsstreumaximums zu schützen, wurde die Sonnennachführung so programmiert, dass nie innerhalb des Sonnenstreuwinkels $\Theta_s = 5^\circ$ gemessen wird. Dies bedeutet auch, dass OASIS keine Position anfährt, an der die Sonne inkl. einem 5° -Sicherheitsradius noch am selben Tag stehen wird. Denn bei einem Stromausfall würde dies evtl. verheerende Folgen für die Detektoren haben. Daraus resultiert, dass Messpunkte rechts der Sonne aus Sicherheitsgründen weniger häufig anvisiert werden und somit vermehrt linksseitige Messungen durchgeführt wurden.

⁴Eine Nachführung für andere Himmelsobjekte mit bekannter Laufbahn ist nachträglich programmierbar.

5.2 Ablauf der Messungen

Mit OASIS werden spektrale Strahldichten an verschiedenen Himmelspunkten gemessen, woraus sich eine spektrale Strahldichteverteilung ergibt. Der Zusammenhang von solarem Streuwinkel Θ_s , Sonnenposition (Θ_0, φ_0) und Messposition des Interferometers (Θ_D, φ_D) ist durch

$$\cos \Theta_s = \cos \Theta_D \cos \Theta_0 + \sin \Theta_D \sin \Theta_0 \cos(\varphi_D - \varphi_0) \quad (5.17)$$

gegeben. Eine vollständige Abdeckung der oberen Hemisphäre ist zum einen für eine Momentaufnahme zu zeitaufwendig und zum anderen aufgrund der baulichen Begrenzung der Kuppeldrehung nicht möglich. Somit sind zwei verschiedene Messszenarien mit der größtmöglichen Wahrscheinlichkeit eines Halodurchgangs programmiert worden: entlang des oberen Meridianabschnittes der Sonne und entlang des Almukantars rechts bzw. links der Sonne, wie in Abbildung 5.3 skizziert. Jeder dieser Messzyklen muss gesondert betrachtet werden, da sich u. a. die optischen Phänomene entlang der entsprechenden Himmelsausschnitte unterschiedlich verhalten. Auf diese Besonderheiten wird in Abschnitt 5.2.1 näher eingegangen.

Halos lassen sich, wie auch die Modellergebnisse in Abschnitt 4.2.2 zeigten, als lokale spektrale Maxima in der spektralen Strahldichteverteilung erkennen.

Um die lokalen spektralen Maxima in der spektralen Strahldichteverteilung (siehe auch Abbildung 4.9) den Streuphänomenen eindeutig zuzuordnen und damit von der natürlichen zeitlichen und räumlichen Variabilität der Wolken und der Atmosphäre besser unterscheiden zu können, werden nur *echte lokale spektrale Maxima* berücksichtigt. Hierfür muss die spektrale Strahldichteverteilung einer Wellenlänge und der der zehn benachbarten Wellenlängen am entsprechenden Streuwinkel auch unter Berücksichtigung des Detektorrauschens ein lokales Maximum aufweisen.

Aufgrund der hohen spektralen Auflösung von OASIS spielt die im Vergleich dazu eher geringe spektrale Abhängigkeit der Halostreuwinkel, wie beispielsweise der Minimalablenkungswinkel δ_H hierbei eine eher zu vernachlässigende Rolle. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird zur Vereinfachung ein echtes lokales spektrales Maximum nur noch als lokales Maximum bezeichnet, wobei die äußeren Messpunkte eines Messbereiches per Definition ausgeschlossen sind.

Die Unsicherheit des Streuwinkels der lokalen Maxima ist von der Messpunktdichte, der absoluten Anfahrsgenauigkeit, dem Sonnenzenitwinkel, dem OASIS-Öffnungswinkel und der Nordungsgenauigkeit der astronomischen Kuppel abhängig (siehe Gleichung (5.15)) und wird im weiteren Verlauf der Arbeit mit $\Delta\Theta_{s,\diamond}$ bezeichnet. Die Streuwinkelunsicherheit der einzelnen Messpunkte zueinander fällt mit $\Delta\tilde{\Theta}_s \leq 0.01^\circ$ nach Gleichung (5.16) sehr viel geringer aus.

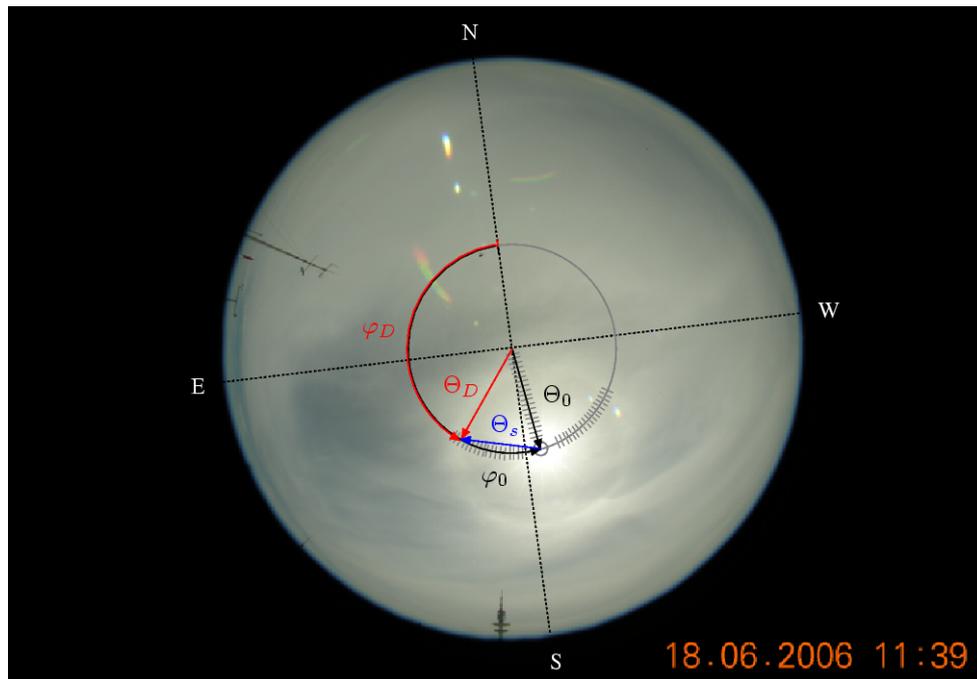


Abbildung 5.3: Das Foto, welches einen 22° -Halo zeigt, wurde am 16. Juni 2006 mit einem 180° -Objektiv vom Dach des Geomatikums der Universität Hamburg aufgenommen. Bei den hellen Flecken handelt es sich nicht um optische Phänomene, die durch Streuung in der Atmosphäre entstehen, sondern um Aberrationseffekte an der Kameralinse. Darauf skizziert wurde eine mögliche Abfolge der Messungen entlang des Almukantars der Sonne (Θ_0) und entlang des oberen Meridianabschnittes der Sonne (φ_0), mit den Messkoordinaten (Θ_D, φ_D) und dem Streuwinkel Θ_s .

Befinden sich Wolken im Messgebiet, so können die lokalen Maxima im solaren Spektralbereich auch durch horizontale und zeitliche Variation der optischen Dicke von Wolke und Atmosphäre entstanden sein. Um dies ausschließen zu können, muss die zeitliche und räumliche Variation der Wolken im Messgebiet während eines Messzyklus so gering wie möglich ausfallen, was für eine stratiforme Bewölkung spricht. Hierzu wurde ein Homogenitätskriterium erstellt, welches in Abschnitt 5.2.2 erläutert wird.

Als Zusatz sei hier noch angemerkt, dass lokale Maxima im thermischen Spektralbereich auch durch horizontale und zeitliche Fluktuationen der Temperatur der Atmosphäre entstehen können.

5.2.1 Besonderheiten der Messzyklen

Aus den Beschreibungen der Haloentstehung in Abschnitt 2.2 ging bereits hervor, dass die Streuwinkel des 22° - und 46° -Halorings durch den in Gleichung (2.5) beschriebene-

nen Zusammenhang stark vom Brechungsindex und damit auch von der Wellenlänge abhängig sind. Das bedeutet aber auch, dass die Auflösbarkeit der beiden Halos als lokale Maxima in der spektralen Strahldichteverteilung einer bestimmten Wellenlänge nicht die Auflösbarkeit in einer anderen Wellenlänge garantiert. Um die beiden Ringe bei einer bestimmten Wellenlänge überhaupt voneinander trennen zu können, muss für die Messpunkte $\Delta\Theta_s < \frac{\delta_H(A=90^\circ) - \delta_H(A=60^\circ)}{2}$ gelten. Da aus Detektorsicherheitsgründen nur Streuwinkel $\Theta_s > 5^\circ$ anvisiert werden, ergibt sich mit Hilfe von Gleichung (2.5), dass eine Auflösung der beiden Haloringe mit $\Delta\Theta_s = 1.95^\circ$ für alle Wellenlängen mit $\delta_H(A = 60^\circ) > 5^\circ$ möglich ist. Dennoch ist eine höhere Auflösung erstrebenswert, um die geringfügig erhöhten Intensitäten der lokalen Maxima auch erkennen zu können.

Die meisten Streuphänomene, wie beispielsweise Nebensonnen und Berührungsbögen (siehe auch Abbildung 2.1), sind jedoch nicht radial um die Sonne angeordnet. D. h., dass sich deren Streuwinkel bei Messungen im Sonnenalmukantar und im Sonnenmeridian grundlegend unterscheiden. Zusätzlich beeinflusst die diffuse Transmission (siehe Abschnitt 3.3.1) den Helligkeitsverlauf der Halos mit dem Zenitwinkel. Auf die Unterschiede und Besonderheiten der jeweiligen Messzyklen wird im Folgenden explizit eingegangen.

Horizontale Messung

Der Vorteil einer horizontalen Messanordnung besteht darin, dass die optische Dicke der Atmosphäre und der Wolke bei homogener Bewölkung *und* kurzer Messdauer hinreichend konstant ist. Somit können die spektralen Strahldichten direkt miteinander verglichen und deren Verteilung nach lokalen Maxima untersucht werden.

Bei einer Messung im Almukantar der Sonne können nicht nur der 22° - und 46° -Haloring durchfahren werden, sondern auch die 22° -Nebensonnen.⁵ Diese nähern sich mit wachsendem Sonnenzenitwinkel an den 22° -Halo an, sodass es zu Überlagerungen beider optischer Phänomene im Öffnungswinkel $\Delta\Omega \approx 2.6^\circ$ kommen kann. Ab welchem Sonnenzenitwinkel dies zutrifft, hängt von der betrachteten Wellenlänge und dem dazugehörigen Realteil des Brechungsindex ab (siehe auch Abschnitt 2.2.2). Eine Aufspaltung beider lokaler Maxima wäre zwar bei einer Streuwinkelauflösung $\Delta\Theta_s < \frac{\delta_H(A=60^\circ) - \Theta_{s,N}}{2}$ möglich, ist aber für alle Wellenlängen und Sonnenzenitwinkel, v. a. am Horizont, *nicht* realisierbar. Zusätzlich würde aufgrund des längeren Messzyklus die Wolkenparametervariabilität ansteigen.

Eine weitere Annäherung zweier optischer Phänomene findet bei geringer werdender Maximalverkipfung von Eissäulen statt. Der 22° -Halo wandert dabei im Sonnenalmukantar immer weiter nach außen zum 46° -Halo [6].

⁵Es können auch andere optische Phänomene im Almukantar auftreten. Aufgrund ihrer geringen Beobachtbarkeit [8] und geringen Intensität [5, 6] werden sie hier allerdings nicht mitberücksichtigt.

Meridian-Messung

Für Messungen entlang des Meridians ober- und unterhalb der Sonne befindet sich neben dem 22° -Halo zwar in direkter Umgebung keine intensive 22° -Nebensonne, jedoch werden hierfür spektrale Strahldichten verschiedener Zenitwinkel miteinander verglichen. Da die diffuse solare Transmission durch den Cirrus, als auch die diffuse Emission der Atmosphäre und der Wolke vom Zenitwinkel abhängen, lassen sich Streuphänomene in der spektralen Strahldichteverteilung für diesen Messzyklus schwieriger auffinden (siehe auch Abschnitt 4.2.2 über die einzelnen Querschnitte der Modellergebnisse). Unter bestimmten Bedingung ist es allerdings möglich, aus der spektralen Strahldichteverteilung auf die mittlere Streufunktion von Wolkenpartikeln schließen zu können, wie sie in Abschnitt 3.3.2 hergeleitet wurde. Mit Hilfe dieser Streufunktion und deren Wellenlängenabhängigkeit, insbesondere der der lokalen Maxima, könnten dann ebenfalls Informationen über die Streupartikel, wie beispielsweise deren Form, abgeleitet werden.

5.2.2 Homogenitätskriterium

Lokale Wolken führen in der spektralen Strahldichteverteilung des thermischen Spektralbereiches⁶ gegenüber der nichtbewölkten Umgebung zu lokalen Maxima. Diese sind dann besonders in den atmosphärischen Fenstern ausgeprägt, da sich eine optische Dickeänderung für diese Wellenlängen besonders stark auf die spektrale Strahldichte bemerkbar macht. Cannon [29] nutzt diesen Zusammenhang beispielsweise aus, um bei reinen Zenit-Messungen zwischen bewölkter und unbewölkter Atmosphäre unterscheiden zu können, wobei aber davon ausgegangen wird, dass in der spektralen Strahldichte der Wellenlängen $\lambda \leq 3.9355 \mu\text{m}$ keinerlei solare Streuphänomene vorkommen.

Für den Spektralbereich des solaren Infrarots kann bezüglich des Wolkeneinflusses auf die spektrale Strahldichte keine einheitliche Aussage getroffen werden, da hier die Streuung an Teilchen *und* die optische Dicke der Wolke wirken. Aufgrund dessen muss die Homogenität einer Wolke, welche in der Modellierung vorgegeben war, in der Messung anhand der spektralen Strahldichteverteilung im thermischen Infrarot untersucht werden. Laut Dreyer und Bakan [28] existieren im Wellenlängenbereich $\lambda \in [4 \mu\text{m}, 15.3846 \mu\text{m}]$ 23 solcher Wellenlängenintervalle, deren spektrale Strahldichten besonders stark auf die Änderungen der optischen Dicke durch Wolkenaufzug reagieren. Aufgrund der benötigten hohen atmosphärischen Transmissivität (siehe auch Abbildung 3.9) eignen sich davon besonders die Spektralbereiche

⁶Hierbei sei noch einmal erwähnt, dass die solare Strahlung im thermischen Spektralbereich nur für hinreichend große Streuwinkel vernachlässigt werden darf (siehe auch Abschnitt 3.3).

- $\lambda \in [8.5985 \mu\text{m}, 8.6559 \mu\text{m}]$,
- $\lambda \in [8.7105 \mu\text{m}, 8.7546 \mu\text{m}]$ und
- $\lambda \in [8.8291 \mu\text{m}, 8.9011 \mu\text{m}]$.⁷

Das verwendete Doppelpendel-Interferometer kann in diesen drei spektralen Intervallen insgesamt 50 Wellenlängen auflösen, mit deren Hilfe die (In-)Homogenität einer Wolkenschicht folgendermaßen definiert wurde:

Schwankt die spektrale Strahldichte einer Verteilung bei konstantem Zenitwinkel auch nur für eine einzige dieser 50 Wellenlängen stärker als das doppelte Rauschen des Detektors für die entsprechende Wellenlänge, so wird die Wolkenschicht bzw. -bedeckung im Messbereich als inhomogen definiert und umgekehrt.

Dieses Kriterium ist somit nur für weniger zeitintensive Almukantar-Messungen gültig und kann nicht für Messungen entlang des Zenitbogens angewandt werden, da die Dicke der Atmosphäre, und damit auch deren Emissivität und Transmissivität, je nach Zenitwinkel nicht konstant ist.

Zum besseren Verständnis wird das Homogenitätsprinzip kurz an zwei Beispielen erläutert:

Beispiel # 1, homogener Fall

Am 1. August 2006 um 8:35 UTC war der Himmel mit dünnem Cirrostratus und Kondensstreifen bedeckt. Dies wurde von einer Kamera festgehalten und ist in Abbildung 5.4 dokumentiert.⁸ Im gleichen Zeitraum wurden Messungen der spektralen Strahldichteverteilung durchgeführt. Der Messbereich entlang des Almukantars der Sonne ($\Theta_D = \Theta_0 \in [47.9^\circ, 48.7^\circ]$, $\varphi_D \in [73.5^\circ, 103.7^\circ]$), welcher in den Fotos **rot** hervorgehoben ist, lag im homogener bedeckteren Teil der Hemisphäre. Die Abbildungen 5.5a–d (links) zeigen die dazugehörigen Messergebnisse.

Abbildung 5.5a (links) gibt die gemessene spektrale Strahldichte in Abhängigkeit von der Wellenlänge und dem Streuwinkel wieder. Die Abhängigkeit der spektralen Strahldichte vom Streuwinkel ist dabei äquivalent zu den bereits in der Modellierung in den Abbildungen 4.9 und 4.11 dargestellten Profilen und ähnelt stark einer

⁷Die Variabilität der Wasserdampfkontinuumsabsorption soll hierbei während einer Messreihe (ca. 10 min) vernachlässigt werden.

⁸Die Kamera war eine Leihgabe des IfM-Geomar, Kiel, und im Rahmen dieser Arbeit vom 29.05.2006 – 01.08.2006 zu Dokumentationszwecken der Wolkenbedeckung während der Messungen im Einsatz. Der Standort war ebenfalls das Dach des Geomatikums der Universität Hamburg. Die Uhrzeiten auf den Fotos ist in UTC angegeben.

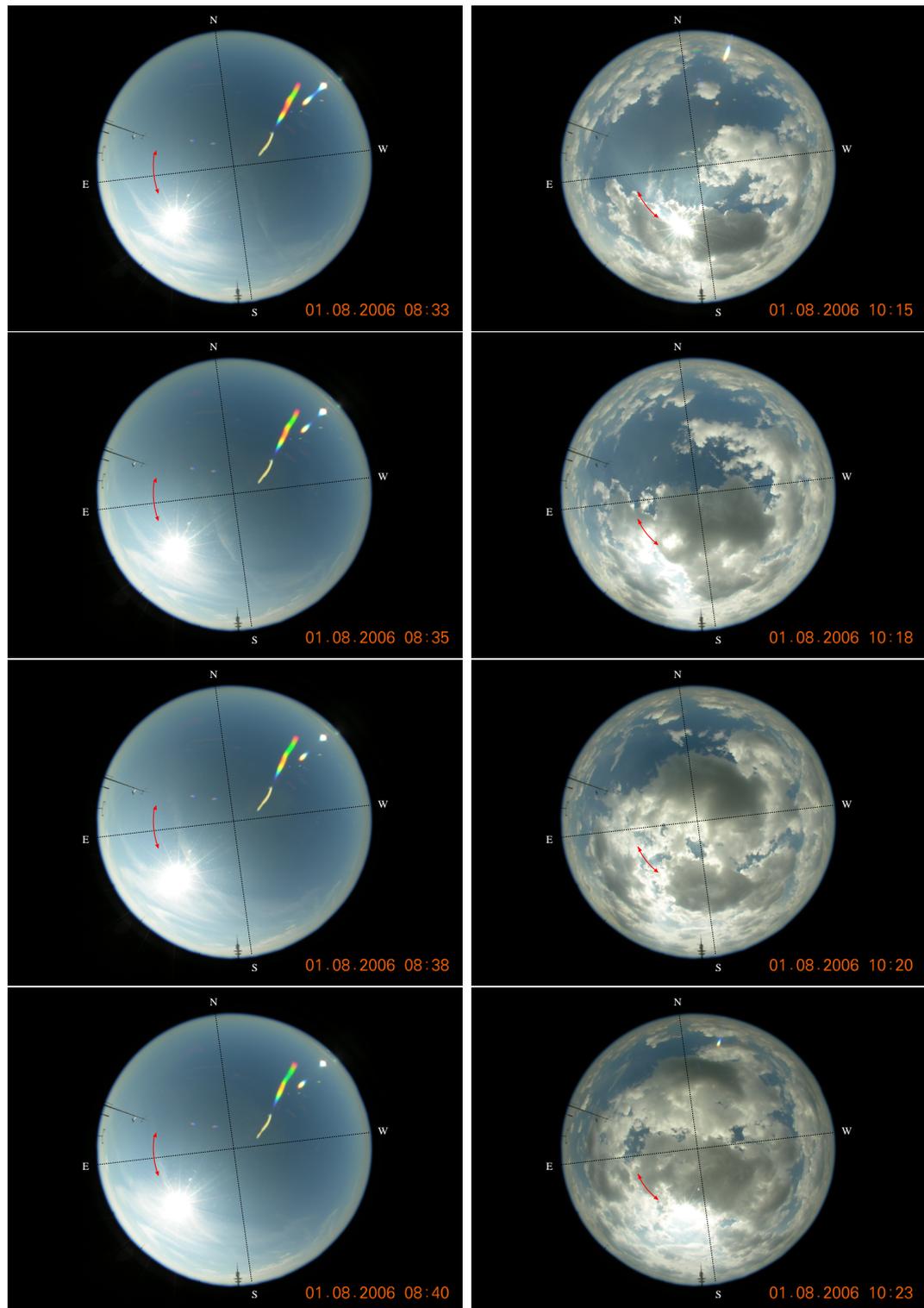


Abbildung 5.4: Die Fotos wurden während der Messungen der abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung entlang der rot gekennzeichneten Linie (siehe Abbildung 5.5) vom Dach des Geomatikums der Universität Hamburg aufgenommen. Die beiden Spalten stellen jeweils eine Zeitreihe dar. Die farbigen Flecken wurden durch Aberration an der Linse hervorgerufen und dürfen nicht mit optischen Phänomenen, die durch Streuung an Partikeln in der Wolke bzw. Atmosphäre entstehen, verwechselt werden.

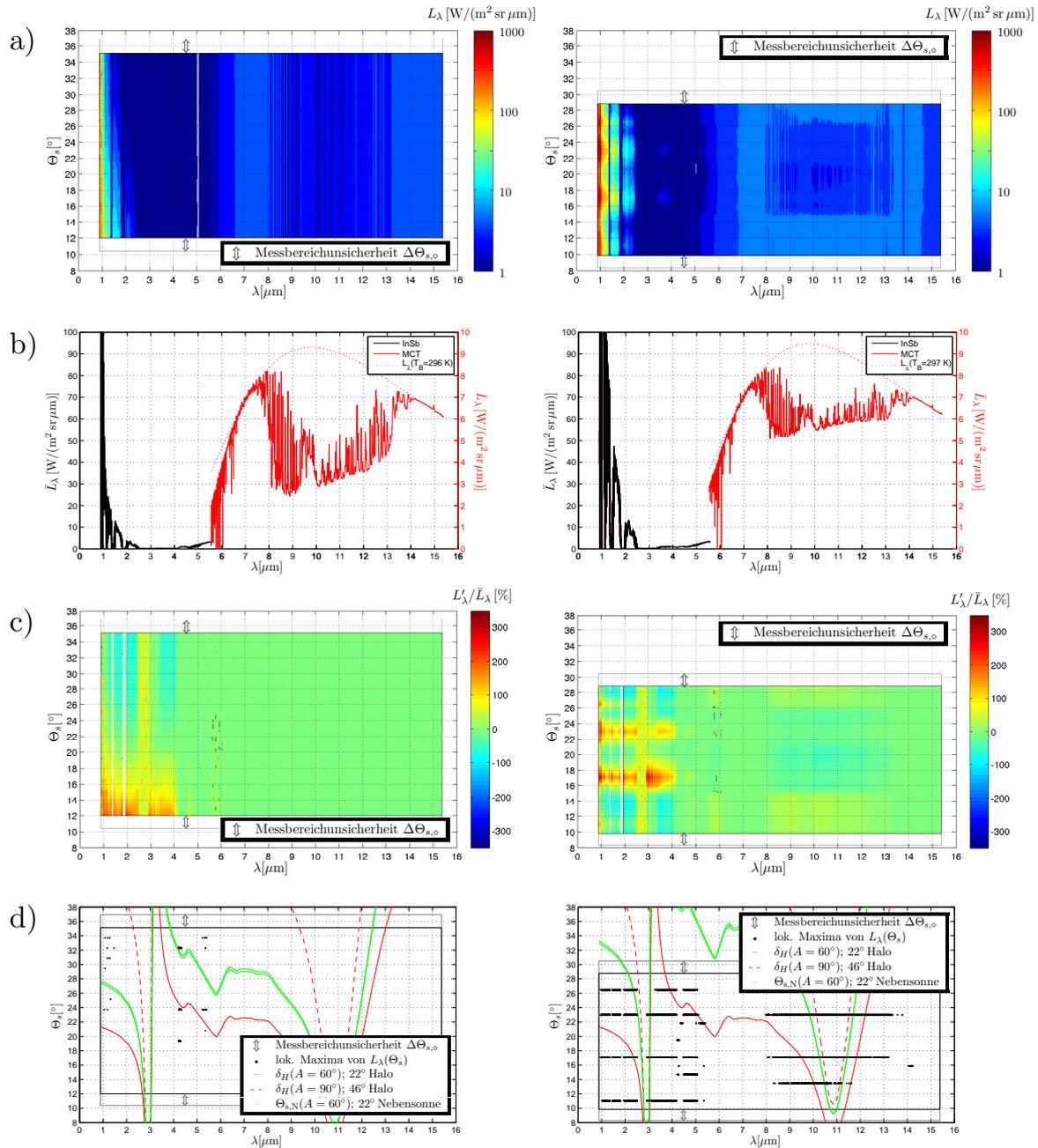


Abbildung 5.5: Dargestellt sind die Messergebnisse der abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung vom 1. August 2006 im Almukantar der Sonne. Die *linken* Abbildungen zeigen den homogen bewölkten Fall bei $\Theta_0 \in [47.9^\circ, 48.7^\circ]$ und die *rechten* den 100 min später gemessenen inhomogen bewölkten Fall mit Cumulusbewölkung bei $\Theta_0 \in [37.7^\circ, 38.1^\circ]$.

(a) Abwärts gerichtete spektrale Strahllichtverteilung $L_\lambda(\lambda, \Theta_s)$.

(b) Mittlere abwärts gerichtete spektrale Strahllichte $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ im Messbereich.

(c) Prozentuale Abweichung der abwärts gerichteten spektralen Strahllichte $L'_\lambda(\lambda, \Theta_s)$ von der mittleren abwärts gerichteten spektralen Strahllichte $\bar{L}_\lambda(\lambda)$.

(d) Lokale Maxima mit spektralem Verlauf des 22° - und 46° -Halos und der 22° -Nebensonne beim jeweils vorherrschenden Sonnenstand.

Streuungsfunktion. Am deutlichsten tritt in dieser Abbildung der starke Abfall der diffusen solaren Strahldichte zu höheren Wellenlängen hin hervor, und dass im thermischen Spektralbereich nur eine geringe Abhängigkeit vom Streuwinkel besteht. Letzteres weist darauf hin, dass die zeitliche und räumliche Variabilität der Atmosphäre (und der Wolke) im Messbereich während der Messung gering war. Da dies auch für die Wellenlängen des Homogenitätskriteriums ($\lambda \in [8.8291 \mu\text{m}, 8.9011 \mu\text{m}]$, $[8.7105 \mu\text{m}, 8.7546 \mu\text{m}]$, $[8.5985 \mu\text{m}, 8.6559 \mu\text{m}]$) zutrifft, kann nach dessen Definition auch der Messbereich während der Messung als ausreichend zeitlich und räumlich homogen angesehen werden.

Abbildung 5.5b (links) zeigt die über den Messbereich gemittelte spektrale Strahldichte \bar{L}_λ . Hier ist noch einmal der starke Abfall der diffusen solaren Strahlung zu höheren Wellenlängen mit den Wasserdampfabsorptionsbanden ($\lambda \approx 1.1 \mu\text{m}$, $1.38 \mu\text{m}$, $1.87 \mu\text{m}$, $2.7 \mu\text{m}$, ...) zu erkennen. Für Wellenlängen $\lambda \gtrsim 4 \mu\text{m}$ kann die thermische Strahlung der Atmosphäre mit der eines Schwarzkörpers der Temperatur $T_B \approx 296 \text{ K}$ eingehüllt und approximiert werden. Deren größter Unterschied zur mittleren gemessenen spektralen Strahldichte liegt dabei im atmosphärischen Fenster von $\lambda \in [8 \mu\text{m}, 14 \mu\text{m}]$. Genau in diesem Wellenlängenbereich verliert die Erde viel Energie, da die spektrale Strahldichte des Erdbodens nur geringfügig von der Atmosphäre absorbiert wird. Zusätzlich sind bei $\lambda \in [9.3 \mu\text{m}, 10.0 \mu\text{m}]$ noch die Emissionsbanden von Ozon zu erkennen (siehe auch Abbildung 3.9) [72, 73]. Aufgrund der exponentiellen Zunahme der Emission thermischer Strahlung mit zunehmender optischer Dicke nach Gleichung (3.37) macht sich eine geringe Änderung der optischen Dicke, wie beispielsweise durch eine Wolke, hauptsächlich in den atmosphärischen Fenstern bemerkbar. Da diese jedoch in der Messung noch stark ausgeprägt sind, lässt sich daraus schließen, dass die Wolke im Messbereich entsprechend dünn und kalt war.

Abbildung 5.5c (links) gibt die prozentuale Abweichung der spektralen Strahldichteverteilung vom Mittelwert im Messbereich wieder. Im solaren Spektralbereich $\lambda \lesssim 4 \mu\text{m}$ ist hierbei eine kontinuierliche Zunahme der spektralen Strahldichte zur Sonne hin ($\Theta_s \rightarrow 0^\circ$) beobachtbar, welche auch in den Modellergebnissen wiedergegeben wird (siehe Abschnitt 4.2.2). Im thermischen Spektralbereich $\lambda \gtrsim 4 \mu\text{m}$ überstrahlt die Atmosphäre hingegen die diffuse solare Strahlung, sodass die spektrale Strahldichte im homogenen Messbereich hinreichend streuwinkelunabhängig ist.

Abbildung 5.5d (links) zeigt noch einmal explizit die lokalen Maxima der spektralen Strahldichteverteilung und den theoretischen Verlauf des 22° - und 46° -Halos aufgrund der Minimalablenkung am entsprechenden Eisprisma. Da der Zenitwinkel der Sonne während der Messungen nicht konstant ist, wurde für die 22° -Nebensonne ein minimaler und maximaler Streuwinkel angegeben. Ein Zusammenhang zu einem der drei Haloformen besteht dabei jedoch nicht. Auch im thermischen Spektralbereich sind

aufgrund der geringen Variabilität der spektralen Strahldichte mit dem Streuwinkel nur vereinzelt lokale Maxima erkennbar. Diese stammen höchstwahrscheinlich aus der geringen natürlichen zeitlichen und räumlichen Variabilität der gesamten Atmosphäre, die selbst mit einem Homogenitätskriterium oder auch durch die Definition der *echten* lokalen spektralen Maxima nicht vollkommen ausgeschlossen werden kann. Würde ein höheres Rauschen angenommen und aus den Messungen herausgefiltert werden, würden zwar weniger lokale Maxima aufgrund von Inhomogenitäten existieren, aber auch das spätere Auffinden von Halos in der spektralen Strahldichtevertellung darunter leiden.

Beispiel # 2, inhomogener Fall

Am 1. August 2006 um 10:15 UTC, also nur ca. 100 Minuten nach der unter Beispiel # 1 vorgestellten Messung, waren bereits Cumuluswolken über die Hemisphäre verteilt, wie die rechten Fotos von Abbildung 5.4 belegen. Der **rot** markierte Messbereich lag wiederum im Almukantar der Sonne ($\Theta_D = \Theta_0 \in [37.7^\circ, 38.1^\circ]$, $\varphi_D \in [106.6^\circ, 136.3^\circ]$) Die dazugehörigen Messergebnisse sind in den Abbildungen 5.5a–d (rechts) dargestellt.

Abbildung 5.5a (rechts) zeigt die spektrale Strahldichtevertellung der späteren Messung. Darin ist eine deutliche Abhängigkeit der spektralen Strahldichte vom Streuwinkel erkennbar. Der Unterschied zur ersten Messung aus Abbildung 5.5a (links) liegt darin, dass sich die Variabilität auch in den thermischen Spektralbereich fortsetzt. Dort führen lokal begrenzte Wolken durch ihre lokale Erhöhung der optischen Dicke besonders im atmosphärischen Fenster zu einer Erhöhung der spektralen Strahldichte, welche sich dann der thermischen Strahlung eines Schwarzkörpers annähert. Aus der spektralen Strahldichtevertellung kann somit abgelesen werden, dass die Wolke in der Mitte des Messbereiches optisch dünner war als an dessen Rändern.

Abbildung 5.5b (rechts) gibt die mittlere spektrale Strahldichte wieder, die entsprechend der vorherigen Aussagen in den atmosphärischen Fenstern des thermischen Spektralbereiches gegenüber dem Fall der dünnen und kalten Cirrusbewölkung in Abbildung 5.5b (links) erhöht ist. Die Variabilität der thermischen spektralen Strahldichte der im Homogenitätskriterium (siehe Abschnitt 5.2.2) aufgeführten Wellenlängen ($\lambda \in [8.5985 \mu\text{m}, 8.6559 \mu\text{m}]$, $[8.7105 \mu\text{m}, 8.7546 \mu\text{m}]$, $[8.8291 \mu\text{m}, 8.9011 \mu\text{m}]$) ist höher als die Rauschaktivität des Detektors, sodass die Bewölkung im Messbereich als inhomogen gewertet werden muss. Das bedeutet, dass der solare Spektralbereich der hier gemessenen spektralen Strahldichtevertellung nicht zur Untersuchung von optischen Streuphänomenen, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt werden sollen, verwendet werden kann.

In den 100 Minuten, die zwischen den beiden Messungen liegen, ist die Lufttem-

peratur in 70 m Höhe am Wettermast des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg von $T = 296.02$ K auf $T = 296.90$ K gestiegen [89]. Eine Erwärmung ist auch am Geomatikum der Universität Hamburg durch eine entsprechende Erhöhung der maximalen Helligkeitstemperatur T_B des Messbereiches um 1 K in Abbildung 5.5b (links und rechts) erkennbar.

Abbildung 5.5c (rechts) zeigt die prozentuale Abweichung der spektralen Strahldichtevertelung vom spektralen Mittelwert über den gesamten Messbereich. Durch deren starke Variation im langwelligeren thermischen Spektralbereich wird die Inhomogenität der Bewölkung im Messbereich der späteren Messungen deutlich.

Abbildung 5.5d (rechts) gibt zusätzlich die Beziehung der Streuwinkel und der lokalen Maxima in der spektralen Strahldichtevertelung wieder. So ist in der untersten Abbildung auffällig, dass die Streuwinkel der lokalen Maxima meist unabhängig von der Wellenlänge sind. Dies ist ein zusätzliches Indiz für eine vorliegende Inhomogenität von Wolken im Messbereich.

5.3 Messergebnisse

Zwischen dem 22.06.2005 und dem 13.04.2007 wurde mit OASIS eine Vielzahl von Messungen der spektralen Strahldichtevertelungen entlang des Almukantars und des Meridians der Sonne durchgeführt. Ein Auszug aus dem Messprotokoll der Almukantar- und Meridianmessungen, jeweils mit Sonnendurchgang in der Verlängerung des Messbereiches, ist in Anhang B dieser Arbeit zu finden. Daraus geht hervor, dass in den 802 Messzyklen entlang des Almukantars der Sonne bei homogener Cirrusbewölkung im Messbereich lediglich 29 22° -Halos bzw. 22° -Nebensonnen in der spektralen Strahldichtevertelung entdeckt werden konnten. In den 264 Meridian-Messzyklen sogar kein einziger. Vier dieser Messungen (drei im Almukantar und eine im Meridian) werden hier stellvertretend näher vorgestellt. Die Reihenfolge entspricht dabei dem noch aufzubauenden Verständnis von Halobeobachtungen im solaren Infrarot und nicht dem Datum.

Die spektrale Strahldichte im thermischen Infrarot ist für die optischen Phänomene, die aus Streuung solarer Strahlung entstehen, vernachlässigbar. Bei Streuwinkeln $\Theta_s \gtrsim 5^\circ$ kann der messbare solare Einfluss auf die spektrale Strahldichte bis zu Wellenlängen $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$ reichen. Deshalb wird die prozentuale Abweichung der spektralen Strahldichtevertelung von der mittleren spektralen Strahldichte nur noch für Wellenlängen $\lambda \leq 5 \mu\text{m}$ in den Abbildungen dargestellt. Da es sich nach dem Homogenitätskriterium (siehe Abschnitt 5.2.2) um relativ homogene Bewölkung im Messbereich handelt, wird dadurch auch nur eine zu vernachlässigende Anzahl lokaler Maxima aus der Betrachtung ausgeschlossen.

5.3.1 Almukantar-Messung vom 11. Oktober 2006

Am 11. Oktober 2006 zog eine Warmfront auf Hamburg zu, die sich am Vormittag mit 8/8-Cirrostratusbedeckung und sich verbreiternden Kondensstreifen bemerkbar machte. Die Luft war diesig und die Himmelsstrahlung sehr diffus und hell, sodass eine Beobachtung von Halos mit bloßem Auge⁹ nicht möglich war. Da die Dachkamera bereits wieder in einem anderen Projekt eingebunden war, existieren hierfür leider keine Fotos. Im Zeitraum 08:24 UTC bis 08:52 UTC wurden drei hintereinander liegende Messungen der spektralen Strahldichteverteilung im Almukantar der Sonne $\Theta_0 \in [67.0^\circ, 69.5^\circ]$ durchgeführt. Die Streuwinkelauflösung der mit OASIS anvisierten Himmelspunkte im Messbereich $\Theta_s \in [14.8^\circ, 44.6^\circ]$ betrug 1.8° . Die jeweils darüber gemittelten spektralen Strahldichten und die prozentualen Abweichungen der Strahldichteverteilung von der mittleren spektralen Strahldichte sind in Abbildung 5.6 zu sehen.

Die Ausprägung der atmosphärischen Fenster im thermischen Infrarot in der mittleren spektralen Strahldichte des Messbereiches in Abbildung 5.6 (links) zeigt, ähnlich der des Homogenitätsbeispiels # 1 vom 1. August 2006 in Abbildung 5.5b (links), dass es sich hierbei um eine dünne und kalte Wolke handelte. Die in diesem Wellenlängenbereich etwas höher ausfallende spektrale Strahldichte als am 11. Oktober 2006 resultiert hauptsächlich daraus, dass bei einem höheren Zenitwinkel gemessen wurde und nicht unbedingt aus einer höheren optischen Dicke der Wolke und der Atmosphäre.¹⁰

Die prozentuale Abweichung der spektralen Strahldichteverteilung von der mittleren spektralen Strahldichte im Messbereich, welche in Abbildung 5.6 (rechts) dargestellt ist, bestätigt mit der geringen Streuwinkelabhängigkeit im thermischen Spektralbereich, dass die Bedeckung im Messbereich homogen war. Die einzelnen lokalen Maxima im Wellenlängenbereich $\lambda \in [4.2 \mu\text{m}, 4.4 \mu\text{m}]$ stammen hauptsächlich aus horizontal inhomogenen Dichteverteilung von Wasserdampf- und Kohlendioxid in der Atmosphäre. Die lokalen Maxima im solaren Spektralbereich deuten hingegen auf einen speziellen Zusammenhang von Streuwinkel und Wellenlänge hin. Ein Vergleich zu den rein mathematisch berechneten Streuwinkeln der 22° -Nebensonnen für den entsprechenden Sonnenzenitwinkel (siehe auch Abschnitt 2.2.2) zeigt eine gute Übereinstimmung im Wellenlängenbereich $\lambda \in [0.984 \mu\text{m}, 2.252 \mu\text{m}]$. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass es sich dennoch um den 22° -Halo handelt, da er zum einen bei horizontaler Orientierung der Eiskristalle in der horizontalen Ebene nach außen wandert [6], zum anderen auch in der Modellierung bereits bei etwas höheren Streuwinkeln lag. Die lokalen Maxima bei ($\lambda \approx 1.2 \mu\text{m}$, $\Theta_s \approx 37.2^\circ$) resultieren aus kleineren zeitlichen und räumlichen Inhomogenitäten von Wolke und Atmosphäre. Bei einer Erhöhung

⁹Im Gegensatz zu einer fotografischen Aufnahme oder einer Interferometermessung weist die Wahrnehmung des Auges eine logarithmische Empfindlichkeit auf. Somit ist es für einen Beobachter ohne weitere Hilfsmittel schwierig, Halos gegenüber einem hellen Hintergrund zu erkennen.

¹⁰Hierbei sei noch einmal erwähnt, dass nach Gleichung (3.11) die optische Dicke über den Zenit definiert wurde.

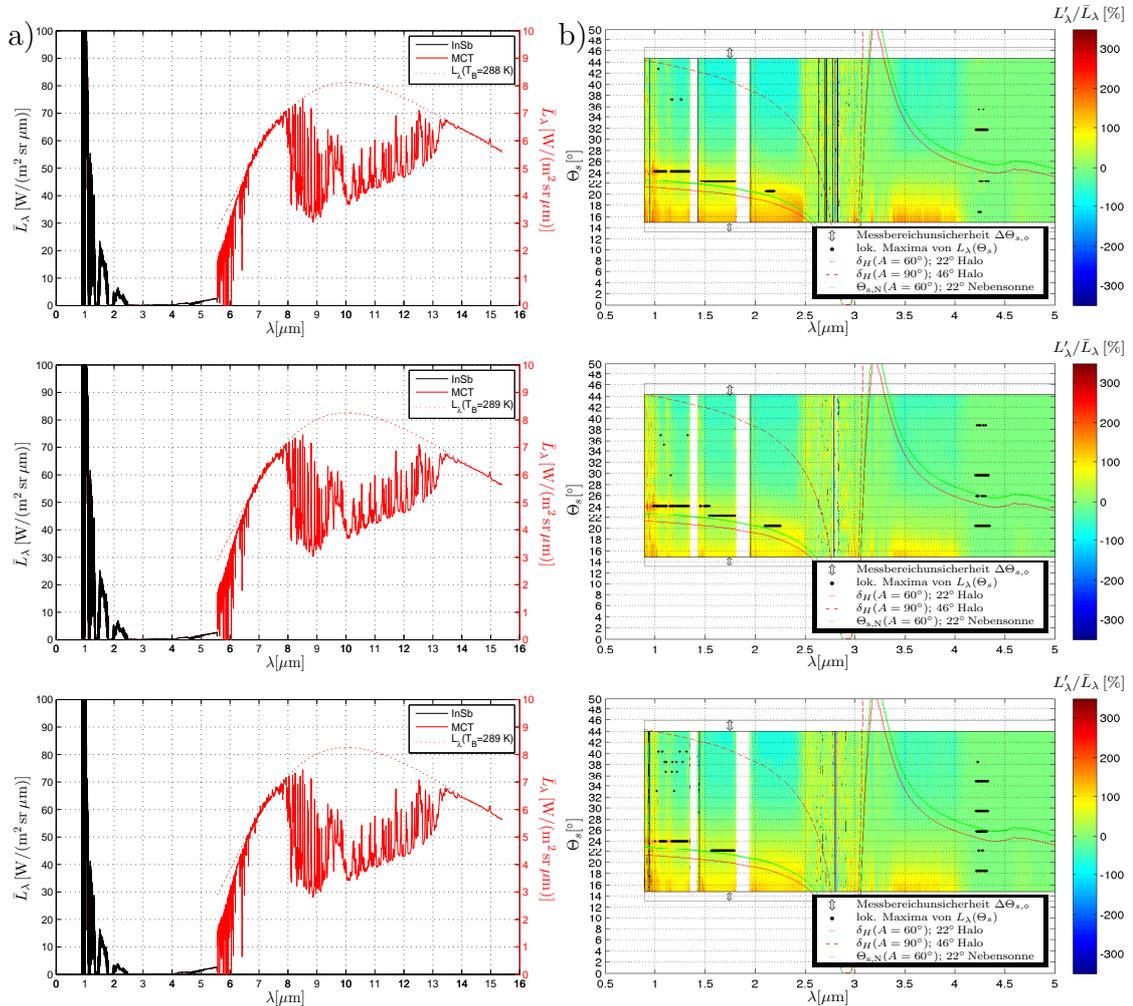


Abbildung 5.6: Ergebnisse von drei aufeinander folgenden Messungen der abwärts gerichteten spektralen Strahlverteilung vom 11. Oktober 2006 im Almukantar der Sonne $\Theta_0 \in [67.0^\circ, 69.5^\circ]$ mit einer Streuwinkelauflösung von 1.8° bei homogener Cirrusbedeckung.

Links dargestellt sind die mittleren abwärts gerichteten spektralen Strahlverteilungen $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ im jeweiligen Messbereich.

Rechts sind die dazugehörigen prozentualen Abweichungen der abwärts gerichteten spektralen Strahlverteilung $L'_\lambda(\lambda, \Theta_s)$ von der mittleren abwärts gerichteten spektralen Strahlverteilung $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ abgebildet. Zusätzlich ist die Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima mit dem spektralen Verlauf des 22° - und 46° -Halos und der 22° -Nebensonnen des entsprechenden Sonnenstandes wiedergegeben.

des erlaubten Rauschverhaltens im Homogenitätskriterium würden allerdings auch die lokalen Maxima der Halos aufgrund ihrer geringen Intensität unterdrückt.

Aus dem Vergleich der drei Messzyklen in Abbildungen 5.6 (rechts) untereinander können auch Rückschlüsse auf die zeitliche spektrale Änderung der lokalen Maxima der Halos gezogen werden. So nimmt die Höhe ξ dieser lokalen Maxima vom ersten zum zweiten Messzyklus zu und zum dritten Messzyklus wieder ab. Diese absolute Erhöhung bringt mit sich, dass auch kleinere einfache lokale Maxima, die eigentlich im Detektorrauschen untergehen, nun als echte lokale Maxima in Erscheinung treten. Da besonders die Höhe der lokalen Maxima für Wellenlängen mit relativ hoher optischer Dicke der Atmosphäre und im langwelligeren solaren Spektralbereich gering ausfällt, macht sich eine Intensivierung der Halos auch dort am stärksten bemerkbar. Des Weiteren kann daraus direkt abgeleitet werden, dass sehr wohl die Möglichkeit besteht, dass schwache Halos im sichtbaren Spektralbereich gerade noch gesehen bzw. auch gemessen werden können, aber nicht mehr im solaren Infrarot. Das bedeutet aber auch, dass von einem Ausbleiben der Halos im nahen Infrarot *nicht* auf deren Abwesenheit im sichtbaren Spektralbereich geschlossen werden kann.

5.3.2 Almukantar-Messung vom 18. Juni 2006

Am 18. Juni 2006 lag Hamburg am Rand eines kleinen Hochdruckgebietes. 12 UTC war der Himmel so mit Cirrostratus ($N = 7/8$) bedeckt, dass ein vollständiger 22° -Halo mit bloßem Auge beobachtet werden konnte. Auch die Fotos der Dachkamera (siehe Abbildung 5.7) zeigten eine optisch dicke Cirrusbewölkung (dicker als die im Homogenitätsbeispiel # 1, Abbildung 5.4, links) und einen leichten 22° -Halo auf. Von 11:53 UTC bis 12:09 UTC wurde auf einem Teilabschnitt des Almukantars ($\varphi_0 - \varphi_D$) $\in [16^\circ, 48^\circ]$ der Sonne $\Theta_0 \in [30.8^\circ, 31.5^\circ]$ die spektrale Strahldichte mit einer Streuwinkelauflösung der angefahrenen Messpunkte von $\Delta\Theta_s \approx 1.0^\circ$ gemessen. Die vereinzelt am Horizont auftretenden Cumuli humili ($N = 1/8$) reichten dabei nicht in den in Abbildung 5.7 **rot** hervorgehobenen Messbereich hinein.

Abbildung 5.8 (links) zeigt die mittlere spektrale Strahldichte. Die darin enthaltene starke Ausprägung des atmosphärischen Fensters bei $\lambda \in [8 \mu\text{m}, 14 \mu\text{m}]$, lässt darauf schließen, dass es sich um eine dünne und kalte Wolke im Messbereich gehandelt hat. Da die spektrale Strahldichte in diesem Spektralbereich trotz geringeren Zenitwinkel höher als bei am 11. Oktober 2006 ausfällt, handelt es sich am 18. Juni 2006 um einen entsprechend optisch dickeren Cirrus. Zusätzlich kann auch die hohe Feuchte in der Atmosphäre hierzu beigetragen haben.

Die prozentuale Abweichung der spektralen Strahldichteverteilung von der mittleren spektralen Strahldichte ist in Abbildung 5.8 (rechts) dargestellt. Die Streuwinkelabhängigkeit der diffusen solaren Strahlung reicht dabei deutlich bis in den thermischen Spektralbereich hinein. Da diese für Wellenlängen $\lambda > 5 \mu\text{m}$ (nicht dargestellt), und somit auch für die Wellenlängen des Homogenitätskriteriums wieder

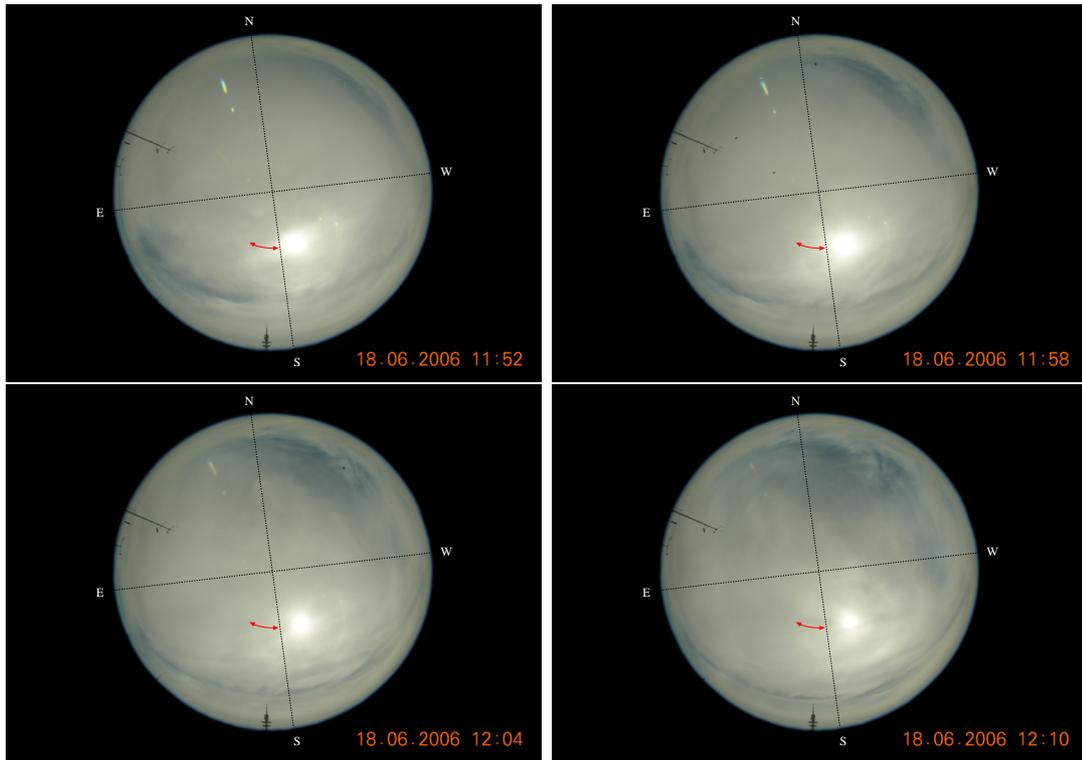


Abbildung 5.7: Die 180°-Aufnahmen zeigen den Himmel am 18. Juni 2006 während der in Abbildung 5.8 dargestellten Messung der spektralen Strahllichtverteilung im rot gekennzeichneten Messbereich. Standort der Kamera war ebenfalls das Geomatikum der Universität Hamburg.

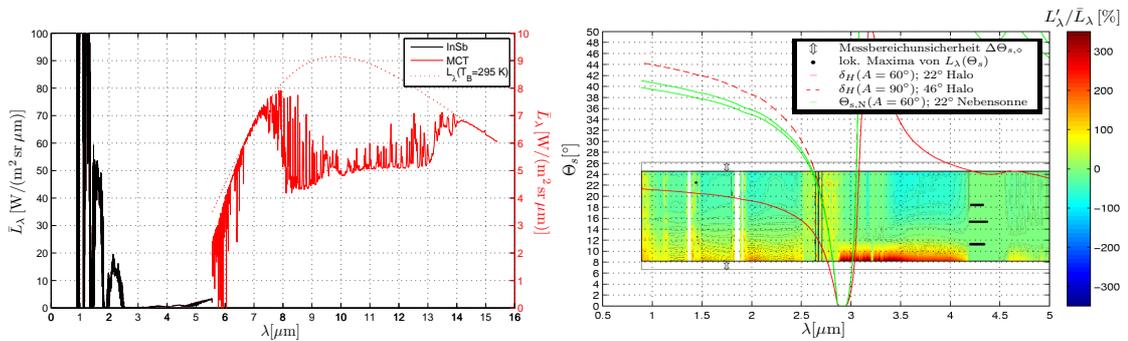


Abbildung 5.8: Messergebnisse der abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung vom 18. Juni 2006 im Almukantar der Sonne $\Theta_0 \in [30.8^\circ, 31.5^\circ]$ mit einer Streuwinkelauflösung von 1.0° bei homogener Cirrusbedeckung.

Links dargestellt ist die mittlere abwärts gerichtete spektrale Strahllichtverteilung $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ im Messbereich.

Rechts ist die dazugehörige prozentuale Abweichung der abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung $L'_\lambda(\lambda, \Theta_s)$ von der mittleren abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ abgebildet. Zusätzlich ist die Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima mit dem spektralen Verlauf des 22° - und 46° -Halos und der 22° -Nebensonne des entsprechenden Sonnenstandes wiedergegeben.

vernachlässigbar ist, kann die Wolke im Messbereich entsprechend als homogen eingestuft werden.

Für die Wellenlängen $\lambda \approx 4.2 \mu\text{m}$ und $\lambda \approx 5.1 \mu\text{m}$ existieren vereinzelte, scheinbar willkürlich über den Streuwinkel verteilte, lokale Maxima. Die spektrale Strahldichte in diesen Wellenlängen wird aber hauptsächlich vom Wasserdampf- und Kohlendioxid der Atmosphäre abgestrahlt [35, 72, 73], sodass die lokalen Maxima nur durch eine räumliche und zeitliche Inhomogenität der spektralen optischen Dicke dieser Gase hervorgerufen sein können und nicht durch Streuung solarer Strahlung oder Variabilität der optischen Dicke der Wolke.

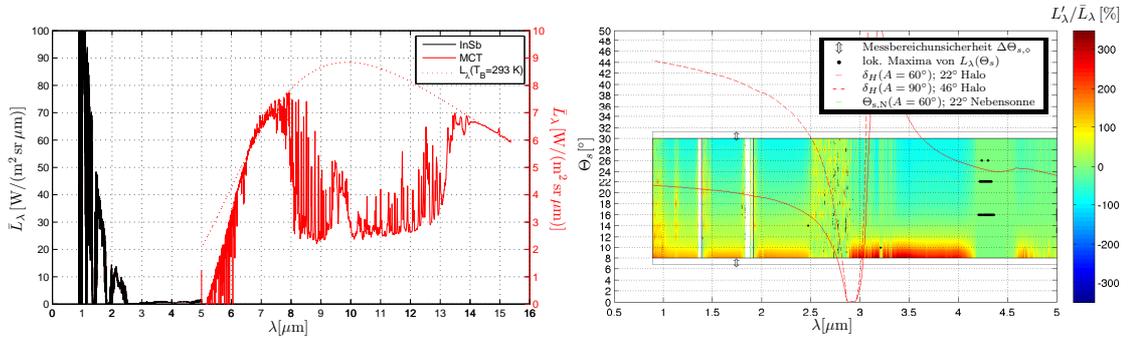
Aus dem kleinen Abschnitt lokaler Maxima für Wellenlängen $\lambda \approx 1.44 \mu\text{m}$ kann kein direkter Zusammenhang zwischen den Streuwinkeln der lokalen Maxima und der Wellenlänge abgeleitet werden. Zur Verdeutlichung sind über der spektralen Strahldichteverteilung die erwarteten wellenlängenabhängigen Streuwinkel des 22° - und 46° -Halos **rot** und die der 22° -Nebensonne **grün** eingezeichnet. Weshalb nun trotz Beobachtung kein 22° -Halo gemessen werden konnte, kann nicht eindeutig geklärt werden. Am wahrscheinlichsten ist dabei, dass die optische Dicke der Cirrusbewölkung bereits zu dick war, also über der optimalen optischen Dicke lag. Dadurch hätte die bereits relativ geringe Helligkeit des Halos im sichtbaren Spektralbereich und der starke Abfall der solaren spektralen Strahldichte zu höheren Wellenlängen hin dazu geführt, dass der Halo im solaren Infrarot im Detektorrauschen leicht untergehen konnte.

5.3.3 Almukantar- und Meridianmessung vom 13. April 2007

In der Beschreibung des Messablaufs in Abschnitt 5.2.1 wurde bereits angesprochen, dass eine Halomessung entlang des Meridians aufgrund unterschiedlicher Zenitwinkel und damit unterschiedlicher Transmissivitäten der Atmosphäre und der Wolke Probleme in der Vergleichbarkeit der Daten mit sich bringt. In keinem der 264 Meridianmessungen konnte ein Halo in der spektralen Strahldichteverteilung oder der daraus mit Hilfe von Gleichung (3.45) ermittelten Streufunktion \tilde{P} ausfindig gemacht werden (siehe auch Messprotokoll-Tabelle B.3 im Anhang dieser Arbeit). Deshalb werden nun zum Vergleich zwei Ergebnisse von Messungen im Almukantar und im Meridian der Sonne, die hintereinander durchgeführt wurden, vorgestellt.

Am 13. April 2007 lag Hamburg unter starkem Hochdruckeinfluss. Gegen 16 UTC war der Himmel mit Cirrus bedeckt und ein vollständiger 22° -Halo mit bloßem Auge sichtbar. Währenddessen wurden Messungen der spektralen Strahldichte entlang des Meridians oberhalb der Sonne mit einer Streuwinkelauflösung $\Delta\Theta_s = 2.0^\circ$ und entlang des Sonnenalmukantars $\Theta_0 \in [71.6^\circ, 72.3^\circ]$ mit $\Delta\Theta_s = 1.9^\circ$ im Wechsel durchgeführt. Abbildung 5.9 zeigt die Ergebnisse in Form der mittleren spektralen Strahldichte und der prozentualen Abweichung in der spektralen Strahldichteverteilung vom spektralen Mittelwert. Die horizontale Messung wurde dabei allerdings als inhomogen im Streuwinkelbereich bei $\Theta_s \approx 21^\circ$ identifiziert. Hingegen darf das Homogenitätskriterium

Meridian-Messung



Almukantar-Messung

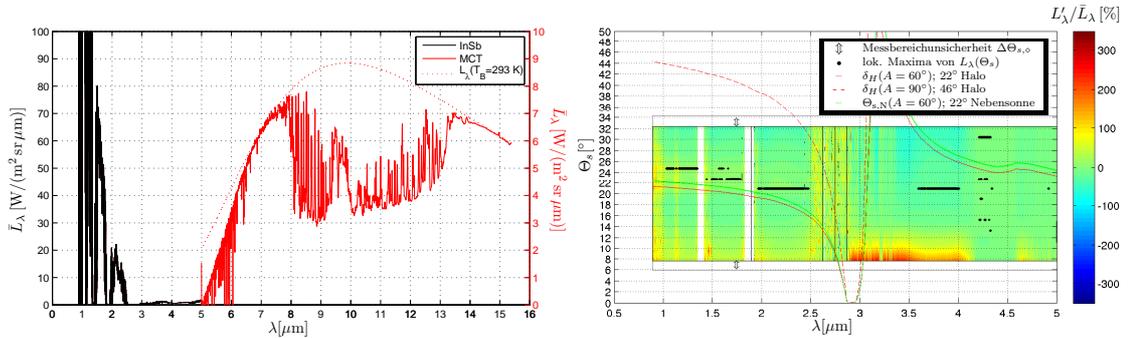


Abbildung 5.9: Messergebnisse der abwärts gerichteten spektralen Strahlverteilung vom 13. April 2007. Die oberen Abbildungen geben die Daten im Meridian der Sonne mit $\Theta_0 \in [71.6^\circ, 72.3^\circ]$ und einer Streuwinkelauflösung von 2.0° und die unteren die im Almukantar der Sonne mit einer Streuwinkelauflösung von 1.9° bei homogener Cirrusbedeckung wieder (außer im Streuwinkelbereich $\Theta_s \approx 21^\circ$).

Links dargestellt sind die mittleren abwärts gerichteten spektralen Strahlverteilungen $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ im Messbereich.

Rechts sind die dazugehörigen prozentualen Abweichungen der abwärts gerichteten spektralen Strahlverteilung $L'_\lambda(\lambda, \Theta_s)$ von der mittleren abwärts gerichteten spektralen Strahlverteilung $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ abgebildet. Zusätzlich ist die Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima mit dem spektralen Verlauf des 22° - und 46° -Halos und der 22° -Nebensonne des entsprechenden Sonnenstandes wiedergegeben.

(siehe Abschnitt 5.2.2) für die Messung entlang des Meridians, aus bereits genannten Gründen, nicht angewandt werden.

Die mittleren spektralen Strahldichten in Abbildung 5.9 (links oben *und* unten) enthalten, wie bereits in den anderen angesprochenen Fällen, eine starke Ausprägung des atmosphärischen Fensters bei $\lambda \in [8 \mu\text{m}, 14 \mu\text{m}]$. Es handelte sich somit um eine dünne und kalte Wolke in den Messbereichen. Da die Strahlungstemperatur T_B für Wellenlängen im thermischen Spektralbereich und optisch dicker Atmosphäre vom Zenitwinkel der Messung unabhängig ist, unterscheiden sich bei diesen Wellenlängen auch nicht die mittleren spektralen Strahldichten der zwei verschiedenen Messbereiche bzw. Messzyklen. Für Wellenlängen mit geringer optischer Dicke von Wolke und Atmosphäre, wie in den atmosphärischen Fenstern, führen die höheren Zenitwinkel und damit auch geringeren Wegdicken zu einer verminderten spektralen Strahldichte im thermischen Spektralbereich und einer höheren im solaren Spektralbereich.

Die lokalen Maxima in der horizontalen spektralen Strahldichtevertelung in Abbildung 5.9 (rechts unten) können in drei Bereiche unterteilt werden. Zum einen ist da wieder der Spektralbereich $\lambda \in [4.2 \mu\text{m}, 4.4 \mu\text{m}]$, welcher durch eine zeitliche und räumliche Inhomogenität von Kohlendioxid in der Atmosphäre geprägt ist (vergleiche hierzu Abschnitt 5.3.1 und 5.3.2). Dann deutet die Wellenlängenunabhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima im Streuwinkelbereich bei $\Theta_s \approx 21^\circ$ auf eine Inhomogenität in der Cirrusbedeckung des entsprechenden Abschnittes des Messbereiches hin. Und letztlich ist dann auch noch der Spektralbereich $\lambda \in [1.031 \mu\text{m}, \sim 2 \mu\text{m}]$ mit der Abhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima von der Wellenlänge zu nennen, die in etwa parallel zu denen der Minimalablenkung am 60° -Prisma bzw. auch zu der der 22° -Nebensonnen verläuft. Obwohl die vorhergesagte Kurve nicht in der Streuwinkelunsicherheit der Messung¹¹ liegt, kann aufgrund der Ähnlichkeit davon ausgegangen werden, dass es sich hierbei dennoch um ein Halophänomen handelt, welches allerdings von einer Inhomogenität im Cirrus überlagert ist. So kann dies beispielsweise ein elliptischer Halo sein, der aufgrund einer horizontaleren Ausrichtung der Eiskristalle in der Horizontalen breiter ausfällt (siehe auch Abschnitt 2.2 und Ref. [6]).

In Abbildung 5.9 (rechts oben) von der Meridian-Messreihe, die ca. 11 Minuten vorher durchgeführt wurde, und auch in der Messung danach (nicht dargestellt) war keine Ähnlichkeit zwischen der ebenfalls gekennzeichneten Minimalablenkung am Prisma und den Streuwinkeln der lokalen Maxima festzustellen. Dabei besteht die Möglichkeit, dass die lokalen Maxima in der Variation der optischen Wegdicke der Wolke und der Atmosphäre untergegangen sind. Da auch in der Streufunktion Informationen über die Streupartikelform und -orientierung enthalten sind, bietet es sich hier nun an, die (unnormierte) Streufunktion \tilde{P} zu betrachten, die mit Hilfe der Gleichung (3.45) aus

¹¹Die Streuwinkelunsicherheit der einzelnen lokalen Maxima setzt sich aus dem Öffnungswinkel von OASIS und der Anfahrungsunsicherheit eines bestimmten Punktes am Himmel zusammen (siehe auch Abschnitt 5.1.4).

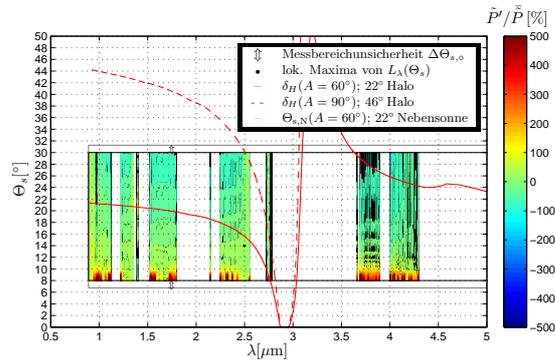


Abbildung 5.10: Dargestellt ist die Wellenlängenabhängigkeit der prozentuale Abweichung der Streufunktion \tilde{P} von deren spektralem Mittelwert im Messbereich für Wellenlängen, in denen die Atmosphäre optisch dünn ist ($\tau_{\text{Atm}} < 1$). Die Streufunktion \tilde{P} wurde aus der am 13. April 2007 gemessenen abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilung im Sonnenmeridian (siehe auch Abbildung 5.9) mit Hilfe von Gleichung (3.45) berechnet.

der spektralen Strahldichteverteilung ermittelt werden kann. Entsprechend der Randbedingungen, die zu dieser Approximation führten, ist dies nur für die Wellenlängen möglich, in denen die Atmosphäre und die Wolke optisch dünn sind ($\tau_{\text{Atm}}, \tau_{\text{Ci}} < 1$). Da der Normierungsfaktor \tilde{C} der Streufunktion \tilde{P} nicht bekannt ist, wurde in Abbildung 5.10 entsprechend die prozentuale Abweichung der Streufunktion von deren Mittelwert dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Zunahme der Streuwahrscheinlichkeit zur Vorwärtsstreuung hin. Lediglich bei $\lambda \approx 2.5 \mu\text{m}$ weist die Verteilung lokale Maxima auf, die aber auf keinen Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Wellenlänge, geschweige denn auf einer Ähnlichkeit zu Halos schließen lässt.

5.4 Vergleich von Messung und Modellierung

In den Ergebnissen der modellierten abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilungen in Kapitel 4 wurde besonders auf den Einfluss von optischer Dicke und Orientierung der Eissäulen auf die Sichtbarkeit von den drei häufig zu beobachtenden Halos [8], 22°-Halo, seinen Nebensonnen und 46°-Halo, eingegangen. Aus einem Vergleich dieser Daten mit denen der Messung besteht nun die Möglichkeit, verschiedene Wolkenparameter ableiten zu können. Dies wird nun am Beispiel der Alukantar-Messung vom 11. Oktober 2006 und der Meridian-Messung vom 13. April 2007 durchgeführt.

Die Abbildungen 5.11 und 5.12 zeigen die spektralen Strahldichteverteilungen der in Abschnitt 5.3 bereits vorgestellten Messungen im direkten Vergleich zu denen der Modellierung beim Sonnenstand, der bei den Messungen vorherrschte, für die Wellenlängen $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ und $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$. Die Gegenüberstellung für die ande-

ren vier Wellenlängen ist in Anhang C zu finden. Für die Modellierung des Strahlungstransports durch die Atmosphäre wurde die optische Dicke τ_{Atm} im Bereich der Wasserdampfkontinuumsabsorption dem entsprechenden Messzeitraum durch Variation der Luftfeuchte und Temperatur (2 m Höhe) gegenüber der Standardsommeratmosphäre der mittleren Breiten angepasst [71, 89, 90]. Die Streuwinkelunsicherheit der einzelnen Messungen der abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertelung liegt bei $\Delta\Theta_{s,\diamond} \approx 1.8^\circ$ und diejenige der einzelnen Messpunkte zueinander nach Gleichung (5.16) bei $\Delta\tilde{\Theta}_s \approx 0.01^\circ$. Der Übersicht halber sind beide in den Abbildungen nicht mit angegeben.

Die spektrale Strahldichte der Almkantar-Messung vom 11. Oktober 2006 in Abbildung 5.11 zeigt noch einmal deutlich die mittlere Abnahme der gemessenen spektralen Strahldichte zu höheren Streuwinkeln im solaren, als auch im thermischen Spektralbereich. Dabei sind die Ergebnisse der Messung gegenüber denen der Modellierung bei einer vollkommen horizontal und vertikal homogenen Wolke und Atmosphäre erstaunlich rauscharm.¹²

Durch einen genaueren Vergleich der Messergebnisse mit denen der Modellierung in Abbildungen 5.11 (links oben und unten) ist erkennbar, dass der 22° -Halo im solaren Spektralbereich nur durch die modellierte spektrale Strahldichte bei *willkürlicher* Eissäulenorientierung bei annähernd demselben Streuwinkel wiedergegeben wird. Auch wenn dabei der gemessene 22° -Halo gegenüber dem Minimalablenkungswinkel δ_{H} leicht zu höheren Streuwinkeln verschoben ist, kann für den Messzeitraum eher von willkürlich als von horizontal orientierten Eissäulen ausgegangen werden. Da hierbei der Verlauf der gemessenen spektralen Strahldichte am besten mit den Modellergebnissen bei optischen Dicken des Cirrus zwischen 0.1 und 0.2 übereinstimmt, kann die optische Dicke des Cirrus entsprechend mit $\tau_{\text{Ci}}(\lambda = 1.2449 \mu\text{m}) \approx 0.15$ abgeschätzt werden. Dieses Verfahren kann in allen Wellenlängen mit hoher solarer Transmissivität durch Atmosphäre und Wolke angewandt werden.

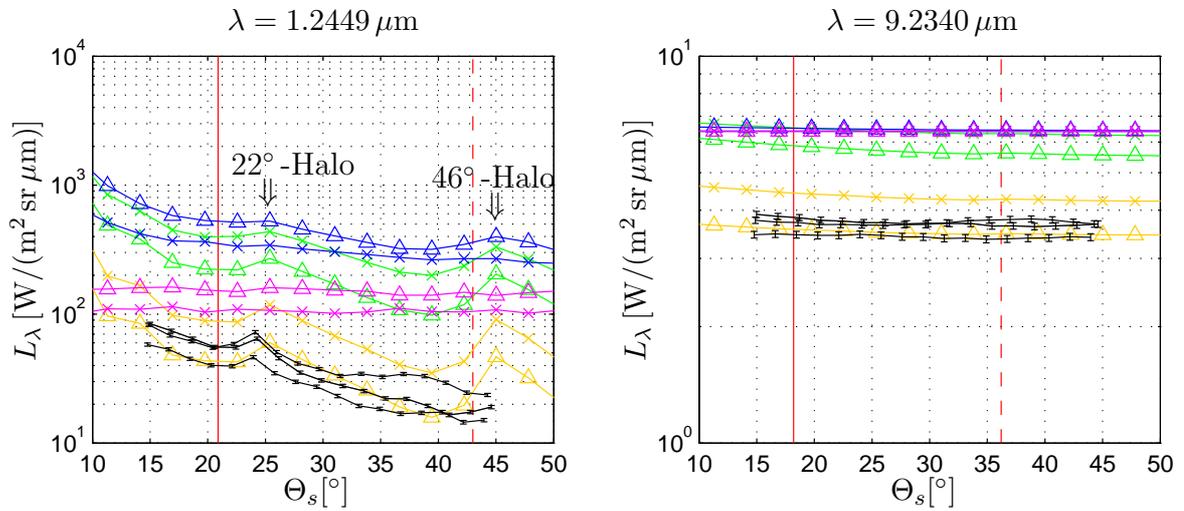
In Abbildung 5.11 (rechts) ist der solare Anteil im Spektralbereich des thermischen Infrarots vernachlässigbar gering, sodass in horizontaler Richtung, also bei konstanter optischer Dicke, kaum eine Streuwinkelabhängigkeit in den Modell- und Messergebnissen der abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertelung existiert.¹³ In diesem Spektralbereich der Wasserdampfkontinuumsabsorption ist die spektrale Strahldichtevertelung somit stärker vom Feuchteprofil und der Temperatur der Atmosphäre abhängig als von der optischen Dicke einer dünnen Cirruswolke. Die beste Übereinstimmung zwischen Modell- und Messergebnissen besteht dabei für $\tau_{\text{Ci}}(\lambda = 9.2340 \mu\text{m}) \approx 0.15$. Da das Feuchteprofil aus der MODTRAN-Rechnung [90]

¹²Lediglich bei sehr kleinen Wellenlängen (siehe Abbildungen in Anhang C) ist ein hohes Rauschen in der gemessenen spektralen Strahldichtevertelung vorhanden, welches aus einem hohen Imaginärteil des Interferogramms während der Eichung der kleineren Ulbrichtkugel LN3 resultiert (siehe Abschnitt 5.1.3).

¹³Dies wurde bereits in der Erstellung eines Homogenitätskriteriums in Abschnitt 5.2.2 ausgenutzt.

Sonnenalmukantar

(Willkürliche Orientierung, $\Theta_{\text{tilt}} = 90^\circ$)



Messung:	I	(11.10.2006)
Modellierung:	—	$\delta_H(A = 60^\circ)$
	- - -	$\delta_H(A = 90^\circ)$
	\triangle	$\tau_{Ci} = 0.1$
	\times	$\tau_{Ci} = 0.2$
	\triangle	$\tau_{Ci} = 0.5$
	\times	$\tau_{Ci} = 1.0$
	\triangle	$\tau_{Ci} = 2.0$
	\times	$\tau_{Ci} = 4.0$
	\triangle	$\tau_{Ci} = 8.0$
	\times	$\tau_{Ci} = 12.0$

(Horizontale Orientierung, $\Theta_{\text{tilt}} = 0^\circ$)

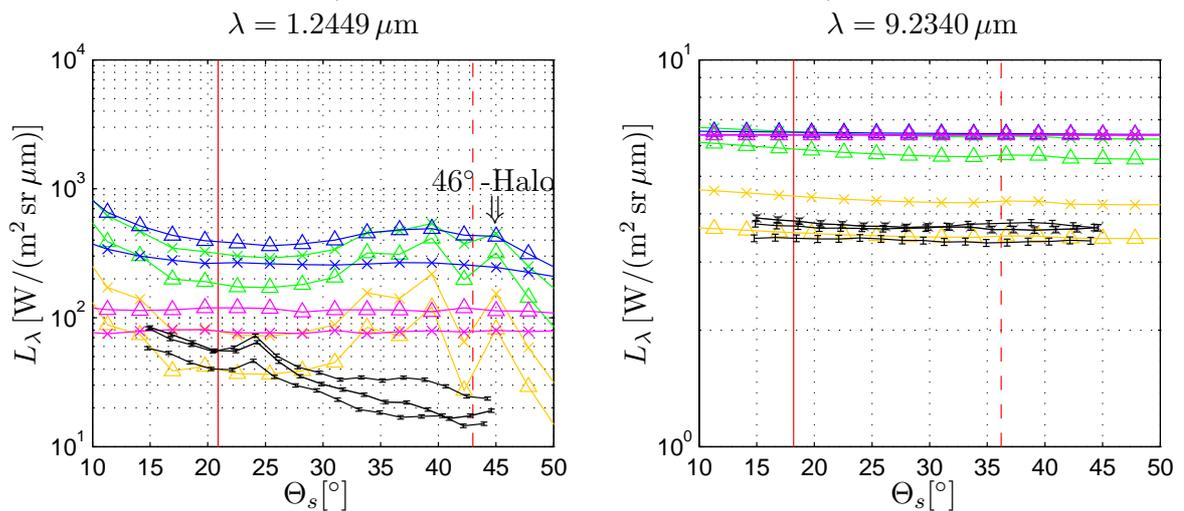


Abbildung 5.11: Gegenüberstellung der gemessenen abwärts gerichteten spektralen Strahl-dichteverteilung im *Almukantar* der Sonne vom 11. Oktober 2006 ($\Theta = \Theta_0 \in [67.0^\circ, 69.5^\circ]$) und der modellierten ($\Theta_0 = 70.0^\circ$) bei verschiedener Eissäulenorientierung (siehe Abschnitt 4.2.2), jeweils für die Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ und $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$.

Sonnenmeridian

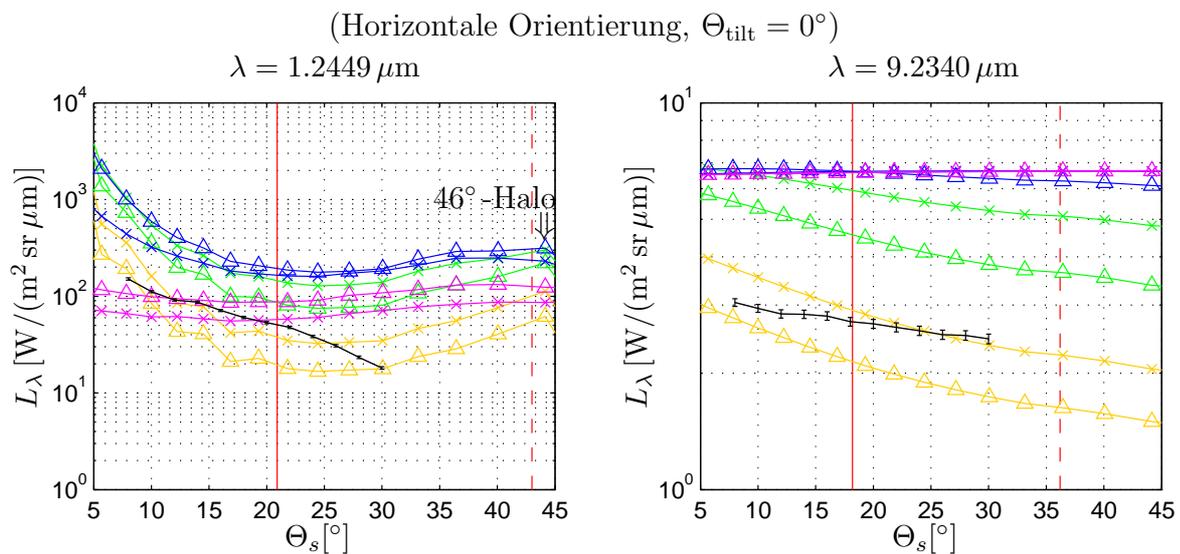
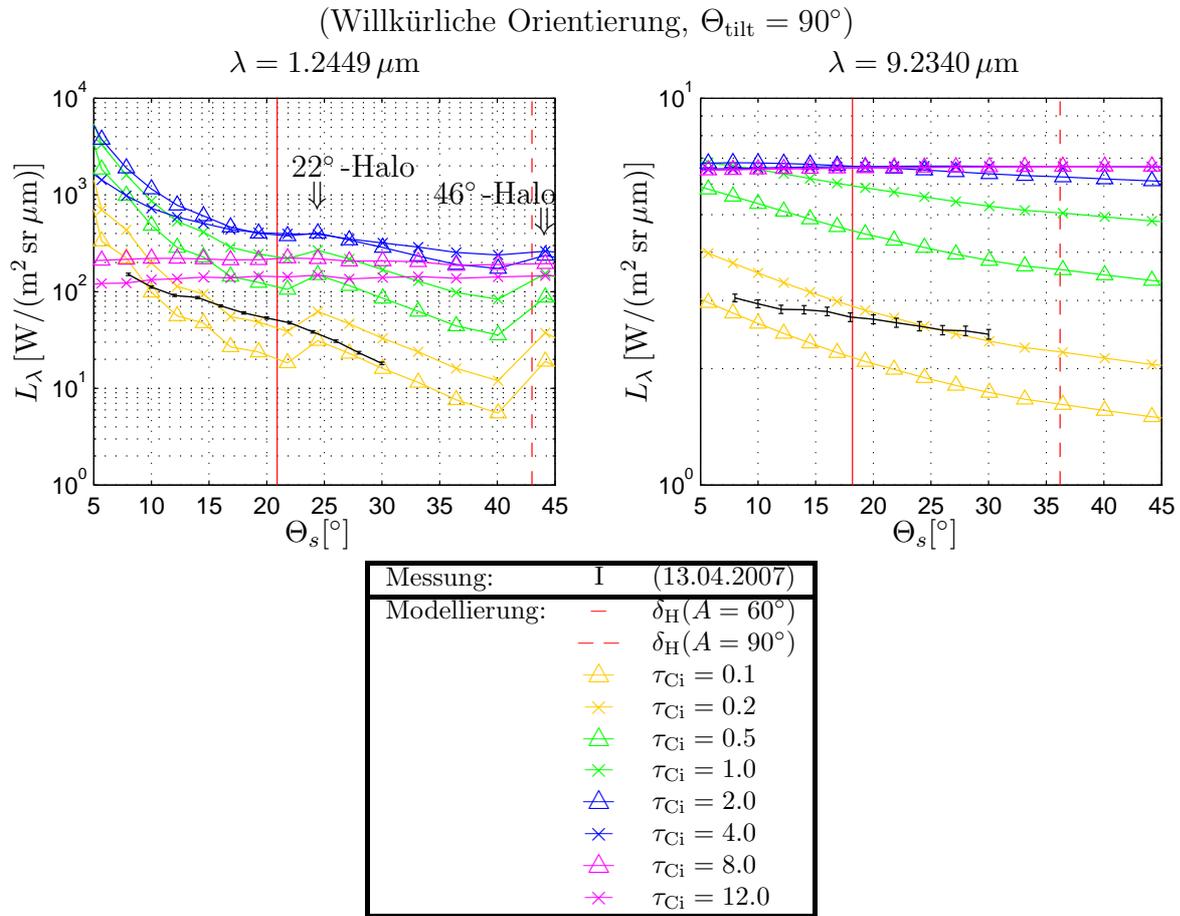


Abbildung 5.12: Gegenüberstellung der gemessenen abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung im oberen *Meridian* der Sonne vom 13. April 2007 ($\Theta_{\text{D}} = \Theta_0 \in [71.6^\circ, 72.3^\circ]$) und der modellierten ($\Theta_0 = 70.0^\circ$) bei verschiedener Eissäulenorientierung (siehe Abschnitt 4.2.2), jeweils für die Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ und $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$.

aber lediglich eine grobe Näherung darstellt, ist die Ausnutzung des spektralen Zusammenhangs der optischen Dicken bei Cirruswolken nach Tabelle 4.1 hierfür eher zu empfehlen:

$$\tau_{\text{Ci}}(\lambda = 9.2340 \mu\text{m}) \approx \frac{2.0}{1.0} \tau_{\text{Ci}}(\lambda = 1.2449 \mu\text{m}) \approx 0.3. \quad (5.18)$$

Die gemessene spektrale Strahldichte entlang des oberen Abschnittes des Sonnenmeridians in Abbildung 5.12 wird durch keine der Modellergebnisse ausreichend repräsentiert, weder durch Variation der Orientierung der Eiskristalle noch durch die der optischen Dicke des Cirrus. Somit können auch keine weiteren Aussagen über die Mikro- und Makrophysik der Cirruswolke anhand eines Vergleiches für den 13. April 2007 und den entsprechenden Messbereich getroffen werden.

Allgemein lässt sich somit sagen, dass, wenn 22° -Halos als lokale Maxima in der spektralen Strahldichte gemessen werden, auch hexagonale Eisteilchen vorhanden sein müssen. Die Abwesenheit von Halos kann hingegen aber auch durch eine zu hohe optische Dicke des Cirrus hervorgerufen sein und nicht nur durch andere dominierende Eiskristallformen, wie beispielsweise hohle Eissäulen oder Schneesterne (siehe auch Abschnitt 2.1).

6 Periodisches optisches Phänomen

Während der Halo-Messungen im Zeitraum 22.06.2005 bis 13.04.2007 wurde in den abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilungen im Almukantar und Meridian der Sonne ein weiteres Phänomen entdeckt. Dessen annähernd periodische Anordnung der Streuwinkel der lokalen Maxima über einen größeren Wellenlängenbereich sieht denen der Coronen (siehe Abschnitt 3.2.2 und 3.2.3) sehr ähnlich. Die Messungen hierzu werden in Abschnitt 6.1 vorgestellt. Verschiedene Streuansätze als mögliche Ursachen dieses optischen Phänomens werden in Abschnitt 6.2 diskutiert.

6.1 Messergebnisse

In diesem Abschnitt werden u. a. die zwei intensivsten Fälle von Messungen des periodischen optischen Phänomens in Messbereichen betrachtet, die nach dem Homogenitätskriterium als homogen gelten. Leider stand in diesen Zeiträumen die Dachkamera nicht zur Verfügung. Um sich dennoch ein Bild von der Wolkenbedeckungssituation, die in den meisten Fällen einer Messung mit periodischen optischen Phänomen vorherrschte, machen zu können, wird zusätzlich eine Messung *mit* Kamerabildern vorgestellt.

6.1.1 Almukantar-Messung vom 3. Mai 2006

Anfang Mai 2006 beeinflusste ein Hoch über der Ukraine das Wetter über Mitteleuropa und bescherte Hamburg am 3. Mai viele Sonnenstunden, die aber mit einer sehr dünnen und homogenen Cirrostratusbedeckung verbunden waren. Im Laufe des Tages wurden dementsprechend viele Messungen der spektralen Strahldichteverteilung durchgeführt. Die Ergebnisse derjenigen von 10 UTC, mit dem Messbereich im Almukantar der Sonne, $\Theta_D = \Theta_0 \in [40.0^\circ, 41.1^\circ]$ und $(\varphi_0 - \varphi_D) \in [15.0^\circ, 32.0^\circ]$, der den Streuwinkelbereich $\Theta_s \in [9.9^\circ, 20.4^\circ]$ abdeckte, sind in der Abbildung 6.1 zu sehen.

Die über alle Messpunkte gemittelte spektrale Strahldichte in Abbildung 6.1 (links) zeigt ein sehr ausgeprägtes atmosphärisches Fenster im Spektralbereich $\lambda \in [8 \mu\text{m}, 14 \mu\text{m}]$. Somit gibt auch die gemessene spektrale Strahldichte wieder, dass der Cirrus im Messbereich sehr dünn und kalt war. Höchstwahrscheinlich wäre er deshalb auch

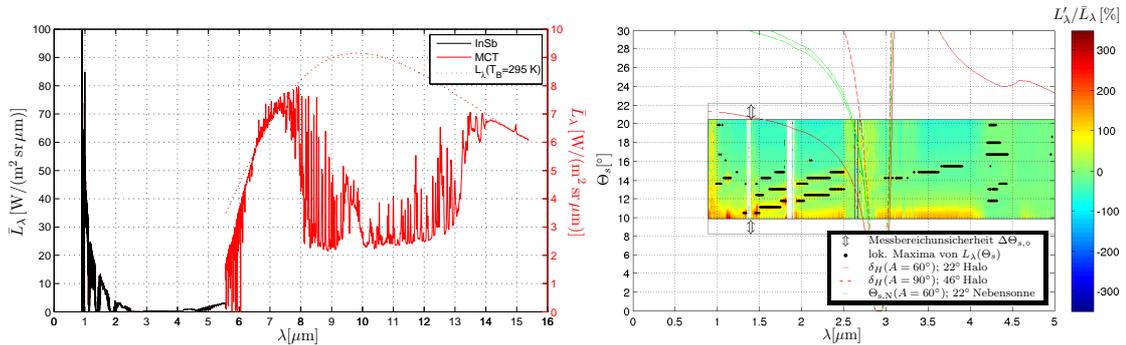


Abbildung 6.1: Messergebnisse einer abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung vom 3. Mai 2006 im Almukantar der Sonne $\Theta_0 \in [40.0^\circ, 41.1^\circ]$ mit einer Streuwinkelauflösung von 0.6° bei homogener Cirrusbewölkung.

Links dargestellt ist die mittlere abwärts gerichtete spektrale Strahllichtverteilung $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ im Messbereich.

Rechts ist die dazugehörige prozentuale Abweichung der abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung $L'_\lambda(\lambda, \Theta_s)$ von der mittleren abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ abgebildet. Zusätzlich ist die Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima mit dem spektralen Verlauf des 22° - und 46° -Halos und der 22° -Nebensonne des entsprechenden Sonnenstandes wiedergegeben.

mit Hilfe eines Wolkenkriteriums¹ [28, 29] unerkant geblieben.

In Abbildung 6.1 (rechts) ist die prozentuale Abweichung der spektralen Strahllichtverteilung vom Mittelwert dargestellt. Wie bereits bei den Halo-Messungen zu erkennen war, nimmt die spektrale Strahllichtverteilung im solaren Infrarot zu kleineren Streuwinkel hin zu. In diesem Fall ist der solare Einfluss bis zu Wellenlängen von $\lambda \approx 4.8 \mu\text{m}$ erkennbar. Im solaren Infrarot fallen dabei zwei Bereiche mit lokalen Maxima auf. Zum einen ist das der Spektralbereich $\lambda \in [4.2 \mu\text{m}, 4.4 \mu\text{m}]$, der durch starke Absorptionsbanden des Kohlendioxids beeinflusst ist und eine geringe Transmissivität der Atmosphäre aufweist (siehe auch Abbildung 3.9 zur Transmissivität der Atmosphäre). Diese lokalen Maxima sind somit hauptsächlich durch eine räumliche und zeitliche Inhomogenität des Kohlendioxids in der Atmosphäre entstanden. Zum anderen sind es die Muster, die die lokalen Maxima im solaren Infrarot bis hin zu $\lambda = 3.905 \mu\text{m}$ und im Streuwinkelbereich $\Theta_s \in [10^\circ, 16^\circ]$ bilden. Diese haben offensichtlich nichts mit der ebenfalls eingezeichneten Minimalablenkung an Prismen, wie beispielsweise den Streuwinkeln des 22° -Halos, gemein. Vielmehr ergeben sich vier scheinbar lineare Zusammenhänge zwischen den Streuwinkeln der lokalen Maxima und der Wellenlänge, die bei genauerer Betrachtung strahlenförmig von einem Punkt ausgehen. Da die Streu-

¹Diese Verfahren zur Unterscheidung von wolkenfreien und bedeckten Fällen sind so nur für Zenitmessungen der spektralen Strahllichtverteilung einsetzbar und können deshalb hier nicht angewandt werden.

winkelabstände zwischen den lokalen Maxima einer Wellenlänge annähernd konstant sind, kann von einem periodischen Phänomen gesprochen werden, ähnlich dem der Coronen (siehe Abschnitt 3.2.2 und 3.2.3).

6.1.2 Almukantar-Messung vom 4. Mai 2006

Das Hoch über der Ukraine hatte sich weiter verstärkt und der Cirrus blieb auch am 4. Mai 2006 homogen und sehr dünn. Aufgrund der hohen solaren Einstrahlung setzte frühzeitig Konvektion ein, sodass bereits gegen 10 UTC erste Cumuli humili am Hamburger Horizont erkennbar waren. Gegen 11 UTC wurde die in Abbildung 6.2 dargestellte Messung der spektralen Strahllichtverteilung entlang des Almukantars der Sonne, $\Theta_D = \Theta_0 \in [37.7^\circ, 38.1^\circ]$ und $(\varphi_0 - \varphi_D) \in [15.0^\circ, 32.0^\circ]$, was einem Streuwinkelbereich von $\Theta_s \in [9.2^\circ, 19.4^\circ]$ entspricht, durchgeführt.

Die in Abbildung 6.2 (links) dargestellte mittlere spektrale Strahllichte im Messbereich bestätigt mit den geringen Werten im atmosphärischen Fenster, dass es sich um eine dünne und kalte Bewölkung im Messbereich handelte. Aufgrund der geringen Winkelabhängigkeit der spektralen Strahllichtverteilung im thermischen Spektralbereich (nicht dargestellt) kann ausgeschlossen werden, dass die Cumuli, die eine zeitliche und räumliche Inhomogenität der Bedeckung mit sich brächten, vom Horizont in den Messbereich hineinreichten.

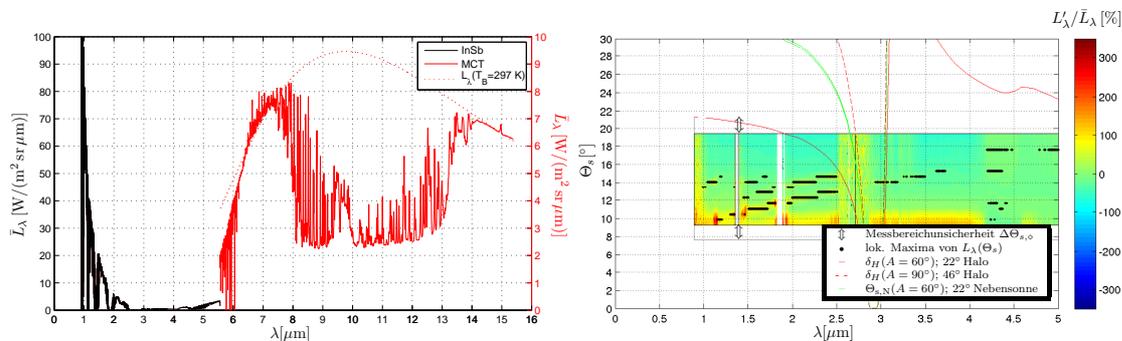


Abbildung 6.2: Messergebnisse einer abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung vom 4. Mai 2006 im Almukantar der Sonne $\Theta_0 \in [37.7^\circ, 38.1^\circ]$ mit einer Streuwinkelauflösung von 0.6° bei homogener Cirrusbewölkung.

Links dargestellt ist die mittlere abwärts gerichtete spektrale Strahllichte $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ im Messbereich.

Rechts ist die dazugehörige prozentuale Abweichung der abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung $L'_\lambda(\lambda, \Theta_s)$ von der mittleren abwärts gerichteten spektralen Strahllichte $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ abgebildet. Zusätzlich ist die Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima mit dem spektralen Verlauf des 22° - und 46° -Halos und der 22° -Nebensonnen des entsprechenden Sonnenstandes wiedergegeben.

Die lokalen Maxima, die in Abbildung 6.2 (rechts) mit der Abweichung der spektralen Strahldichteverteilung vom Mittelwert der spektralen Strahldichte dargestellt sind, weisen im Spektralbereich $\lambda \in [4.2 \mu\text{m}, 4.4 \mu\text{m}]$ wiederum auf eine Kohlendioxidinhomogenität der Atmosphäre hin. Ebenso sind im solaren Infrarot ähnliche vier Abhängigkeiten der Streuwinkel der lokalen Maxima von der Wellenlänge zu der des Vortages erkennbar. Diesmal sind sie noch stärker ausgeprägt und reichen bis an die bei $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$ beginnende Absorptionsbande des Wasserdampfes heran (siehe hierzu auch Abbildung 3.9). Eine explizite Trennung zwischen lokalen Streumaxima und Inhomogenitätsmaxima, also solche, die durch ein lokales Minimum von Wasserdampf entstanden, war nicht möglich.

6.1.3 Almukantar-Messung vom 3. Juli 2006

Anfang Juli 2006 lag ein Hoch über Osteuropa, dessen Einfluss auf die Hamburger Wetterverhältnisse sich aufgrund eines langsam von den Pyrenäen heranziehenden Zwischentiefs verringerte. Der 3. Juli 2006 war ein relativ warmer Tag, und, wie auf den Fotos der Dachkamera zu erkennen ist, auch ein sehr sonniger. Die morgendliche Inversion löste sich aber aufgrund der geringen Windgeschwindigkeit während des gesamten Tages nicht auf und es setzte keine wolkenbildende Konvektion ein. Der Himmel war lediglich mit einem sehr dünnen homogenen Cirrus und kurzlebigen Kondensstreifen bedeckt. Die Fotos in Abbildung 6.3, die während der Messung der spektralen Strahldichteverteilung aufgenommen wurden, zeigen, dass zum fraglichen Termin keine Kondensstreifen im **rot** gekennzeichneten Messbereich vorhanden waren. Das ist insofern wichtig, als dass die dünnen und kalten Kondensstreifen eine Inhomogenität der Streukörperdichte darstellen, sie aber aufgrund ihrer geringen emittierten spektralen Strahldichte kaum zur spektralen Strahldichte im thermischen Infrarot beitragen. D. h., dass das bisher angewandte Homogenitätskriterium die Kondensstreifen hätte möglicherweise nicht erkennen und die lokalen Maxima im solaren Spektralbereich somit fehlinterpretieren können.

Über den Tag wurden mehrere Messzyklen zur Bestimmung der spektralen Strahldichteverteilung im Almukantar der Sonne durchlaufen. Die in Abbildung 6.4 dargestellte Messung wurde kurz nach 11 UTC bei einem Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = \Theta_D \in [30.8^\circ, 30.9^\circ]$ mit $(\varphi_0 - \varphi_D) \in [16.0, 48.0]$ aufgenommen. Es wurde somit der Streuwinkelbereich $\Theta_s \in [8.2^\circ, 24.0^\circ]$ abgedeckt. Wie bereits bei den zuvor dargestellten Messungen, weist das stark ausgeprägte atmosphärische Fenster im Spektralbereich $\lambda \in [8 \mu\text{m}, 14 \mu\text{m}]$ in der mittleren spektralen Strahldichte des Messgebietes (siehe Abbildung 6.4 (links)) auf eine dünne und kalte Wolkenbedeckung hin. Die Fotos der Dachkamera und die Messergebnisse stimmen somit überein.

In der spektralen Strahldichteverteilung, welche in Abbildung 6.4 (rechts) als Abweichung vom spektralen Mittelwert des Messbereiches abgebildet ist, werden wiederum zwei verschiedene Merkmale der lokalen Maxima deutlich. Zum einen ist das die zeit-

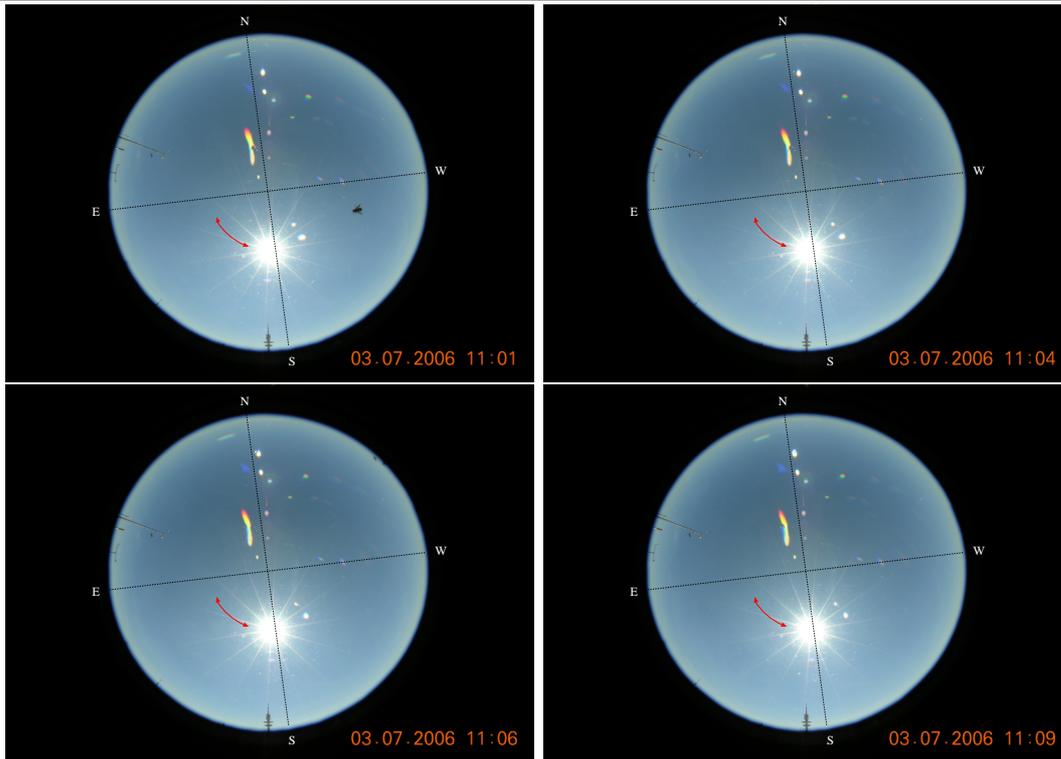


Abbildung 6.3: Die Aufnahmen des Himmels wurden am 3. Juli 2006 vom Dach des Geomatikums der Universität Hamburg zum selben Zeitpunkt der Messung der spektralen Strahllichtverteilung entlang der rot gekennzeichneten Linie, deren Ergebnisse in Abbildung 6.4 dargestellt sind, durchgeführt. Bei dem schwarzen Punkt im WSW des Fotos von 11:01 UTC handelt es sich lediglich um eine Fliege, die auf der Schutz-Kuppel über der Kameralinse saß. Auf die Messungen hat sie allerdings keinen Einfluss. Zusätzlich sind noch Abberationen durch die Kameralinse erkennbar.

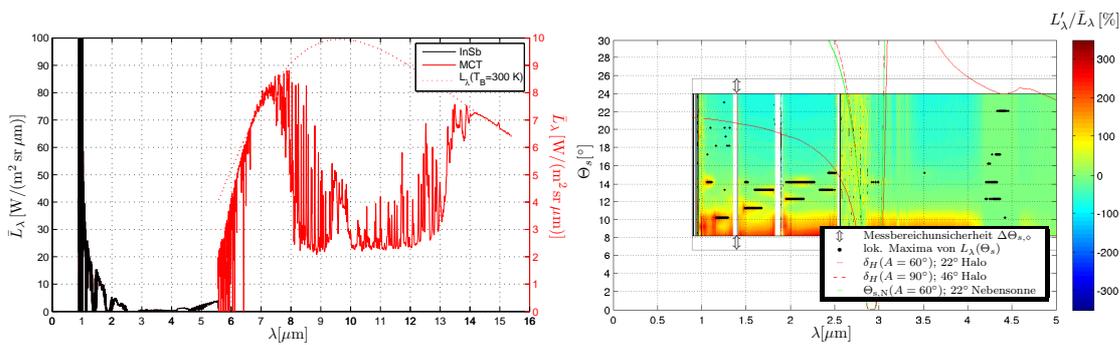


Abbildung 6.4: Messergebnisse einer abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung vom 3. Juli 2006 im Almukantar der Sonne $\Theta_s \in [30.8^\circ, 30.9^\circ]$ mit einer Streuwinkelauflösung von 1.0° bei homogener Cirrusbewölkung.

Links dargestellt ist die mittlere abwärts gerichtete spektrale Strahllichtverteilung $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ im Messbereich.

Rechts ist die dazugehörige prozentuale Abweichung der abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung $L'_\lambda(\lambda, \Theta_s)$ von der mittleren abwärts gerichteten spektralen Strahllichtverteilung $\bar{L}_\lambda(\lambda)$ abgebildet. Zusätzlich ist die Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima mit dem spektralen Verlauf des 22° - und 46° -Halos und der 22° -Nebensonne des entsprechenden Sonnenstandes wiedergegeben.

liche und räumliche Inhomogenität des Kohlendioxids durch die spektrale Strahldichte im Wellenlängenbereich $\lambda \in [4.2 \mu\text{m}, 4.4 \mu\text{m}]$ und zum anderen zwei lineare Zusammenhänge zwischen den lokalen Maxima und deren Streuwinkel, welche lediglich durch Absorptionsbanden der Atmosphäre unterbrochen werden. Die lokalen Maxima des coronenähnlichen periodischen optischen Phänomens reichen in diesem Messzyklus bis zu einer Wellenlängen von $\lambda = 3.511 \mu\text{m}$.

6.1.4 Gemeinsamkeiten der Messungen

In 214 von 489 Almukantar-Messungen der spektralen Strahldichteverteilung bei homogener Wolkenbedeckung und Atmosphäre (Messprotokoll in Anhang B) wurden bis zu vier lineare Zusammenhänge zwischen dem Streuwinkeln der lokalen Maxima und der Wellenlänge gefunden. Lediglich in den Wellenlängen, in denen die Atmosphäre optisch dick genug ist, wurde diese Wellenlängenabhängigkeit durch zu hohe Absorption der solaren Strahlung in der Atmosphäre unterbrochen. Da die Streuwinkelabstände zwischen den lokalen Maxima in der spektralen Strahldichteverteilung *einer* Wellenlänge annähernd konstant sind, kann dieses optische Phänomen als periodisch betrachtet werden. Der Streuwinkelbereich, in dem dieser Zusammenhang gemessen wurde, lag jeweils zwischen $\Theta_s = 9^\circ$ und $\Theta_s = 18^\circ$. Je nach Wetterbedingung war dieses periodische optische Phänomen dabei mehr oder weniger stark ausgeprägt. D. h., dass die lokalen Maxima einer Wellenlänge unterschiedlich intensiv waren und mehr oder weniger weit an den thermischen Spektralbereich heran- bzw. in ihn hineinreichten, maximal jedoch nur bis an die Wasserdampfabsorptionsbande bei $\lambda \in [5 \mu\text{m}, 8 \mu\text{m}]$.

Die Unterschiede der Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima lag zwischen den einzelnen Messungen innerhalb der Streuwinkelunsicherheit. Somit bietet es sich an, alle Fälle des periodischen optischen Phänomens von Almukantar-Messungen zusammen in Abbildung 6.5 zu betrachten. Hierbei sind deutlich die Kohlendioxid- und Wasserdampfabsorptionsbanden und die linearen Zusammenhänge zwischen den Streuwinkeln und der Wellenlänge der lokalen Maxima erkennbar. Letztere lassen sich zu vier linearen Regressionsgeraden zusammenfassen:

$$\begin{aligned} \Theta_s^R(1, \lambda) &= 8.0386^\circ + 2.0374 \frac{^\circ}{\mu\text{m}} \lambda, & \Theta_s^R(2, \lambda) &= 8.9985^\circ + 2.4854 \frac{^\circ}{\mu\text{m}} \lambda, \\ \Theta_s^R(3, \lambda) &= 8.5416^\circ + 3.7337 \frac{^\circ}{\mu\text{m}} \lambda, & \Theta_s^R(4, \lambda) &= 8.4484^\circ + 5.3600 \frac{^\circ}{\mu\text{m}} \lambda. \end{aligned}$$

Gewichtet mit der jeweils dazugehörigen Anzahl von Datenpunkten und Verlängerung der Regressionsgeraden über den Messbereich hinaus ergibt sich deren Schnittpunkt mit der ($\lambda = 0 \mu\text{m}$)-Ordinate bei $\Theta_s = 8.4^\circ \pm_{0.4}^{0.6^\circ}$ mit der zusätzlichen mittleren Streuwinkelunsicherheit der Messungen von ca. $\pm_{1.6}^{1.8^\circ}$. Allerdings deutet sich auch ein leichtes Abknicken der Graphen bei kleineren Wellenlängen zu kleineren Streuwinkeln hin an. Leider kann mit OASIS erst ab einer Wellenlänge $\lambda = 0.8894 \mu\text{m}$ gemessen werden, wobei bis $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ auch nur eine recht ungenaue Eichung aufgrund des hohen

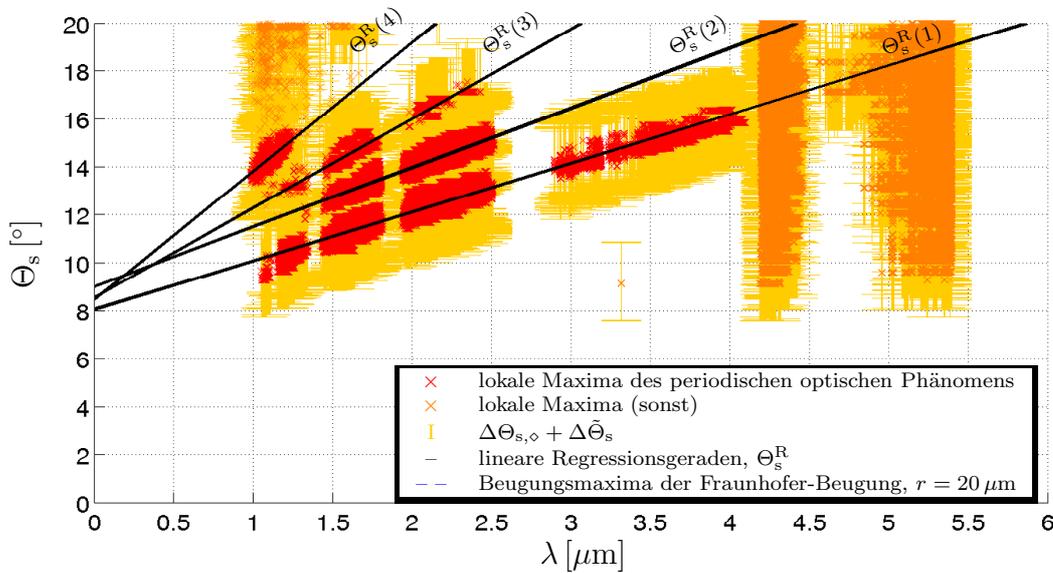


Abbildung 6.5: Dargestellt sind alle lokale Maxima der *Almukantar*-Messungen, bei denen der Messbereich homogen bedeckt war und ein periodisches optisches Phänomen in den abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilungen erkennbar war. Die Unsicherheit des Messbereiches $\Delta\Theta_{s,\phi}$ wurde direkt auf die lokalen Maxima projiziert und darf nicht mit der Unsicherheit der Messpunkte zueinander $\Delta\tilde{\Theta}_s$ verwechselt werden. Zusätzlich sind die vier Abhängigkeiten der Streuwinkel von der Wellenlänge als lineare Regressionen $\Theta_s^R(n)$ im Vergleich zu den Streuwinkeln der ersten vier Beugungsmaxima der Fraunhofer-Beugung an einer Lochblende des Radius $r = 20 \mu\text{m}$ angegeben.

Imaginärteils des Interferogramms möglich war (siehe Abschnitt 5.1.3). Somit kann über das eventuell vorhandene Abknicken ohne weitere Hilfsmittel, wie beispielsweise andere Detektoren, keine konkrete Aussage getroffen werden.

In Abbildung 6.6 sind alle Messungen zeitlich aufgetragen, sowohl die, bei denen das periodische optische Phänomen auftrat, als auch die, bei denen zwar alle Bedingungen (homogene Bedeckung und richtiger Streuwinkelbereich) hierfür erfüllt waren, aber es dennoch nicht gemessen wurde. Da das periodische optische Phänomen relativ spät in der gesamten Messphase entdeckt wurde, liegen hierzu eigentlich nur Messergebnisse *eines* vollständigen Beobachtungsjahres zur Verfügung. Somit ist keine statistisch signifikante saisonale Abhängigkeit des Vorkommens bestimmbar.

In den Meridianmessungen konnte das periodische optische Phänomen lediglich in 20 von 259 Messzyklen, davon allesamt vom 7. Februar 2007, ausfindig gemacht werden, und dann auch nur in der Streufunktion \tilde{P} , welche aus der spektralen Strahldichteverteilung mit Gleichung (3.45) gewonnen wurde. Die Messungen und die dabei vorherrschenden atmosphärischen Umstände sind im Anhang B dieser Arbeit proto-

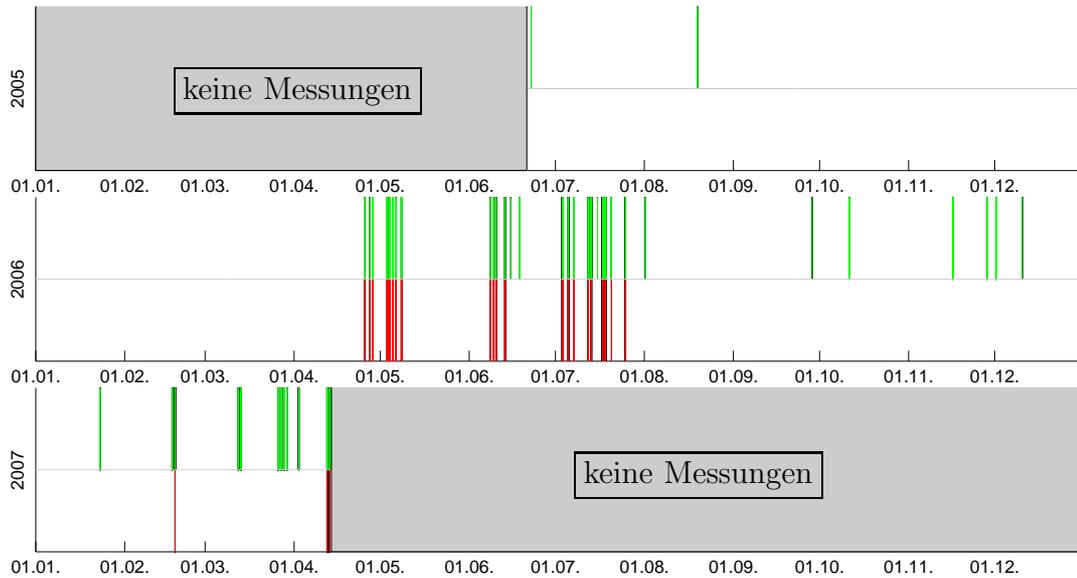


Abbildung 6.6: Dargestellt sind die Messtage, an denen Messungen der abwärts gerichteten spektralen Strahldichte zur Untersuchung des periodischen optischen Phänomens durchgeführt wurden. **Rot** (unten) gekennzeichnet sind die Tage, an denen das coronenähnliche optische Phänomen tatsächlich gemessen wurde, und **grün** (oben), in denen zwar homogene Bedingungen herrschten, aber diese Abhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima von der Wellenlänge nicht auftrat. Der dazugehörige Auszug aus dem Messprotokoll ist in den Tabellen B.1 und B.2 im Anhang B dieser Arbeit zu finden.

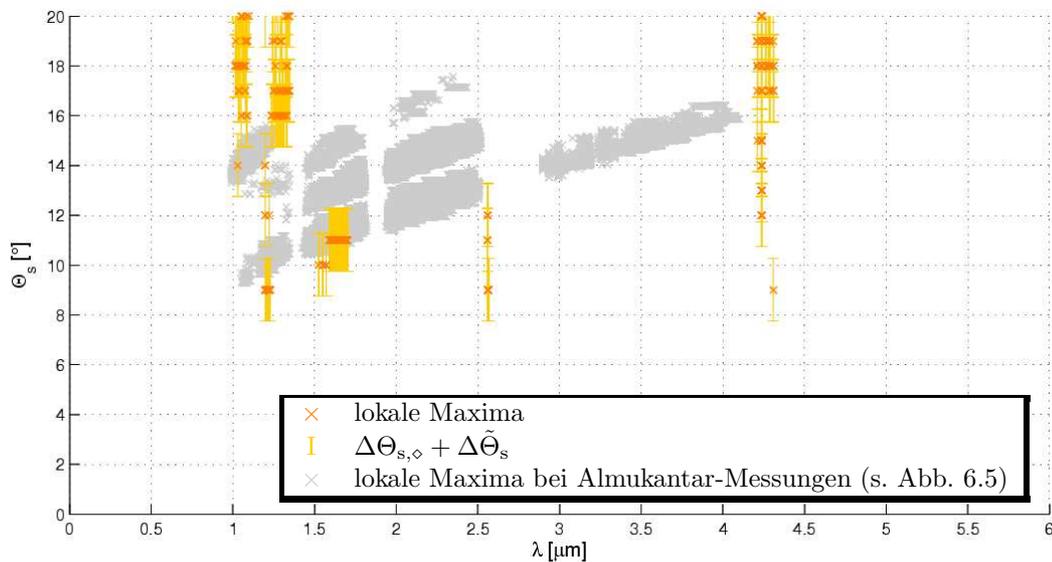


Abbildung 6.7: Abgebildet sind die lokalen Maxima in den Streufunktionen \tilde{P} der Messungen der abwärts gerichteten spektralen Strahldichte im oberen *Meridian*abschnitt der Sonne vom 7. Februar 2007. Die Unsicherheit des Messbereiches $\Delta\Theta_{s,\phi}$ wurde direkt auf die lokalen Maxima projiziert und darf nicht mit der Unsicherheit der Messpunkte zueinander, $\Delta\tilde{\Theta}_s$, verwechselt werden. Aufgrund der wenigen Datenpunkte zum periodischen optischen Phänomen ist eine Regression zur Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima nicht sinnvoll. Als Vergleich sind zusätzlich auch die lokalen Maxima der Almukantar-Messungen aus Abbildung 6.5 grau hinterlegt.

kolliert (siehe Tabelle B.3). In Abbildung 6.7 sind alle lokalen Maxima des periodischen optischen Phänomens, die im Sonnenmeridian gefunden wurden, zusammengetragen. Da die Streufunktion \tilde{P} nur für Wellenlängen mit optisch dünner Atmosphäre aussagekräftig ist und insgesamt zu wenig Fälle vorlagen, ist für Meridianmessungen kein Schnittpunkt mit der ($\lambda = 0 \mu\text{m}$)-Ordinate bestimmbar. Auch ein Vergleich zu den lokalen Maxima im Almukantar (in Abbildung 6.7 grau hinterlegt) gestaltet sich deshalb schwierig. Die Differenz der wenigen Datenpunkte liegt dabei innerhalb der Streuwinkelunsicherheit des jeweiligen Messbereiches.

6.2 Erklärungsansätze

Bevor die Streuung solarer Strahlung an Teilchen in der Atmosphäre als Erklärung für das periodische optische Phänomen herangezogen werden kann, werden zunächst in Abschnitt 6.2.1 Messfehler oder auch instrumentelle Störungen ausgeschlossen. Anschließend wird untersucht, ob dieses Phänomen mit Hilfe der geometrischen Optik (siehe Abschnitt 6.2.2), Beugung (siehe Abschnitt 6.2.3) oder Mie-Streuung (siehe Abschnitt 6.2.4) an Teilchen beschrieben werden kann.

6.2.1 Messfehler bzw. instrumentelle Störung

Da die Streuwinkel des Phänomens aller Messungen annähernd gleich sind, ist das gemessene periodische optische Phänomen offenbar nicht von der Sonnenposition (Θ_0, φ_0) abhängig. Somit scheidet die Streuung an den Blitzableitern (siehe Abbildung 5.1, links unten) oder an der Kuppelöffnung als Ursache aus. Ebenso kann weitestgehend ausgeschlossen werden, dass es sich lediglich um ein Artefakt des Messsystems OASIS handelt. Aus phänomenologischer Sicht sei hierbei zu nennen, dass das periodische optische Phänomen nicht an allen Tagen mit ähnlichen Wetterbedingungen in der spektralen Strahldichtevertellung gefunden wurde. Zum anderen kann die Beugung gespiegelter direkter solarer Strahlung an verschiedenen internen Lochblenden lediglich lokale Maxima der spektralen Strahldichte auf der Detektorfläche erzeugen, nicht aber die gesamte auf den Detektor fallende spektrale Strahldichte anheben.

Bei der äußeren Trommelöffnung (siehe Abbildung 5.1) liegt eine Besonderheit vor, da die direkte solare Strahlung projektionsmäßig auf eine Ellipse fällt, deren Nebenachse um den Faktor $\cos \Theta_s$ kleiner als die Hauptachse ist. Dies führt zu größeren Streuwinkeln der Beugungsmaxima in der Nebenachse und könnte damit in erster Näherung die flachere Steigung der Regressionsgeraden der lokalen Maxima erklären. Zusammen mit dem Übergang zu den konstanten Beugungsmaxima in der Haupebene könnte die dann in das Interferometer gelangende spektrale Strahldichte lokale Maxima in Abhängigkeit vom Streuwinkel aufweisen. Jedoch würden diese aufgrund des Blendenradius von $r = 6.00 \text{ cm}$ weit unterhalb des erfordernten Streuwinkelbereiches von $\Theta_s \in [9^\circ, 18^\circ]$ liegen.

Eine interne Spiegelung kann aufgrund der vor den Detektoren eingebauten Lichtfallen ebenfalls als Ursache ausgeschlossen werden. Wären diese jedoch nicht vorhanden, würde sich entsprechend die spektrale Strahldichte derjenigen Wellenlänge erhöhen, die einen hohen Reflexionsgrad an den Wänden der Lichtfallen aufweisen. Somit würde zwar ein gewisse spektrale Abhängigkeit entstehen, die aber nicht annähernd linear wie das periodische optische Phänomen verlaufen würde.

6.2.2 Geometrische Optik

Würde mit Hilfe der geometrischen Optik das coronenähnliche periodische optische Phänomen beschrieben werden können, so müsste das Streuteilchen vorrangig aus einem lichtdurchlässigen Material bestehen, da sonst keine Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima vorhanden wäre. Da die Steigung aller vier Regressionsgeraden der lokalen Maxima positiv ist, müsste es sich bei allen Streuungen gleichzeitig um Maximalablenkungen *oder* Minimalablenkungen handeln. Dies ist beispielsweise auch bei der Minimalablenkung am 60° - und 90° -Prisma zu beobachten (siehe auch Abbildung 2.7), die zu 22° - und 46° -Halos führen. Eine Mischung beider Extremablenkungen würde hingegen zu einer inversen Abhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima von der Wellenlänge führen, wie es beispielsweise bei den ersten beiden Regenbögen der Fall ist. Deren Farbabfolgen ist dann entsprechend gegenläufig und lassen das *dunkle Band von Alexander* entstehen [5, 6].

Hexagonale Eiskristalle kommen aus mehreren Gründen als mögliche Streuteilchen nicht in Betracht. Erstens sind bei ihnen keine vier Minimal- oder Maximalablenkungswinkel mit ähnlicher Wellenlängenabhängigkeit im entsprechenden Streuwinkelbereich bekannt. Zweitens weist die Abhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima von der Wellenlänge beim periodischen optischen Phänomen keinen annähernden Zusammenhang mit dem Realteil des Brechungsindex von Eis auf, wie er in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Aussagen über andere Formen und lichtdurchlässige Materialien, aus denen das Streuteilchen bestehen kann, können, vorausgesetzt es handelt sich um Streuung durch Brechung und Reflexion, derzeit nicht getroffen werden.

6.2.3 Beugung

Aus den Streuwinkeln der „echten“ Coronenringe ist es möglich, die Teilchenradien zu bestimmen [91] (siehe auch Abschnitt 3.2.2 und 3.2.3). Wird dabei angenommen, dass es sich um Fraunhofer-Beugung handelt, so können die dazugehörigen Streupartikelradien mit Hilfe von Gleichung (3.33) und den Extremstellen des Intensitätsfeldes hinter einer Lochblende (siehe Tabelle 3.2) ermittelt werden. Würde dieses Verfahren auch bei diesem coronenähnlichen optischen Phänomen mit den lokalen Maxima im Almukantar angewandt, so würde für jede Wellenlänge ein anderer Partikelradius errechnet werden. Das liegt daran, dass die vier linearen Regressionen der Streuwinkel

nicht bei $\Theta_s = 0^\circ$ die ($\lambda = 0^\circ$)-Ordinate schneiden, wie es bei den Beugungsmaxima der Fraunhofer-Beugung für jeden Teilchenradius der Fall ist (siehe beispielsweise Abbildung 6.5), sondern bei $\Theta_s = 8.4^\circ \pm_{2.0}^{4.0}$. Dabei kann auch eine bestimmte Größenverteilungen nicht zu solch einem Verschiebungseffekt aller Wellenlängen führen.

Wie bei der Herleitung der Fraunhofer-Beugung (siehe Abschnitt 3.2.2) gezeigt wurde, hängt das Intensitätsfeld stark von der Form der Blende bzw. des Teilchens und deren Größe und Orientierung ab. Gesetzt den Fall, das Streuteilchen wäre *nicht* kugelsymmetrisch, so müsste eine feste Orientierung vorliegen, denn genauso wie eine breite Größenverteilung zu einem Verschmieren der Beugungsmaxima führt, geschieht das auch bei einer willkürlichen Orientierung [6, 20]. Die einzigen Aussagen, die jedoch über die Streupartikel im Rahmen der Fraunhofer-Beugung gemacht werden können, sind, dass Größe, Form und Orientierung bei allen Messungen gleich gewesen sein mussten. In erster Linie würde dies auf Pollen oder Sporen hindeuten [20–22]. Aber wie Abbildung 6.8 anhand von einzelnen Schwebstoffen zeigt, variiert deren Konzentration über das Jahr zu stark, als dass das zu verschiedenen Jahreszeiten gemessene periodische optische Phänomen (siehe Abbildung 6.6) auf die daran stattfindende Fraunhofer-Beugung zurückzuführen sei.

Es könnte aber auch der Verdacht entstehen, dass eine fehlerhafte Ausrichtung bzw.

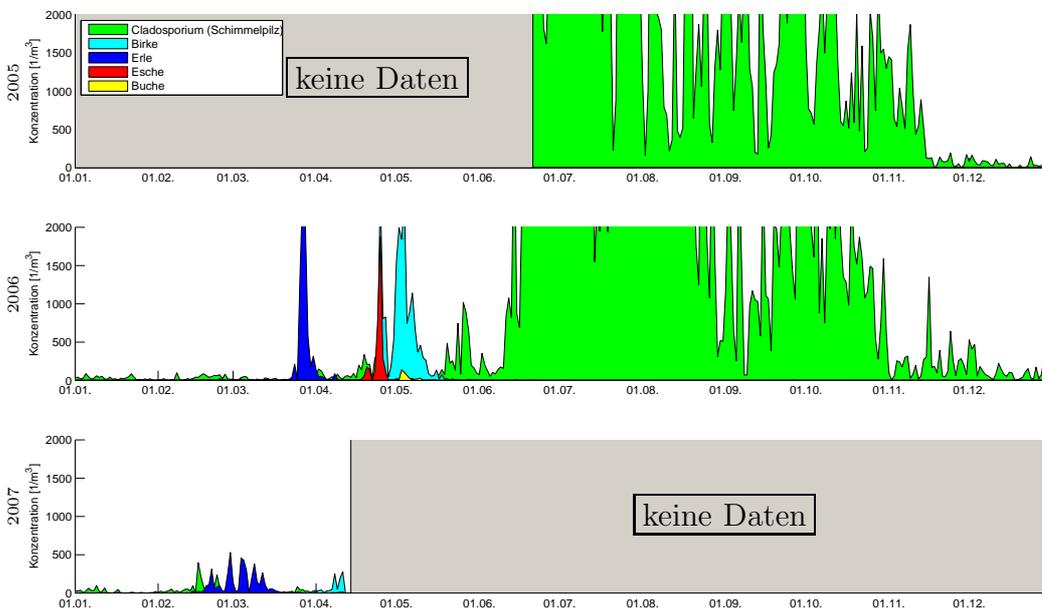


Abbildung 6.8: Dargestellt sind die Sporen- und Pollenkonzentrationen während des gesamten Messzeitraums dieser Arbeit in Delmenhorst, welches ca. 90 km südwestlich vom Messort Hamburg liegt. Die Daten stammen von der „Stiftung Deutscher Polleninformationsdienst“ [92].

Nordung der OASIS-Kuppel zu der Verschiebung zu höheren Streuwinkeln führte und dann somit per Anwendung der Fraunhofer-Beugung Teilchenradien der Streupartikel bestimmbar wären. Dieser kann jedoch *nicht* erhärtet werden, da eine fixe Azimutalverschiebung je nach Zenitwinkel zu unterschiedlichen Streuwinkelverschiebungen führen würde. Anders ausgedrückt bedeutet das, dass bei einer festen Streuwinkelverschiebung, wie sie benötigt würde, um den Schnittpunkt der Regressionsgeraden in $(\Theta_0 = 0^\circ, \lambda = 0 \mu\text{m})$ zu legen, die Kuppel dann je nach Sonnenzenitwinkel (bei Almkantar-Messungen) unterschiedlich falsch ausgerichtet sein müsste. Genau das kann aber ausgeschlossen werden.

6.2.4 Mie-Streuung

Wie bei der Fraunhofer-Beugung ist es auch für die Mie-Streuung möglich, aus den Streuwinkeln der „echten“ Coronenringe die Teilchengröße bestimmen zu können (siehe auch Abschnitt 3.2.3). Die Streufunktion ist hierbei eine Funktion der Wellenlänge, des Teilchenradius und des Realteils des Brechungsindex. In den meisten Fällen, in denen Coronen am Himmel beobachtet werden, handelt es sich bei den Streuobjekten um anähernd monodisperse Wassertropfen.

Wie bereits in Abbildung 3.6 zu erkennen war, weist die Streuwinkelabhängigkeit der Mie-Streuung an Eiskugeln eine signifikante Abhängigkeit vom Realteil des Brechungsindex auf, die sich auch in die nächsten Maxima fortpflanzt. Da diese Abhängigkeit bei dem periodischen optischen Phänomen nicht wiederzufinden ist, kann es sich somit nicht um Eiskugeln handeln.

Falls die Mie-Streuung dennoch für die Beschreibung der Streuwinkel der lokalen Maxima geeignet sein soll, muss das Teilchen aus einem anderen Material mit geeignetem komplexen Brechungsindex bestehen. Wie bereits in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, ist für die Abschätzung der Teilchengröße und des Brechungsindex eine Datenbank von Streufunktionen notwendig. Diese wurde mit den Ergebnissen des BHMIE-Modells von Bohren und Huffmann [65] (siehe auch Abschnitt 3.2.3) erstellt. Der Streuteilchenradius wurde dabei zwischen $r = 1 \mu\text{m}$ und $r = 50 \mu\text{m}$, der Realteil des Brechungsindex zwischen $m_r = 0.8$ und $m_r = 2.0$ und dessen Imaginärteil zwischen $m_i = 10^{-10}$ und $m_i = 1$ variiert, also in den Grenzen in denen Coronen bei diesen Streuwinkeln möglich sind. Der Vergleich erfolgte für die Wellenlängen $\lambda = 1.6288 \mu\text{m}$, $1.7744 \mu\text{m}$ und $2.3927 \mu\text{m}$, da das periodische optische Phänomen da jeweils drei Maxima besaß. Zwar gab es Übereinstimmungen der Streuwinkel drei benachbarter lokaler Maxima der modellierten Streufunktionen mit den entsprechenden gemessenen Streuwinkeln der ersten drei lokalen Maxima der spektralen Strahldichteverteilung bei *einer* Wellenlänge, *nicht* jedoch für *alle drei* Wellenlängen gleichzeitig. Somit kann die Mie-Streuung an monodispersen Teilchen das periodische optische Phänomen nicht beschreiben. Auch eine Größenverteilung der modellierten Partikel führte nicht zur gemessenen Abhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima von der Wellenlänge.

7 Zusammenfassung

Die am Boden ankommende abwärts gerichtete spektrale Strahldichteverteilung setzt sich aus der diffusen thermischen Strahlung der Atmosphäre, der diffusen solaren Strahlung, sowie der direkten solaren Strahlung aus der entsprechenden Richtung zusammen. Durch die Streuung solarer Strahlung an in der Atmosphäre schwebenden Teilchen können optische Phänomene entstehen, die sich in der spektralen Strahldichteverteilung als lokale Maxima bemerkbar machen. Das Anliegen dieser Arbeit war es, am Beispiel von Halos herauszufinden, bis zu welcher Wellenlänge diese optischen Phänomene messbar sind und damit die spektrale Strahldichte durch Streueffekte direkt beeinflusst wird und inwiefern dies mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmt.

Modellierung

Halos entstehen dann, wenn solare Strahlung an Eiskristallen, wie sie in Cirren und aufgewirbelten Schneewolken vorkommen, gebrochen und reflektiert wird und eine erhöhte Streuwahrscheinlichkeit für bestimmte Winkel existiert. Die bekanntesten und am häufigsten dabei zu beobachtenden Haloformen sind der 22° -Halo und seine Nebensonnen [8]. Wie jedes optische Phänomen ist deren Erscheinungsbild von Größe, Form und Brechungseigenschaften der Streuteilchen, sowie deren Orientierung zur einfallenden elektromagnetischen Strahlung geprägt. Für die Modellierung der *Einfachstreuung* im nahen Infrarot wurde das Ray-Tracing-Programm von Klotzsche und Macke [37] verwendet, welches auf der Beschreibung des Streuprozesses mit Hilfe der geometrischen Optik und der Beugung an der Projektionsfläche der Streuteilchen beruht. Die Streuung solarer Lichts an Eisteilchen mit Größenparameter $\alpha \lesssim 2\pi$ kann durch die geometrische Optik nicht hinreichend genau beschrieben werden. Da diese Streuteilchen aber nur eine geringe Einfachstreueralbedo besitzen, wird die Streuung von Beugungseffekten dominiert. Somit können auch kleinste Eispartikel hinreichend genau in den Einfachstreuprozess mit hexagonalen Eisteilchen einbezogen werden. Die wesentlichen Resultate der Einfachstreu-Modellierung lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Ein Vergleich der modellierten Streufunktionen ergab, dass die Höhe des 22° -Halomaximums mit der Größe der Eissäulen zunimmt. Dies lässt sich darauf

zurückführen, dass sich die Seitensymmetrie beim Wachstum hierfür positiv entwickelt. Bei Eisplatten ist dieser Effekt entsprechend beim 46° -Halomaximum vorhanden. Da mit der Größe der Eiskristalle auch die Absorption im Inneren zunimmt, führt in einem Ensemble von Eiskristallen eher die Streuung elektromagnetischer Strahlung an mittelgroßen Eisteilchen zu einem intensiven Halomaximum in der Streufunktion.

- Halomaxima, die aufgrund eines höheren Realteils des Brechungsindex bei größeren Streuwinkeln liegen, heben sich in der Streufunktion willkürlich orientierter Eiskristalle weniger stark von der Hintergrundstreuwahrscheinlichkeit ab als diejenigen in der Nähe des Vorwärtsstreumaximums.

Die Modellierung des Transports solarer Strahlung im nahen Infrarot durch die Cirruswolke erfolgte mit Hilfe des Monte-Carlo-Strahlungstransport-Modells von Macke et al. [37, 76]. Auf die abwärts gerichtete spektrale Strahldichtevertelung unterhalb des Cirrus und auf die zusätzliche thermische Strahlung des Cirrus folgte eine Berechnung des Strahlungstransports durch eine homogene, nicht streuende, isotherme Atmosphäre. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Modellierung sind hier kurz zusammengefasst:

- Es konnte explizit für die Wellenlängen $\lambda = 0.9975 \mu\text{m}$, $1.2449 \mu\text{m}$, $1.5567 \mu\text{m}$, $2.2317 \mu\text{m}$, $3.9716 \mu\text{m}$ und $9.2340 \mu\text{m}$ gezeigt werden, dass auch in der am Boden ankommenden abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertelung im nahen Infrarot Halos existieren. Dabei fiel der Abfall der solaren spektralen Strahldichte zu größeren Wellenlängen hin stärker aus, als der Anstieg der Halomaxima durch die Wanderung zu kleineren Streuwinkeln bei normaler Dispersion.
- Anhand von Vergleichen zwischen den modellierten abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertelungen konnte diejenige optische Dicke ermittelt werden, bei der eine optimale diffuse Transmission solarer Strahlung durch den Cirrus stattfindet und dann die Halointensität gegenüber der spektralen Hintergrundstrahldichte maximal ist. Dies wurde exemplarisch für willkürlich orientierte hexagonale Eissäulen und die o. g. Wellenlängen durchgeführt. Für die Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ liegt die optimale diffuse Transmission durch den Cirrus beispielsweise bei $\tau_{\text{Ci,opt}} \approx 2.2$.

Messung

Ob ein Halo bei der jeweiligen Wellenlänge als Maximum in einer gemessenen abwärts gerichteten spektralen Strahldichtevertelung erkannt wird, hängt von der Homogenität der Wolke und der Atmosphäre, der umsetzbaren Winkelauflösung und der spektralen Genauigkeit des jeweiligen Messgerätes ab. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Ocean-Atmosphere Sounding Interferometer System (OASIS) verwendet, mit dem

der Bereich des nahen Infrarots zwischen $\lambda = 0.8894 \mu\text{m}$ und $\lambda = 15.3846 \mu\text{m}$ abgedeckt werden konnte. Um die natürliche zeitliche Variabilität der optischen Dicke von Cirrusbewölkung und Atmosphäre so gering wie möglich zu halten, wurden die spektralen Strahldichteverteilungen nur in begrenzten Hemisphärenabschnitten gemessen. Zusätzlich wurde ein Homogenitätskriterium entwickelt, um die Auswirkungen zu starker räumlicher Inhomogenität von Wolke und Atmosphäre im Messbereich von den möglichen optischen Phänomenen unterscheiden zu können. Die Erkenntnisse aus den Auswertungen der vom 22.06.2005 bis zum 13.04.2007 durchgeführten Messungen der abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilung in Hemisphärenabschnitten, die eine Beobachtung des 22° -Halos im solaren Spektralbereich streuwinkeltechnisch ermöglichen, lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Es konnte gezeigt werden, dass der diffuse solare Anteil an der am Boden gemessenen abwärts gerichteten spektralen Strahldichte sich zu kleineren Streuwinkeln erhöht. Dies führt dazu, dass auch im thermischen Spektralbereich zunehmend solare Streueffekte vorzufinden sind. Konkret stellte sich heraus, dass nur für Streuwinkel $\Theta_s > 10^\circ$ bereits ab einer Wellenlänge $\lambda \approx 4 \mu\text{m}$ der solare Anteil gegenüber der thermischen spektralen Strahldichte vernachlässigt werden kann, während beispielsweise für Streuwinkel $\Theta_s = 8^\circ$ dies erst ab $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$ möglich ist.
- In 29 von 809 Almukantar-Messungen bei homogener Cirrusbedeckung konnten Halos bis zu einer Wellenlänge von $\lambda = 2.252 \mu\text{m}$ auch tatsächlich als lokale Maxima in der abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilung gemessen werden. Aufgrund der begrenzten Streuwinkelauflösung konnte dabei nicht immer allein aus dem Vergleich der Messungen zu den Minimalablenkungswinkeln eindeutig geklärt werden, ob es sich um einen 22° -Halo oder um eine seiner Nebensonnen handelte.
- Ein wahrer Glücksfall waren drei aufeinander folgende Messungen vom 11. Oktober 2006, die eine Zunahme und Abschwächung des 22° -Halos (oder einer seiner Nebensonnen) im Laufe der Zeit dokumentierten. Diese machte sich dahingehend bemerkbar, dass die lokalen Maxima der abwärts gerichteten spektralen Strahldichte zunächst an Intensität zunahmen und sich weiter in den langwelligeren Spektralbereich fortpflanzen konnten, danach aber wieder zurückwichen. Hieran zeigt sich, dass nicht-intensive Halos zeitgleich zwar im sichtbaren Spektralbereich, aber nicht im nahen Infrarot beobachtet werden können. Das bedeutet aber auch, dass von einem ausbleibenden Nachweis optischer Phänomene im nahen Infrarot *nicht* auf deren Abwesenheit bei kürzeren Wellenlängen geschlossen werden kann. Da aber in den meisten Tagen mit Cirrusbewölkung auch im sichtbaren Spektralbereich keine Halos entdeckt wurden, ist zu vermuten, dass häufig eher anderweitig bzw. irregulär geformte Eisteilchen dominierten.

Im Meridian konnte hingegen in keiner der 264 Messungen mit Cirrusbedeckung ein Halo entdeckt werden, weder in der abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilung noch in der daraus abgeleiteten mittleren Streufunktion der Eiskristalle.

46°-Halos wurden weder visuell, noch in den spektralen Strahldichteverteilungen entdeckt. Nach den Erkenntnissen der Modellierung ist die Streuwahrscheinlichkeit hierfür zu gering, um mit OASIS wahrgenommen zu werden.

Vergleich von Messung und Modellierung

Indem die gemessene abwärts gerichtete spektrale Strahldichteverteilung mit den Ergebnissen der Modellierung verglichen wurde, konnte die Orientierung der Eiskristalle und die optische Dicke des Cirrus abgeschätzt werden. Die hierfür entscheidenden Merkmale waren die Streuwinkelposition des 22°-Halos, sowie der Verlauf der spektralen Strahldichteverteilung benachbarter Streuwinkel im solaren Infrarot.

Ein solcher Vergleich konnte direkt an einer Messung vom 11. Oktober 2006 mit Halobeobachtung durchgeführt werden, da die Messergebnisse mit denen der Modellierung für bestimmte Wolkenparameter sehr gut übereinstimmten. Die optische Dicke des Cirrus wurde dabei zu $\tau_{\text{Ci}}(\lambda = 1.2449 \mu\text{m}) \approx 0.15$ und die Orientierung der Eiskristalle als eher willkürlich abgeschätzt. Der Cirrus war somit wesentlich dünner, als es für eine optimale diffuse solare Transmission durch den Cirrus nötig gewesen wäre.

Periodisches optisches Phänomen

Neben den gemessenen Halos konnte im Almkantar noch ein weiteres optisches Phänomen in der abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilung im nahen Infrarot nachgewiesen werden. Dessen lokale Maxima traten in nahezu periodischen Streuwinkelabständen und ausschließlich im Streuwinkelbereich $\Theta_s \in [9^\circ, 18^\circ]$, mit Ausnahme der Absorptionsbanden der Atmosphäre, bis an die bei $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$ beginnende Wasserdampfabsorptionsbande auf. Bei der Betrachtung des gesamten gemessenen Spektralbereiches und aller hierzu durchgeführten Messungen lassen sich die lokalen Maxima zu vier linearen Regressionskurven verbinden, deren Schnittpunkte mit der ($\lambda = 0 \mu\text{m}$)-Ordinate bei einem Streuwinkel von $\Theta_s = 8.4^\circ \pm_{2.0}^{2.4}^\circ$ liegen. Bei kleineren Wellenlängen deutet sich allerdings ein leichtes Abknicken der Streuwinkel der lokalen Maxima zu kleineren Streuwinkeln hin an, welches aber aufgrund der messbaren Wellenlängenbegrenzung von OASIS nicht weiter untersucht werden konnte. Die Streuwinkelperiodizität der lokalen Maxima und der annähernd lineare Zusammenhang mit der Wellenlänge erinnert stark an das Erscheinungsbild von Coronen. Allerdings liegt deren Schnittpunkt mit der ($\lambda = 0 \mu\text{m}$)-Ordinate fest bei einem Streuwinkel von $\Theta_s = 0^\circ$.

Für dieses coronenähnliche Streuphänomen wurden verschiedene Erklärungsansätze, wie geometrische Optik, Fraunhofer-Beugung und Mie-Streuung, untersucht. Fol-

gende Schlussfolgerungen können aus dieser Analyse gezogen werden:

Fraunhofer-Beugung: Falls es sich um kleinste Streuteilchen handelt, für die die Fraunhofer-Beugung als Beschreibung des Streuprozesses in Frage kommt, müssen deren Größe, Form und Orientierung an allen Messtagen konstant gewesen sein. Kugelsymmetrische Teilchen konnten anhand von vergleichenden Berechnungen ausgeschlossen werden.

Geometrische Optik: Würde es sich um Brechung und Reflexion handeln, die zu diesem Streuphänomen führt, so müsste mindestens der Brechungsindex und die Form konstant gewesen sein. Aufgrund der linearen spektralen Abhängigkeit der Streuwinkel der lokalen Maxima von der Wellenlänge kann eine reine Reflexion als Ursache und Eis als Medium hierbei ausgeschlossen werden.

Mie-Streuung: Die Mie-Streuung, modelliert mit dem BHMIE-Modell von Bohren und Huffman [65], kann die Streuwinkel der lokalen Maxima in Abhängigkeit von der Wellenlänge *nicht* erklären. Keine untersuchte Kombination von Real- und Imaginärteil des Brechungsindex führt zu vier hintereinander liegenden Beugungsmaxima, die die Wellenlängenabhängigkeit der Streuwinkel *aller* vier gemessenen lokalen Maxima auch nur annähernd wiedergegeben hätte.

Fazit

In den durchgeführten Messungen der spektralen Strahldichte konnte der direkte Einfluss von optischen Streuphänomenen auf die abwärts gerichtete spektrale Strahldichteverteilung bis zu $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$, also bis an die dort beginnende Wasserdampfabsorptionsbande im thermischen Spektralbereich heran, gemessen werden. Um aus lokalen spektralen Strahldichten im solaren Spektralbereich Parameter der Wolke und der Atmosphäre zu bestimmen, wie beispielsweise Wolkenunterkantentemperatur oder optische Dicke, sind also Korrekturverfahren zum Herausfiltern von Streueffekten bis zu dieser Wellenlänge angebracht.

Auch ohne optische Phänomene muss die Streuwinkelabhängigkeit der solaren spektralen Strahldichte in die spektralen Analysen der Absorptions- und Emissionslinien mit einbezogen werden. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, gilt dies v. a. für diejenigen Messpunkte, die nah an der Sonne liegen, da dort der solare Einflussbereich weit in den thermischen Spektralbereich hineinragt.

Die gemessene abwärts gerichtete spektrale Strahldichteverteilung mit Halolokalisierung stimmte insbesondere im Hinblick auf die Streuwinkel 22° -Halos und der allgemeinen Streuwinkelabhängigkeit im solaren Spektralbereich gut mit den theoretischen Vorhersagen per Modellierung überein. Somit kann auch im nahen Infrarot

bis zu einer Wellenlänge von $\lambda = 2.477 \mu\text{m}$ auf die bisherige Streutheorie mit hexagonalen Eiskristallen zurückgegriffen werden, zumindest wenn Halos in der spektralen Strahldichteverteilung erkennbar sind.

Ausblick

Bisher blieb der Nachweis von Halos im Sonnenmeridian der abwärts gerichteten spektralen Strahldichteverteilung für Wellenlängen im nahen Infrarot aus. Da die lokalen Maxima in der Variabilität der optischen Dicke von Wolke und Atmosphäre leichter untergehen können, ist für weitere Messungen eine feinere Abdeckung des Messgebietes im gleichen Zeitrahmen sicherlich hilfreich. Aber auch zeitgleiche Infrarotaufnahmen eines größeren Himmelsausschnittes, ähnlich denen der Dachkamera im sichtbaren Spektralbereich oder den Satellitenbildern mit Glorien in der Wellenlänge $\lambda = 3.74 \mu\text{m}$ [24], würden das Auffinden von Halos im nahen Infrarot erleichtern.

Würden in das Monte-Carlo-Strahlungstransport-Modell zweidimensionale Streufunktionen einfließen, ähnlich dem Halosimulations-Modell von Cowley [6], so könnten auch optische Punktphänomene, wie beispielsweise die 22° -Nebensonnen, in der spektralen Strahldichteverteilung abgebildet werden. Ein Vergleich zu den gemessenen spektralen Strahldichten würde dann wahrscheinlich auch zu einer höheren Genauigkeit und mehr Abschätzungsmöglichkeiten für die Eiskristallverkipfung und die optische Dicke des Cirrus führen.

Offen bleibt schließlich die Frage nach dem Streuprozess, sowie der Form, der Größe und den Bestandteilen der Streupartikel, welche das gemessene periodische optische Phänomen beschreiben können. Eine Möglichkeit, diese zu beantworten, liegt darin, den messbaren Spektralbereich zu kleineren Wellenlängen, insbesondere dem sichtbaren Spektralbereich, zu erweitern. Dies wäre beispielsweise mit OVID (Optical Visible and Near Infrared Detector) [93] realisierbar. Es könnten dann Vergleiche zum spektralen Verhalten der Coronen durchgeführt und das sich leicht andeutende Abknicken der Streuwinkel der lokalen Maxima bei kleineren Wellenlängen zu kleineren Streuwinkeln in der Verlängerung genauer analysiert werden. Dabei wäre es auch möglich, dass sich ein Übergang zwischen zwei bereits bekannten Streumodellen ergibt. Andererseits könnte auch eine langfristig angelegte Messreihe und damit die Betrachtung einer jahreszeitlichen Variabilität im Zusammenhang mit Messungen von in der Luft schwebenden Streupartikeln zur Klärung dieses Phänomens beitragen.

A Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnungen

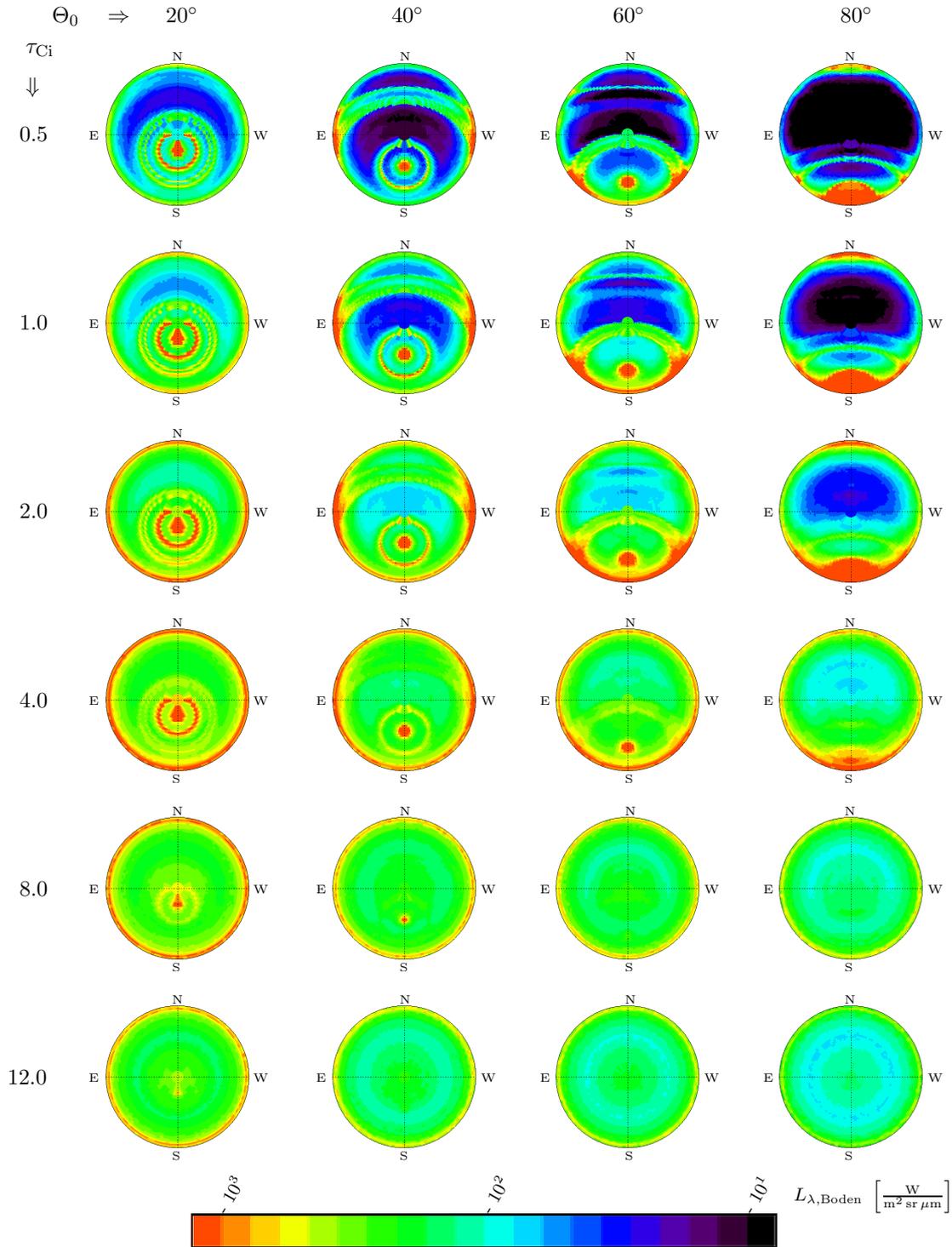


Abbildung A.1: Abwärts gerichtete spektrale Strahlverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für horizontal orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 0.9975 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.0099$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

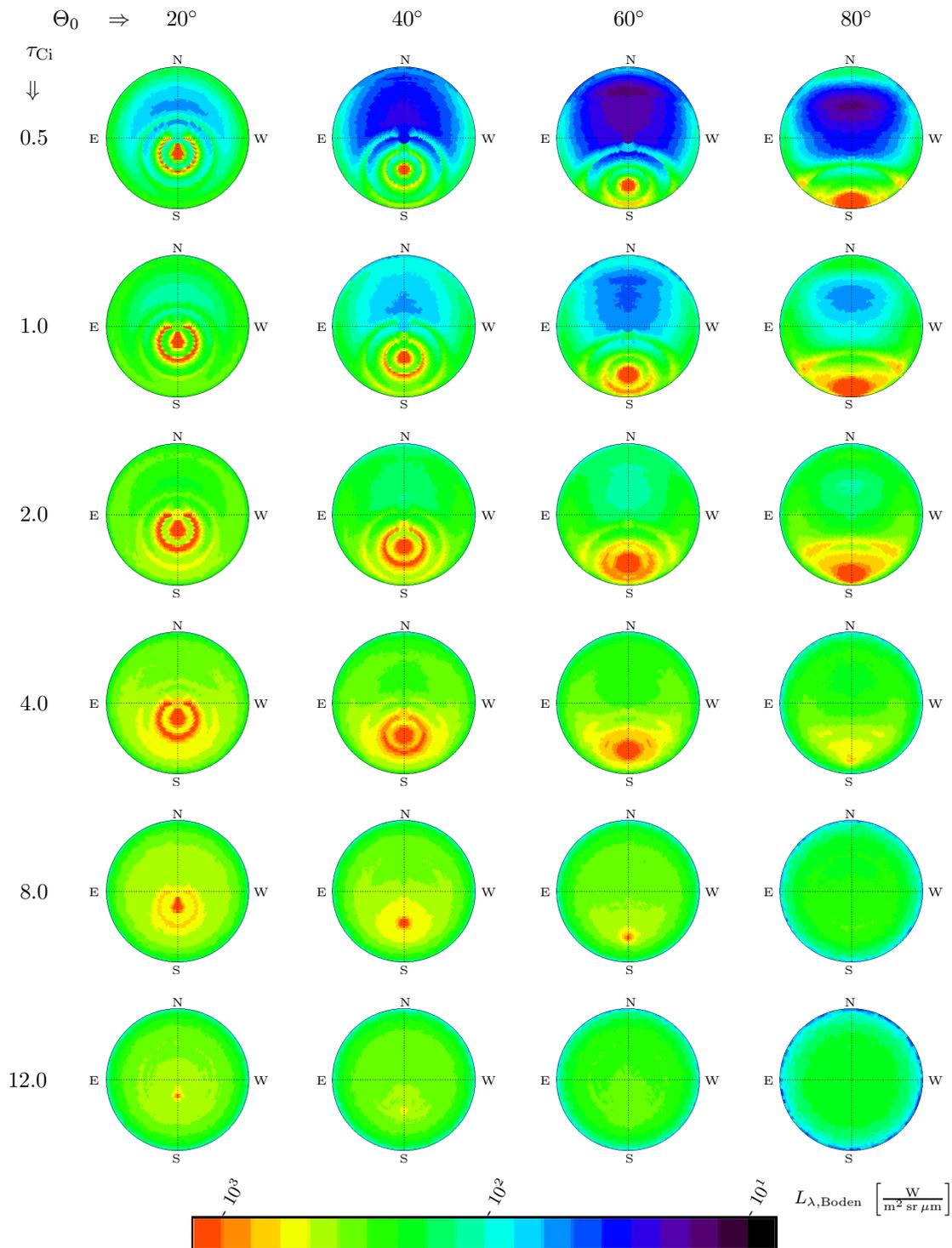


Abbildung A.2: Abwärts gerichtete spektrale Strahlungsverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für willkürlich orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 0.9975 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.0099$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

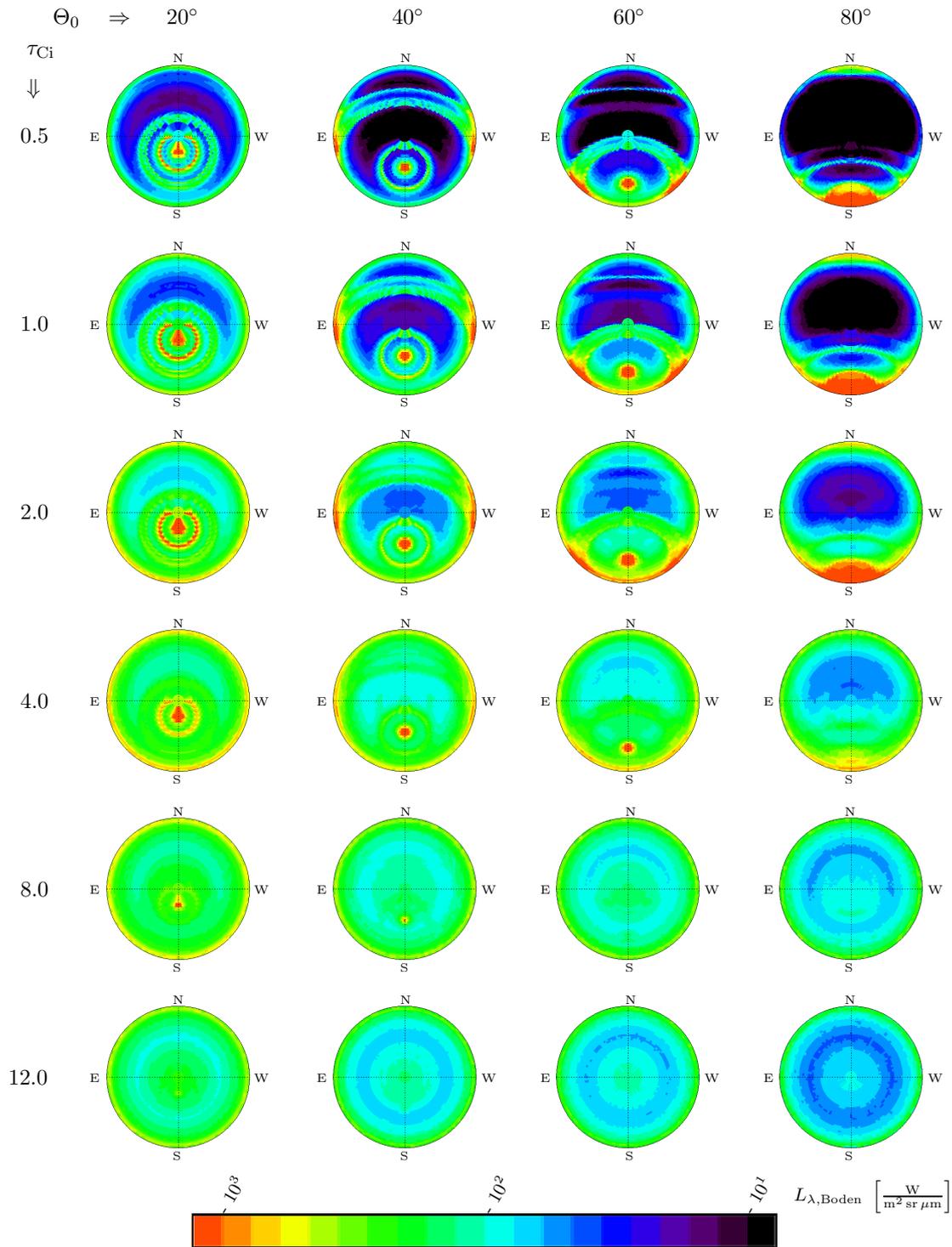


Abbildung A.3: Abwärts gerichtete spektrale Strahlverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für horizontal orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.0041$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

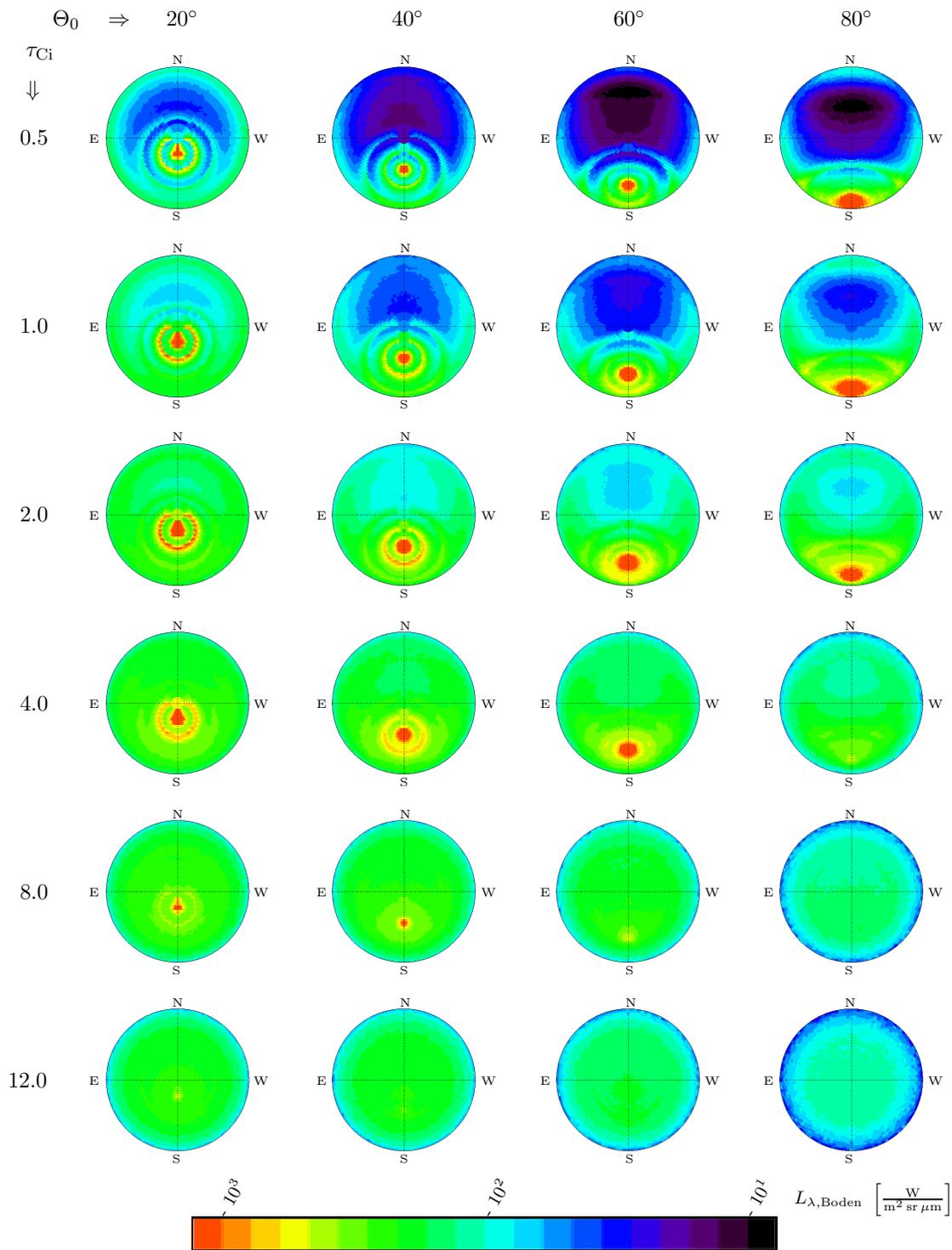


Abbildung A.4: Abwärts gerichtete spektrale Strahllichtverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für willkürlich orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 1.2449 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.0041$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

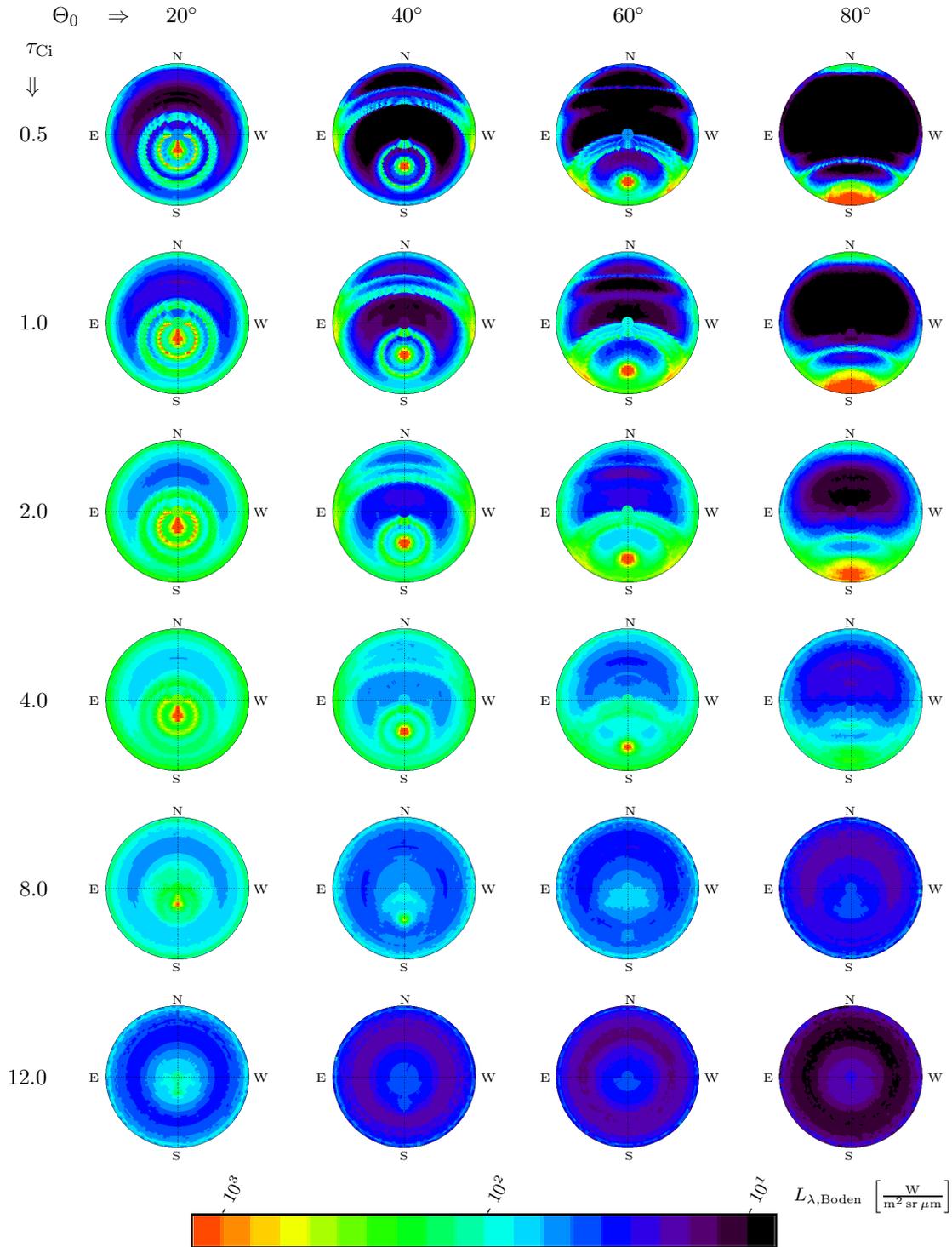


Abbildung A.5: Abwärts gerichtete spektrale Strahllichtverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für horizontal orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 1.5567 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.0073$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

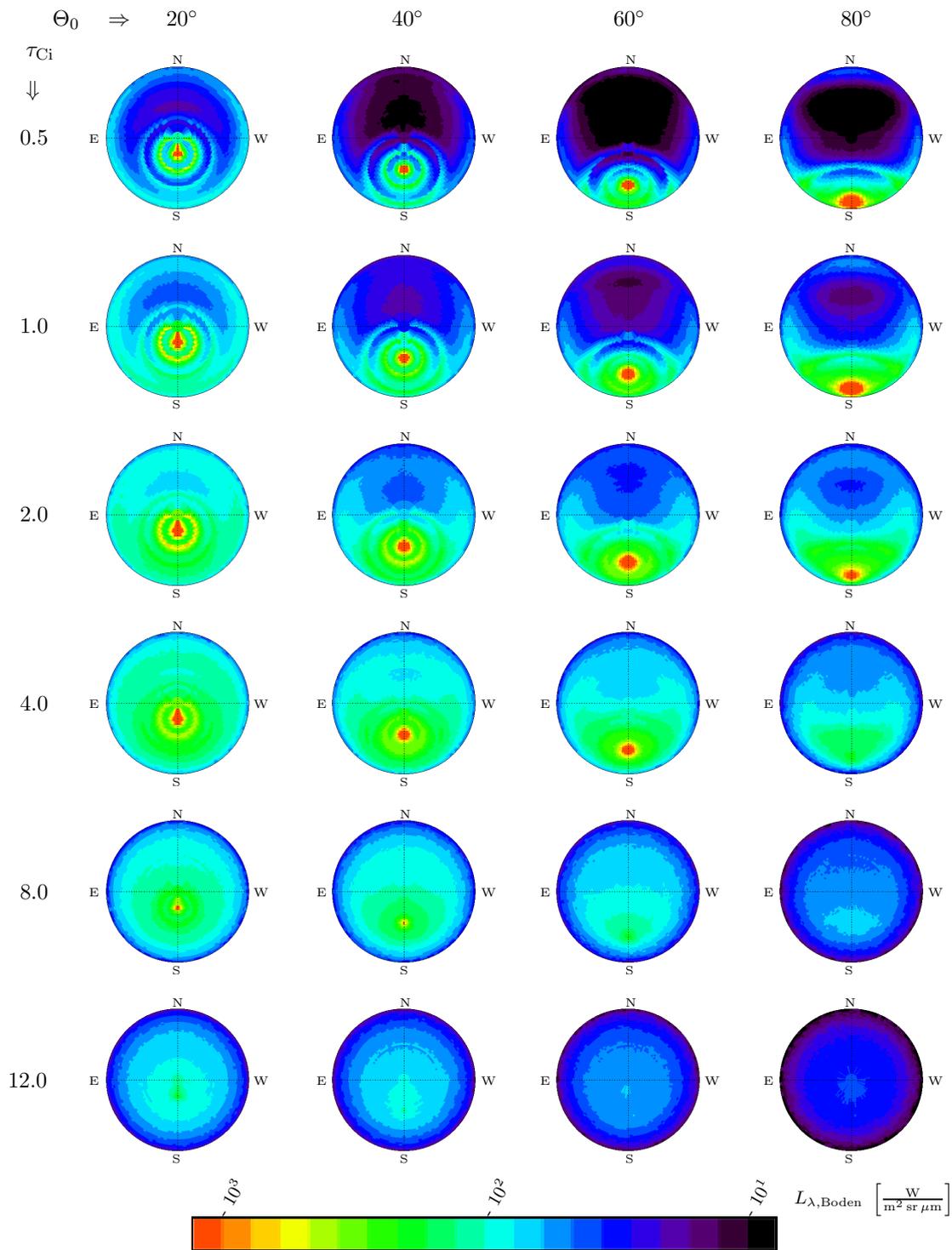


Abbildung A.6: Abwärts gerichtete spektrale Strahllichtverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für willkürlich orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 1.5567 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.0073$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

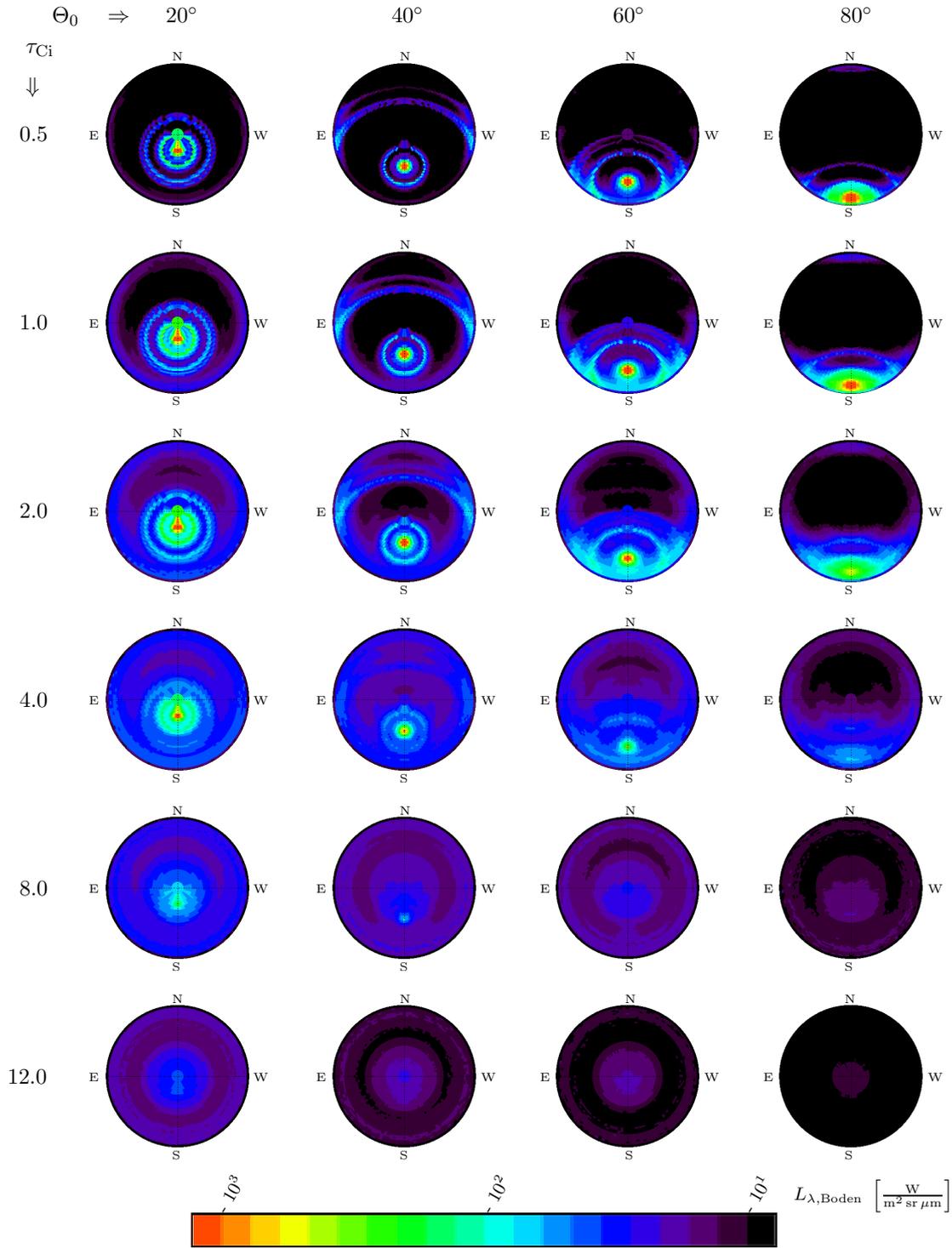


Abbildung A.7: Abwärts gerichtete spektrale Strahllichtverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für horizontal orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 2.2317 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.0592$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

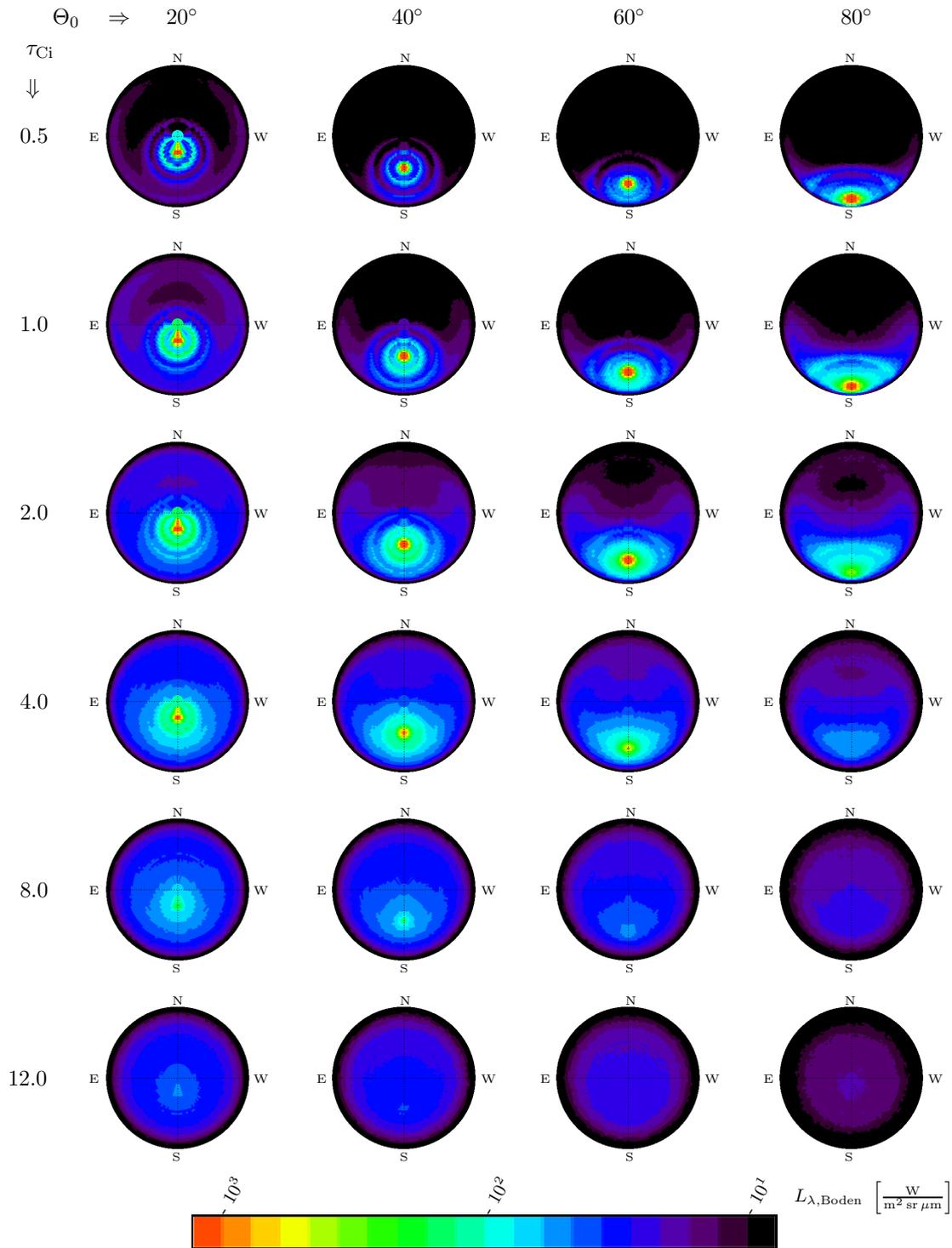


Abbildung A.8: Abwärts gerichtete spektrale Strahlverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für willkürlich orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 2.2317 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.0592$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

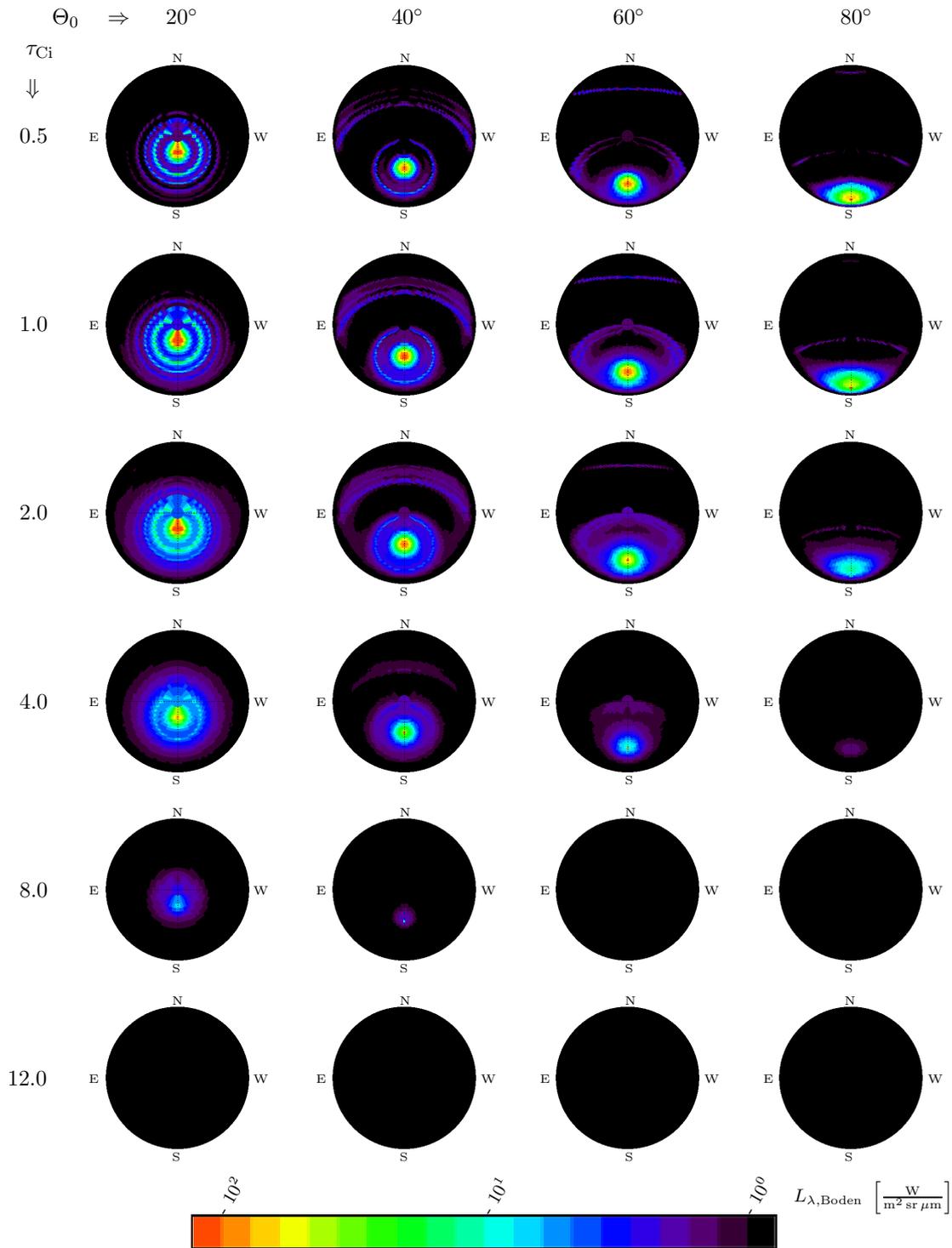


Abbildung A.9: Abwärts gerichtete spektrale Strahlverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für horizontal orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 3.9716 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.1068$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

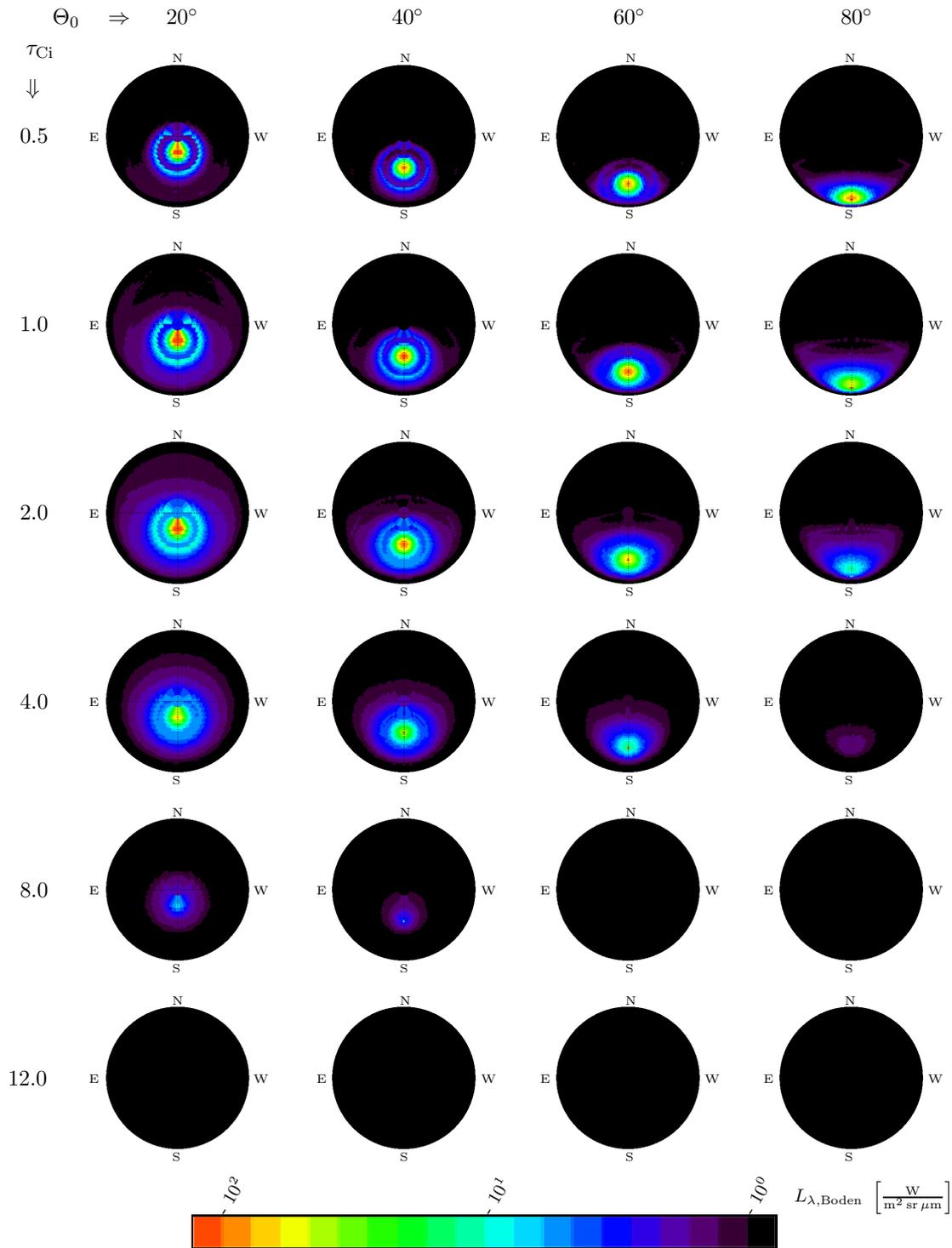


Abbildung A.10: Abwärts gerichtete spektrale Strahlverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für willkürlich orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 3.9716 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.1068$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

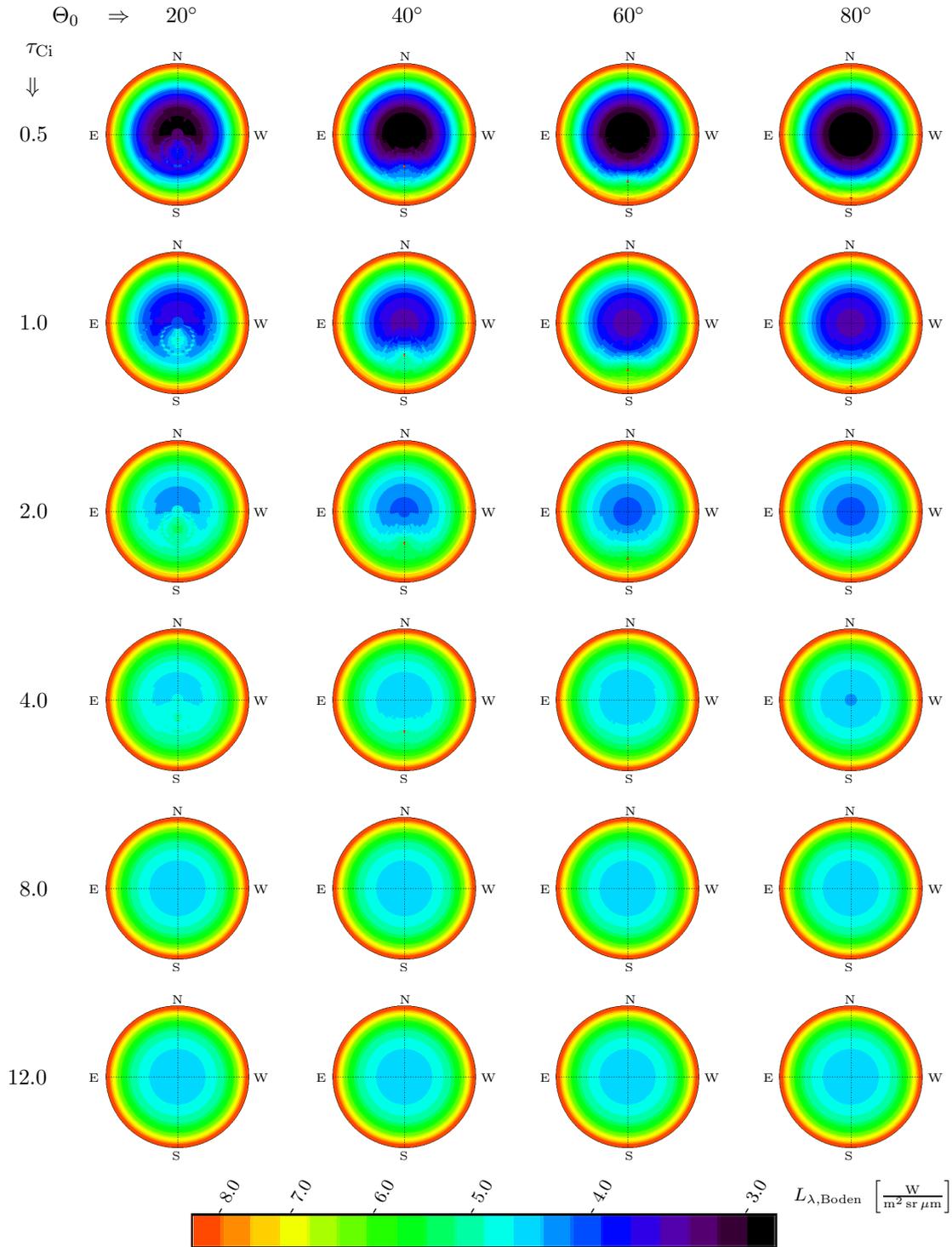


Abbildung A.11: Abwärts gerichtete spektrale Strahlverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für horizontal orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$ mit der optischen Dicke der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.2503$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

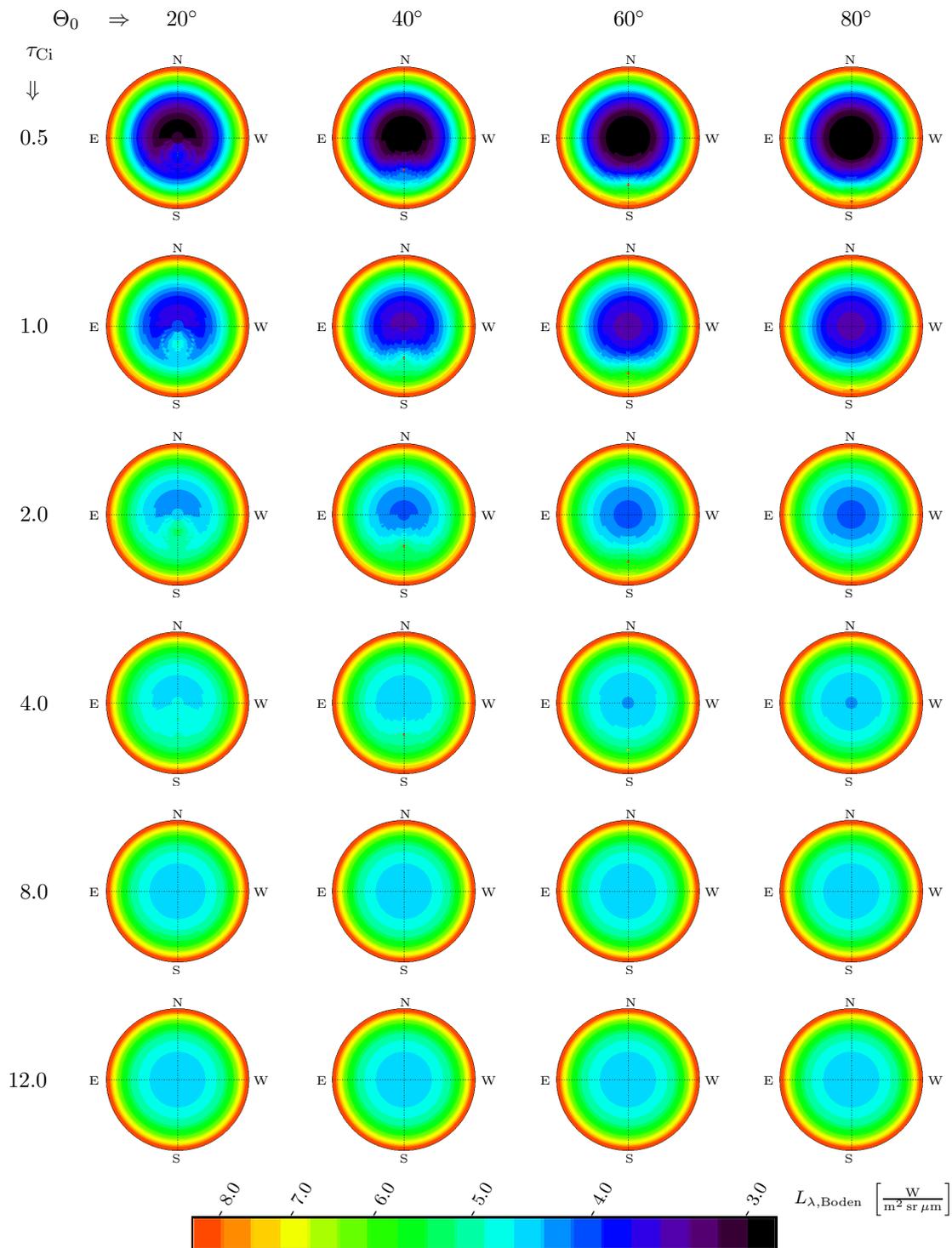


Abbildung A.12: Abwärts gerichtete spektrale Strahlverteilung $L_{\lambda, \text{Boden}}$ für willkürlich orientierte Säulen der Größenverteilung N_m bei einer Wellenlänge $\lambda = 9.2340 \mu\text{m}$ mit der optischen Dichte der Atmosphäre $\tau_{\text{Atm}} = 0.2503$ jeweils für die optischen Dicken des Cirrus $\tau_{\text{Ci}} = 0.5, 1, 2, 4, 8, 12$ und Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

B Auszug aus dem Messprotokoll

Datum	visuelle Beobachtung der gesamten Hemisphäre											Anzahl der Halo-Messzyklen				
	Ci	Cs	Cc	K	As	Ac	Cu	Cb	22° -Halo	22° -NS	I	d	zur Messung von Halos		zur Messung des period. opt. Phänomens	
													mit optimaler Messbedingung	mit gemessenem Halo	mit optimaler Messbedingung	mit gemessenem period. opt. Phänomen
050622	x						x						17	1	0	0
050818	x												6	0	0	0
050819	x					x	x						17	2	0	0
050824	x						x						33	0	0	0
050913	x						x			r			6	0	0	0
051006	x												17	0	0	0
051014	x					x							11	1	0	0
051019	x			x		x							12	0	0	0
051021	x												3	0	0	0
051027	x					x							26	1	0	0
051028	x												14	0	0	0
051029	x			x									10	0	0	0
051110	x					x	x						22	2	0	0
051114	x												3	0	0	0
051212	x								x	r,l			2	0	0	0
051221	x												4	0	0	0
060425		x					x		o			x	6	0	7	5
060427		x					x						4	0	4	5
060428	x		x	x									4	0	4	4
060503	x	x	x	x			x						15	0	15	9
060504	x	x		x			x						9	0	9	9
060505	x											x	12	0	12	12
060506										x	x		0	0	7	7
060508							x			x	x		14	0	14	15
060515	x								x				0	0	0	0
060608	x												3	0	3	3
060609	x		x	x			x			r			16	0	6	3
060610	x			x									3	0	3	2
060613	x					x							7	0	7	7
060614	x					x							0	0	0	0
060615		x							x				3	1	1	0
060618		x							x				2	0	2	0

weiter siehe Tabelle B.2

Tabelle B.1: Auszug aus dem Messprotokoll zu den Messungen entlang des Almukantars in Sonnenhöhe. Aufgelistet sind jeweils die Ergebnisse der visuellen Beobachtung (o: oben, u: unten, r: rechts, l: links, I: Inversion, d: diesig), die Anzahl der Messzyklen mit optimalen Bedingungen und die Anzahl der Messzyklen mit tatsächlich gemessenem Phänomen pro Messtag. Optimale Bedingung bedeutet in erster Hinsicht eine homogene Bedeckung im Messbereich, was bei Halo-Messungen auch Cirren beinhaltete, und dass der Streuwinkelbereich der entsprechenden Phänomene im Messbereich lag.

Datum	visuelle Beobachtung der gesamten Hemisphäre											Anzahl der Halo-Messzyklen				
	Ci	Cs	Cc	K	As	Ac	Cu	Cb	22° -Halo	22° -NS	I	d	zur Messung von Halos		zur Messung des period. opt. Phänomens	
													mit optimaler Messbedingung	mit gemessenem Halo	mit optimaler Messbedingung	mit gemessenem period. opt. Phänomen
erster Teil siehe Tabelle B.1																
060703	x			x									45	2	24	25
060705	x			x									20	0	20	18
060707	x				x		x	x					12	0	12	13
060712	x		x	x	x				ul				20	1	6	4
060713	x				x								37	0	26	18
060715	x		x						ur				2	4	0	0
060717	x										x		35	1	27	17
060718	x			x							x		34	0	20	15
060720	x	x					x						5	1	2	1
060725	x						x						11	0	11	12
060801	x												5	0	5	0
060928	x			x			x		x				1	2	0	0
061011	x			x								x	11	6	0	0
061110	x						x		x				4	0	0	0
061116	x			x									11	0	0	0
061128	x			x		x						x	15	0	15	0
061201	x											x	13	0	13	0
061210	x			x									3	0	3	0
070123	x												7	0	7	0
070217		x											22	0	20	0
070218	x			x			x					x	15	2	9	1
070312	x			x								x	11	1	11	1
070313	x			x			x					x	15	0	15	0
070326	x											x	32	0	22	0
070327	x			x								x	29	0	29	0
070328	x			x								x	29	0	29	0
070329	x						x					x	15	0	15	0
070402							x						0	0	12	0
070412	x			x									27	0	27	2
070413	x								x	r			15	1	15	6
Σ													802	29	489	214

Tabelle B.2: Auszug aus dem Messprotokoll zu den Messungen entlang des Almukantars in Sonnenhöhe. Aufgelistet sind jeweils die Ergebnisse der visuellen Beobachtung (o: oben, u: unten, r: rechts, l: links, I: Inversion, d: diesig), die Anzahl der Messzyklen mit optimalen Bedingungen und die Anzahl der Messzyklen mit tatsächlich gemessenem Phänomen pro Messtag. Optimale Bedingung bedeutet in erster Hinsicht eine homogene Bedeckung im Messbereich, was bei Halo-Messungen auch Cirren beinhaltete, und dass der Streuwinkelbereich der entsprechenden Phänomene im Messbereich lag.

Datum	visuelle Beobachtung der gesamten Hemisphäre											Anzahl der Halo-Messzyklen				
	Ci	Cs	Cc	K	As	Ac	Cu	Cb	22° -Halo	22° -NS	I	d	zur Messung von Halos		zur Messung des period. opt. Phänomens	
													mit optimaler Messbedingung	mit gemessenem Halo	mit optimaler Messbedingung	mit gemessenem period. opt. Phänomen
051222	x			x			x						0	0 (0)	0	0 (0)
060213	x			x									3	0 (0)	0	0 (0)
060224	x						x			l,r			6	0 (0)	0	0 (0)
060313				x			x					x	0	0 (0)	0	0 (0)
060314	x												2	0 (0)	0	0 (0)
060321	x			x									0	0 (0)	0	0 (0)
060323	x			x							x		4	0 (0)	0	0 (0)
060324	x			x			x						0	0 (0)	0	0 (0)
070115	x			x			x						3	0 (0)	3	0 (0)
070207	x						x					x	20	0 (0)	20	0 (20)
070208	x			x	x	x							0	0 (0)	0	0 (0)
070217		x											22	0 (0)	22	0 (0)
070218	x			x			x					x	2	0 (0)	2	0 (0)
070312	x			x								x	24	0 (0)	24	0 (0)
070313	x			x			x					x	21	0 (0)	21	0 (0)
070326	x											x	29	0 (0)	29	0 (0)
070327	x			x								x	30	0 (0)	30	0 (0)
070328	x			x								x	32	0 (0)	32	0 (0)
070329	x						x					x	15	0 (0)	15	0 (0)
070402							x						0	0 (0)	10	0 (0)
070412	x			x								x	30	0 (0)	30	0 (0)
070413	x								x	r			21	0 (0)	21	0 (0)
Σ													264	0 (0)	259	0 (20)

Tabelle B.3: Auszug aus dem Messprotokoll zu den Messungen entlang des Sonnenmeridians. Aufgelistet sind jeweils die Ergebnisse der visuellen Beobachtung (o: oben, u: unten, r: rechts, l: links, I: Inversion, d: diesig), die Anzahl der Messzyklen mit optimalen Bedingungen und die Anzahl der Messzyklen mit tatsächlich gemessenem Phänomen pro Messtag in der spektralen Strahlendichteverteilung und in Klammern, die in der Streufunktionsverteilung, berechnet nach Gleichung (3.45). Optimale Bedingung bedeutet in erster Hinsicht eine *visuelle* homogene Bedeckung im Messbereich, was bei Halo-Messungen auch Cirren beinhaltete, und dass der Streuwinkelbereich der entsprechenden Phänomene im Messbereich lag.

C Vergleich von Halo-Messung und -Modellierung

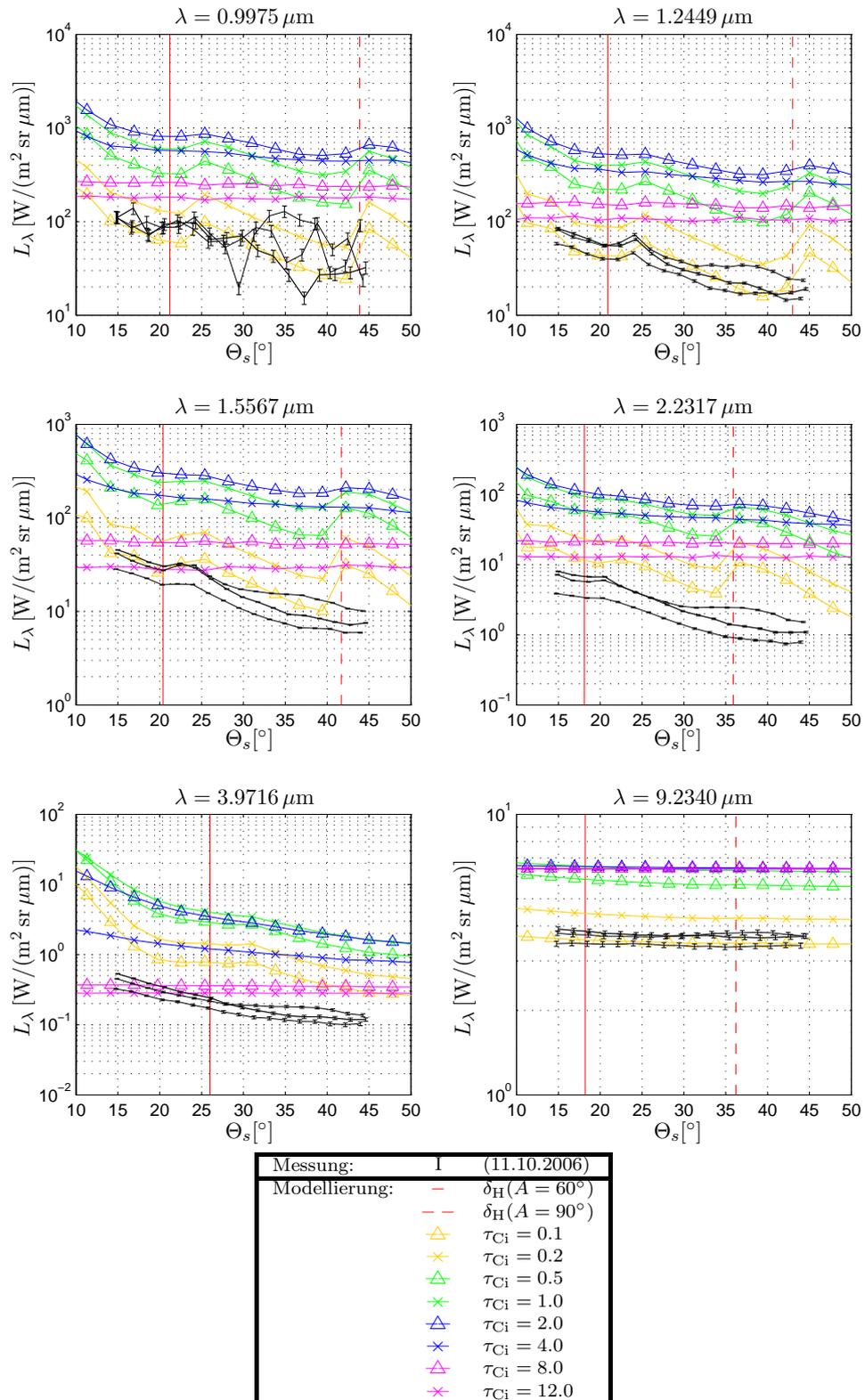


Abbildung C.1: Abwärts gerichtete spektrale Strahlungsverteilung im *Almukantar* der Sonne dreier Messungen vom 11. Oktober 2006 ($\Theta = \Theta_0 \in [67.0^\circ, 69.5^\circ]$) und der Modellierung bei willkürlicher Eissäulenorientierung ($\Theta = \Theta_0 = 70.0^\circ$), jeweils für sechs verschiedene Wellenlängen.

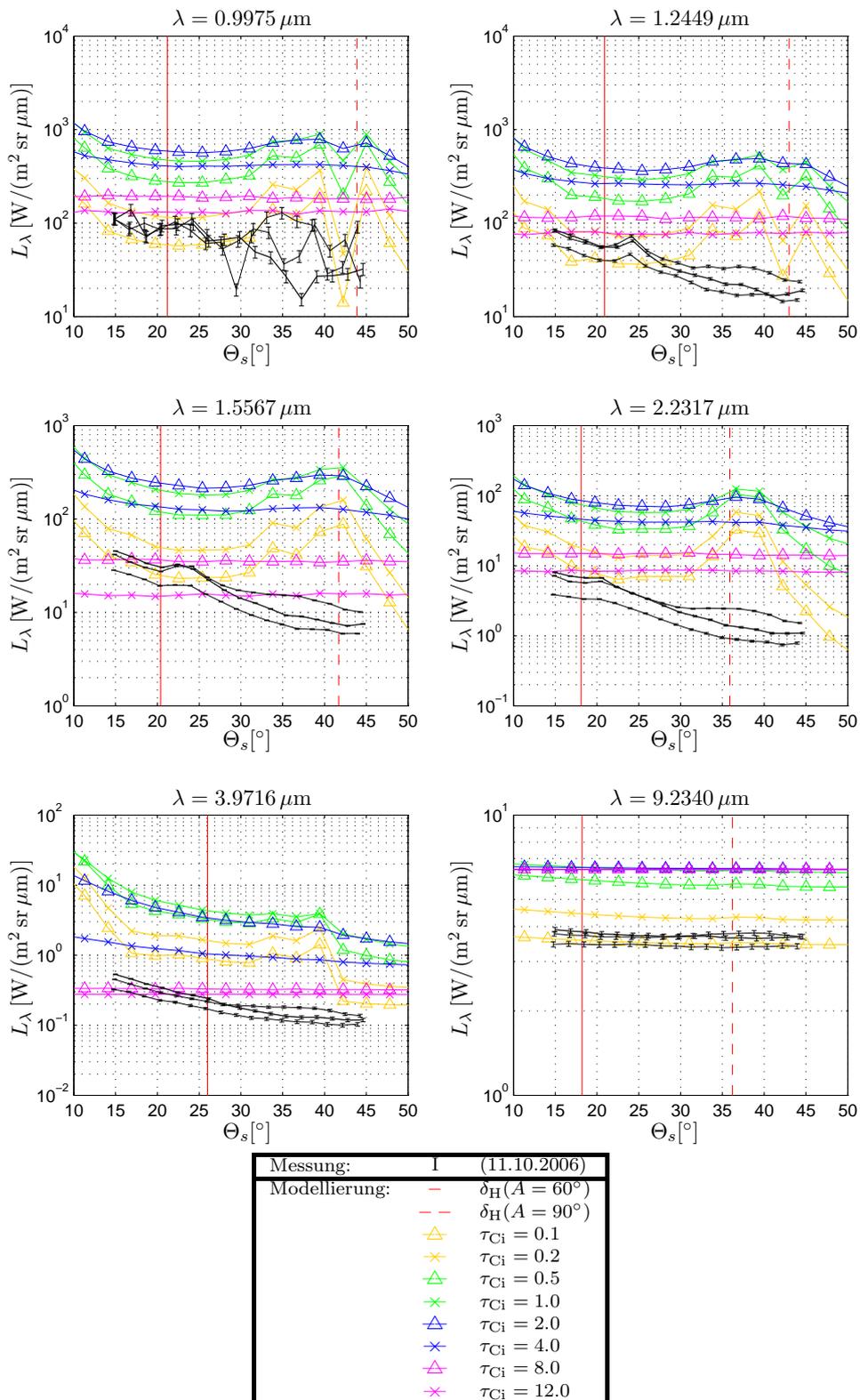


Abbildung C.2: Abwärts gerichtete spektrale Strahldichteverteilung im *Almukantar* der Sonne dreier Messungen vom 11. Oktober 2006 ($\Theta = \Theta_0 \in [67.0^\circ, 69.5^\circ]$) und der Modellierung bei horizontaler Eissäulenorientierung ($\Theta = \Theta_0 = 70.0^\circ$), jeweils für sechs verschiedene Wellenlängen.

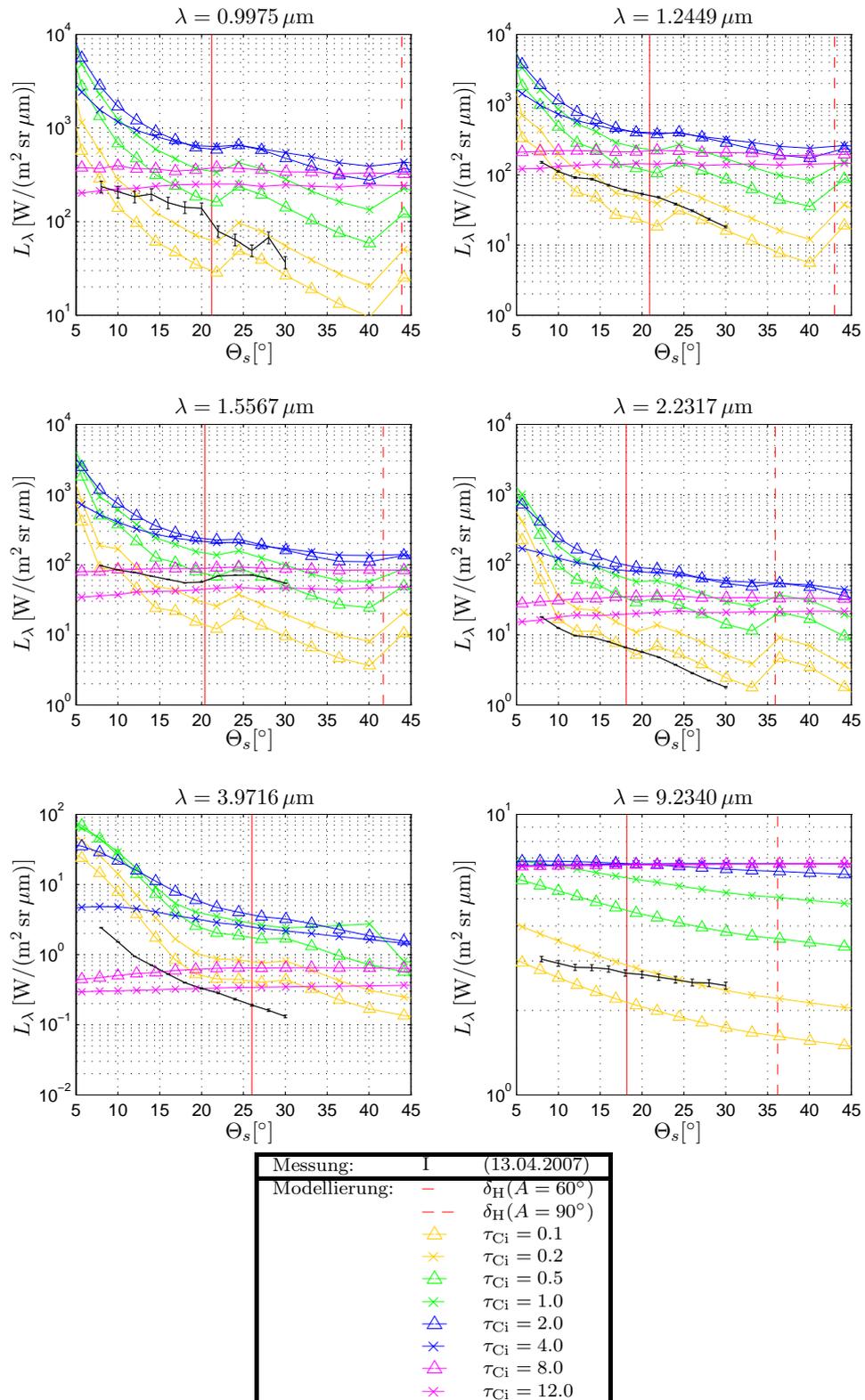


Abbildung C.3: Abwärts gerichtete spektrale Strahldichtevertelung im oberen *Meridian* der Sonne der Messungen vom 13. April 2007 ($\Theta = \Theta_0 \in [71.6^\circ, 72.3^\circ]$) und der Modellierung bei willkürlicher Eissäulenorientierung ($\Theta = \Theta_0 = 70.0^\circ$), jeweils für sechs verschiedene Wellenlängen.

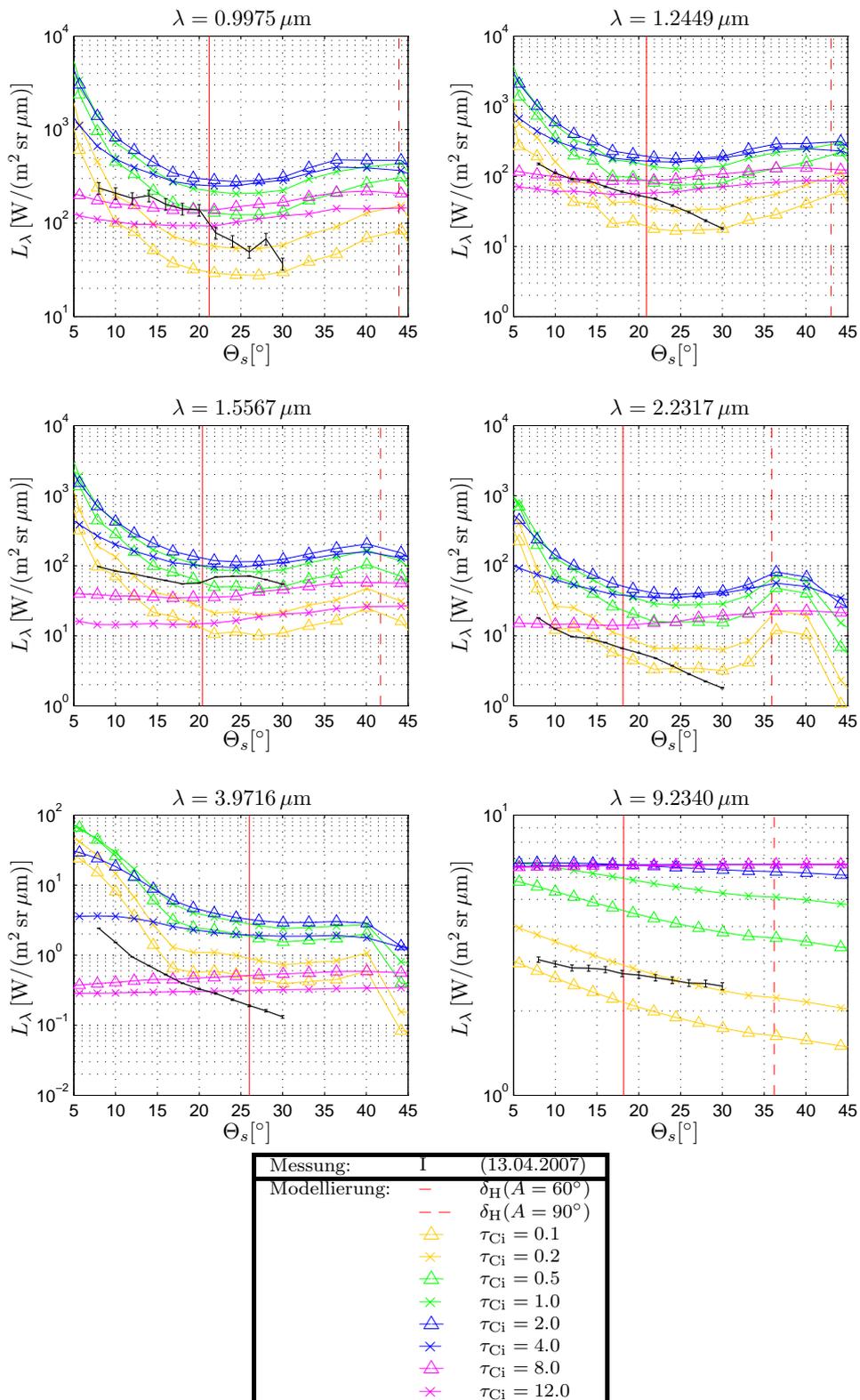


Abbildung C.4: Abwärts gerichtete spektrale Strahldichtevertelung im oberen *Meridian* der Sonne der Messungen vom 13. April 2007 ($\Theta = \Theta_0 \in [71.6^\circ, 72.3^\circ]$) und der Modellierung bei horizontaler Eissäulenorientierung ($\Theta = \Theta_0 = 70.0^\circ$), jeweils für sechs verschiedene Wellenlängen.

Literaturverzeichnis

- [1] Ehrhard Raschke, A. Ohmura, W. B. Rossow, B. E. Carlson, Y.-C. Zhang, C. Stubenrauch, M. Kottke und M. Wild. Cloud effects on the radiation budget based on the ISCCP data (1991 to 1995). *Int. J. Climatol.*, 25:1103–1125, 2005.
- [2] C. Poetzsch-Heffter, Q. Liu, E. Ruprecht und C. Simmer. Effect of Cloud Types on Earth Radiation Budget Calculated with the ISCCP C1 Dataset: Methodology and Initial Results. *J. Climat*, 8:829–843, 1995.
- [3] W. R. Rossow. Satellite observation of radiation and clouds to diagnose energy exchanges in the climate. In E. Raschke und D. Jacob, Hrsg., *Energy and Water Cycles in the Climate System*, I 5, Seite 123–141. Springer-Verlag, Berlin, 1993.
- [4] T. Chen, W. B. Rossow und Y. Zhang. Radiative Effects of Cloud-Type Variations. *J. Climat*, 52:3512–3522, 2000.
- [5] J. M. Pernter und F. M. Exner. *Meteorologische Optik*. Universitäts-Verlagsbuchhandlung, Ges.m.b.H, Wien – Leipzig, zweite Auflage, 1922.
- [6] Les Cowley. Atmospheric Optics. <http://www.atoptics.co.uk>, 2006. 28.02.2006.
- [7] Stanley David Gedzelman. Visibility of halos and rainbows. *Appl. Opt.*, 19(18):3068–3074, 1980.
- [8] Reima Eresmaa, Claudia Hetze, Wolfgang Hinz et al. European halo project 1997. <http://www.ursa.fi/ursa/jaostot/halot/ehp/97/index.html>, 1997. 08.01.2004.
- [9] Michael V. Berry. Super-numery ice-crystal halos? *Appl. Opt.*, 33(21):4663–4668, 1994.
- [10] Gunther P. Können. Symmetry in halo displays and symmetry in halo-making crystals. *Appl. Opt.*, 42(3):318–331, 2003.
- [11] David K. Lynch, Stanley David Gedzelman und Alistair B. Fraser. Subsuns, Bottlinger’s rings, and elliptical halos. *Appl. Opt.*, 33(21):4580–4589, 1994.
- [12] Marko Pekkola. Finnish Halo Observation Network: search for rare halo phenomena. *Appl. Opt.*, 30(24):3542–3552, 1991.

- [13] Marko Riikonen und Jukka Rouskanen. Observation of vertically elliptical halos. *Appl. Opt.*, 33(21):4537–4538, 1994.
- [14] Ralf Sussmann. Optical properties of contrail-induced cirrus: discussion of unusual halo phenomena. *Appl. Opt.*, 36(18):4195–4201, 1997.
- [15] Eberhard Tränkle und Marko Riikonen. Elliptical halos, Bottlinger’s rings, and the ice-plate snow-star transition. *Appl. Opt.*, 35(24):4871–4878, 1996.
- [16] Zbigniew Ulanowski. Ice analog halos. *Appl. Opt.*, 44(27):5754–5758, 2005.
- [17] Peter-Paul Hattinga Verschure. Thirty years of observing and documenting sky optical phenomena. *Appl. Opt.*, 37(9):1585–1588, 1998.
- [18] Mark Vornhusen. Der erste Bericht vom Danziger Halophänomen. <http://www.meteoros.de/halres/hevel.htm>, 1999. 08.01.2004.
- [19] Gibbes Walker Jordan. Erklärung der Höfe, oder der farbigen Kreise, welche dicht um die Sonne, den Mond und andere leuchtende Gegenstände erscheinen. *Annalen der Physik*, 18:27–56, 1804.
- [20] Les Cowley, Philip Laven und Michael Vollmer. Koronen – Farbige Ringe um Mond und Sonne. *Phys. unserer Zeit*, 36(6):266–273, November 2005.
- [21] Forrest M. Mims III. Solar corona caused by juniper pollen in texas. *Appl. Opt.*, 37(9):1486–1488, 1998.
- [22] Pekka Parviainen, Craig F. Bohren und Veikko Mäkelä. Vertical elliptical coronas caused by pollen. *Appl. Opt.*, 33(21):4548–4551, 1994.
- [23] Kenneth Sassen. Possible halo depictions in the prehistoric rock art of utah. *Appl. Opt.*, 33(21):4756–4760, 1994.
- [24] James D. Sphihirne und Teruyuki Nakajime. Glory of clouds in the near infrared. *Appl. Opt.*, 33(21):4652–4662, 1994.
- [25] Michael Vollmer. Effects of absorbing particles on coronas and glories. *Appl. Opt.*, 44(27):5658–5666, September 2005.
- [26] Insa Meinke. *Zur Validierung der Wolkenparametrisierung des Regionalmodells HRM mit Satellitendaten des ISCCP – Entwicklung und Anwendung einer Methode*. Dissertation, Universität Hamburg, Hamburg, 2002.
- [27] Stephan Bakan, Jürgen Rainer Schlicht, Heinz-Dieter Hollweg und Lars Fiedler. Remote sensing of temperature and atmospheric constituents from surface based FTIR measurements. In William L. Smith und Y. Timofeyev, Hrsg., *IRS '00*:

- Current problems in Atmospheric Radiation*, Band 147, Seite 1125–1128, Hampton, Virginia, 2001. A. Deepak Publishing.
- [28] Martin Dreyer und Stephan Bakan. Ground-based remote sensing of cloud properties from multi-spectral FTIR measurements. In William L. Smith und Y. Timofeyev, Hrsg., *IRS '00: Current problems in Atmospheric Radiation*, Band 147, Seite 989–992, Hampton, Virginia, 2001. A. Deepak Publishing.
- [29] James Cannon. Development of an automated retrieval and analysis system for the Ocean-Atmosphere Sounding Interferometer System (OASIS). Master's thesis, University of Surrey, Surrey, April 2005.
- [30] Jürgen Rainer Schlicht. Ableitung von Temperaturprofil und Wasserdampfgehalt der Grenzschicht mit multispektralen Interferometermessungen. vrsI. Dissertation an der Universität Hamburg: 2008.
- [31] Sven Huneke. Eva-grips homepage.
http://w3g.gkss.de/staff/KSH/EVA_GRIPS/home.htm. letzte Aktualisierung 30.11.2004.
- [32] Lars Fiedler und Stephan Bakan. Interferometric measurements of sea surface temperature and emissivity. *German Journal of Hydrography*, 49(2/3):357–365, 1997.
- [33] Stephan Bakan und Lars Fiedler. Implications of high resolution FTIR measurements of IR window radiances for the determination of the sea surface skin effect. In William L. Smith und K. Stamnes, Hrsg., *IRS '96: Current problems in Atmospheric Radiation*, Seite 663–666, Hampton, Virginia, 1997. A. Deepak Publishing.
- [34] Lars Fiedler. *Messung des Reflexionsvermögens der Meeresoberfläche im Infraroten Spektralbereich mit dem „Ocean-Atmosphere Sounding Interferometer System“ (OASIS)*. Dissertation, Universität Hamburg, Hamburg, 2000.
- [35] Kuo-Nan Liou. *An introduction to atmospheric radiation*. Academic Press, Inc, London, 1980.
- [36] Susann Klotzsche. Einfluss der Kristallorientierungen auf die solaren Strahlungsflüsse von Cirruswolken. Diplomarbeit, IfM-Geomar, Leibniz-Institut für Meereswissenschaften an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Kiel, Februar 2004.
- [37] Susann Klotzsche und Andreas Macke. Influence of crystal tilt on solar irradiance of cirrus clouds. *Appl. Opt.*, 45:1034–1040, 2006.

- [38] Frederique Auriol, Jean-François Gayet, Guy Febvre und Olivier Jourdan. In Situ Observation on Cirrus Scattering Phase Function with 22° and 46° halos: Cloud Field Study on 19 February 1998. *J. Atmos. Sciences*, 58:3376–3390, 20001.
- [39] Sung Min Hong und Gladimir Baranoski. A Study on Atmospheric Halo Visualization – technical report cs-2003-26. Technischer Report, School of Computer Science, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, Canada, 2003.
- [40] Kenneth Sassen. Halos in cirrus clouds: why are classic displays so rare? *Appl. Opt.*, 44(27):5684–5687, 2005.
- [41] Gunther P. Können, Herman R. A. Wessels und Jaap Tinbergen. Halo polarization profiles and sampled ice crystals: observations and interpretation. *Appl. Opt.*, 42(3):309–317, 2003.
- [42] Yoshinori Furukawa. Faszination der Schneekristalle – wie ihre bezaubernden Formen entstehen. *Chem. unserer Zeit*, 31(19):58–65, 1997.
- [43] August H. Auer Jr. und Donald L. Veal. The Dimension of Ice Crystals in Natural Clouds. *J. Atmos. Sciences*, 27:919–926, 1970.
- [44] D. L. Mitchell und W. P. Arnott. A model predicting the evolution of ice particle size spectra and radiative properties of cirrus clouds. Part II: Dependence of absorption and extinction on ice crystal morphology. *J. Atmos. Sciences*, 51:817–832, 1994.
- [45] C. Magano und C. Lee. Meteorological classification of natural snow crystals. *J. Fac. Sci. Hokkaido Univ.*, 2(VII):321–335, 1966.
- [46] Andreas Macke, P. N. Francis, G. M. McFarquhar und S. Kinne. The role of ice particle shapes and size distributions in the single scattering properties of cirrus clouds. *JotAS*, 55(17):2874–2883, 1998.
- [47] R. G. Knollenberg. Techniques for probing cloud microstructure. In P. V. Hobbs und A. Deepak, Hrsg., *Clouds: Their formation, optical properties, and effects*. Academic-Press, 1981.
- [48] F. Albers. In situ-Methoden zur Messung mikrophysikalischer Größen in Wolken. *Promet - Meteorologische Weiterbildung*, 1/2:26–33, 1993.
- [49] Ehrhard Raschke et al. European Cloud and Radiation Experiment (EUCREX - final report on the project EV5V-CT 992-0130 EUCREX-2. Technischer Report, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH, Geesthacht, 1999.

-
- [50] John Hallett, William P. Arnott, Matthew P. Bailey und Joan T. Hallett. Ice Crystals in Cirrus. In David K. Lynch, Kenneth Sassen, David O’C. Starr und Graeme Stephens, Hrsg., *Cirrus*, Kapitel 3, Seite 41–77. Oxford University Press, New York, 2002.
- [51] B. V. Kaul, O. A. Krasnov, A. L. Kuznetsov, E. R. Polovtseva, I. V. Samokhvalov und A. P. Stykon. Lidar investigations of particles orientation in crystal clouds. *Atmos. Oceanic Opt.*, 10(2):119–125, Februar 1997.
- [52] Klaus-Dieter Rockwitz. Scattering properties of horizontally oriented ice crystal columns in cirrus clouds. Part 1. *Appl. Opt.*, 28(19):4103–4110, Oktober 1989.
- [53] H. Chepfer, V. Noel, P. Minnis, D. Baumgardner, L. Nguyen, G. Raga, M. J. McGill und P. Yang. Particle habit in tropical ice during CRYSTAL-FACE: Comparison of two remote sensing techniques with in situ observation. *J. Geophys. Res.*, 110:D16204, doi:10.1029/2004JD005455, 2005.
- [54] Stephen G. Warren. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Appl. Opt.*, 23(8):1206–1223, April 1984.
- [55] Kenneth Sassen. Ice Crystals in Cirrus. In David K. Lynch, Kenneth Sassen, David O’C. Starr und Graeme Stephens, Hrsg., *Cirrus*, Kapitel 2, Seite 11–40. Oxford University Press, New York, 2002.
- [56] F. M. Kahnert. Numerical methods in electromagnetic scattering theory. *J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 79-80:775–824, 2003.
- [57] Ping Yang und Kuo-Nan Liou. Light scattering by hexagonal ice crystals: comparison of finite-difference time domain and geometric optics models. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12(1):162–176, 1995.
- [58] Ping Yang und Kuo-Nan Liou. Finite-difference time domain method for light scattering by small ice crystals in three-dimensional space. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13(10):2072–2085, 1996.
- [59] Zhao Jian-Qi, Shi Guangyu, Che Huizheng und Cheng Guangguang. Approximations of the scattering phase functions of particles. *Advances in Atmospheric Sciences*, 23(5):802–808, 2006.
- [60] Ping Yang, B.-C. Gao, B. A. Baum, Y. X. Hu, W. J. Wiscombe, S.-C. Tsay, M. D. Winker und S. L. Nasiri. Radiative properties of cirrus clouds in the infrared (8–13 μm) spectral region. *J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 70(4):473–503, 2001.
- [61] E. M. Purcell und C. P. Pennypacker. Scattering and absorption of light by non-spherical dielectric grains. *Astrophys. J.*, 196:705–714, 1973.

- [62] B. T. Draine. The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphit grains. *Astrophys. J.*, 333:848–872, 1988.
- [63] Max Born und Emil Wolf. *Principles of Optics – Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Pergamon Press, Oxford, fünfte Auflage, 1975.
- [64] Andreas Macke. *Modellierung der optischen Eigenschaften von Cirruswolken*. Dissertation, Universität Hamburg, Hamburg, 1994.
- [65] C.F. Bohren und D.R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, Kapitel Appendix A. Wiley, New York, 1983.
- [66] Stanley David Gedzelman und James A. Lock. Simulating coronas in color. *Appl. Opt.*, 42(3):497–5044, 2003.
- [67] Philip Laven. Simulation of rainbows, coronas, and glories by use of Mie theory. *Appl. Opt.*, 42(3):436–444, 2003.
- [68] James A. Lock und Leiming Yang. Mie theory model of the corona. *Appl. Opt.*, 30(24):3408–3414, 1991.
- [69] Michael I. Mishchenko und Andreas Macke. How big should hexagonal ice crystals be to produce halos? *Appl. Opt.*, 38(9):1626–1629, März 1999.
- [70] Ingo Schlimme. Der Einfluss von Kristallform und Größenverteilung auf die solare Strahlungsbilanz von Cirruswolken. Diplomarbeit, Institut für Meereskunde der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Kiel, Mai 2002.
- [71] Martin Dreyer. Persönliche Mitteilung, 28.09.2006.
- [72] Pao K. Wang. *Ice Microdynamics*. Academic Press Inc., San Diego, 2002.
- [73] Richard M. Goody und Yuk Ling Yung. *Atmospheric Radiation: Theoretical Basis*. Oxford University Press, New York, zweite Auflage, 1995.
- [74] James E. Hansen und Larry D. Travis. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 16:527–610, 1974.
- [75] L. Mannozi, F. Di Guiseppe und R. Rizzi. Cirrus Cloud Optical Properties in Far Infrared. *Phys. Chem. Earth (B)*, 24(3):269–273, 1998.
- [76] Andreas Macke, D. Mitchell und Lüder von Bremen. Monte Carlo radiative transfer calculations for inhomogeneous mixed phase clouds. *Phys. Chem. Earth (B)*, 24(3):237–241, 1999.

- [77] Matthew P. Thekaekara. Extraterrestrial Solar Spectrum, 3000 – 6100 Å at 1-Å Intervals. *Appl. Opt.*, 13(3):518–522, 1974.
- [78] MR Series FT-Spectroradiometers – Alignment Procedures (IMZ9712). Technischer Report, Bomem Inc., November 1995.
- [79] Heinz-Dieter Hollweg. Persönliche Mitteilung, 04.02.2008.
- [80] Stephan Bakan. OASIS- (Ocean-Atmosphere Sounding Interferometer System). Poster, 2005.
- [81] F. E. Chamberlain. *The Principles of Interferometric Spectroscopy*. John Wiley & Sons, 1979.
- [82] M.-C. Abrams, G. C. Toon und R. A. Schindler. Practical example of the correction of Fourier-transform spectra for detector nonlinearity. *Appl. Opt.*, 33(27):6307–6314, 1994.
- [83] K. Rahmelow. Electronic influences on infrared detector signal: nonlinearity and amplification. *Appl. Opt.*, 36(10):2123–2132, 1997.
- [84] Detlev Persson. Eichung eines Michelson Doppelpendel Interferometer zur Emissionsspektroskopie in der Atmosphäre. Diplomarbeit, Universität Hamburg und Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, April 1995.
- [85] R. J. Keyes, Hrsg. *Optical and infrared detectors*, Band 19, 1977.
- [86] S. H. S. Wilson, N. C. Atkinson und J. A. Smith. The development of an airborne infrared interferometer for meteorological sounding studies. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 16(12):1912–1927, 1999.
- [87] Lars Fiedler. Hohlraumstrahler. Deutsche Patentanmeldung 100 09 880.0, 2000.
- [88] H. E. Revercomb, H. Buijs, H. B. Howell, D. D. LaPorte, W. L. Smith und L. A. Sromovsky. Radiometric calibration of IR Fouriertransform spectrometers: solution to a problem with High-Resolution Interferometer Sounder. *Appl. Opt.*, 27:3210–3218, 1988.
- [89] Meteorologisches Institut. Temperatur und relative Feuchte der Atmosphäre am NDR-Mast für den 11.10.2006, Hamburg. Persönliche Mitteilung, 14. und 15.05.2008.
- [90] Jeremy Archer. MODTRAN Infrared Atmospheric Radiation Code. <http://geosci.uchicago.edu/~archer/cgimodels/radiation.html>, 2008.

- [91] A. O. Langford, R. W. Portmann, J. S. Daniel, H. J. Miller, C. S. Eubank und S. Solomon. Retrieval of ice crystal effective diameters from ground-based near-infrared spectra of optically thin cirrus. *J. Geophys. Res.*, 110(D22):D22201, 2005.
- [92] Stiftung Deutscher Polleninformationsdienst. Pollendaten der Station Delmenhorst. <http://www.univie.ac.at/ean/>, 2005-2007.
- [93] Margarita Betancor Gothe, Martin Dreyer, Stephan Bakan und Claudio Constanzo. Ground based passive remote sensing of ice clouds with scattered solar radiation in the near infrared. *Phys. Chem. Earth (B)*, 24(3):219–224, 1998.

Danksagung

Wie bei jedem Projekt, so stehen auch hinter diesem viele Menschen, die zu dessen Gelingen beigetragen haben. All denjenigen möchte ich herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt dabei meinen Betreuern Dr. Stephan Bakan und Prof. Dr. Hartmut Graßl, die es mir ermöglichten, die optischen Phänomene auch einmal von der infraroten und experimentellen Seite betrachten zu können. Die konstruktiven Diskussionen mit ihnen und ihre Ratschläge haben mir so manches Mal Mut gemacht und gezeigt, dass gerade auch die unverhofften Messergebnisse ihren Reiz haben können.

Bedanken möchte ich mich auch bei Prof. Dr. Andreas Macke vom IfM-Geomar, Kiel. Während meiner von ihm betreuten Diplomarbeit habe ich mich mit dem Halo-Virus infiziert und er hat mich auch während der Doktorandenzeit mit Streufragen nicht allein gelassen. Ein weiteres Dankeschön nach Kiel geht auch an John Kalisch, der mir die Kameraausrüstung zur Verfügung stellte.

Der schwindenen OASIS-Gruppe ist es zu verdanken, dass ich auch bei Steuerungs- und Softwareproblemen einen Ansprechpartner hatte und für die Messungen genügend flüssigen Stickstoff vorfand. Mein Dank geht dabei auch an die Leute der Werkstatt, die das ein oder andere Mal OASIS nach Unfällen wieder ausrichten mussten und immer für Stickstoffflaschennachfuhr sorgten.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Tom Rother vom German Aerospace Center für die Diskussionen zum periodischen optischen Phänomen, sowie bei der Stiftung Deutscher Polleninformationsdienst für die zur Verfügung gestellten Pollenkonzentrationen und dem Meteorologischen Institut der Universität Hamburg für die Temperatur- und Feuchtedaten.

Meinem ehemaligen Zimmerkollegen, Prof. Dr. Ehrhard Raschke, möchte ich hiermit für so manchen Verbesserungsvorschlag und aufmunterndes Wort danken.

Danksagung

Was aber hätte ich in der ganzen Zeit nur ohne die 3+4- bzw. cp17-Gruppe gemacht? Danke für all die vielen Punkte und dass ihr meinen Kräutertee, trotz Fenchel, so geduldig mitgetrunken habt.

Ein großes Dankeschön geht auch an meinen Mann, denn ohne ihn wäre diese Arbeit wahrscheinlich unvollendet geblieben. Danke...

Publikationsreihe des MPI-M

**„Berichte zur Erdsystemforschung“ , „Reports on Earth System Science“, ISSN 1614-1199
Sie enthält wissenschaftliche und technische Beiträge, inklusive Dissertationen.**

Berichte zur Erdsystemforschung Nr.1 Juli 2004	Simulation of Low-Frequency Climate Variability in the North Atlantic Ocean and the Arctic Helmuth Haak
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.2 Juli 2004	Satellitenfernerkundung des Emissionsvermögens von Landoberflächen im Mikrowellenbereich Claudia Wunram
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.3 Juli 2004	A Multi-Actor Dynamic Integrated Assessment Model (MADIAM) Michael Weber
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.4 November 2004	The Impact of International Greenhouse Gas Emissions Reduction on Indonesia Armi Susandi
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.5 Januar 2005	Proceedings of the first HyCARE meeting, Hamburg, 16-17 December 2004 Edited by Martin G. Schultz
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.6 Januar 2005	Mechanisms and Predictability of North Atlantic - European Climate Holger Pohlmann
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.7 November 2004	Interannual and Decadal Variability in the Air-Sea Exchange of CO₂ - a Model Study Patrick Wetzel
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.8 Dezember 2004	Interannual Climate Variability in the Tropical Indian Ocean: A Study with a Hierarchy of Coupled General Circulation Models Astrid Baquero Bernal
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.9 Februar 2005	Towards the Assessment of the Aerosol Radiative Effects, A Global Modelling Approach Philip Stier
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.10 März 2005	Validation of the hydrological cycle of ERA40 Stefan Hagemann, Klaus Arpe and Lennart Bengtsson
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.11 Februar 2005	Tropical Pacific/Atlantic Climate Variability and the Subtropical-Tropical Cells Katja Lohmann
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.12 Juli 2005	Sea Ice Export through Fram Strait: Variability and Interactions with Climate- Torben Königk
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.13 August 2005	Global oceanic heat and fresh water forcing datasets based on ERA-40 and ERA-15 Frank Röske
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.14 August 2005	The HAMburg Ocean Carbon Cycle Model HAMOCC5.1 - Technical Description Release 1.1 Ernst Maier-Reimer, Iris Kriest, Joachim Segsneider, Patrick Wetzel
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.15 Juli 2005	Long-range Atmospheric Transport and Total Environmental Fate of Persistent Organic Pollutants - A Study using a General Circulation Model Semeena Valiyaveetil Shamsudheen

Publikationsreihe des MPI-M

„Berichte zur Erdsystemforschung“ , „*Reports on Earth System Science*“, ISSN 1614-1199
Sie enthält wissenschaftliche und technische Beiträge, inklusive Dissertationen.

Berichte zur Erdsystemforschung Nr.16 Oktober 2005	Aerosol Indirect Effect in the Thermal Spectral Range as Seen from Satellites Abhay Devasthale
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.17 Dezember 2005	Interactions between Climate and Land Cover Changes Xuefeng Cui
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.18 Januar 2006	Rauchpartikel in der Atmosphäre: Modellstudien am Beispiel indonesischer Brände Bärbel Langmann
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.19 Februar 2006	DMS cycle in the ocean-atmosphere system and its response to anthropogenic perturbations Silvia Kloster
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.20 Februar 2006	Held-Suarez Test with ECHAM5 Hui Wan, Marco A. Giorgetta, Luca Bonaventura
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.21 Februar 2006	Assessing the Agricultural System and the Carbon Cycle under Climate Change in Europe using a Dynamic Global Vegetation Model Luca Criscuolo
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.22 März 2006	More accurate areal precipitation over land and sea, APOLAS Abschlussbericht K. Bumke, M. Clemens, H. Graßl, S. Pang, G. Peters, J.E.E. Seltmann, T. Siebenborn, A. Wagner
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.23 März 2006	Modeling cold cloud processes with the regional climate model REMO Susanne Pfeifer
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.24 Mai 2006	Regional Modeling of Inorganic and Organic Aerosol Distribution and Climate Impact over Europe Elina Marmer
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.25 Mai 2006	Proceedings of the 2nd HyCARE meeting, Laxenburg, Austria, 19-20 Dec 2005 Edited by Martin G. Schultz and Malte Schwoon
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.26 Juni 2006	The global agricultural land-use model KLUM – A coupling tool for integrated assessment Kerstin Ellen Ronneberger
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.27 Juli 2006	Long-term interactions between vegetation and climate -- Model simulations for past and future Guillaume Schurgers
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.28 Juli 2006	Global Wildland Fire Emission Modeling for Atmospheric Chemistry Studies Judith Johanna Hoelzemann
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.29 November 2006	CO₂ fluxes and concentration patterns over Euro Siberia: A study using terrestrial biosphere models and the regional atmosphere model REMO Caroline Narayan

Publikationsreihe des MPI-M

**„Berichte zur Erdsystemforschung“ , „Reports on Earth System Science“, ISSN 1614-1199
Sie enthält wissenschaftliche und technische Beiträge, inklusive Dissertationen.**

Berichte zur Erdsystemforschung Nr.30 November 2006	Long-term interactions between ice sheets and climate under anthropogenic greenhouse forcing Simulations with two complex Earth System Models Miren Vizcaino
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.31 November 2006	Effect of Daily Surface Flux Anomalies on the Time-Mean Oceanic Circulation Balan Sarojini Beena
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.32 November 2006	Managing the Transition to Hydrogen and Fuel Cell Vehicles – Insights from Agent-based and Evolutionary Models – Malte Schwoon
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.33 November 2006	Modeling the economic impacts of changes in thermohaline circulation with an emphasis on the Barents Sea fisheries Peter Michael Link
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.34 November 2006	Indirect Aerosol Effects Observed from Space Olaf Krüger
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.35 Dezember 2006	Climatological analysis of planetary wave propagation in Northern Hemisphere winter Qian Li
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.36 Dezember 2006	Ocean Tides and the Earth's Rotation - Results of a High-Resolving Ocean Model forced by the Lunisolar Tidal Potential Philipp Weis
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.37 Dezember 2006	Modelling the Global Dynamics of Rain-fed and Irrigated Croplands Maik Heistermann
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.38 Dezember 2006	Monitoring and detecting changes in the meridional overturning circulation at 26°N in the Atlantic Ocean- The simulation of an observing array in numerical models Johanna Baehr
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.39 Februar 2007	Low Frequency Variability of the Meridional Overturning Circulation Xiuhua Zhu
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.40 März 2007	Aggregated Carbon Cycle, Atmospheric Chemistry, and Climate Model (ACC2) – Description of the forward and inverse modes – Katsumasa Tanaka, Elmar Kriegler
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.41 März 2007	Climate Change and Global Land-Use Patterns — Quantifying the Human Impact on the Terrestrial Biosphere Christoph Müller
Berichte zur Erdsystemforschung Nr.42 April 2007	A Subgrid Glacier Parameterisation for Use in Regional Climate Modelling Sven Kotlarski

Publikationsreihe des MPI-M

**„Berichte zur Erdsystemforschung“ , „Reports on Earth System Science“ , ISSN 1614-1199
Sie enthält wissenschaftliche und technische Beiträge, inklusive Dissertationen.**

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.43**
April 2007

**Glacial and interglacial climate during the late
Quaternary: global circulation model simulations
and comparison with proxy data**
Stephan J. Lorenz

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.44**
April 2007

**Pacific Decadal Variability: Internal Variability and
Sensitivity to Subtropics**
Daniela Mihaela Matei

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.45**
Mai 2007

**The impact of african air pollution:
A global chemistry climate model study**
Adetutu Mary Aghedo

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.46**
Juni 2007

**The Relative Influences of Volcanic and
Anthropogenic Emissions on Air Pollution in
Indonesia as Studied With a Regional Atmospheric
Chemistry and Climate Model**
Melissa Anne Pfeffer

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.47**
Juli 2007

**Sea Level and Hydrological Mass
Redistribution in the Earth System:
Variability and Anthropogenic Change**
Felix Landerer

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.48**
September 2007

**REanalysis of the TROpospheric chemical
composition over the past 40 years, Final Report**
Edited by Martin G. Schultz

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.49**
Oktober 2007

**Sensitivity of ENSO dynamics to wind stress
formulation as simulated by a hybrid coupled GCM**
Heiko Hansen

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.50**
November 2007

**Indonesian Forest and Peat Fires: Emissions, Air
Quality, and Human Health**
Angelika Heil

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.51**
Januar 2008

**A Global Land Cover Reconstruction
AD 800 to 1992 - Technical Description -**
Julia Pongratz, Christian Reick, Thomas Raddatz,
Martin Claussen

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.52**
Januar 2008

**Simulation of the climate impact of
Mt. Pinatubo eruption using ECHAM5-**
Manu Anna Thomas

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.53**
April 2008

**The influence of aerosols on North Atlantic
cyclones**
Dorothea F. Banse

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.54**
Juni 2008

**Global cycling of semivolatile organic compounds
in the marine and total environment - A study using
a comprehensive model**
Francesca Guglielmo

**Berichte zur
Erdsystemforschung Nr.55**
Juli 2008

**The quasi-biennial oscillation: Representation in
numerical models and effects on stratospheric
transport and trace gases**
Heinz Jürgen Punge

