

Strahlungsbilanz arktischer Bewölkung aus Modell und Beobachtung

Diplomarbeit
von
Alrun Tessendorf

MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE FAKULTÄT DER
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL
ERSTELLT AM LEIBNIZ-INSTITUT FÜR MEERESWISSENSCHAFTEN
FORSCHUNGSBEREICH 1
- MARITIME METEOROLOGIE -



Kiel, Juli 2010

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Einfluss von Wolken und Meereis auf die Strahlungsbilanz am Boden in der Arktis untersucht. Die Bewölkung der sommerlichen Arktis ist durch hohe Bedeckungsgrade in Verbindung mit niedrigen optischen Dicken gekennzeichnet. Um den Einfluss dieser Bewölkung in Kombination mit Meereis genauer zu untersuchen, wurden Messungen auf dem Forschungsschiff Polarstern im August und September 2009 im Rahmen der Expedition ARK24-3 in der Grönlandsee durchgeführt.

Die Auswertung der Messungen wurde durch Modellrechnungen mit dem Strahlungstransportmodell GRIMALDI ergänzt. Dabei wurde insbesondere untersucht, wie sich Mehrfachreflexionen zwischen Eisoberfläche und Wolken auf die kurzwellige Strahlungsbilanz auswirken. Das Modell GRIMALDI von R. Scheirer basiert auf der Monte-Carlo Methode und wurde im Rahmen dieser Arbeit angepasst, um Strahlungstransportrechnungen im breitbandigen solaren Spektrum durchzuführen.

Die während ARK24-3 gemessenen Werte für die mittlere kurzwellige und langwellige abwärtsgerichtete Strahlungsflussdichte (80 W/m^2 bzw. 296 W/m^2), sowie die Albedo über Meereis (0,45) liegen im Rahmen der Erwartungen aus unabhängigen Untersuchungen zu dieser Jahreszeit (Intrieri et al., 2002b; Shupe und Intrieri, 2004; Wang und Key, 2005; Persson et al., 2002). Das gleiche gilt für den kurzwelligen und langwelligen Wolkenstrahlungsantrieb am Boden (-70 W/m^2 bzw. 46 W/m^2), wobei dieser außer vom Sonnenzenitwinkel auch von der Albedo und Temperatur der Oberfläche abhängt. Für Zenitwinkel kleiner als 82° wirkte der mittlere Wolkenstrahlungsantrieb während ARK24-3 im Mittel abkühlend und für Zenitwinkel größer 82° erwärmend.

Meereis erhöht die kurzwellige Strahlungsflussdichte an der Oberfläche durch Mehrfachreflexionen zwischen Eisoberfläche und Wolken. Bei einer inhomogenen Bewölkung tritt dieser Effekt insbesondere dort auf, wo die Einstrahlung schon aufgrund der Bewölkung erhöht ist. Im räumlichen Mittel hängt der Effekt vom Bedeckungsgrad und der optischen Dicke der Bewölkung ab. Die Erhöhung der Strahlungsflussdichte steigt absolut mit dem Bedeckungsgrad der Wolken. Mit zunehmender optischer Dicke der Wolken steigt die relative Erhöhung durch den Meereiseffekt, während die absolute Einstrahlung sinkt. Dadurch ergibt sich eine optische Dicke τ , bei der die absolute Erhöhung durch das Meereis maximal ist. Diese liegt in der Nähe von $\tau = 5$, was der mittleren optischen Dicke der Bewölkung während ARK24-3 entspricht. Bei einem Zenitwinkel von $\theta = 60^\circ$, einer Albedo von 0,5 und $8/8$ Bedeckungsgrad beträgt die Erhöhung 45 W/m^2 , was eine relative Erhöhung der Strahlungsflussdichte um 15% bedeutet.

Durch die Strahlungserhöhung über Meereis im Vergleich zu Wasser wäre auch ein Unterschied im Wolkenstrahlungsantrieb zu erwarten. Dieser Unterschied wurde während ARK24-3 nicht beobachtet. Aufgrund des kleinen Datensatzes ist nicht klar, ob dies auf zusätzliche niedrige Bewölkung über dem Meereis oder auf mehr Bewölkung in Zusammenhang mit Frontensystemen zurück geht.

Abstract

The effects of clouds and sea-ice on the surface radiative balance in the Arctic are studied. Clouds during arctic summer are characterized by a low optical thickness and high cloud amounts. To determine the effect of these clouds in combination with sea-ice, measurements onboard the research vessel FS Polarstern were obtained in August and September 2009 during the expedition ARK24-3 in the Greenland Sea.

Data evaluation was accompanied by model calculations with the radiative transfer model GRIMALDI. In particular, the effect of multiple reflexions between sea-ice surface and clouds on the shortwave radiative balance was determined. The GRIMALDI model from R. Scheirer is based on the Monte-Carlo method and was adjusted within this work to radiative transfer calculations in the broadband solar spectrum.

The average downward shortwave and longwave irradiance of 80 W/m^2 and 296 W/m^2 measured during ARK24-3, as well as the average sea-ice albedo of 0.45 at this time of the year are within the scope of expectations from previous studies (Intrieri et al., 2002b; Shupe and Intrieri, 2004; Wang and Key, 2005; Persson et al., 2002). This applies also for the shortwave and longwave cloud radiative forcing (-70 W/m^2 and 46 W/m^2) which depends not only on sun zenith angle but also from surface albedo and temperature. For zenith angles less than 82° , surface cloud radiative forcing had a cooling effect during ARK24-3 and for zenith angles greater than 82° a warming effect.

Sea-ice increases the downward shortwave irradiance at the surface by multiple reflexions between sea-ice and clouds. In case of a broken cloud cover the effect is amplified in places where the irradiance is already increased due to cloud distribution. In the local mean, the effect depends on the cloud cover and the optical thickness of clouds. The absolute magnitude of the effect increases with cloud fraction. With an increasing optical thickness, the relative magnitude of the effect increases, while the absolute irradiance decreases. This results in an optical thickness τ with a maximal increase of the absolute sea-ice effect. This optical thickness is near $\tau = 5$ which equals the average optical thickness of clouds during ARK24-3. With a zenith angle of $\theta = 60^\circ$, sea-ice albedo of 0.5 and 100 % cloud cover the total increase is 45 W/m^2 , representing a relative increase of the downward irradiance of 15 %.

With the effect of increased downward shortwave irradiance over sea-ice compared to water, a difference in the cloud radiative forcing is to be expected. This difference was not observed during ARK24-3. Because of the small dataset it remains uncertain if this is due to additional low-level clouds over sea-ice or to increased cloudiness in relation with frontal systems.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
2	Grundlagen	15
2.1	Strahlungstransport	15
2.2	Die Monte-Carlo Methode	16
2.3	Strahlungseigenschaften von Wolken	17
2.4	Aerosole	19
2.5	Besonderheiten in der Arktis	20
2.5.1	Meereis	20
2.5.2	Wolken und Inversionen	22
3	Messungen auf FS Polarstern, ARK24-3	25
3.1	Beschreibung der eingesetzten Messinstrumente	26
3.1.1	Pyranometer	26
3.1.2	Pyrgeometer	27
3.1.3	Wolken- und Eiskamera	27
3.1.4	Albedomessung	29
3.1.5	Sonnenphotometer	29
3.2	Übersicht über die erhobenen Daten	30
3.2.1	Ergebnisse der Albedomessung	33
3.3	Nachbearbeitung der Pyranometerdaten	35
4	Das Strahlungstransportmodell GRIMALDI	41
4.1	Die Funktionsweise von GRIMALDI	41
4.1.1	Implementierung der optischen Eigenschaften im Modell	42
4.1.2	Fehlerabschätzung	43
4.2	Änderungen am Programmcode	44
4.2.1	Anpassung der molekularen Absorptionskoeffizienten	45
4.2.2	Anpassung der Rayleigh-Streukoeffizienten	46
4.2.3	Hinzunahme von Aerosolen	47
4.2.4	Anpassungen an eine gekrümmte Atmosphäre	47
5	Ergebnisse aus Beobachtung und Modell	51
5.1	Vergleich der Strahlungsflussdichte und des Wolkenstrahlungsantriebs während ARK24-3 mit den Ergebnissen anderer Studien	51
5.2	Vergleich der kurzwelligen Strahlungsflussdichten aus Beobachtung und Modell	52

5.2.1	Wolkenfreie Atmosphäre	52
5.2.2	Bewölkte Atmosphäre	54
5.3	Effekt von Meereis in Kombination mit Wolken	56
5.3.1	Effekt von Meereis bei inhomogener Bewölkung im Modell	56
5.3.2	Effekt von Meereis in Abhängigkeit von der optischen Dicke und dem Bedeckungsgrad der Wolken im Modell	58
5.3.3	Strahlungsantrieb von Wolken und Meereis	60
6	Diskussion und Ausblick	67
A	Anhang	I
	Abbildungsverzeichnis	IV
	Literaturverzeichnis	V
	Danksagung	X
	Erklärung	XI

1 Einleitung

Der Einfluss von Wolken auf die Strahlungsbilanz der Erde ist komplex und vielfältig. Insbesondere in der Arktis sind durch die trockene Atmosphäre und die hohe Oberflächenalbedo Strahlungseffekte von besonderer Bedeutung. Wolken beeinflussen hier wesentlich das Entstehen und Abschmelzen von Meereis, das eine wichtige Komponente im Klimasystem der Arktis darstellt. Die Rolle der Wolken variiert im Laufe des Jahres durch die erheblichen Unterschiede in der Strahlungsbilanz im polaren Sommer und Winter und durch die Änderung von Eisbedeckung und Albedo. Der langwellige Einfluss von Wolken ist von besonderer Bedeutung, da er die breitbandige Strahlungsbilanz während der meisten Zeit des Jahres dominiert. Wolken wirken in der Arktis im Mittel erwärmend, mit Ausnahme eines kurzen Zeitraums im Sommer, in dem der Albedoeffekt der Wolken ihren Treibhauseffekt überwiegt (Intrieri et al., 2002a).

In der Arktis ist die Menge der verfügbaren Daten im Vergleich zu niedrigeren Breiten gering. Insbesondere im Winter gibt es sehr wenige Beobachtungen und flächendeckende Aufzeichnungen gibt es erst seit Beginn der Satellitenmessungen. Daher sind Messkampagnen wie das SHEBA-Projekt von besonderer Bedeutung. Über ein ganzes Jahr, von Oktober 1997 bis 1998, wurden dabei von einem Forschungsschiff im Packeis in der Beaufort und Chukchi See zwischen 75 °N und 85 °N Messungen durchgeführt.

Untersuchungen in der Arktis haben in Zusammenhang mit dem Klimawandel, auf den das arktische Klimasystem sehr empfindlich reagiert, eine besondere Relevanz. Dies hängt mit dem Meereis und dessen Effekt auf die Strahlungsbilanz und auf latente und fühlbare Wärmeflüsse zusammen. In den letzten Jahren nahm die Bedeckung mit Meereis stark ab, insbesondere im Sommer und im Herbst, durch späteres Zufrieren über dem arktischen Ozean und später einsetzenden Schneefall (Wang und Key, 2003).

Wang und Key (2005) untersuchten AVHRR Daten (Advanced Very High Resolution Radiometer) der NOAA-Satelliten nördlich von 60 °N. Im Zeitraum von 1982 bis 1999 fanden sie zusätzlich zu den Änderungen der Oberflächeneigenschaften auch signifikante Änderungen der Wolkeneigenschaften. Der Bedeckungsgrad der Wolken nahm im Jahresdurchschnitt um $-0,6\%$ pro Jahr ab, stieg aber im Sommer um $0,15\%$ pro Jahr an. Insgesamt ergab sich ein negativer Trend des Wolkenstrahlungsantriebs von $-0,335 \text{ W/m}^2$ pro Jahr ($-0,66 \text{ W/m}^2$ pro Jahr im Sommer), hin zu einem verstärkt abkühlenden Effekt.

Im Zeitraum von 1983 bis 2007 fanden Matsoukas et al. (2010) aus ISCCP Daten (International Satellite Cloud Climatology Project) für die Arktis eine ganzjährige Zunahme der Wolkenbedeckung um $0,3\%$ pro Jahr, statistisch signifikant innerhalb des 95 % Konfidenzintervalls mit einem im Jahresmittel negativen Trend des Wolkenstrahlungsantriebs. Abbildung 1.1 zeigt den Trend der Meereisbedeckung im gleichen Zeitraum. Die Abnahme der Albedo führt zu verstärkter Absorption kurzwelliger Strah-

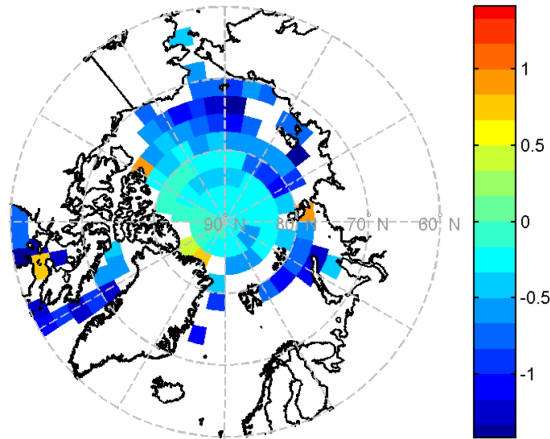


Abbildung 1.1: Statistisch signifikanter Trend der Bedeckung mit Meereis in der Arktis von 1984 bis 2006 in % pro Jahr (Matsoukas et al., 2010).

lung an der Oberfläche, während der Wolkenstrahlungsantrieb diesem Effekt entgegen wirkt. Abbildung 1.2 zeigt dazu den Trend der absorbierten kurzwelligen Strahlung von 1983-2007. Was die zukünftige Entwicklung dieser Trends angeht, bestehen noch große Unsicherheiten (Matsoukas et al., 2010).

Gorodetskaya et al. (2008) verglichen die Ergebnisse dreier IPCC Modelle in ihrer kurzwelligen Strahlungsbilanz für den arktischen Ozean nördlich von 70°N für den Zeitraum von 1959-1998. Abbildung 1.3 zeigt die mittlere kurzwellige Strahlungsflussdichte und den kurzwelligen Wolkenstrahlungsantrieb für die drei Modelle im Jahresverlauf. Die größten Unterschiede zwischen den Modellen treten von April bis August auf, was durch höhere Sonnenstände und größere Unterschiede in der Meereisbedeckung bedingt ist.

Shupe und Intrieri (2004) und Intrieri et al. (2002b) untersuchten die Strahlungsbilanz während des SHEBA-Jahres. Der kurzwellige Wolkenstrahlungsantrieb in Abhängigkeit vom Zenitwinkel ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Eingezeichnet sind die Messpunkte für Wasser- und Mischphasenwolken, bzw. für reine Eiswolken. Der Betrag des Strahlungsantriebs steigt mit dem Sonnenstand und nimmt bei einer höheren Albedo ab. Wolken, die zum größten Teil aus Wasser bestehen, dominieren die kurzwellige und langwellige Strahlungsbilanz an der Oberfläche (Shupe und Intrieri, 2004).

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, den Effekt der arktischen Wolken in Kombination mit Meereis zu untersuchen, wobei der Schwerpunkt auf der kurzwelligen Strahlungsbilanz am Boden liegt. Frühere Arbeiten zum Effekt des Meereises auf die kurzwellige Strahlungsbilanz gab es von M. Fitzpatrick, z.B. Fitzpatrick und Warren (2007), mit Untersuchungen im südlichen Ozean in der Antarktis.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen auf dem Forschungsschiff Polarstern in der Grönlandsee während der Kampagne ARK24-3 im August und September 2009 durchgeführt. Die Auswertung der Messungen wurde durch Untersuchungen mit dem Strahlungstransportmodell Grimaldi ergänzt.

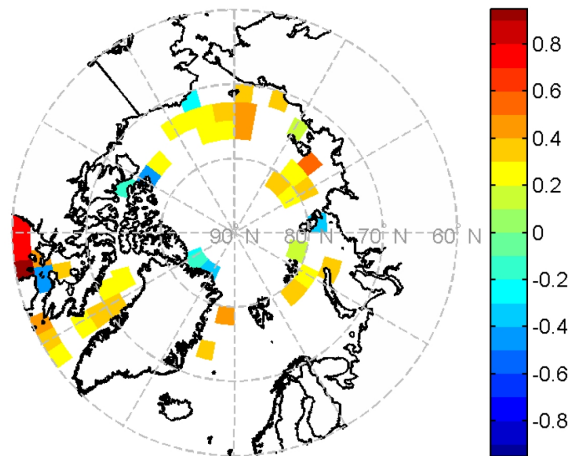


Abbildung 1.2: Statistisch signifikanter Trend der netto Strahlungsflussdichte von 1983 bis 2007 in W/m^2 pro Jahr (Matsoukas et al., 2010).

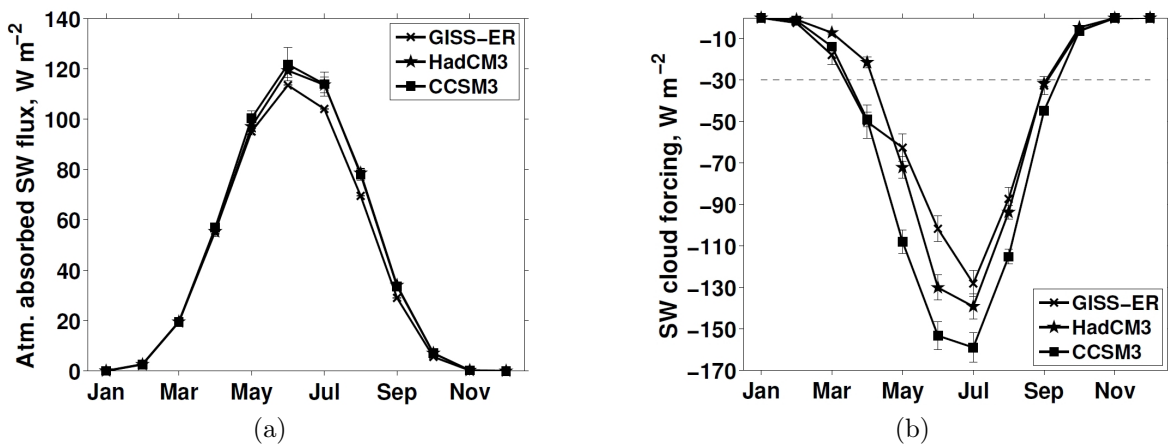


Abbildung 1.3: Netto absorbierte Solarstrahlung (a) und kurzwelliger Wolkenstrahlungsantrieb „all-sky“ - „clear-sky“ am Boden (b), nördlich von 70°N im Jahresverlauf. Eingezeichnet sind die Ergebnisse der Modelle GISS-ER, HadCM3 und CCSM3 von 1959 - 1998 (ICPP-AR4 Simulation für das 20. Jahrhundert). Die Fehlerbalken repräsentieren Standardabweichungen des monatlichen Mittelwerts (Gorodetskaya et al., 2008).

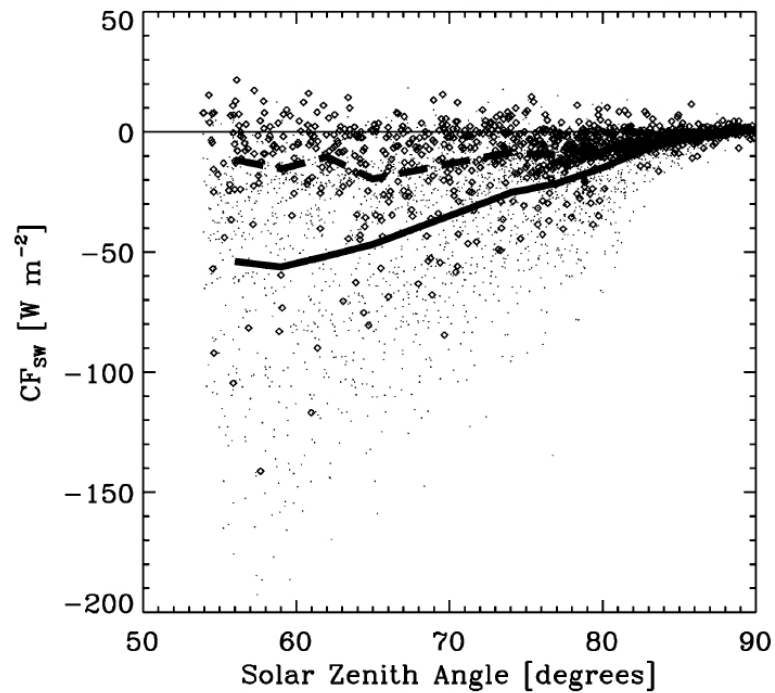


Abbildung 1.4: Kurzweiliger Wolkenstrahlungsantrieb in W/m^2 während des SHEBA Jahres von Oktober 1997 bis 1998, aufgetragen über den Zenitwinkel. Die Punkte stehen für Wasser- und Mischwolken und die Rauten für reine Eiswolken. Die durchgezogene und die gestrichelte Kurve geben jeweils die Mittelung über den Zenitwinkel wieder (Shupe und Intrieri, 2004).

2 Grundlagen

Kurzwellige elektromagnetische Strahlung von der Sonne ist die Hauptenergiequelle des Klimasystems. Das Spektrum der solaren Strahlung entspricht etwa der Planckschen Strahlungskurve eines schwarzen Körpers mit der Temperatur 6000 K. Die mittlere Strahlungsflussdichte am Oberrand der Atmosphäre ist durch die Solarkonstante S_0 gegeben, wobei $S_0 = 1367 \text{ W/m}^2$ beträgt. Die Solarkonstante schwankt im Jahresverlauf durch die Exzentrizität der Erdbahn um $\pm 3,4\%$ zwischen 1325 W/m^2 und 1420 W/m^2 .

2.1 Strahlungstransport

Der Strahlungstransport im solaren Spektralbereich wird durch die Prozesse der Streuung und der Absorption bestimmt. 99 % der Energie des solaren Spektrums am Oberrand der Atmosphäre liegen im Bereich zwischen $0,2 \mu\text{m}$ und $4 \mu\text{m}$ (Gueymard, 2004), so dass inelastische Streuung und thermische Emission im Allgemeinen vernachlässigt werden können. Die Wechselwirkungen, die ein Lichtstrahl aufgrund von Streuung und Absorption bei seinem Weg durch die Atmosphäre erfährt, werden mathematisch durch die Strahlungstransportgleichung beschrieben. Diese wird im Folgenden kurz eingeführt.

Man betrachte einen Lichtstrahl der Wellenlänge λ und der Strahldichte $L_\lambda(s, \theta, \phi)$. Beim Durchqueren eines Mediums wird der Strahl entlang des Weges ds durch Absorption und Streuung entsprechend dem Gesetz von Bouguer-Lambert-Beer abgeschwächt:

$$dL_\lambda = -\beta_x L_\lambda ds ,$$

wobei β_x der Extinktionskoeffizient ist, dieser ist gleich der Summe der molekularen Absorptions- und Streukoeffizienten.

Der Lichtstrahl wird außerdem durch Streuung in Richtung des Weges verstärkt:

$$dL_\lambda = \beta_s J_\lambda ds .$$

β_s bezeichnet hier die Summe der Streukoeffizienten und $J_\lambda(\theta, \phi)$ das integrierte gestreute Licht aus allen Richtungen in Richtung des einfallenden Strahls. Es ist

$$J_\lambda(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi L_\lambda(\theta', \phi') P(\theta', \theta, \phi', \phi) d\theta' d\phi' . \quad (2.1)$$

$P(\theta', \theta, \phi', \phi)$ ist die Phasenfunktion und beschreibt die Winkelverteilung der gestreuten Strahlung.

Die Verstärkung des einfallenden Strahls durch thermische Emission ist gegeben durch:

$$dL_\lambda = k_a B(\lambda, T) ds .$$

2 Grundlagen

Dabei ist k_a die Summe der Absorptionskoeffizienten und $B(\lambda, T)$ die Plancksche Strahlungsfunktion.

Die Strahlungstransportgleichung ergibt sich als Summe dieser Effekte:

$$dL_\lambda = (-\beta_x L_\lambda + \beta_s J_\lambda + k_a B(\lambda, T)) ds ,$$

wobei man wie oben erwähnt die thermische Emission vernachlässigen kann. Die resultierende Strahlungstransportgleichung lautet:

$$\begin{aligned} dL_\lambda &= \beta_x (-L_\lambda + \omega_0 J_\lambda) ds \\ &= (-L_\lambda + \omega_0 J_\lambda) d\tau . \end{aligned}$$

Hierbei steht $d\tau = \beta_x ds$ für die optische Dicke entlang des zurückgelegten Weges und $\omega_0 = \beta_s / \beta_x$ ist die Einfachstreueralbedo, das Verhältnis aus Streukoeffizient und Extinktionskoeffizient.

Die Integralform der Strahlungstransportgleichung lautet dann:

$$L(\tau, \theta, \phi) = L(0, \theta, \phi) e^{-\tau} + \int_0^\tau e^{-\tau'} \omega_0 J_\lambda(\tau', \theta, \phi) d\tau' . \quad (2.2)$$

2.1 und 2.2 bilden ein System gekoppelter Differentialgleichungen. Die Lösung dieses Systems ergibt das Strahlungsfeld in der Atmosphäre. Dazu wendet man numerische Lösungsmethoden an. Eine davon ist die Monte-Carlo Methode, die im Folgenden vorgestellt wird.

2.2 Die Monte-Carlo Methode

Der Name Monte-Carlo Methode steht allgemein für die Lösung eines Problems mithilfe von Zufallszahlen. Die meist verbreitete Anwendung ist die Integration komplexer oder mehrdimensionaler Integrale. Besonders effektiv ist die Monte-Carlo Integration bei Transportproblemen und Problemen mit einer stochastischen Komponente. Im Falle der Strahlungstransportgleichung können die Prozesse der Absorption und Streuung als stochastische Prozesse behandelt werden. Die Phasenfunktion wird als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Winkelverteilung der Photonen aufgefasst.

Der Monte-Carlo Ansatz lautet:

$$\int_V f(x) g(x) dx = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^N \frac{f(x_i)}{N} ,$$

wobei $g(x)$ eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist, das heißt

$$\int_V g(x) dx = 1$$

und die x_i werden zufällig mit einer Verteilung gemäß $g(x)$ erzeugt. Da man mit $g(x)$ eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion verwendet, spricht man von Importance

Sampling. Das bedeutet, Bereiche des Raums V mit hohem Gewicht kommen in der Summe häufiger vor als Bereiche mit niedrigem Gewicht.

Angewandt auf die Gleichung 2.1 ergibt sich:

$$J_\lambda(\tau, \theta, \phi)' = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^N \frac{L_\lambda(\tau, \theta_i, \phi_i)}{N}.$$

Die Richtung (θ_i, ϕ_i) wird mit der durch die normierte Phasenfunktion gegebenen Wahrscheinlichkeit erzeugt.

Auf die gleiche Weise wird 2.2 zu:

$$L(\tau, \theta, \phi) = L(0, \theta, \phi)e^{-\tau} + \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^N \frac{\omega_0 J_\lambda(\tau_i, \theta, \phi)}{N}.$$

Die τ_i in der Summe folgen der Verteilung $e^{-\tau}$ und $J_\lambda(\tau_i, \theta, \phi)$ wird gemäß 2.2 bestimmt. Es werden also Wahrscheinlichkeitsfunktionen für die Phasenfunktion und die optische Weglänge verwendet. Eine weitere Wahrscheinlichkeitsfunktion kann für die Absorption entlang des Weges verwendet werden. Im Vergleich mit der Simulation einzelner Photonen, die zu einem zufälligen Zeitpunkt absorbiert werden, lässt sich die Effizienz der Berechnung verbessern, indem Photonenpakete berechnet werden, mit einem Gewicht, das bei jedem Streuprozess in Abhängigkeit von der Einfachstreueralbedo abnimmt.

D.h. für die Realisierung der Monte-Carlo Methode werden Pakete von Photonen simuliert, die entlang eines Weges durch die Atmosphäre absorbiert oder gestreut werden können. Dabei wird der optische Weg zwischen zwei Streuprozessen zufällig erzeugt, die Verteilung der Weglänge entspricht dem Gesetz von Bouguer-Lambert-Beer und beachtet die lokalen Streukoeffizienten. Am Ende eines optischen Weges wird eine neue Richtung ausgewürfelt, wobei die Verteilung der Streuwinkel durch die Phasenfunktion gegeben ist.

2.3 Strahlungseigenschaften von Wolken

Wolken spielen eine maßgebliche Rolle für die Energiebilanz im Klimasystem. Abgesehen von ihrer Rolle im Wasserhaushalt und dem Transport latenter Wärme bestimmen sie den Strahlungstransport durch die Atmosphäre. Im solaren Spektralbereich reflektieren Wolken einen großen Teil der Einstrahlung zurück in den Weltraum und wirken dadurch abkühlend (Albedoeffekt). Im thermischen Spektrum tragen Wolken zum Treibhauseffekt bei, was einen erwärmenden Einfluss hat. Ob der Albedoeffekt oder der Treibhauseffekt überwiegt, hängt von vielen Faktoren ab wie z.B. der Jahreszeit, der Region und dem Wolkentyp. Im globalen Mittel überwiegt der Albedoeffekt von Wolken, so dass sie insgesamt abkühlend wirken.

Wolken, die zum größten Teil aus Wasser bestehen, sind durch eine hohe Tröpfchenkonzentration und eine große optische Dicke charakterisiert, während Eiswolken meist optisch dünn sind und aus weniger, größeren Partikeln bestehen. Wassertropfen sind in der Reflexion und Absorption solarer Strahlung effektiver als die größeren nicht sphärischen Eiskristalle (Dong et al., 2001).

2 Grundlagen

Der Einfluss von Wolken auf die Strahlungsbilanz lässt sich über den Wolkenstrahlungsantrieb beschreiben. [Ramanathan et al. \(1989\)](#) definierten den kurzwelligen und langwelligen Wolkenstrahlungsantrieb als

$$\begin{aligned} C_{\text{lw}} &= F_{\text{all}} - F_0 \\ C_{\text{sw}} &= Q_{\text{all}} - Q_0, \end{aligned}$$

wobei Q die kurzwelligen und F die langwelligen Strahlungsflussdichten unter bedecktem ($F_{\text{all}}, Q_{\text{all}}$) und wolkenfreiem Himmel (F_0, Q_0) sind.

Um den Wolkenstrahlungsantrieb aus Messungen zu bestimmen, wird zusätzlich die Strahlungsflussdichte unter wolkenfreiem Himmel benötigt. Hierfür werden in dieser Arbeit Parametrisierungen der kurzwelligen und langwelligen Einstrahlung verwendet. Die Parametrisierung von Zillman für die kurzwellige Strahlungsflussdichte unter wolkenfreiem Himmel hängt von dem Wasserdampfdruck p_w und dem Zenitwinkel θ ab. Die Transmissivität der Atmosphäre wird berechnet durch:

$$T_0 = \frac{\cos \theta}{(\cos \theta + 2,7) p_w 10^{-3} + 1,085 \cos \theta + 0,1},$$

und die Parametrisierung nach Zillman für die Strahlungsflussdichte am Boden lautet:

$$Q_0 \downarrow = T_0 S_0 \cos \theta = \frac{S_0 \cos^2 \theta}{(\cos \theta + 2,7) p_w 10^{-3} + 1,085 \cos \theta + 0,1},$$

wobei S_0 für die Solarkonstante in W/m^2 und p_w für den Wasserdampfdruck in hPa steht.

Für die langwellige Strahlungsflussdichte unter wolkenfreiem Himmel wird die Parametrisierung nach König-Langlo und Augstein verwendet. Diese ist auf Basis von Messungen in Ny Ålesund auf Spitzbergen und an der Neumayer Station in der Antarktis entwickelt worden. Danach ist ([König-Langlo und Augstein, 1994](#)):

$$F_0 \downarrow = \epsilon_{\text{KL}} \sigma T^4, \quad ,$$

wobei die Emissivität ϵ als Konstante mit

$$\epsilon_{\text{KL}} = 0,76$$

angegeben wird und $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ ist die Stefan-Boltzmann-Konstante.

Die Parametrisierungen für die kurzwellige Einstrahlung nach Zillman und die langwellige Einstrahlung nach König-Langlo und Augstein werden in [Renkosik \(2010\)](#) mit anderen Parametrisierungen und mit Messungen der Strahlungsflussdichte auf der Polarstern während der Fahrt ARK24-3 verglichen. Die hier verwendeten Parametrisierungen nach Zillman und nach König-Langlo und Augstein geben die Messungen bei wolkenfreiem Himmel am besten wieder.

Um Wolken in einem Monte-Carlo Modell zu implementieren benötigt man Informationen über die optischen Eigenschaften der beteiligten Wolkenpartikel. Von Bedeutung

sind der Extinktionskoeffizient und der Absorptionskoeffizient oder die Einfachstreu-albedo sowie die Phasenfunktion. Da sich diese Eigenschaften näherungsweise aus dem effektiven Teilchenradius der Wolkenpartikel ableiten lassen, ist dieser für die Beschreibung der Wolken eine wichtige Größe (Scheirer, 2001). Die Implementierung der Wolkeneigenschaften im Monte-Carlo Modell Grimaldi wird in Kapitel 4 näher beschrieben.

Der Extinktionskoeffizient von Wolkentröpfchen im solaren Spektralbereich lässt sich beschreiben durch (Hansen und Travis, 1974):

$$\beta_x = \frac{3}{4} \frac{q \text{lwc}}{\rho_{\text{Wasser}} r_{\text{eff}}} .$$

Dabei ist q die Extinktionseffizienz, lwc der Flüssigwassergehalt in kg/m^3 , ρ_{Wasser} die BULK-Dichte des Flüssigwassers in kg/m^3 und r_{eff} der effektive Tröpfchenradius in m.

Für kugelförmige Wolkentröpfchen lassen sich Absorption und Phasenfunktion mit Hilfe der Mie-Theorie bestimmen. Für nichtsphärische Teilchen wie Regentropfen, Eiskristalle und Schnee ist die Mie-Theorie nicht anwendbar und es kommen Ray-Tracing Verfahren zum Einsatz, siehe Macke et al. (1999). Die Ergebnisse für die Phasenfunktion und die Einfachstreu-albedo hängen von der Wellenlänge ab und lassen sich mit Gewichtung über die Planck Funktion über die Spektralbereiche mitteln.

2.4 Aerosole

Aerosole beeinflussen die Strahlungsbilanz auf direkte und indirekte Weise. Der direkte Einfluss kommt durch Streuung und Absorption an Aerosolen zustande. Der indirekte Effekt entsteht durch den Einfluss der Aerosole auf die Wolkenbildung. Aerosole dienen als Kondensationskeime für Wasserdampf und beeinflussen damit die Tröpfchenbildung, die Größe von Tropfen und die Verweildauer der Tropfen in der Atmosphäre.

Um den direkten Effekt der Aerosole in die Berechnung des Strahlungstransports mit einzuschließen braucht man ihre optische Dicke, die Phasenfunktion und die Einfachstreu-albedo. Alle diese Eigenschaften hängen von der Wellenlänge und von dem Aerosoltyp ab. Die wichtigsten Aerosoltypen sind dabei:

1. kohlenstoffhaltige Aerosole aus städtischem oder industriellem Ursprung,
2. Russteilchen aus verbrannter Biomasse, die durch Wald- oder Buschbrände in die Atmosphäre gelangt sind,
3. Aerosole aus Wüstenstaub,
4. Aerosole mit maritimem Ursprung wie Dimethylsulfid (DMS) und Meersalz.

Die unterschiedlichen Eigenschaften der Aerosole werden durch ihre Form, ihre chemische Zusammensetzung und ihre Teilchengröße bestimmt. Aktuelle Studien haben gezeigt, dass die Einfachstreu-albedo das Vorzeichen des Aerosol-Strahlungsantriebs

bestimmt, während die Asymmetrie der Phasenfunktion und die optische Dicke für die Stärke des Antriebs ausschlaggebend sind (Dubovik et al. (2002) und Referenzen). Die Einfachstreueralbedo von Aerosolen hängt neben der Wellenlänge auch stark von der relativen Luftfeuchtigkeit ab. Der genaue Wert dieser wichtigen Größe ist oft mit einiger Unsicherheit verbunden (Dubovik et al., 2002).

Arktische Aerosole haben maritime und terrestrische Quellen. Ein Teil der Aerosole ist industriellen Ursprungs und stammt aus den mittleren Breiten von Nordamerika und Eurasien. Im Winter, wenn die Quellen der Verschmutzung nördlich der Polarfront liegen, ist dieser Anteil höher als im Sommer. Der direkte Aerosoleffekt führt zu einer Erwärmung der Atmosphäre und zu einer geringeren Einstrahlung am Boden. Der kühlende Effekt am Boden kann durch die Erhöhung der langwelligen Ausstrahlung von der Atmosphäre zum Teil wieder ausgeglichen werden. Bei dem indirekten Effekt kann die Verkleinerung der effektiven Tropfenradien zu einer größeren optischen Dicke im Infrarotbereich führen (Curry et al., 1996). Damit haben arktische Aerosole einen Anstieg der langwelligen Ausstrahlung von dünnen niedrigen Wasserwolken um mehrere W/m^2 zur Folge (Quinn et al., 2007). Ob Aerosole in der Arktis insgesamt erwärmend oder abkühlend wirken ist noch unsicher (Curry et al., 1996; Garrett et al., 2009).

2.5 Besonderheiten in der Arktis

Die Besonderheiten der Wolkenbildung und der Strahlungsbilanz in der Arktis hat Curry et al. (1996) zusammengestellt. Die starke saisonale Verteilung der solaren Einstrahlung ist das wichtigste Merkmal des arktischen Klimas. Einen Großteil des Jahres gibt es keine Einstrahlung und auch im Sommer sind die Sonnenzenitwinkel groß. Bei $75^\circ N$ hat der Jahreshöchststand der Sonne einen Zenitwinkel von $51,5^\circ$; während unserer Messfahrt war der maximale Sonnenstand mittags bei etwa 60° Zenitwinkel. Die großen Sonnenzenitwinkel und deren saisonale Verteilung tragen dazu bei, dass die Summe der langwelligen Einstrahlung im Jahresmittel mehr als doppelt so hoch ist wie die Summe der kurzwelligen Einstrahlung. Die gesamte Strahlungsbilanz ist im Jahresmittel negativ, was durch Wärmetransport in der Atmosphäre und im Ozean von niedrigeren Breiten hin zu den Polen ausgeglichen wird. Positiv ist die Strahlungsbilanz nur ungefähr von Juni bis August (Curry et al., 1996).

So ist der Haupteffekt von Wolken in der Arktis auch der Effekt auf die langwellige Ausstrahlung. Wolken wirken die meiste Zeit des Jahres erwärmend, bis auf eine kurze Zeit im Sommer, in der der Albedoeffekt den Treibhauseffekt überwiegt (Curry et al., 1996; Gorodetskaya et al., 2008).

2.5.1 Meereis

Das Vorhandensein von Schnee und Eis und die damit verbundene hohe Reflexion ist eine wichtige Komponente für den Strahlungs- und Energiehaushalt der Arktis. Meereis besitzt eine breitbandige Albedo zwischen rund 0,83 im Winter, wenn die Oberfläche weitgehend schneebedeckt ist und 0,48 im Sommer, wenn die Oberfläche angetaut

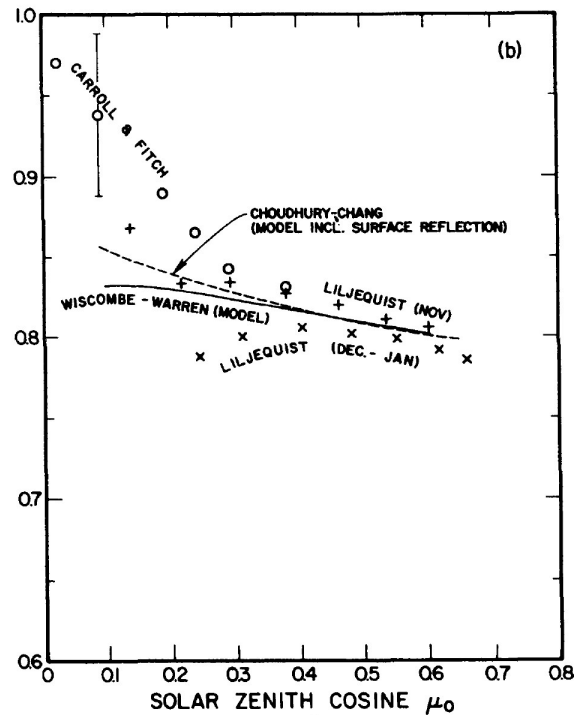


Abbildung 2.1: Spektral integrierte Albedo von schneebedecktem Eis bei wolkenfreiem Himmel in Abhängigkeit vom Kosinus des Zenitwinkels aus verschiedenen Messungen in der Antarktis und dem Antarktis Modell von Wiscombe und Warren (Warren, 1982).

ist und eine große Zahl von Schmelztümpeln vorhanden ist (Curry et al., 1996). Die Albedo hängt vom Alter des Eises, von der Luftblasendichte und der Salzmenge im Inneren ab. Außerdem hängt die Albedo von der Temperatur ab. Eine Parametrisierung darüber ist jedoch schwierig, da die Temperatur während der Sommerschmelze konstant bleibt während die Albedo sinkt, die Albedo im Winter hingegen relativ konstant bleibt während die Temperatur variiert.

Die spektrale Reflexion von Schnee und Eis ist im sichtbaren Bereich größer als im nahen Infrarot. Da Wolken selektiv Wellenlängen im Bereich über 0,7 Mikrometer absorbieren, ist die Oberflächenalbedo unter Wolken höher als bei klarem Himmel. Zusätzlich sorgen Wolken für mehr diffuse Einstrahlung, was den Einfallswinkel auf die Oberfläche und damit die Albedo beeinflusst. Für die Reflexion von Schnee und Eis als Funktion des Einfallswinkels gibt es verschiedene Studien (vgl. Abbildung 2.1 aus Warren (1982)).

Bei einem Zenitwinkel von 30° ist die Reflexion zum größten Teil isotrop, bei einem Zenitwinkel über 60° ist sie stark polarisiert und die Vorwärtsstreuung dominiert. Hierbei unterscheiden sich die Eigenschaften von Eis und Schnee, wobei die Reflexion von Schnee isotroper ist (Curry et al., 1996).

Neben der Isolation des Ozeans mit dem Verringern der thermischen Ausstrahlung ist die Reflexion der am Boden eintreffenden Strahlung zurück in die Atmosphäre

der wichtigste Effekt von Meereis auf die Strahlungsbilanz. Auf diese Weise wird die Menge der absorbierten kurzwelligen Einstrahlung reduziert. Ein weiterer Effekt ist die Reflexion der nun aufwärts gerichteten Strahlung an einer Wolkenschicht oder an Gasmolekülen, wodurch ein Teil zurück in Richtung Boden gestreut wird. Dieser zweite Effekt führt zu Vielfachstreuung zwischen Meereis und Atmosphäre, und erhöht die Menge der am Boden eintreffenden Strahlung. Damit erhöht sich auch die Menge der von der Oberfläche absorbierten Energie. Weiterhin beeinflusst das Vorhandensein von Meereis den Wasserdampfhaushalt und die Wolkenbildung, was sich wiederum auf die Strahlungsbilanz auswirkt.

Zwischen Meereis und Wolken gibt es viele Analogien. Der Albedoeffekt ist bei Eis und bei Wolken vorhanden und der Isolationseffekt von Meereis auf die thermische Ausstrahlung des Ozeans ist vergleichbar mit dem Treibhauseffekt von Wolken. Sowohl Eis als auch Wolken transportieren Süßwasser und latente Wärme und bei der Bildung von Eis und Wolken werden Konvektionsprozesse in Gang gesetzt.

Die Rolle des Meereises wurde schon früh im Zusammenhang mit Studien zur Klimasensitivität untersucht (Budyko, 1969). Wenn Meereis schmilzt, wird die stark reflektierende Eisoberfläche durch Wasser ersetzt und mehr kurzwellige Strahlung absorbiert, was zu Erwärmung und weiterem Eisrückgang führt. Dieser positive Eis-Albedo Feedback ist in Klimamodellen eine wichtige Ursache dafür, dass sich bei einem globalen Temperaturanstieg die polaren Gebiete verstärkt erwärmen. Ob und in welchem Maße der positive Eis-Albedo Feedback durch negative Feedbacks wieder ausgeglichen wird, ist noch ungewiss, wobei insbesondere noch Unsicherheiten über die Zusammenhänge zwischen Meereis, Wasserdampfhaushalt und Wolkenbildung bestehen (Matsoukas et al., 2010).

2.5.2 Wolken und Inversionen

Eine weitere Besonderheit in der Arktis sind die häufigen Inversionen, die mit niedriger Bewölkung und Nebel einhergehen. Nach Curry et al. (1996) können Temperaturanstiege in Inversionen im Winter bis zu 30 °C betragen. Die stärksten Inversionen werden über Packeis beobachtet, wo sie konstant über Monate bestehen können. Bei Temperaturinversionen haben niedrige Wolken häufig eine höhere Temperatur als der Boden, was für die langwellige Ausstrahlung und die Abkühlung der Atmosphäre von Bedeutung ist. Das häufige Auftreten von Inversionen über Eis und Schnee hängt damit zusammen, dass Schnee im Infraroten nahezu schwarz abstrahlt. Davon entkommt viel Strahlung durch das Wasserdampffenster und der Schnee kühlt aus, schneller als fühlbare Wärme flüsse von der Atmosphäre den Wärmeverlust ausgleichen können. Durch die Wärme flüsse kühlt auch die Atmosphärenschicht über dem Schnee ab, durch weitere Wärme flüsse wird diese Schicht mit der Zeit dicker.

Die niedrigen Temperaturen und der niedrige Wasserdampfgehalt führen zu einigen Besonderheiten bei arktischen Wolken. Diese sind zum großen Teil niedrig und optisch dünn. Im Winter treten häufig niedrige Eiswolken auf und bei Einbringen von Wasserdampf in die Luft bei Temperaturen unter -30 °C kann Eisnebel entstehen. Weiterhin kann es bei klarem Himmel zu Niederschlag von Eiskristallen („diamond dust“) kommen.



Abbildung 2.2: Schichtwolken im August 2009 an der grönländischen Küste.

Über Spalten mit offenem Wasser („leads“), die sich durch Divergenz im Eis auch bei kalten Temperaturen bilden, kommt es zu großen fühlbaren und latenten Wärmeflüssen und zu starker Konvektion, wodurch sich Wolken mit Höhen bis zu 4 km bilden können. Im Sommer tritt häufig bodennahe mehrschichtige Bewölkung auf (Curry et al., 1996). Abbildung 2.2 zeigt Schichtwolken an der grönländischen Küste, aufgenommen im August 2009 während der Polarstern-Expedition ARK24-3. Während mittlere und hohe Wolken in Verbindung mit Frontensystemen stehen, scheinen niedrige Wolken kaum von der Großwetterlage abzuhängen. Sie entstehen, wenn relativ warme feuchte Luft advehiert wird und über dem arktischen Ozean abkühlt (Curry et al., 1996).

Während des SHEBA Experiments, einem einjährigen Messprogramm in der Beaufort See, zeigte sich, dass Mischwolken, die von der flüssigen Phase dominiert werden, sehr häufig waren und bei Temperaturen bis zu -25°C auftraten (Intrieri et al., 2002b; Shupe und Intrieri, 2004). Wasserwolken und Mischwolken bestimmten die kurzweilige Strahlungsbilanz, reine Eiswolken hatten auf diese hingegen nur einen geringen Einfluss.

3 Messungen auf FS Polarstern, ARK24-3

Für diese Arbeit wurden Messdaten verwendet, die während der Fahrt ARK24-3 auf dem Forschungsschiff Polarstern in der Grönlandsee erhoben wurden. Die Fahrt dauerte vom 5. August bis zum 25. September 2009, startete in Reykjavik (Island) und endete in Bremerhaven. Etwa vom 7. August bis zum 20. September befand sich die Polarstern in der Grönlandsee. Abbildung 3.1 zeigt den Fahrtverlauf.

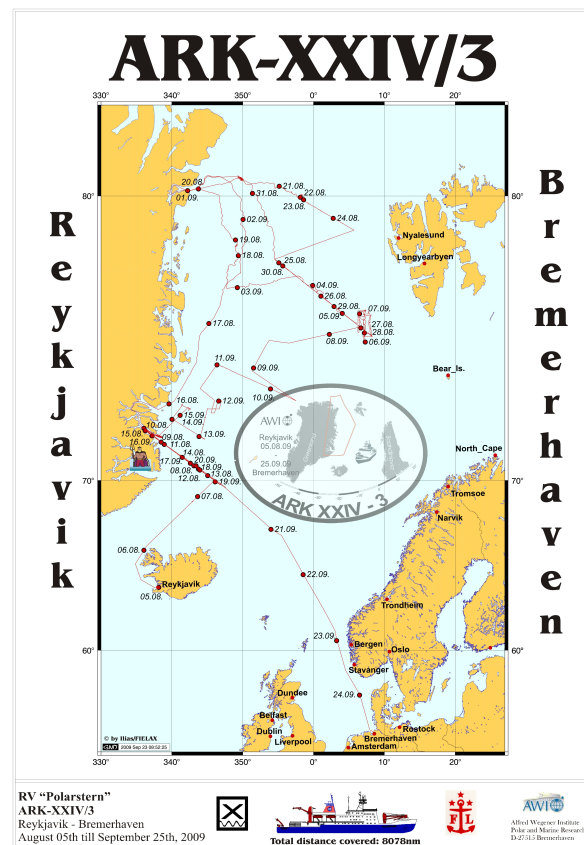


Abbildung 3.1: Der Fahrtverlauf der Exkursion ARK24-3 vom 05.08. - 25.09.2009.

3.1 Beschreibung der eingesetzten Messinstrumente

3.1.1 Pyranometer

Zur Messung der kurzwelligen Einstrahlung kam ein Pyranometer der Firma Kipp & Zonen zum Einsatz. Das Modell hat ein Sichtfeld von 180° und misst in dem spektralen Bereich von 310-2800 nm. Das Pyranometer besteht aus einer schützenden Abdeckung und einer schwarz beschichteten Thermosäule. Von der schwarzen Beschichtung wird nahezu die gesamte Solarstrahlung im Bereich von $0,3\text{-}5\ \mu\text{m}$ absorbiert und in Wärme umgewandelt. Die Glaskuppel beschränkt den Spektralbereich auf $0,3\text{-}2,8\ \mu\text{m}$. Die Wärme wird durch den Sensor ins Gehäuse geleitet und in ein Spannungssignal umgewandelt. Dieses ist proportional zur Strahlungsflussdichte der einfallenden Strahlung und wird mithilfe eines Kalibrierungsfaktors umgerechnet. Alle zwei Sekunden wird auf diese Weise ein Wert aufgezeichnet. Die Empfindlichkeit des Sensors hängt von der Temperatur ab,



Abbildung 3.2: Das verwendete Pyranometer (links) und das Pyrgometer. Beide Geräte waren auf einem Container auf dem Peildeck angebracht.

wodurch ein Fehler von bis zu $\pm 5\%$ entstehen kann. Der Fehler durch Temperaturdifferenzen zwischen der Thermosäule und der Umgebung wird von der Firma Kipp & Zonen mit bis zu $15\ \text{W}/\text{m}^2$ angegeben und der Fehler durch die Einfallsrichtung mit bis zu 2% (Kipp&Zonen, 2010). Das Pyranometer (siehe Abbildung 3.2) wurde auf einem Container auf dem Peildeck angebracht. Dadurch ergibt sich eine weitere Fehlerquelle aufgrund von Abschattungen durch den Mast und die Schiffsaufbauten. Außerdem können Reflexionen von dem Mast ins Pyranometer auftreten. Da die Messung proportional zum Kosinus des Einfallswinkels ist, werden die Messergebnisse auch stark durch die horizontale Ausrichtung des Pyranometers beeinflusst, was einen Neigungsfehler verursachen kann. Auf diese möglichen Fehlerquellen wird in Abschnitt 3.3 weiter eingegangen.

Es stehen zusätzlich die Daten eines zweiten Pyranometers von der Bordanlage der Polarstern zur Verfügung. Dieses ist am Mast und etwas höher angebracht, ist aber auch nicht frei von Abschattung und Reflexionen durch den Mast.

3.1.2 Pyrgeometer

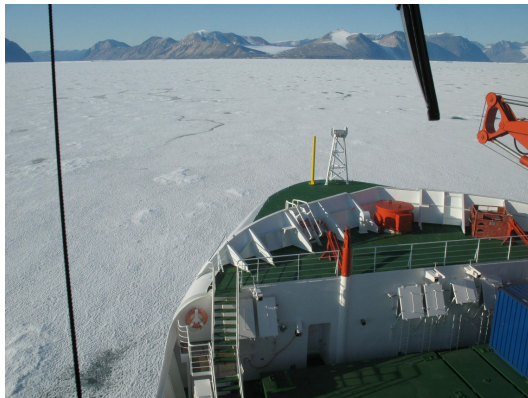
Die abwärts gerichtete langwellige Strahlung wurde von einem Pyrgeometer gemessen. Dieses wandelt ähnlich zum Pyranometer ein thermisches Signal in eine Spannung um, die proportional zur einfallenden langwelligen Strahlung ist. Ein Filter im Silikonfenster filtert Wellenlängen unterhalb von $4,5\ \mu\text{m}$ heraus, die spektrale Bandbreite des Pyranometers deckt den Bereich $4,5\text{-}42\ \mu\text{m}$ ab. Gleichzeitig wird separat die Gehäusetemperatur gemessen und daraus die Eigenemission des Geräts nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz bestimmt. Die gemessene Strahlung ist die Differenz aus langwelliger Gegenstrahlung und Eigenemission. Wie beim Pyranometer hängt die Empfindlichkeit des Sensors von der Temperatur ab, wodurch ein relativer Fehler von bis zu $\pm 5\%$ verursacht wird. Ein Fehler durch die Temperaturdifferenzen kann ebenfalls in der gleichen Größenordnung wie beim Pyranometer auftreten (Kipp&Zonen, 2010). Abbildung 3.2 zeigt das Pyrgeometer auf der rechten Seite.



Abbildung 3.3: Die Wolkenkamera zur Dokumentation von Wolkentyp und Bedeckungsgrad. In der wasserdichten Box befindet sich unter der Glaskuppel eine Canon PowerShot A640 mit einem Fischaugenobjektiv.

3.1.3 Wolken- und Eiskamera

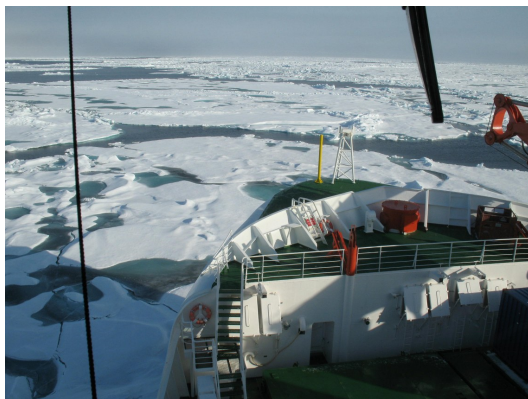
Als weiteres Messgerät war eine Wolkenkamera mit an Bord, die auf Abbildung 3.3 zu sehen ist. Die Funktionsweise der Wolkenkamera wird in Kalisch (2005) beschrieben. Hauptbestandteil ist eine Canon PowerShot A640 mit einem Fischaugenobjektiv. Alle 15 Sekunden wird damit ein 360° Foto vom Himmel geschossen (siehe Abbildung 3.7). Von John Kalisch und Anna Heinle steht Software zur Verfügung, um aus den Aufnahmen der Wolkenkamera den Bedeckungsgrad und den Wolkentyp zu bestimmen (Kalisch, 2005; Heinle et al., 2010).



(a)



(b)



(c)



(d)



(e)



(f)

Abbildung 3.4: Aufnahmen von der auf das Eis gerichteten Kamera. Zu sehen sind unterschiedliche Eistypen. (a) zeigt eine dünne geschlossene Eisschicht mit Schneebedeckung, (b) offenes Wasser und (c) zeigt älteres Eis mit Leads und Schmelztümpeln. Eine Mischung aus Nilas (neuem dünnen Eis) und etwas dickerem schneebedeckten Eis ist in (d) zu sehen und (e) und (f) zeigen Eis, dass sich unter Einfluss von Wellenbewegung gebildet hat („Pancake-Eis“ bzw. ehemaliger Nilas).

Die Software zur Steuerung der Kamera wurde ab dem 19. August dazu verwendet, um Bilder von der Wasseroberfläche und der aktuellen Meereisbedeckung aufzunehmen. Diese wurden in Abständen von einer Minute gespeichert. Die Abbildungen 3.4 zeigen Aufnahmen von der Kamera mit unterschiedlichen Eistypen und Bedeckungsgraden. Die Eistypen unterscheiden sich in der Oberflächenstruktur und der Albedo.

3.1.4 Albedomessung

Zur Bestimmung der Oberflächenalbedo des Wassers oder des Meereises kamen testweise zwei Pyranometer zum Einsatz. Diese wurden an beiden Seiten des Schiffes nach unten ausgerichtet angebracht. Die Glashalbkugeln der Pyranometer waren jeweils zur Hälfte abgeschirmt, um Reflexionen von der Bordwand ins Pyranometer zu verhindern. Abbildung 3.2.1 zeigt eines der beiden abgedeckten Pyranometer. Auf diese Weise kann durch Mittelung der Daten beider Pyranometer die Reflexion von der Oberfläche aus allen Richtungen bestimmt werden, ohne dass Reflexionen vom Schiff die Messergebnisse beeinträchtigen. Wie bei einem Albedometer wird das Verhältnis aus der reflektierten zur der von oben einfallenden Strahlung aufgezeichnet. Da keine weitere Logbox zur Verfügung stand, um die Albedodaten kontinuierlich aufzuzeichnen, wurden nur alle paar Stunden Werte abgelesen. Dabei wurden jeweils die Mittelwerte über zwei Minuten bestimmt, um den Einfluss einzelner Schollen auf die Messung zu mindern.

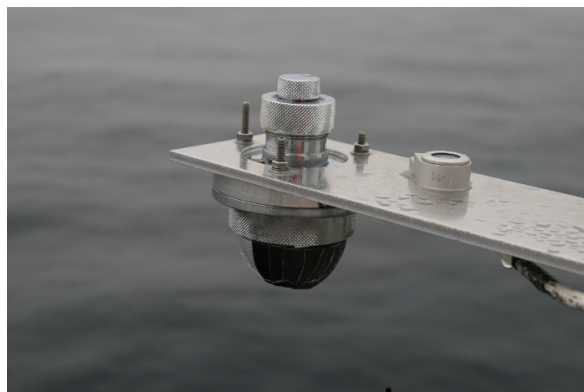


Abbildung 3.5: Zur Hälfte abgedecktes Pyranometer zur Messung der von der Eis- oder Wasseroberfläche reflektierten Strahlungsflussdichte. Durch die Anbringung von zwei abgedeckten Pyranometern, auf Backbord und auf Steuerbord, kann die von der Oberfläche reflektierte Strahlung gemessen werden, ohne dass das Ergebnis durch Reflexionen von der Bordwand verfälscht wird.

3.1.5 Sonnenphotometer

Ein Microtops II Sonnenphotometer der Firma Solar Light & Co. wurde verwendet, um die optische Dicke der Aerosole zu messen. Messungen sind möglich, wenn der direkte Weg zwischen Messort und Sonne wolkenfrei ist, die direkte Sonneneinstrahlung also

unbeeinflusst von Bewölkung ist. Das Sonnenphotometer misst in 5 Kanälen, bei den zentralen Wellenlängen 340 nm, 440 nm, 675 nm, 870 nm und 936 nm. Die Messungen waren Teil des „Maritime Aerosol Network“ von AERONET. Eine Zusammenfassung des Projekts findet sich in (Smirnov et al., 2009). Die Kalibrierung des Sonnenphotometers und die Nachbearbeitung der Daten erfolgte durch Alexander Smirnov im NASA Goddard Space Flight Center. Die Unsicherheit der ermittelten Aerosol Optischen Dicke wird mit 0,02 angegeben. Auf Abbildung 3.6 sind Messpunkte der Aerosol Optischen Dicke bei 500 nm des Maritime Aerosol Network zu sehen, die seit 2004 auf verschiedenen Fahrten zusammengetragen wurden. Die Punkte im grau eingekreisten Bereich sind während der Polarsternfahrt ARK24-3 dazu gekommen.

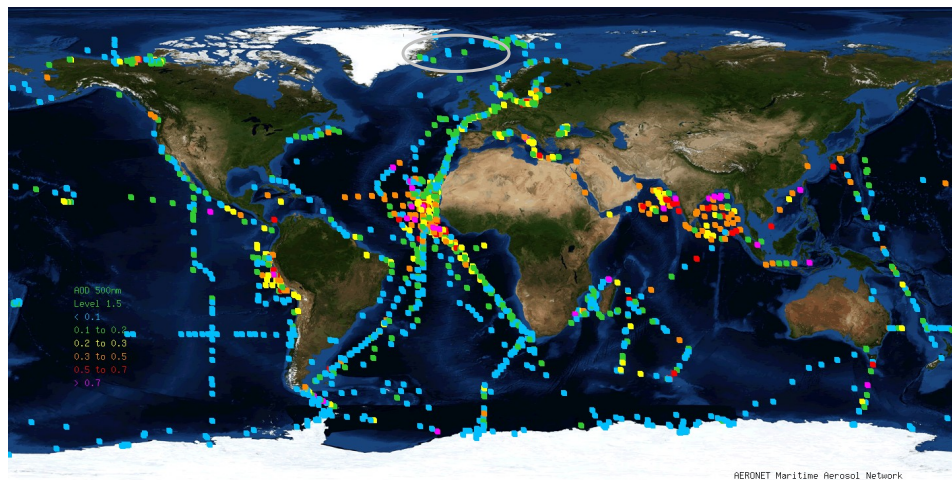


Abbildung 3.6: Schiffsmessungen der Aerosol Optischen Dicke des Maritime Aerosol Network bei der Wellenlänge $\lambda = 500$ nm (AERONET, 2010). Die eingekreisten Punkte in der Grönlandsee wurden während der Expedition ARK24-3 gemessen. Die Werte der optischen Dicke lagen zwischen 0,1 und 0,2 (grün) bzw. unter 0,1 (blau).

3.2 Übersicht über die erhobenen Daten

Die beschriebenen Messinstrumente waren vom 06.08.09 bis zum Ende der Fahrt am 25.09.09 im Einsatz. Vom 8. August bis zum 20. September befand sich Polarstern nördlich von 70°N . Die während dieser Zeit erhobenen Daten werden im Folgenden kurz beschrieben und in Kapitel 5 mit Modellergebnissen und Beobachtungen aus anderen Quellen verglichen. Daten wie die Luftfeuchtigkeit, Temperatur und Radiosondendaten stehen von der Wetterstation und der Bordanlage der Polarstern zur Verfügung.

In den Tagen vom 08.08. bis zum 16.08.09 war das Meer fast ausschließlich eisfrei. Vom 06.08. bis zum 13.08. war der Himmel vorwiegend bedeckt oder neblig. Am 08.08.

gab es ein Maximum in der langwelligen Gegenstrahlung mit einer Strahlungsflussdichte von 358 W/m^2 . Während des ganzen Tages war es sehr nebelig. Nur im Laufe des Nachmittags war stellenweise der Himmel zu erkennen. Am 09.08. riss die Bedeckung für kurze Zeit auf und es gab eine Strahlungserhöhung mit kurzwelliger Einstrahlung über 700 W/m^2 . Am 14.08. und 16.8. war die Bewölkung wechselhaft und es gab ebenfalls Strahlungserhöhungen durch den Broken-Cloud Effekt. Am 16.8. trat um 14:14 Uhr UTC das Maximum der gemessenen kurzwelligen Strahlungsflussdichte mit 726 W/m^2 auf. Abbildung 3.7 zeigt das zeitgleich aufgenommene Foto von der Wolkenkamera. Die über den Tag gemittelte Summe aus kurzwelliger Einstrahlung und langwelliger Ausstrahlung erreichte am 14.08. ihren höchsten und am 16.08. ihren zweithöchsten Wert. Am 16.08. morgens wurde der niedrigste Wert mit -93 W/m^2 berechnet.

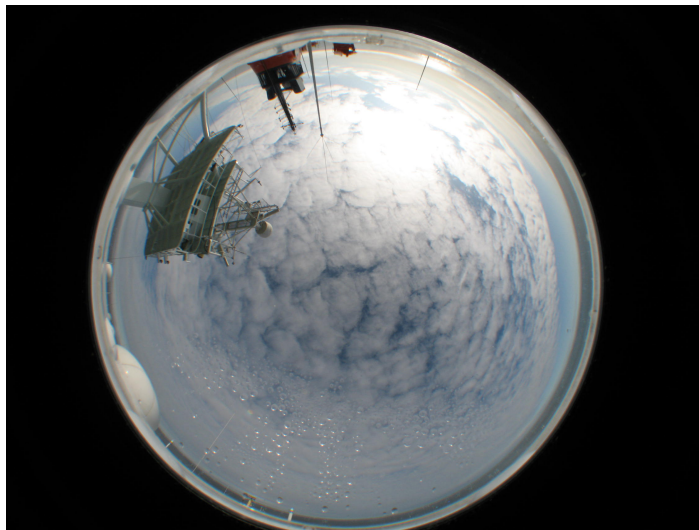


Abbildung 3.7: Bild von der Wolkenkamera am 16.08.09 um 14:14 UTC. Zu diesem Zeitpunkt gab es eine Strahlungserhöhung durch den Broken Cloud Effekt mit einer gemessenen Strahlungsflussdichte von 726 W/m^2 .

Vom 17.08. bis zum 26.08. und vom 30.08. bis zum 03.09. befand sich die Polarstern weitgehend im Meereis. In dieser Zeit war der Himmel an den meisten Tagen bedeckt und es gab viel Nebel. Die kurzwellige Einstrahlung am 21.08. (siehe Abbildung 3.8) zeigt einen typischen Verlauf. Den ganzen Tag über war der Himmel vollständig bedeckt und die Sonne war nur an wenigen Momenten hinter den Wolken zu erkennen. Die maximale kurzwellige Strahlungsflussdichte erreichte nur Werte um 200 W/m^2 . Die Messungen der Bordanlage im Vergleich zum Pyranometer auf dem Container verlaufen morgens und gegen Abend annähernd deckungsgleich. Gegen Mittag gibt es jedoch deutliche Abweichungen. Eine wahrscheinliche Erklärung für diese Abweichungen besteht in unterschiedlichen Reflexionsmengen vom Mast in die beiden Pyranometer. Da morgens und abends aufgrund der Bewölkung nur diffuse Strahlung auftritt, ist der Effekt während dieser Zeit zu vernachlässigen. Abbildung 3.9 zeigt den Verlauf der kurzwelligen Einstrahlung für den 03.09.09. Den ganzen Morgen über ist es nebelig. Ab

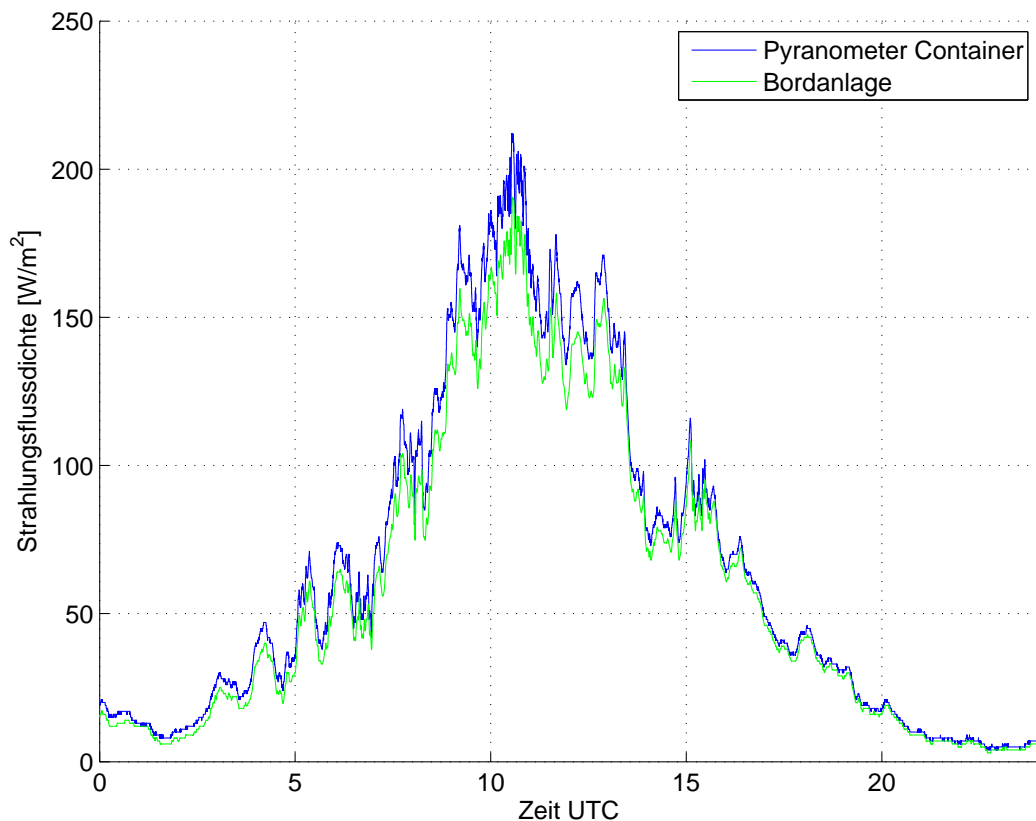


Abbildung 3.8: Strahlungsflussdichten am 21.08.09 der beiden Pyranometer auf dem Container und von der Bordanlage.

zehn Uhr scheint die Sonne durch den Nebel (vergleiche Abbildung 3.11), was dazu führt, dass sich die kurzwellige Einstrahlung mehr als verdreifacht, von etwa 90 W/m^2 auf über 300 W/m^2 . Zwischen 14:00 und 15:30 Uhr UTC ist der blaue Himmel sichtbar, anschließend wird es wieder bedeckt.

Vom 04.09.-10.09.09 befand sich die Polarstern nicht mehr im Meereis und der Himmel war fast dauerhaft mit niedrigen Wolken bedeckt. Dadurch kam es mehrere Tage in Folge zu einer sehr geringen kurzwelligen Einstrahlung und das niedrigste Tagesmittel der Summe aus kurzwelliger und langwelliger Einstrahlung trat am 9. September auf. Dieses Minimum war einerseits durch die niedrige kurzwellige Einstrahlung mit einem Tagesmaximum um 100 W/m^2 bedingt, auf der anderen Seite gab es an dem Tag zwei Wolkenlücken früh morgens gegen fünf Uhr und abends ab 20 Uhr UTC (siehe Abbildung 3.10). Um diese Tageszeiten brachte die Wolkenlücke keine nennenswerte zusätzliche kurzwellige Einstrahlung mehr, aber erhöhte die langwellige Ausstrahlung. Ab dem 11.09.09 waren die Bedingungen wieder wechselhafter und es gab ebenfalls kein Meereis mehr.

Wetterberichte von der Bordstation, zugehörige Satellitenbilder und weitere Details zur Fahrt finden sich im Fahrtbericht (Jokat, 2010).

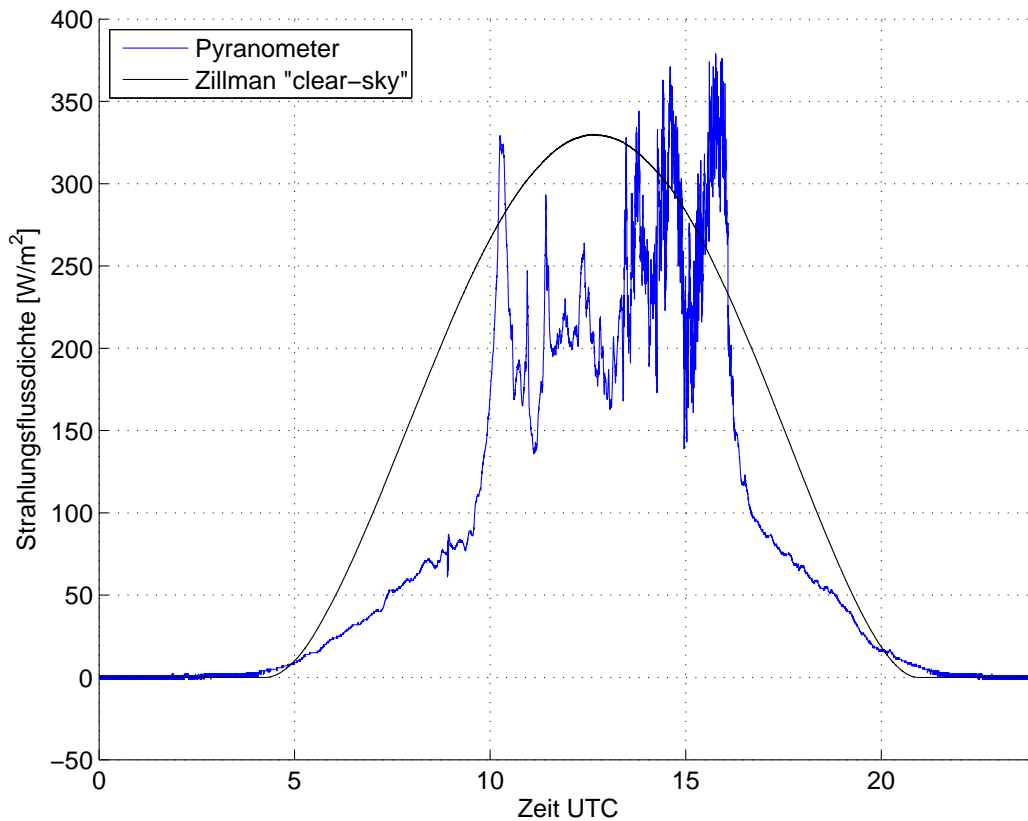


Abbildung 3.9: Strahlungsflussdichte am 3. September 2009: Pyranometermessung und die Parametrisierung für unbedeckten Himmel von Zillman.

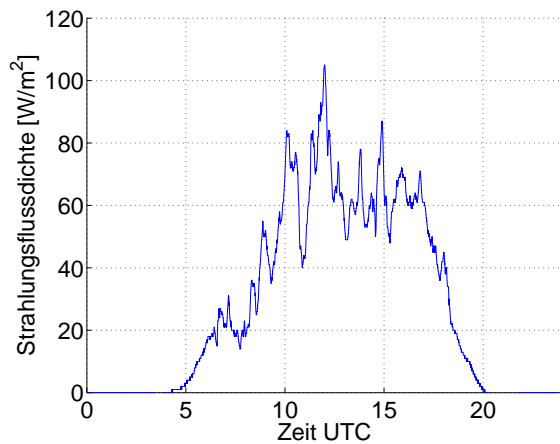
3.2.1 Ergebnisse der Albedomessung

In Tabelle 3.1 sind die Albedowerte aufgeführt, die bei einer Eisbedeckung über 50 % gemessen wurden. Aus der aktuellen Bedeckung und der gemessenen Albedo kann man über den linearen Zusammenhang

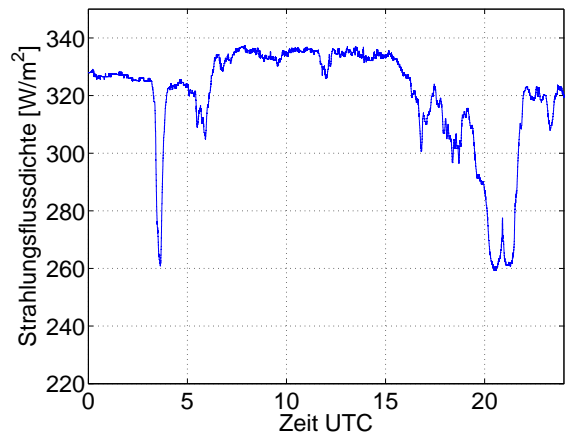
$$\alpha_{\text{Messung}} = n_{\text{Wasser}}\alpha_{\text{Wasser}} + n_{\text{Eis}}\alpha_{\text{Eis}}$$

die Albedo bestimmen, die das Eis bei einem Bedeckungsgrad von 100 % hätte. Dabei stehen α_{Wasser} und α_{Eis} für die Albedo über einer reinen Wasser- bzw. Eisfläche und n_{Wasser} und n_{Eis} für den Bedeckungsgrad von Wasser bzw. Eis. Die Eisoberfläche war häufig eine Mischung aus Eis, angetautem Schnee und Schmelztümpeln. Insbesondere die Schmelztümpel senken die Albedo im Vergleich zu einer reinen Eisfläche. Messungen mit einem Anteil Nilas wurden nicht berücksichtigt, da die Albedo von Nilas nah an der Albedo von Wasser ist. Messungen mit unter 50 % Eisbedeckung wurden ebenfalls nicht berücksichtigt, da die Bestimmung des Bedeckungsgrads mit dem Auge nicht sehr genau ist und die Wahrscheinlichkeit bei einer niedrigen Eisbedeckung höher ist, dass einzelne Schollen das Messergebnis verfälschen.

Die Albedo des Wassers wurde über 2-Minuten Mittel bestimmt. Der Mittelwert

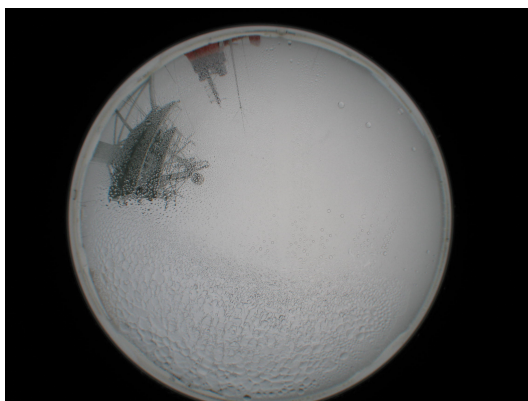


(a) Kurzwellige Einstrahlung vom Pyranometer

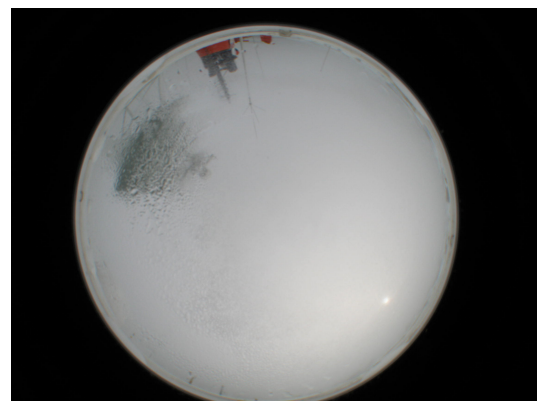


(b) Langwellige Einstrahlung vom Pyrgeometer

Abbildung 3.10: Einfallende Strahlung am 9. September. Die Tagessumme aus kurzwelliger und langwelliger Einstrahlung war das Minimum der Fahrt.



(a)



(b)

Abbildung 3.11: Bild von der Wolkenkamera am 3. September um 10:01 und 10:10 UTC. Die Sonne scheint durch den Nebel hindurch, was zu einer Verdreifachung der einfallenden kurzwelligen Strahlung führt.

der über Wasser gemessenen Albedo aus 7 unabhängigen Messungen bei verschiedenen Wetterlagen und Sonnenzenitwinkeln beträgt $\alpha_{\text{Wasser}} = 0,12 \pm 0,03$. Dieser Wert ist höher, als der im Allgemeinen für Wasser verwendete Albedowert, aufgrund der größeren Zenitwinkel, vgl. Cogley (1979).

Als Mittelwert der Albedo über 100 % Meereis während der Fahrt ergibt sich $\alpha_{\text{Eis}} = 0,45$ mit einer Standardabweichung von 0,06. Der Wert passt zu unabhängigen Messungen der Albedo gegen Ende des Sommers: Curry et al. (1996) und Lindsay und Rothrock (1994) kamen auf Werte von 0,48 bzw. 0,42; während des SHEBA Projekts wurde im Spätsommer eine Albedo von 0,45 gemessen (Persson et al., 2002). Da die Eisbedeckung im Allgemeinen deutlich unter 100 % war, war auch die Albedo in der Umgebung vom Schiff niedriger.

gemessene Albedo	Bedeckungsgrad	Albedo bei 100 %
α_{Messung}	n_{Eis}	α_{Eis}
0,26	0,6	0,35
0,37	0,9	0,4
0,35	0,65	0,47
0,53	1,0	0,53
0,45	0,8	0,53
0,27	0,5	0,42
0,46	1,0	0,46
0,38	0,9	0,41

Tabelle 3.1: Messwerte der Albedo über Meereis. Mittelwert der Albedo ist $0,45 \pm 0,06$.

3.3 Nachbearbeitung der Pyranometerdaten

Ein Vergleich der am 15.08.09 aufgenommenen Daten der kurzwelligen Strahlungsflussdichte mit der Zillman Parametrisierung für unbedeckten Himmel legt nahe, dass die Pyranometerdaten mit einem Neigungsfehler behaftet sind. Abbildung 3.12 zeigt die Messungen der Strahlungsflussdichte beider Pyranometer. Die schwarze Kurve stellt die Zillman Parametrisierung für den wolkenfreien Himmel dar. An diesem Tag war der Himmel den Morgen über bis etwa 13 Uhr UTC wolkenfrei, mit Ausnahme von etwas Stratocumulusbewölkung zwischen 9:30 und 10:30 Uhr. Die beiden Pyranometer der Bordanlage und auf dem Container unterscheiden sich zeitweise, bedingt durch Abschattungen des Mastes. Zwischen 8:00 und 9:30 Uhr UTC ist das Pyranometer der Bordanlage deutlich abgeschattet, aber auch z.B. zwischen 7:00 und 8:00 Uhr ist ein konstanter Unterschied durch leichte Abschattung der Bordanlage erkennbar und zwischen 6:00 und 7:00 Uhr werden beide Pyranometer durch Abschattung beeinflusst. Wie man aus den Bildern der Wolkenkamera erkennen kann, ist das Pyranometer auf dem Container aber vor 6:00 Uhr, von 7:00 bis 8:00 Uhr und von 11:00 bis 12:30 Uhr völlig frei von Abschattungen (vgl. Abbildungen 3.15 und 5.2). Obwohl der Himmel

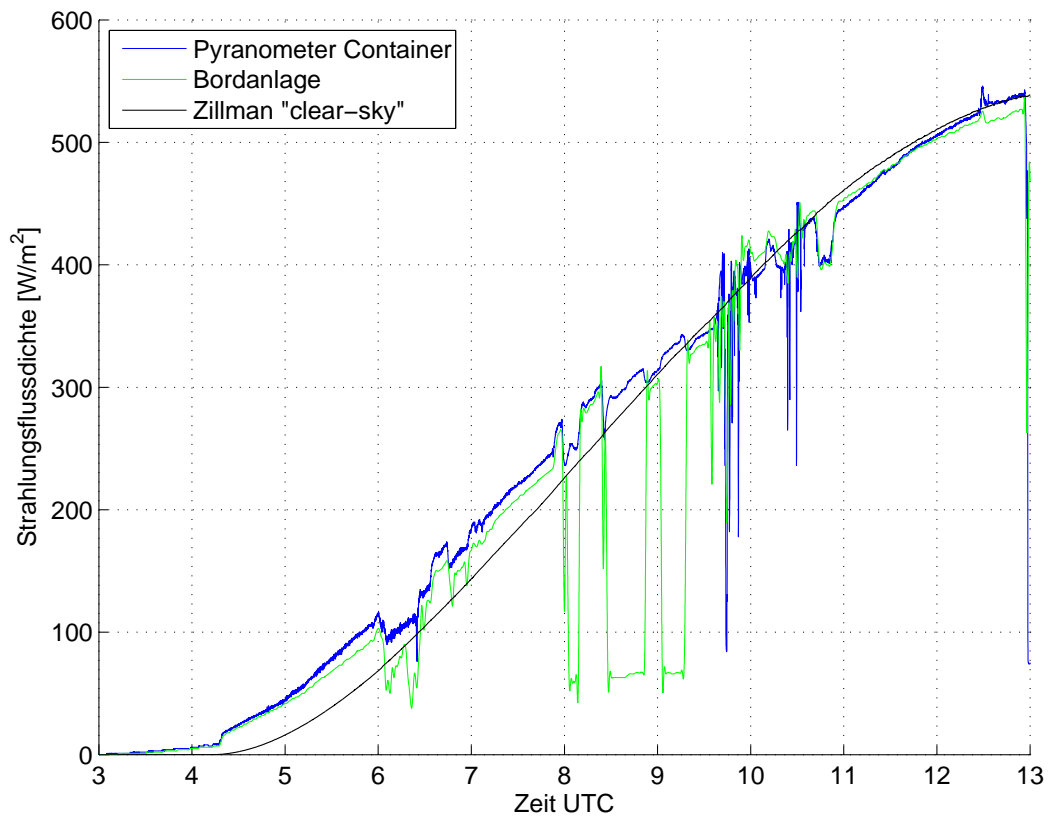


Abbildung 3.12: Strahlungsflussdichten am 15.08.09 der beiden Pyranometer auf dem Container und von der Bordanlage. Dazu ist in schwarz die Zillman-Parametrisierung für wolkenfreien Himmel eingezeichnet. Der Morgen des 15.08. war mit Ausnahme der Zeit zwischen 9:30 und 10:30 Uhr UTC wolkenfrei. Zwischen 8:00 und 9:30 Uhr UTC ist die Abschattung des Pyranometers der Bordanlage deutlich erkennbar.

während diesen Zeiten auch völlig wolkenfrei ist, kommt es zu deutlichen Abweichungen zur Zillman-Parametrisierung. Eine mögliche Ursache für diese Abweichungen ist ein Fehler durch die Neigung des Schiffes, so dass das Pyranometer nicht mehr horizontal ausgerichtet ist. Einerseits kommt es durch die Wellenbewegung zu einer ständigen Schwankung, andererseits ist das Schiff auch über längere Zeit gegen die Horizontale geneigt, z.B. durch Seitenwind oder durch Umräumen von Ladung. Die Daten vom Neigungsmesser erlauben eine Korrektur des über längere Zeit auftretenden Neigungsfehlers, wie im Folgenden beschrieben wird. Abbildung 3.13 zeigt die Daten des Neigungssensors am 15.08. in Abweichung von der Horizontalen. Das Rollen bezeichnet die seitliche Bewegung des Schiffes in den Wellen, das Stampfen die Bewegung des Schiffes in Vorwärtsrichtung. Beim Stampfen kommt es lediglich zu einer Schwankung um den Mittelwert. In den Rolldaten erkennt man aber über längere Zeit Abweichungen bis zu 4° , was die Pyranometerdaten deutlich beeinflussen kann.

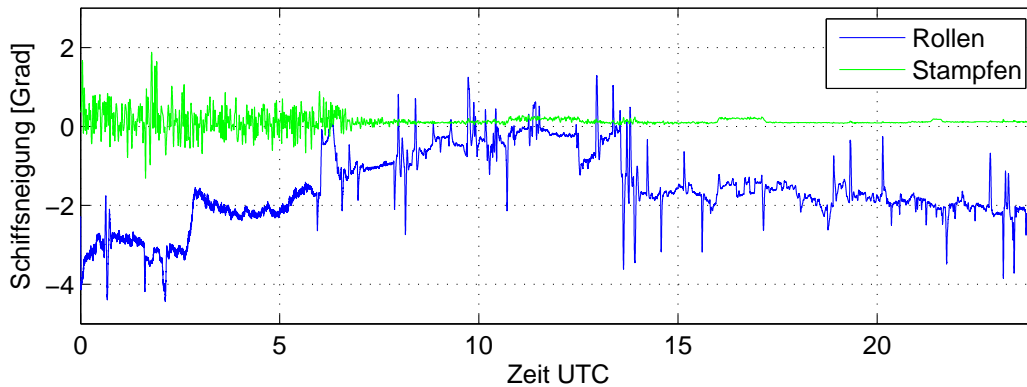


Abbildung 3.13: Die Neigungsdaten des Schiffes in seitlicher Richtung (Rollen) und in Vorwärtsrichtung (Stampfen) für den 15. August 2009.

Es bezeichnen θ und ϕ den absoluten Einfallswinkel der Sonne in Zenit- und Azimutrichtung. θ' und ϕ' stehen für die Zenit- und Azimutwinkel der Sonne relativ zum Schiff. Dabei ist $\phi' = 0^\circ$ wenn die Sonne direkt von vorne einfällt. Weiter sei δ der Neigungswinkel des Schiffes durch das Rollen und ϵ durch das Stampfen. Dann ist der Richtungsvektor des Sonneneinfalls in Bezug zum horizontalen Schiff gegeben durch:

$$\vec{k} = \begin{pmatrix} -\sin \phi' \sin \theta \\ -\cos \phi' \sin \theta \\ -\cos \theta \end{pmatrix},$$

wobei die Abwärtsrichtung das Minuszeichen bringt. ϕ' ergibt sich mithilfe der Kursdaten des Schiffes, wobei γ den Kurswinkel ($\gamma = 0^\circ$ nach Norden) bezeichnet. Es ist:

$$\phi' = \phi - \gamma + 360^\circ.$$

Der Normalenvektor des Schiffs ist:

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} \sin \delta \\ \sin \epsilon \\ -\cos \delta \cos \epsilon \end{pmatrix} .$$

θ' ist der von \vec{k} und \vec{n} eingeschlossene Winkel. Über die Beziehung:

$$\vec{k} \cdot \vec{n} = \cos \theta'$$

erhält man nun θ' :

$$\theta' = \arccos(-\sin \phi' \sin \theta \sin \delta - \cos \phi' \sin \theta \sin \epsilon + \cos \theta \cos \delta \cos \epsilon) .$$

Aus der Kenntnis des relativen Zenitwinkels θ' lässt sich die wahre Einstrahlung unter Berücksichtigung der Kosinus-Abhängigkeit aus der gemessenen Einstrahlung berechnen über:

$$\frac{S_{\text{wahr}}}{S_{\text{Schiff}}} = \frac{\cos \theta}{\cos \theta'} . \quad (3.1)$$

Die auf diese Weise korrigierten Strahlungsflussdichten finden sich in Abbildung 3.14. Der sprunghafte Anstieg um 4:20 Uhr UTC ist in der korrigierten Kurve nicht mehr vorhanden, ebenso wie der Abfall kurz nach 6:00 Uhr. Die korrigierte Strahlungsflussdichte (in rot) ist deutlich näher an der Zillman-Parametrisierung als die unkorrigierte blaue Kurve. Der Einfluss der Schiffsneigung auf die Messung steigt für große Zenitwinkel. Für sehr große Zenitwinkel nahe 90° können numerische Fehler auftreten (teilen durch Werte für $\cos \theta'$ nahe 0 in Gleichung 3.1, bei einer gemessenen Strahlungsflussdichte $S_{\text{Schiff}} \neq 0 \text{ W/m}^2$), was den Sprung um 3:30 Uhr verursacht.

Auch für die korrigierten Daten gibt es in der Zeit zwischen 5:30 und 9:00 Uhr eine Differenz von ca. 20 W/m^2 zur Zillman-Parametrisierung. Diese kann durch Unzulänglichkeiten in der Parametrisierung zustande kommen. Allerdings gibt es auch noch eine große Unsicherheit in den gemessenen Daten, was die Höhe der Reflexion vom Mast ins Pyranometer angeht. Abbildung 3.15 zeigt eine Aufnahme der Wolkenkamera am 15.08. gegen 8:00 Uhr UTC. Man erkennt den Mast deutlich als hellen Bereich vor dem dunkleren Himmel. Insbesondere bei großen Zenitwinkeln und wenn die Sonne auf der Steuerbord-Seite steht, also keine Abschattung des Pyranometers durch den Mast auftreten kann, können die Messergebnisse durch die Reflexionen verfälscht werden.

In den folgenden Auswertungen in Kapitel 5 werden die um die Neigung korrigierten Pyranometerdaten verwendet.

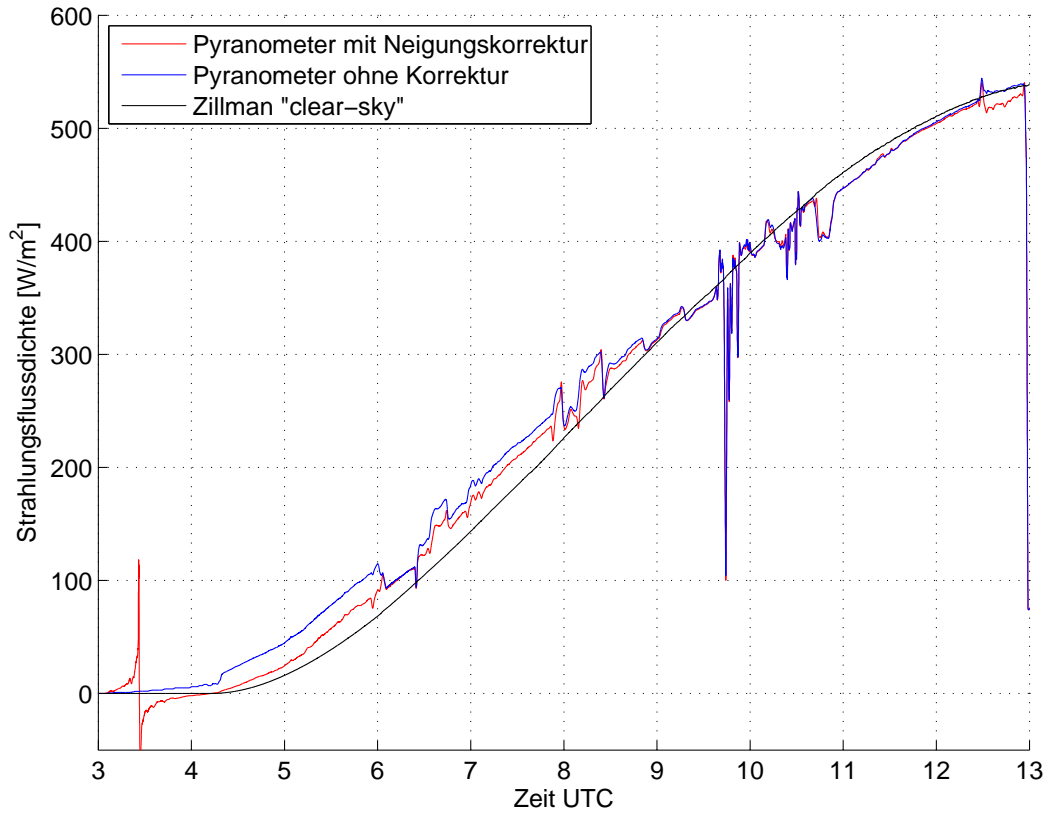


Abbildung 3.14: Strahlungsflussdichte am Morgen des 15.08. des Pyranometers auf dem Container. In rot ist die um die Schiffsneigung korrigierte Strahlungsflussdichte eingezeichnet.

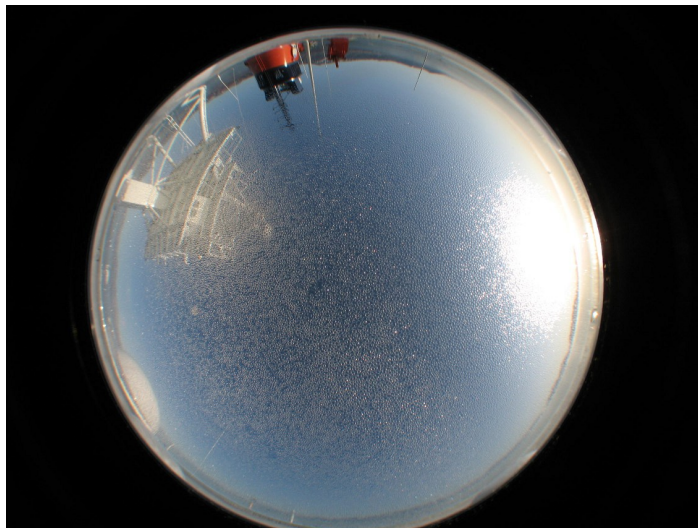


Abbildung 3.15: Aufnahme der Wolkenkamera am 15.08.09 um 7:56 Uhr UTC. Der Mast hebt sich deutlich gegen den dunkleren Himmel ab.

4 Das Strahlungstransportmodell GRIMALDI

Das Strahlungstransportmodell GRIMALDI basiert auf der Monte-Carlo Methode zur Lösung der Strahlungstransportgleichung (siehe Kapitel 2.2).

4.1 Die Funktionsweise von GRIMALDI

Die Atmosphäre, durch die der Strahlungstransport erfolgt, wird in GRIMALDI als dreidimensionales planparalleles Modellgebiet simuliert. In dieses Gebiet werden Gase eingebaut, an denen Streuung und Absorption stattfindet. Die vertikale Struktur des Modellgebiets wird aus klimatologischen Mittelwerten für die Dichte, Temperatur und Luftfeuchtigkeit zusammengesetzt. Alternativ können Daten aus einem Radiosondaufstieg verwendet werden. Die Modellatmosphäre wird durch Wolken ergänzt; diese werden aus Dateien eingelesen, in denen die optischen Eigenschaften der Wolken für das gegebene Modellgitter stehen.

Am Oberrand der Modellatmosphäre fallen unter einem vorgegebenen Winkel Photonenpakete ein. Diese haben eine Anfangsenergie, die entlang des optischen Weges durch Absorption abnimmt. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, die von der Wellenlänge und von den Streukoeffizienten entlang des Weges abhängt, findet ein Streuprozess statt. Wenn ein Photonenpaket das Modellgebiet verlässt, wird dessen verbleibende Energie aufgezeichnet und der direkten oder diffusen Strahlung am Boden oder der reflektierten Strahlung am Oberrand zugeordnet.

Bei einer Bodenalbedo größer als null wird ebenfalls die Energie am Unterrand gespeichert. Zusätzlich wird ein Teil der Energie, die Reflexion in Abhängigkeit von der Bodenalbedo, erneut als Photonenpaket in die Atmosphäre entsandt. Der reflektierende Boden hat dabei das Verhalten eines Lambertschen Strahlers, das heißt in alle Richtungen wird gleich viel gestreut. Für schneebedeckte Flächen ist das eine gute Näherung, während bei Eis die Vorwärtsstreuung dominiert. Durch Streuprozesse kann das Photonenpaket wieder auf den Boden gerichtet werden und die Reflexion wiederholt sich, bis die verbleibende Energie des Photonenpakets aufgebraucht ist. Das Ergebnis am Boden entspricht der Energie, die ein Messgerät (z.B. ein Pyranometer) aufzeichnen würde, das selber nicht reflektiert, bei dem aber Mehrfachreflexionen aus der Umgebung an Wolken und der Atmosphäre zu einer erhöhten einfallenden Energie führen würden. Um die am Boden absorbierte Energie zu erhalten, muss das Ergebnis mit dem Absorptionsvermögen des Bodens ($1 - \text{Bodenalbedo}$) multipliziert werden.

Je nach Wahl der Randbedingungen kann das Photonenpaket das Modellgebiet auch

an den seitlichen Rändern verlassen. Durch das Wählen periodischer Randbedingungen wird beim seitlichen Verlassen des Modellgebiets ein neues Photonenpaket mit der gleichen Energie und dem gleichen Winkel auf der gegenüberliegenden Seite erzeugt. Auf diese Weise wird das Modellgebiet beliebig verbreitert, die Wolkeneigenschaften wiederholen sich jeweils und ein seitliches Austreten der Photonen wird verhindert.

Nach der Simulation einer ausreichenden Anzahl von Photonenpaketen (vergleiche Abschnitt 4.1.2), und dem Zuordnen der jeweils verbleibende Energie, kann bestimmt werden, welcher Prozentsatz der am oberen Rand einfallenden Energie im Mittel reflektiert wird, als direkte oder diffuse Strahlung am Boden eintrifft oder in der Atmosphäre absorbiert wird.

4.1.1 Implementierung der optischen Eigenschaften im Modell

Das Modellgebiet wird durch ein Gitter mit homogenen Modellboxen repräsentiert. Die Modellboxen sind jeweils durch ihre Position, ihre geometrische Größe, den Extinktionskoeffizient, die Einfachstreueralbedo und die Phasenfunktion vollständig beschrieben (Scheirer, 2001). Im Allgemeinen treten in einer Box mehrere Phasenfunktionen auf, z.B. die Rayleigh-Phasenfunktion der Gasmoleküle und die Phasenfunktion der Wolkenteilchen. Die mittlere Phasenfunktion für die jeweilige Box wird dann durch eine Mittelung, gewichtet mit den Streukoeffizienten bestimmt:

$$P_{\text{eff}} = \frac{\sum_{i=1}^N P_i \beta_{s_i}}{\sum_{i=1}^N \beta_{s_i}},$$

wobei der Index i die verschiedenen Streumediten und β_{s_i} die zugehörigen Streukoeffizienten kennzeichnet. Der gesamte Extinktionskoeffizient ergibt sich als Summe der beteiligten Extinktionskoeffizienten:

$$\beta_{x_{\text{eff}}} = \sum_{m=1}^N \beta_{x_m}.$$

Das gleiche gilt für den effektiven Streukoeffizienten. Die mittlere Einfachstreueralbedo wird wie die Phasenfunktion als gewichtete Summe berechnet:

$$\omega_{0_{\text{eff}}} = \frac{\sum_{i=1}^N \omega_{0_{\text{eff}}} \beta_{x_i}}{\sum_{i=1}^N \beta_{x_i}}$$

Diese Berechnungen der optischen Eigenschaften wurden erweitert, um Aerosole und mehrere Wolken gleichzeitig in das Modell einzulesen. In der Initialisierungsphase werden für jede Box die mittleren optischen Eigenschaften errechnet, die sich aus der Summe von Gasmolekülen, Aerosolen und Wolken ergeben.

Um den Ort zu bestimmen, an dem ein Photonenpaket eine Wechselwirkung erfährt, erhält jedes Paket die zusätzliche Eigenschaft einer „verfügbaren optischen Dicke“ γ (Scheirer, 2001). Dabei wird die Transmission $T = e^{-\tau}$ als Wahrscheinlichkeit dafür interpretiert, dass ein Photonenpaket die optische Strecke τ ohne Streuprozess durchläuft.

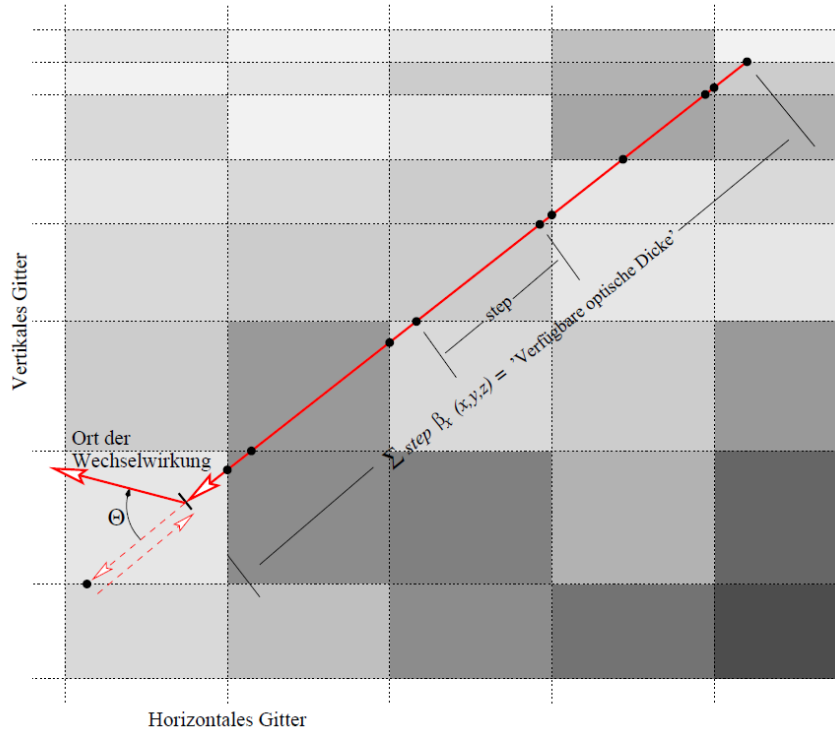


Abbildung 4.1: Bestimmung des Ortes der Wechselwirkung eines Photonenpakets in GRIMALDI anhand der verfügbaren optischen Dicke (Scheirer, 2001).

Die verfügbare optische Dicke wird dann beim Start eines Photonenpakets über $\gamma = -\ln r$ bestimmt, wobei r eine gleichverteilte Zufallszahl aus dem Intervall $(0;1)$ ist. Der geometrische Weg bis zur nächsten Wechselwirkung ergibt sich aus dem optischen Weg τ und der Extinktion in den Boxen entlang des zurückgelegten Weges (siehe Abbildung 4.1). Der Ort der Wechselwirkung ist erreicht, wenn gilt:

$$\gamma = \sum_I \text{step}_i \beta_{x_i}(x, y, z).$$

Die neue Richtung nach der Streuung wird mit der Verteilung über die Phasenfunktion zufällig bestimmt (siehe Abschnitt 2.2). Weitere Details und eine Beschreibung des genauen Programmablaufs finden sich im Handbuch GRIMALDI Scheirer (2000).

4.1.2 Fehlerabschätzung

Die Ergebnisse aus dem Monte-Carlo Modell sind statistische Mittelwerte, für die sich der geschätzte Fehler wie folgt berechnen lässt: Der Mittelwert einer Stichprobe vom Umfang n ist definiert durch:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i.$$

Man betrachtet die Schätzfunktion $\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i$ mit den unabhängigen, identisch verteilten Zufallsvariablen X_1, \dots, X_n , die die Varianz σ^2 haben. Die Standardabweichung des Mittelwerts ist dann gegeben durch:

$$\sigma(\bar{X}) = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}.$$

Mit dem Erwartungswert

$$E(X) = \sum_{i \in I} x_i P(X = x_i),$$

gegen den der Mittelwert der Stichprobe bei wachsendem n konvergiert, lässt sich der geschätzte Fehler des Mittelwerts über den Zusammenhang

$$\sigma^2 = E((X - E(X))^2) = E(X^2) - (E(X))^2$$

berechnen. Aus der $1/\sqrt{n}$ -Abhängigkeit des Mittelwert von der Anzahl der Photonen ist offensichtlich, dass man für den Mittelwert einer Größe in einer bestimmten Box einen größeren Fehler bekommt als bei einer Mittelung über das gesamte Modellgebiet. Um die gleiche Genauigkeit zu erreichen braucht man dementsprechend eine größere Photonenanzahl.

4.2 Änderungen am Programmcode

GRIMALDI wurde zuvor im Wesentlichen für spektrale Berechnungen oder für qualitative Modellrechnungen verwendet. Um eine breitbandige Strahlungsflussdichte zu bekommen, die sich mit Pyranometerdaten vergleichen lässt, wurde zunächst der Betrag der einfallenden Energie auf $S_0 \cos \theta$ gesetzt, wobei θ den Zenitwinkel der einfallenden Strahlung am Oberrand der Atmosphäre kennzeichnet. Da die Messdaten im August und September aufgenommen wurden, wurde S_0 auf einen mittleren Wert von 1366 W/m^2 festgesetzt. Auf die Wahl des Zenitwinkels wird noch in Abschnitt 4.2.4 eingegangen. Die Daten für das vertikale Profil der Modellatmosphäre stammen von einem Radiosondenaufstieg von Polarstern bei 71°N .

Um den breitbandigen Fluss zu simulieren benötigt man die breitbandigen optischen Eigenschaften der Gase und Wolken, die man teilweise durch eine Mittelung über die spektralen Eigenschaften, gewichtet mit der Planck-Funktion, erhalten kann. Die Berechnung der breitbandigen Rayleigh-Streukoeffizienten und Absorptionskoeffizienten der Gase wurden im Rahmen dieser Arbeit im Programm angepasst. Die Streufunktionen und Absorptionseigenschaften der Wolken wurden aus einer Streudatenbank (persönliche Mitteilung, A. Macke) entnommen. Darin liegen die gemittelten Eigenschaften für 13 spektrale Intervalle vor, die den Bereich von $0,2 - 4,0 \mu\text{m}$ abdecken. Als Neuerungen wurden Aerosole eingeführt und das Modell wurde so angepasst, dass auch die Simulation einer gekrümmten statt einer planparallelen Atmosphäre möglich ist.

4.2.1 Anpassung der molekularen Absorptionskoeffizienten

Da die „line-by-line“ Berechnung der Absorptionskoeffizienten in GRIMALDI unrealistisch hohe breitbandige Absorptionskoeffizienten lieferte, wurde darauf verzichtet. Stattdessen wurde die in [Psiloglou et al. \(1995\)](#) beschriebene Parametrisierung zur Berechnung der Absorption in der wolkenfreien Atmosphäre verwendet. Die Parametrisierung wurde auf Basis des LOWTRAN 7 Codes erstellt. Sie berechnet die Transmissionsfunktion für die in der Troposphäre durchmischten Gase CO_2 , CO , N_2O , CH_4 , O_2 in Abhängigkeit von der Temperatur, Druck und Dichte und der Wellenlänge. Dabei wird ein konstantes Mischungsverhältnis dieser Gase angenommen, wobei die Konzentrationen unter Standardbedingungen für CO_2 330,0 ppmv, für CO 0,075 ppmv, für CH_4 1,6 ppmv, für N_2O 0,28 ppmv und für O_2 $2,095 \cdot 10^5$ ppmv betragen. Die Absorption für das Gasgemisch hängt mit der Transmission über $A_{\text{mg}} = 1 - T_{\text{mg}}$ zusammen. Die Parametrisierung geht von der in Bandmodellen verwendeten exponentiellen Transmissionsfunktion τ_λ aus:

$$T_{\text{mg}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda d\lambda}$$

mit

$$\tau_\lambda = \exp -(CW)^a$$

und

$$W = \int_U \left(\frac{P}{P_0} \right)^n \left(\frac{T_0}{T} \right)^m dU .$$

Die Parameter a , n , m und C sind in der Tabelle A.1 bzw. A.2 im Anhang aufgeführt und definieren die Transmissionsfunktion jeweils für die angegebenen spektralen Bereiche. P ist der Druck in hPa, T die Temperatur in K und der Index 0 bezeichnet Standardbedingungen. Weiterhin ist

$$dU = 0,7732 \cdot 10^{-4} M_r \rho_a dz ,$$

wobei ρ_a die Luftdichte in g/m^3 und M_r das Mischungsverhältnis und z die Höhe ist. Die Parametrisierung der breitbandigen Transmission der Gasmischung lautet:

$$T_{\text{mg}} = 1 - \frac{AMW}{(1 + BMW)^C + DMW} .$$

M steht für die Luftmasse, die bei einem senkrechten Durchgang durch die Atmosphäre gleich 1 ist. Der ins Programm eingehende Absorptionskoeffizient ist ebenfalls über den senkrechten Durchgang definiert. Die Parameter A , B , C und D sind in Tabelle A.2 gegeben.

Die Absorptionskoeffizienten werden im Programm in der Initialisierungsphase für jede Box bestimmt, durch Integration über die Boxenhöhe dz , in Abhängigkeit von ρ_a , M_r , T und P . Die spektralen Absorptionskoeffizienten werden mit Gewichtung über die Planck Funktion aufsummiert, um die breitbandigen Koeffizienten zu erhalten.

Bei dieser Berechnung der molekularen Absorption fehlen noch Ozon und der zeitlich sehr variable Wasserdampf. Beides sind wichtige atmosphärische Absorber, wobei der Wasserdampfgehalt in der arktischen Atmosphäre vergleichsweise niedrig ist. Da das Ziel dieser Arbeit nicht in einer Parametrisierung der wolkenfreien Atmosphäre besteht, sondern in der Bestimmung des Effekts von Meereis und Wolken, wird die Berechnung der breitbandigen Absorption nicht weiter verfeinert. Es wird erwartet, dass die Absolutwerte der Modellergebnisse dadurch um ein paar W/m^2 zu hoch sind, der Fehler für das Betrachten der Differenzen durch Meereis und Wolken aber vernachlässigbar ist.

4.2.2 Anpassung der Rayleigh-Streukoeffizienten

Rayleigh-Streuung ist die Streuung an kleinen Teilchen, d.h. an Teilchen, bei denen das Verhältnis Umfang zu Wellenlänge der einfallenden Strahlung sehr viel kleiner 1 ist. Die Verteilung des gestreuten Lichts in Vorwärts- und in Rückwärtsrichtung ist bei der Rayleigh-Streuung gleich. Die Streuphasenfunktion in GRIMALDI lautet nach z.B. [Bucholtz \(1995\)](#):

$$P(\theta) = \frac{3}{4(1 + 2\gamma)} [(1 + 3\gamma) + (1 - \gamma) \cos^2 \theta],$$

wobei θ der Winkel zwischen einfallendem und gestreuten Photon und γ der Polarisationsfaktor ist. Die Effizienz der Rayleigh-Streuung kann über den Streuquerschnitt (Streueffizienz \cdot geometrischer Wirkungsquerschnitt) ausgedrückt werden. Der Rayleigh Streuquerschnitt pro Molekül wird berechnet durch ([Bucholtz, 1995](#)):

$$\sigma(\lambda) = \frac{24\pi^3(n_s^2 - 1)^2}{\lambda^4 N_s^2 (n_s^2 + 2)^2} F_k.$$

Hierbei ist n_s der Brechungsindex von Standardluft (trockene Luft bei 1013,25 mb, 15 °C mit einem CO_2 Gehalt von 300 ppm). N_s ist die molekulare Teilchendichte ($2,547 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ unter Standardbedingungen), und F_k der Kingsche Korrekturfaktor. Die Neuerungen von [Srivastava et al. \(2009\)](#) gegenüber der vorher in GRIMALDI verwendeten Berechnung von [Bucholtz \(1995\)](#) betreffen den Brechungsindex und den Kingschen Korrekturfaktor. Danach ist der Brechungsindex:

$$n_s = 10^{-8} \left[\frac{5791817}{238,0185 - (1/\lambda^2)} + \frac{167909}{57,362 - (1/\lambda^2)} \right] + 1 \quad \text{für } \lambda > 0,23 \mu\text{m}$$

$$n_s = 10^{-8} \left[8060,51 \frac{2480990}{132,274 - (1/\lambda^2)} + \frac{17455.7}{39,32957 - (1/\lambda^2)} \right] + 1 \quad \text{für } \lambda \leq 0,23 \mu\text{m}.$$

Der Kingsche Korrekturfaktor wird in [Srivastava et al. \(2009\)](#) halbklassisch berechnet, mit Berücksichtigung der Drehmomentenerhaltung bei Rotations- und Vibrationsübergängen während eines Streuprozesses. Nach [Srivastava et al. \(2009\)](#) wird der Kingsche

Korrekturfaktor aus dem klassischen Ansatz im Mittel um 5,1 % überschätzt. Das hat eine Überschätzung der optischen Dicke der Rayleigh-Streuung von ungefähr 3 % zur Folge. In GRIMALDI gehen nun die korrigierten Werte für den Kingschen Faktor ein.

Da der Rayleigh-Streuquerschnitt mit $1/\lambda^4$ abnimmt, ist außerdem eine Summation über schmale Wellenlängenintervalle von Bedeutung. Dabei muss die genaue Gewichtung über das solare Spektrum am Oberrand der Atmosphäre beachtet werden. Das in [Gueymard \(2004\)](#) beschriebene Spektrum wurde auf der Basis von 23 gemessenen und modellierten Spektren zusammengesetzt und deckt das gesamte solare Spektrum ab. Die Messungen aus dem Orbit stammen z.B. von SOLSPEC, das im Bereich von 200-3000 nm misst und SIM, das seit 2003 im Einsatz ist und im Bereich von 300-2000 nm mit einer sehr hohen Genauigkeit (der relative Fehler liegt bei etwa 0,1 %) misst. Das Spektrum gibt die Irradianzen am Oberrand der Atmosphäre mit Wellenlängenintervallen im sichtbaren Bereich zwischen 0,5 und 5 nm. Für das Programm GRIMALDI wurde der Streuquerschnitt neu über das gesamte Spektrum von [Gueymard \(2004\)](#) aufsummiert.

4.2.3 Hinzunahme von Aerosolen

Um Aerosole in den Strahlungstransportrechnungen zu berücksichtigen, wurden optische Eigenschaften von Aerosolen mithilfe des OPAC-Codes berechnet ([Hess et al., 1998](#)). Dabei wurde die Einfachstreueralbedo und die Phasenfunktion für eine Mischung aus arktischen und maritimen Aerosolen berechnet. Die Berechnung erfolgte für spektrale Intervalle, anschließend wurden breitbandige Werte durch Mittelung über die Planck-Funktion berechnet. Für die relative Luftfeuchtigkeit wurde ein über das vertikale Profil gemittelter Wert aus den Radiosondenaufstiegen verwendet. Bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 50 % ergab sich eine mittlere Einfachstreueralbedo von 0,91.

Die breitbandige optische Dicke der Aerosole wurde aus den spektralen Messungen mit dem Sonnenphotometer abgeleitet. Für mittlere atmosphärische Bedingungen nimmt der Streuquerschnitt von Aerosolen nach der Mie-Theorie über $\rho\sigma_\lambda = \text{const} \lambda^{-1.3}$ mit der Wellenlänge ab. Die Implementierung der Aerosole erfolgte im Programm, indem eine „Aerosolwolke“ mit den oben aufgeführten optischen Eigenschaften eingelesen wurde. Die Aerosolwolke hat eine vertikale Ausdehnung von 0 – 6000 m und die Extinktion innerhalb der Wolke ist in Abhängigkeit von der Höhe mit der Dichte gewichtet. Um zusätzlich zu den Aerosolen Wolken simulieren zu können, wurde das Programm so angepasst, dass eine Kombination aus mehreren Wolken gleichzeitig berechnet werden kann. Dafür werden in der Initialisierungsphase die gewichteten Summen der optischen Eigenschaften für jede Modellbox berechnet.

4.2.4 Anpassungen an eine gekrümmte Atmosphäre

Bei einem planparallelen Modell für die Atmosphäre treten gegenüber einer realistischen gekrümmten Atmosphäre mehrere Fehler auf. Um zu untersuchen, ob Abweichungen zwischen Modell und Messung bei wolkenfreiem Himmel, insbesondere vor Durchführen der Neigungskorrektur (vgl. hierzu Abschnitt 4.2.4 sowie Abbildungen 3.14 und 5.1) auf

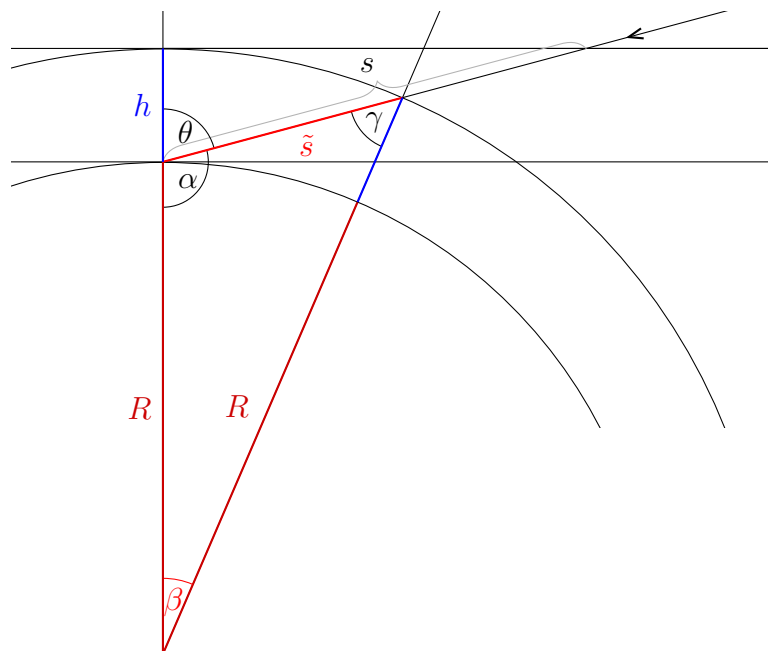


Abbildung 4.2: Der Weg eines direkten Strahls durch die planparallele Modellatmosphäre. Der Strahl fällt unter dem Zenitwinkel θ ein, R ist der Erdradius und h die Höhe der Atmosphäre.

diese Fehler zurückzuführen sind, wurden Anpassungen an eine gekrümmte Atmosphäre vorgenommen. Abbildung 4.2 zeigt den Weg eines Strahls, der die Atmosphäre direkt ohne Streuprozess durchquert und unter dem Winkel θ auf den Boden auftrifft. Man erkennt, dass der Strahl im planparallelen Modell mit der Höhe h einen weiteren Weg durch die Atmosphäre zurück legt, als es in der gekrümmten Atmosphäre mit der Höhe h der Fall wäre. Eine erste Näherung an eine realistische Atmosphäre besteht darin, diesen Laufwegunterschied auszugleichen.

Der Weg \tilde{s} , der in der gekrümmten Atmosphäre zurückgelegt würde, kann in Abhängigkeit des Einfallswinkels und der Atmosphärenhöhe h berechnet werden. In Abbildung 4.2 sind die zur Herleitung benötigten Strecken und Winkel eingezeichnet. Für den Winkel α gilt:

$$\alpha = 180^\circ - \theta .$$

Nach dem Sinussatz gilt:

$$\frac{R + h}{\sin \alpha} = \frac{R}{\sin \gamma}$$

und daraus folgt:

$$\gamma = \arcsin \left(\frac{R}{R + h} \sin \alpha \right) ,$$

wobei R der mittlere Erdradius mit $R = 6371$ km ist. Der Winkel β ergibt sich in dem Dreieck Erdmittelpunkt, unterer Atmosphärenrand, oberer Atmosphärenrand aus

$\beta = 180^\circ - \alpha - \gamma = \theta - \gamma$. Wiederum über den Sinussatz ergibt sich der gesuchte Weg \tilde{s} :

$$\frac{\tilde{s}}{\sin \beta} = \frac{R + h}{\sin \alpha}$$

$$\Rightarrow \tilde{s} = \frac{(R + h) \sin(\theta - \gamma)}{\sin(180^\circ - \theta)}.$$

Der Laufweg eines direkten Strahls im planparallelen Modell wird nur durch den Einfallswinkel θ bestimmt. Sei $\tilde{\theta}$ der Winkel, unter dem der zurückgelegte Weg durchs Modellgebiet gleich dem unter θ tatsächlich durch die Atmosphäre zurückgelegten Weg \tilde{s} ist. Für diesen Winkel gilt (siehe Abbildung 4.3):

$$\tilde{\theta} = \arccos \frac{h}{\tilde{s}}.$$

Die Anpassung des Modellgebiets über den Winkel entspricht einer Stauchung in der Höhe. Dabei wird vernachlässigt, dass niedrigere Atmosphärenschichten auf diese Weise stärker gestaucht werden als höhere Schichten. Außerdem werden weiterhin periodische Randbedingungen verwendet, was nur dann ein zutreffendes Ergebnis liefert, wenn die Menge der seitlich ins Gebiet einfallenden Strahlung und der das Gebiet verlassenden Strahlung in sehr guter Näherung gleich groß sind. Entlang der Einfallsrichtung der Sonne ist das aber bei großen Zenitwinkeln nicht mehr unbedingt gegeben.

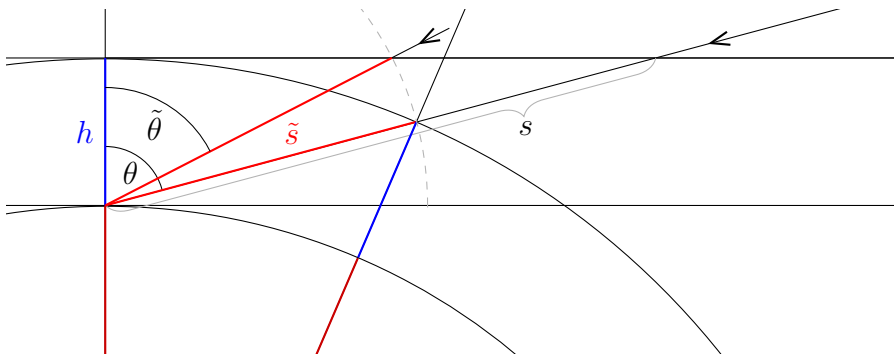


Abbildung 4.3: Abbildung der Strecke \tilde{s} in das planparallele Modellgebiet. Dies geschieht über eine Anpassung des Zenitwinkels von θ nach $\tilde{\theta}$.

Um auch den Effekt diffuser Streuung bei sehr großen Zenitwinkeln realitätsnah wiederzugeben, wurde in einer zweiten Näherung eine gekrümmte Atmosphäre simuliert, die aus planparallelen Abschnitten besteht, wie es in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Wenn ein Photon einen planparallelen Abschnitt in y-Richtung (y entspricht hier der Richtung entlang des Sonneneinfalls und nicht der geographischen Breite) durchquert hat und in den nächsten übergeht, ändert sich der relative Winkel zwischen dem Photonenweg und dem Modellgebiet um δ . In x-Richtung, also senkrecht zum Sonneneinfall, werden weiterhin periodische Randbedingungen angewandt. δ ist so gewählt, dass der Umfang der Erde in der halben Höhe der Erdatmosphäre zur Winkelberechnung gewählt wird,

mit

$$\delta = \frac{y}{2\pi(R + h/2)} \cdot 360^\circ .$$

Für das verwendete Modellgebiet mit $18 \text{ km} \cdot 18 \text{ km}$ Grundfläche entspricht das einem Winkel von $\delta = 0,1615^\circ$.

Es können nun in jeden Modellabschnitt aus dem ausgewählten Winkelbereich am Oberrand Photonenpakete einfallen, mit der Energie $E_{\text{Photon}} \cdot \cos \theta_i$, wobei der Index i für den Modellabschnitt steht und θ_i ist der zugehörige Zenitwinkel bei parallel einfallendem Sonnenlicht. Die am Boden auftreffenden Photonenpakete werden dem jeweiligen Modellabschnitt zugeordnet. Die Energie in diesem Abschnitt ist dann die Summe der zugeordneten Photonenenergien geteilt durch die Summe der insgesamt am Oberrand einfallenden Energie. Im Gegensatz zu dem planparallelen Modell erhält man bei diesem Vorgehen eine nahezu kontinuierliche Verteilung der Energie über die Zenitwinkel. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.1 in Kapitel 5 zu sehen.

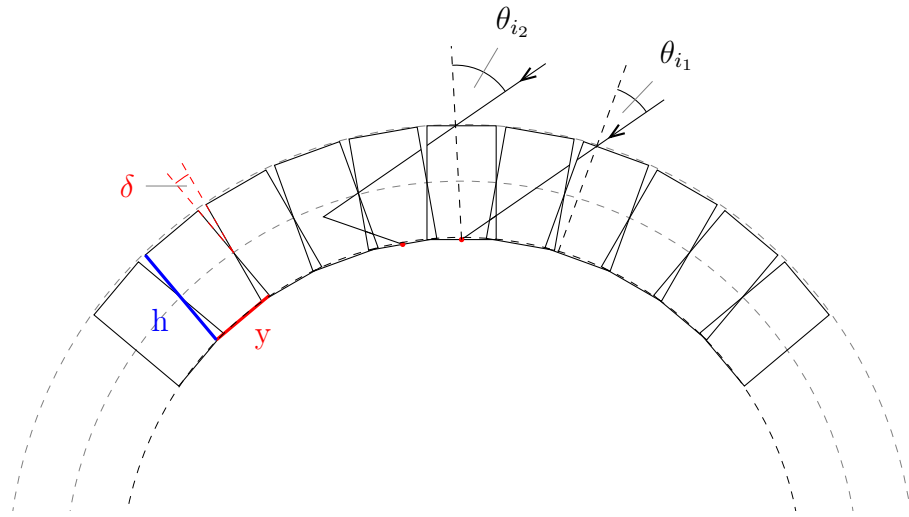


Abbildung 4.4: Die gekrümmte Atmosphäre wird durch planparallele Abschnitte, die um den Winkel δ gegeneinander geneigt sind, nachgebildet. Beim Übergang von einem in den nächsten Abschnitt ändert sich der relative Winkel zwischen dem Photonenweg und dem Modellgebiet um δ . Die Wege zweier Photonenpakete mit ihrem Einfallswinkel θ_i und ihrem Auftreffpunkt sind eingezeichnet. Ohne Streuprozess könnte das zweite Photonenpaket die Atmosphäre wieder am Oberrand verlassen.

5 Ergebnisse aus Beobachtung und Modell

Die Ergebnisse der Messungen während ARK24-3 werden im Folgenden mit Ergebnissen aus anderen Studien und aus dem Monte-Carlo Modell GRIMALDI verglichen. Anschließend wird der Effekt von Meereis auf die kurzwellige Strahlungsbilanz und auf den Wolkenstrahlungsantrieb während ARK24-3 untersucht.

5.1 Vergleich der Strahlungsflussdichte und des Wolkenstrahlungsantriebs während ARK24-3 mit den Ergebnissen anderer Studien

Wenn man mittlere Werte für die kurzwellige Strahlungsflussdichte oder den Wolkenstrahlungsantrieb aus verschiedenen Messungen vergleicht, muss man berücksichtigen, dass diese stark vom Zenitwinkel abhängen. Da sich die betrachteten Gebiete etwas unterscheiden (Grönlandsee bzw. Beaufortsee während ARK24-3 und des SHEBA-Projektes bzw. der gesamte arktische Ozean in den auf Satellitendaten basierenden Studien), lässt der folgende Vergleich nur begrenzte Rückschlüsse zu.

Während des SHEBA-Projektes (siehe Kapitel 1) betrug die mittlere kurzwellige Strahlungsflussdichte in den Monaten August und September 1998 um 90 W/m^2 . Der Mittelwert der langwelligen Strahlungsflussdichte lag in der gleichen Zeit bei 295 W/m^2 (Intrieri et al., 2002b). Während ARK24-3 wurde für die Zeit vom 9. August - 19. September 2009 eine mittlere kurzwellige Strahlungsflussdichte von 80 W/m^2 und eine mittlere langwellige Strahlungsflussdichte von 296 W/m^2 gemessen.

In Intrieri et al. (2002b) wurde der Wolkenstrahlungsantrieb während des SHEBA-Projektes berechnet. Im August und September 1998 betrug der mittlere kurzwellige Wolkenstrahlungsantrieb etwa -75 W/m^2 , während sich für den langwelligen Wolkenstrahlungsantrieb rund 60 W/m^2 ergab.

Während ARK24-3 wurde ein ähnlicher mittlerer kurzwelliger Strahlungsantrieb von -70 W/m^2 berechnet, hingegen ein niedrigerer mittlerer langwelliger Strahlungsantrieb von 46 W/m^2 . Der Unterschied im langwelligen Strahlungsantrieb zwischen SHEBA und ARK24-3, während die mittlere langwellige Strahlungsflussdichte nahezu gleich ist, ist auf unterschiedliche Berechnungen der „clear-sky“ Strahlungsflussdichte zurückzuführen. Eine Diskussion verschiedener langwelliger Parametrisierungen findet sich in Renkosik (2010). In Intrieri et al. (2002b) wird die dort verwendete „clear-sky“ Modellierung beschrieben.

Wang und Key (2005) haben aus AVHRR-Daten von 1982-99 im Sommer und Herbst ebenfalls einen niedrigeren langwelligen Wolkenstrahlungsantrieb von durchschnittlich 42 W/m^2 erhalten. Gorodetskaya et al. (2008) vergleicht die Ergebnisse dreier Klimamodelle in ihrer kurzwelligen Strahlungsbilanz für den arktischen Ozean nördlich von 70°N für den Zeitraum von 1959-1998. Der kurzwellige Wolkenstrahlungsantrieb war im Mittel aus allen drei Modellen im August und September ca. -68 W/m^2 , was gleichfalls nahe an dem während ARK24-3 gemessenen Wert mit -70 W/m^2 liegt.

Im Vergleich zwischen den Messungen während SHEBA und ARK24-3 ist auch ein Unterschied in der Summe aus kurzwelliger und langwelliger Strahlungsflussdichte zu finden. Die Summe beträgt im Mittel im August und September 385 W/m^2 während SHEBA gegenüber 376 W/m^2 während ARK24-3. Der Unterschied könnte mit einem verstärkt abkühlenden Wolkenstrahlungsantrieb zusammenhängen, entsprechend dem für den Sommer in Wang und Key (2005) beschriebenen Trend des Wolkenstrahlungsantriebs von $-0,66 \text{ W/m}^2$ pro Jahr. Allerdings sind die beiden Datensätze kaum geeignet, um eine statistische Aussage zu treffen und die Differenz liegt im Rahmen der Messunsicherheit.

5.2 Vergleich der kurzwelligen Strahlungsflussdichten aus Beobachtung und Modell

Die Rechnungen mit dem Strahlungstransportmodell GRIMALDI werden mit den in Kapitel 4 beschriebenen Änderungen für Rayleigh-Streuung, molekulare Absorption und Aerosole durchgeführt. Als Ergebnisse werden entweder die Mittelwerte der Strahlungsflussdichte in einem Modellgebiet von $18 \text{ km} \cdot 18 \text{ km}$ betrachtet oder die räumlich auf $1 \text{ km} \cdot 1 \text{ km}$ aufgelösten Ergebnisse. Zunächst werden einige Beispieltage betrachtet. Dafür wurden die Mittelwerte des Modellgebiets unter verschiedenen Zenitwinkeln ausgerechnet und die Ergebnisse den Sonnenständen des Beispieltags zugeordnet. Die Modellergebnisse sind dabei jeweils die Ergebnisse einer Wolkensituation über den gesamten Tag.

5.2.1 Wolkenfreie Atmosphäre

Abbildung 5.1 zeigt die Strahlungsflussdichte am 15.08.09 aus den um die Schiffsneigung korrigierten Pyranometerdaten (diese und weitere Unsicherheiten werden in Kapitel 3.3 diskutiert) und dazu die Ergebnisse aus dem Modell GRIMALDI für die wolkenfreie Atmosphäre. Es sind die Ergebnisse des planparallelen Modells und die beiden Anpassungen an eine gekrümmte Atmosphäre, die in Abschnitt 4.2.4 beschrieben sind, eingezeichnet. Dabei unterscheiden sich die Ergebnisse des planparallelen Laufes nicht sehr von den Ergebnissen der gekrümmten Atmosphäre. Für Zenitwinkel größer 80° , was der Zeit vor 7:00 Uhr UTC entspricht, sind die Unterschiede zwischen dem planparallelen Modell und dem Modell mit angepasstem Laufweg etwas größer

5.2 Vergleich der kurzwelligigen Strahlungsflussdichten aus Beobachtung und Modell

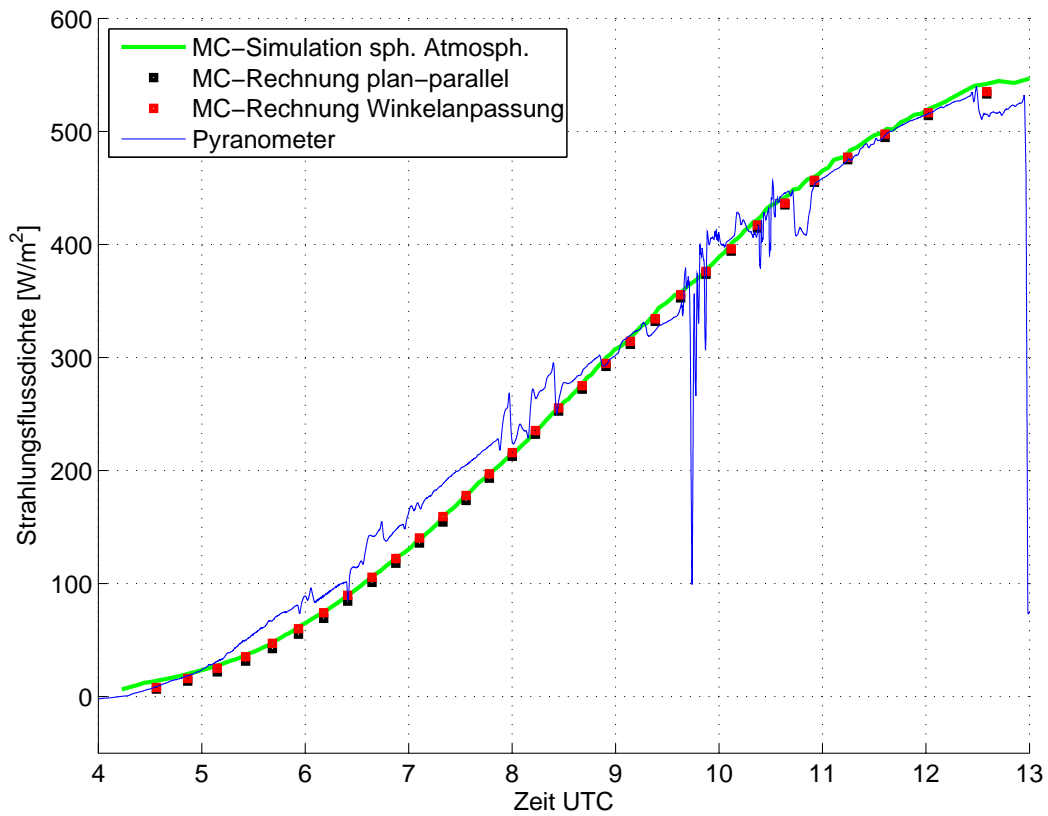


Abbildung 5.1: Strahlungsflussdichte am Morgen des 15.08.09 aus dem Monte-Carlo Modell und den Pyranometerdaten. Die Modellatmosphäre enthält Gasmoleküle und Aerosole und ist wolkenfrei. Die grüne Kurve ist das Ergebnis der gekrümmten Modell-Atmosphäre. Die schwarzen Punkte und die roten Punkte sind die Ergebnisse des planparallelen Modells und des Modells mit Anpassung des Laufwegs über den Zenitwinkel.

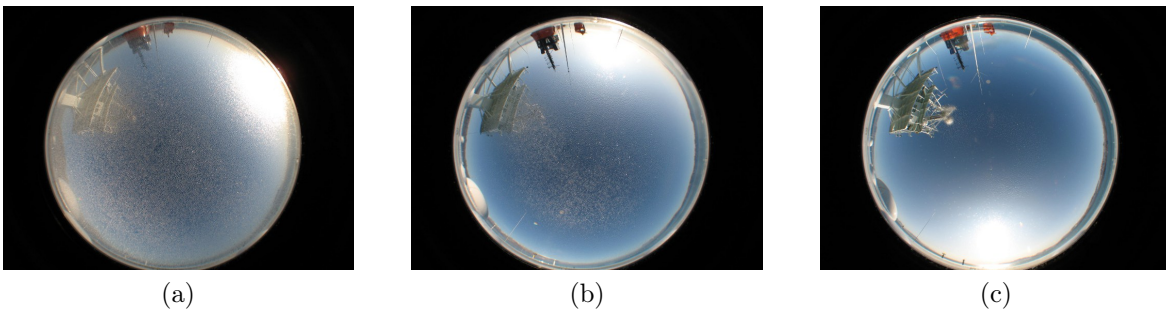


Abbildung 5.2: Bilder der Wolkenkamera vom 15.08. um 7:00, 9:00 und 11:00 Uhr UTC.

als in der übrigen Zeit. Ein Unterschied zwischen dem um den Laufweg angepassten Modell und der Simulation der gekrümmten Modellatmosphäre tritt erst für noch größere Zenitwinkel ab etwa 87° (vor 5:15 Uhr UTC) auf. Der Unterschied zwischen den Pyranometerdaten und den Modelldaten ist sehr viel größer als der Unterschied zwischen den verschiedenen Läufen. Insbesondere zwischen 5:30 und 8:00 Uhr UTC weicht die Strahlungsflussdichte der Pyranometermessung von den Modelldaten ab. Wie in Abschnitt 3.3 erläutert, sind wahrscheinlich Reflexionen vom Mast ins Pyranometer Ursache für diese Abweichung. Da sich die Ergebnisse für den Lauf mit der gekrümmten Modellatmosphäre nicht wesentlich von den anderen Läufen unterscheiden, aber eine deutlich längere Berechnungszeit brauchen, wird im Folgenden das planparallele Modell mit dem angepassten Laufweg verwendet.

5.2.2 Bewölkte Atmosphäre

Zur Berechnung im Monte-Carlo Modell wurden mehrere Wolken erstellt, mit unterschiedlicher optischer Dicke, Bedeckungsgrad und geometrischer Ausdehnung. Dabei wurden alle Wolken in einem Gitter mit $1\text{ km} \cdot 1\text{ km}$ horizontaler und 200 m bis 500 m vertikaler Auflösung definiert. Jede Wolke wird durch die optischen Eigenschaften Extinktionskoeffizient, Einfachstreueralbedo und Phasenfunktion beschrieben, wobei diese Eigenschaften jeweils innerhalb von einer Gitterbox konstant sind. Da Wasserwolken und Mischphasenwolken mit einem sehr kleinen Eisanteil den kurzwelligen Strahlungsfluss in der Arktis dominieren (siehe Kapitel 2.5.2), wurden reine Wasserwolken betrachtet. Für diese wurde eine homogene Tröpfchenverteilung mit einer konstanten Tröpfchengröße von $10\text{ }\mu\text{m}$ angenommen. Aus der Tröpfchengröße folgen die Einfachstreueralbedo und die Phasenfunktion. Der Extinktionskoeffizient wurde variiert, um Wolken unterschiedlicher optischer Dicke zu erhalten. Es wurden Wolken mit optischen Dicken zwischen $\tau = 1,25$ und $\tau = 20$ und einer vertikalen Ausdehnung zwischen 100 m und 6000 m betrachtet. Dazu wurden Wolken mit den Bedeckungsgraden $1/8$ bis $8/8$ erstellt, wobei der Fokus auf Wolken mit $7/8$ oder $8/8$ Bedeckung liegt, entsprechend den hohen Bedeckungsgraden während der Messfahrt. Die Wolken sind entweder homogen, mit den gleichen optischen Eigenschaften in jeder Modellbox, oder inhomogen. Um eine inhomogene Wolke zu simulieren, wurde der Extinktionskoeffizient in den einzelnen Wolkenboxen zufällig verrauscht, normalverteilt mit einer Standardabweichung von 50% um den Mittelwert.

Abbildung 5.3 zeigt die Strahlungsflussdichte am Boden, als Ergebnis einer homogenen Modellwolke mit Bedeckungsgrad $8/8$, einer optischen Dicke von $\tau = 5$ und einer vertikalen Ausdehnung von 0 bis 2 km . Dazu ist die von dem Pyranometer gemessene Strahlungsflussdichte am 22.08.09 eingezeichnet. Der 22.08. zeigt relativ konstante Wolkenbedingungen über den Tag (vgl. Abbildung 5.4). Der Himmel war zum größten Teil vollständig bedeckt, nur gegen 18 Uhr lockerte die Bewölkung kurzzeitig auf. Durch die Inhomogenität der realen Bewölkung gibt es insbesondere gegen Mittag starke zeitliche Schwankungen der Strahlungsflussdichte. Da sich die Polarstern an diesem Tag weitgehend im Meereis befand, sind die Modellergebnisse mit Meereis mit einer Albedo von $0,5$ und ohne Meereis eingezeichnet. Durch zusätzliche Reflexionen zwischen

5.2 Vergleich der kurzwelligen Strahlungsflussdichten aus Beobachtung und Modell

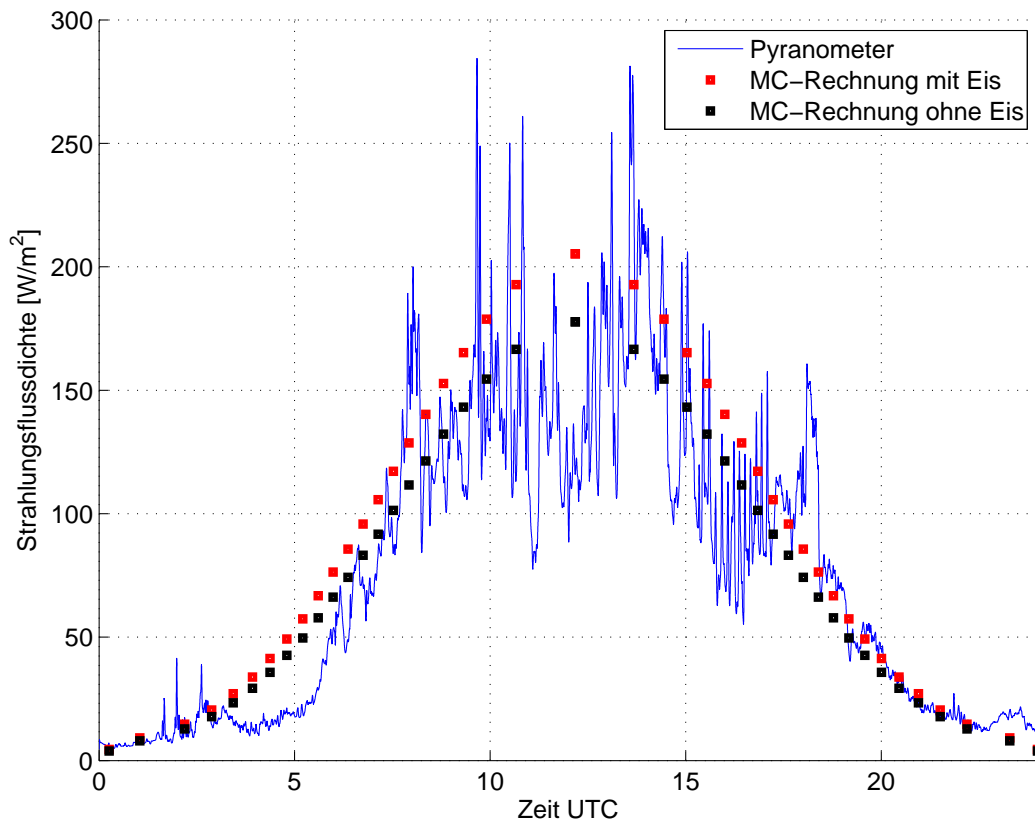


Abbildung 5.3: Strahlungsflussdichte am 22.08.09 aus den korrigierten Pyranometerdaten. Dazu sind die Ergebnisse des Monte-Carlo Modells für eine homogene Wolke mit 8/8 Bedeckungsgrad und der optischen Dicke $\tau = 5$ eingetragen, mit Meereis (Albedo 0,5) in rot und ohne Meereis (schwarz).

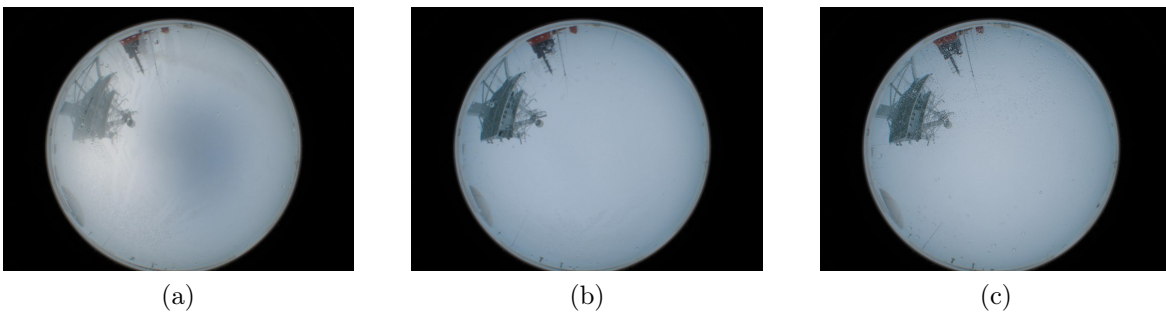


Abbildung 5.4: Bilder der Wolkenkamera vom 22.08. um 8:00, 12:00 und 16:00 Uhr UTC.

Eisoberfläche und Wolken ergibt die Reflexion am Meereis im Modell eine Erhöhung der Strahlungsflussdichte von ca. 15 %. Zur Zeit des höchsten Sonnenstands mit $\theta = 68^\circ$ beträgt die Erhöhung 26 W/m^2 .

5.3 Effekt von Meereis in Kombination mit Wolken

5.3.1 Effekt von Meereis bei inhomogener Bewölkung im Modell

Die Verteilung der Einstrahlung am Boden hängt bei inhomogener Bewölkung oder einer Wolkenlücke von der Kombination aus dem Einfallswinkel der Sonne und der Wolkenform ab. Von Interesse ist, ob das Meereis auch einen Einfluss auf diese Verteilung hat. Abbildung 5.5 zeigt die Strahlungsverteilung am Boden, die von einer inhomogenen Wolke der optischen Dicke $\tau = 5$ mit einer länglichen Wolkenlücke verursacht wird. Der Bedeckungsgrad beträgt $7/8$ und die Sonnenzenitwinkel sind 60° bzw. 80° . In beiden Fällen beträgt die Bodenalbedo $0,5$, um eine Bedeckung mit Meereis zu simulieren. (Während ARK24-3 wurde ein Mittelwert von $0,45$ gemessen, siehe Kapitel 3.2.1). Die Sonne fällt von unten rechts (135° Azimutwinkel) ein. Man erkennt, dass die Strahlungsverteilung im rechten Bild für den Zenitwinkel $\theta = 80^\circ$ homogener ist, als für 60° . Dadurch, dass die Sonne flacher steht, wirkt sich die Inhomogenität der Wolke weniger stark aus. Durch den größeren Zenitwinkel ist die Strahlungsflussdichte insgesamt niedriger. Der durch die Wolkenlücke beeinflusste Bereich ist schmaler und nach oben links verschoben.

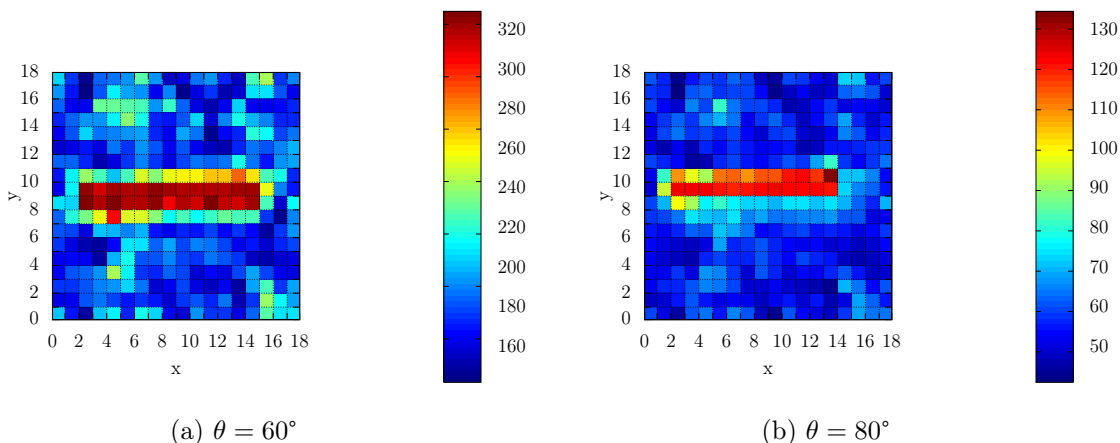


Abbildung 5.5: Strahlungsverteilung am Boden im Modellgebiet von $18 \cdot 18 \text{ km}$ bei einer inhomogenen Wolke mit Bedeckungsgrad $7/8$. Die optische Dicke der Wolke ist $\tau = 5$, die Albedo beträgt $0,5$ für Meereis und die Sonne steht unten rechts bei 135° Azimutwinkel. Der größere Zenitwinkel im rechten Bild verursacht eine homogenere Verteilung der Strahlungsflussdichte.

5.3 Effekt von Meereis in Kombination mit Wolken

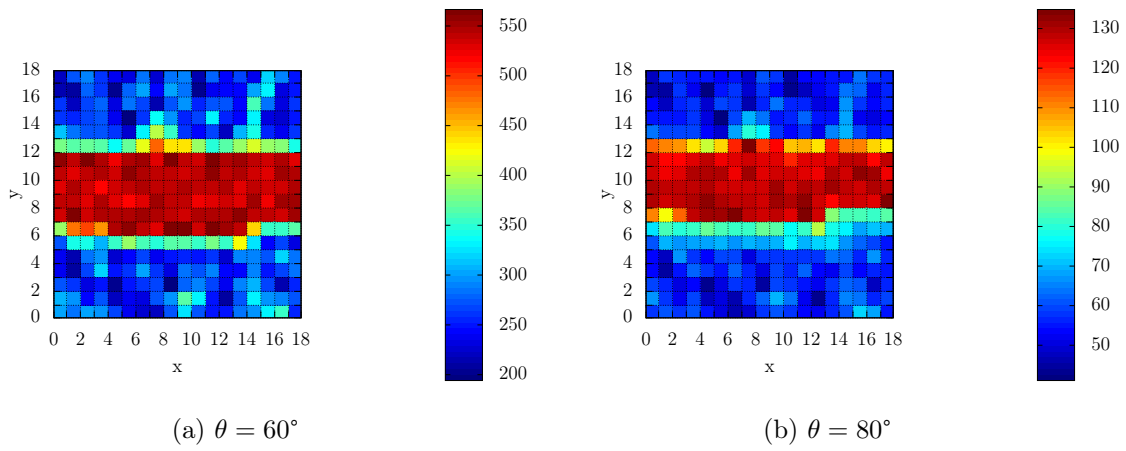


Abbildung 5.6: Strahlungsflussdichte in W/m^2 am Boden unter den gleichen Wolkenbedingungen wie in 5.5 aber mit einem Bedeckungsgrad von $5/8$. Die Sonne steht unten rechts bei 135° Azimutwinkel.

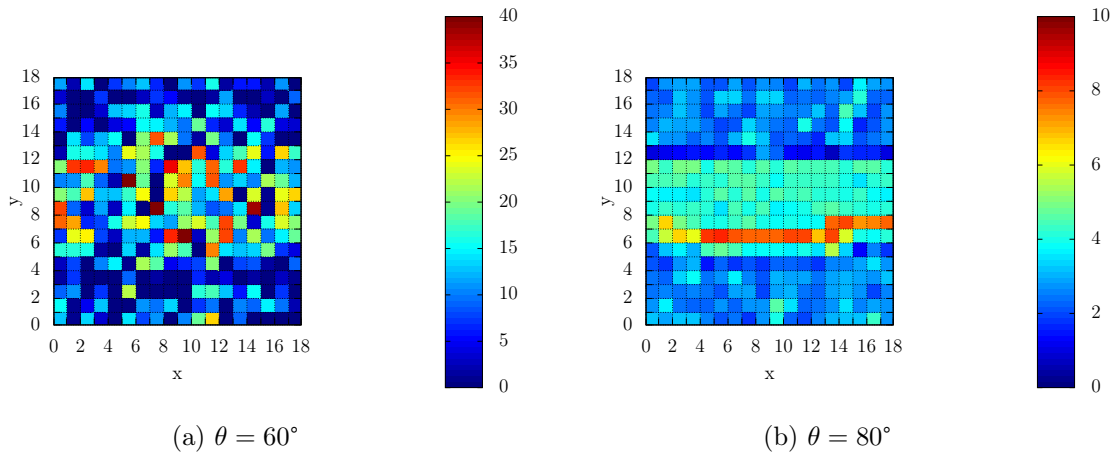


Abbildung 5.7: Effekt des Meereise auf die Strahlungsverteilung am Boden. Abgebildet ist die Differenz der Strahlungsflussdichte: mit Eis - ohne Eis.

Um den Einfluss des Meereises auf die Strahlungsverteilung zu untersuchen, wurde die Differenz der Strahlungsflussdichte mit und ohne Meereis betrachtet. Unter den Wolkenbedingungen, die für Abbildung 5.5 verwendet wurden, hat das Meereis wie zu erwarten eine leichte Strahlungserhöhung durch Mehrfachreflexionen zu Folge. Eine räumliche Struktur des Meereiseffekts ist dagegen nicht erkennbar. Anders sieht das für eine Wolke mit niedrigerem Bedeckungsgrad aus.

Abbildung 5.6 zeigt wieder das Einstrahlungsfeld einer inhomogenen Wolke der optischen Dicke $\tau = 5$ mit einer länglichen Wolkenlücke. Der Bedeckungsgrad beträgt diesmal $5/8$. Dazu ist die Differenz der Strahlungsflussdichte mit und ohne Meereis in Abbildung 5.7 dargestellt. Bei 60° Zenitwinkel ist der Eiseffekt deutlich inhomogener als bei 80° , was auf den höheren Sonnenstand und den inhomogenen Wolkeneffekt zurückzuführen ist. Man erkennt bei beiden Zenitwinkeln eine räumliche Verteilung des Eiseffekts, wobei dieser im Bereich der Wolkenlücke höher ist als unter der Wolke. Dort ist die absolute Einstrahlung höher, so dass mehr Strahlung von der Oberfläche reflektiert und von der Atmosphäre zurück zum Boden gestreut werden kann. Andererseits kann von der reflektierten Strahlung weniger zurückgestreut werden, als das im Wolkenbereich der Fall ist. Wenn Rückstreuung stattfindet, gegebenenfalls auch aus dem Wolkenbereich, geht davon auf dem Weg zum Boden im Bereich der Wolkenlücke weniger verloren. In der rechten Abbildung bei 80° Zenitwinkel erkennt man auch Maxima der reflektierten Strahlung im Randbereich der Wolkenlücke, wo die beiden Effekte, eine hohe Einstrahlung und eine Wolke, die für verstärkte Streuung zurück zum Boden sorgt, zusammen kommen. Das Eis führt also vor allem in Bereichen, in denen die Einstrahlung schon durch die Wolkenverteilung gegenüber der Umgebung erhöht ist, zu einer weiteren Erhöhung der Strahlungsflussdichte.

5.3.2 Effekt von Meereis in Abhängigkeit von der optischen Dicke und dem Bedeckungsgrad der Wolken im Modell

Wie sich der Bedeckungsgrad der Wolken im räumlichen Mittel auf den Strahlungsantrieb des Meereises auswirkt, ist in Abbildung 5.8 und 5.9 in Abhängigkeit vom Zenitwinkel dargestellt. Abbildung 5.8 zeigt die absoluten Strahlungsflussdichten bei verschiedenen Bedeckungsgraden mit und ohne Eis. Die gestrichelte Linie steht für Meereis und die durchgezogene Linie für Wasser. Mit Meereis ergibt sich eine Erhöhung durch die Mehrfachreflexionen, wobei die relative Erhöhung vom Bedeckungsgrad abhängt. Bei vollständiger Bedeckung beträgt die Erhöhung der Strahlungsflussdichte rund 15 %, während sie bei unbewölktem Himmel etwa 6 % beträgt. Die relative Erhöhung ist unabhängig vom Zenitwinkel, da das Eis im Modell die Eigenschaft eines Lambertischen Strahlers hat und die Reflexionsrichtung unabhängig vom Einfallswinkel ist. Die höchsten Strahlungsflussdichten ergeben sich für einen Bedeckungsgrad von $0/8$ in Kombination mit Meereis. Abbildung 5.9 zeigt die Differenz aus der Strahlungsflussdichte mit Meereis und der ohne Meereis. Auch der absolute Effekt des Meereises ist für hohe Bedeckungsgrade am größten, obwohl durch die niedrigere Einstrahlung weniger Energie für Mehrfachreflexionen zur Verfügung steht. Bei vollständig bedecktem Himmel ist

5.3 Effekt von Meereis in Kombination mit Wolken

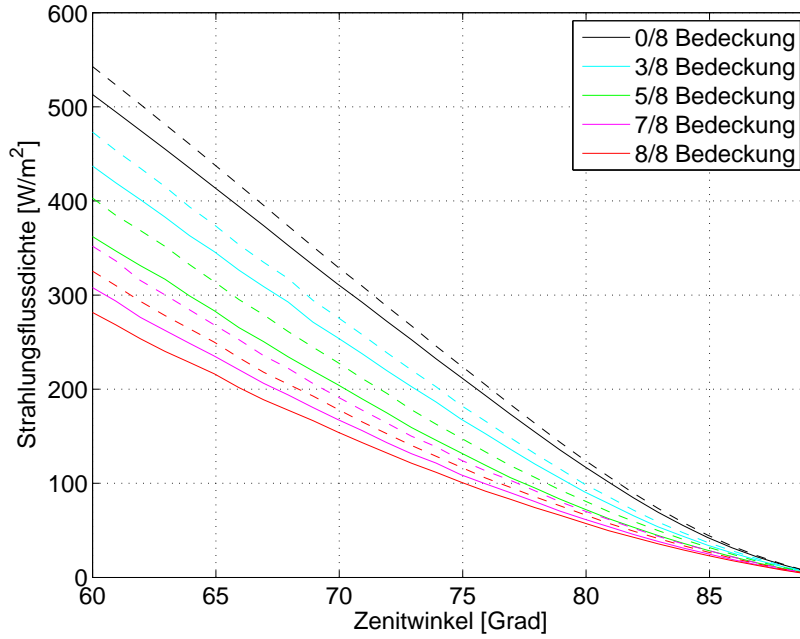


Abbildung 5.8: Strahlungsflussdichte mit Meereis (gestrichelt) und ohne Meereis (durchgezogene Linie) als Ergebnis des GRIMALDI-Modells für verschiedene Bedeckungsgrade, aufgetragen über den Zenitwinkel. Die optische Dicke der Wolke ist $\tau = 5$.

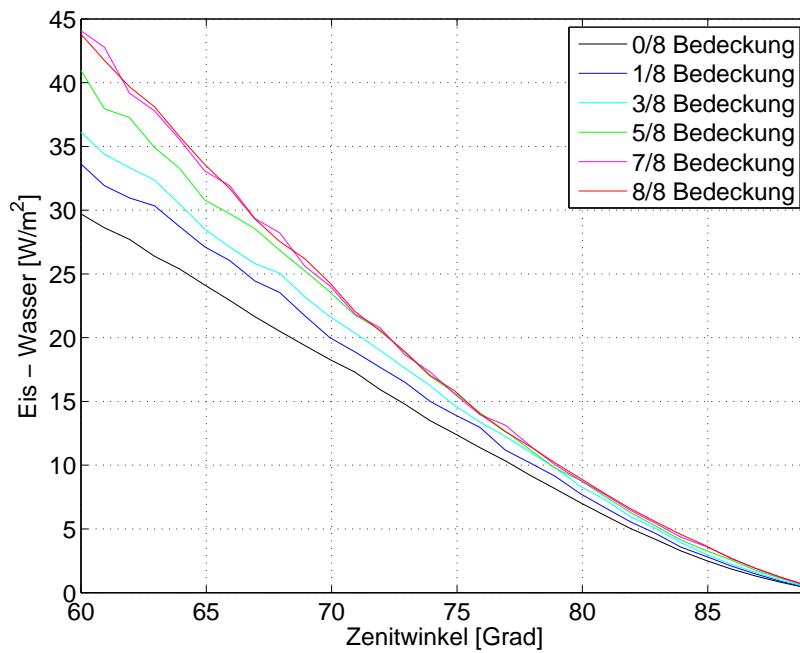


Abbildung 5.9: Die Differenz der Strahlungsflussdichte durch Meereis für verschiedene Bedeckungsgrade, aufgetragen über den Zenitwinkel.

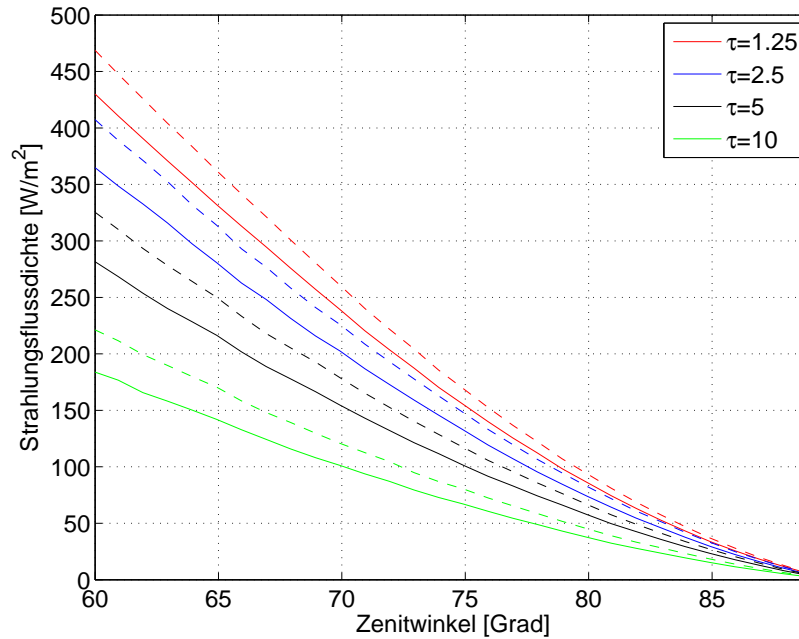


Abbildung 5.10: Strahlungsflussdichte mit und ohne Meereis als Ergebnis des GRIMALDI-Modells für verschiedene optische Dicken bei 8/8 Bedeckung, aufgetragen über den Zenitwinkel. Das Ergebnis mit Meereis ist gestrichelt.

der absolute Meereiseffekt fast 50 % höher als bei wolkenlosem Himmel. Dabei macht es keinen Unterschied, ob der Himmel vollständig bedeckt ist (8/8 Bedeckungsgrad) oder es eine kleine Wolkenlücke gibt (7/8 Bedeckungsgrad). Die beiden Kurven weichen lediglich durch statistische Schwankungen voneinander ab.

Der Effekt des Meereises hängt auch von der optischen Dicke der Bewölkung ab. Die Abbildungen 5.10 und 5.11 zeigen, wie sich die optische Dicke bei 8/8 Bedeckungsgrad auf den Eiseffekt auswirkt. Wie zu erwarten, gibt es bei der Wolke mit der niedrigsten optischen Dicke $\tau = 1,25$ in Kombination mit Meereis die höchste Einstrahlung. Die relative Erhöhung durch die Mehrfachreflexionen ist für höhere optische Dicken größer (19% bei $\tau = 10$ im Vergleich zu 12% bei $\tau = 2.5$). Absolut ergibt sich aber im Gegensatz zum Bedeckungsgrad, dass der Meereiseffekt bei Wolken mit einer niedrigen optischen Dicke höher ist. Das gilt nicht für beliebig dünne Wolken, in der Abbildung liegt das Maximum bei $\tau = 5$, während der Effekt für $\tau = 2.5$ wieder etwas niedriger ist.

5.3.3 Strahlungsantrieb von Wolken und Meereis

Abbildung 5.12 zeigt ähnlich wie zuvor Abbildung 5.11 den Effekt von Wolken verschiedener optischer Dicke mit und ohne Meereisbedeckung. Diesmal ist der kurzweilige Wolkenstrahlungsantrieb, die Differenz der Strahlungsflussdichte aus der bewölkten und der unbewölkten Atmosphäre, dargestellt. Der Bedeckungsgrad der eingezeichneten

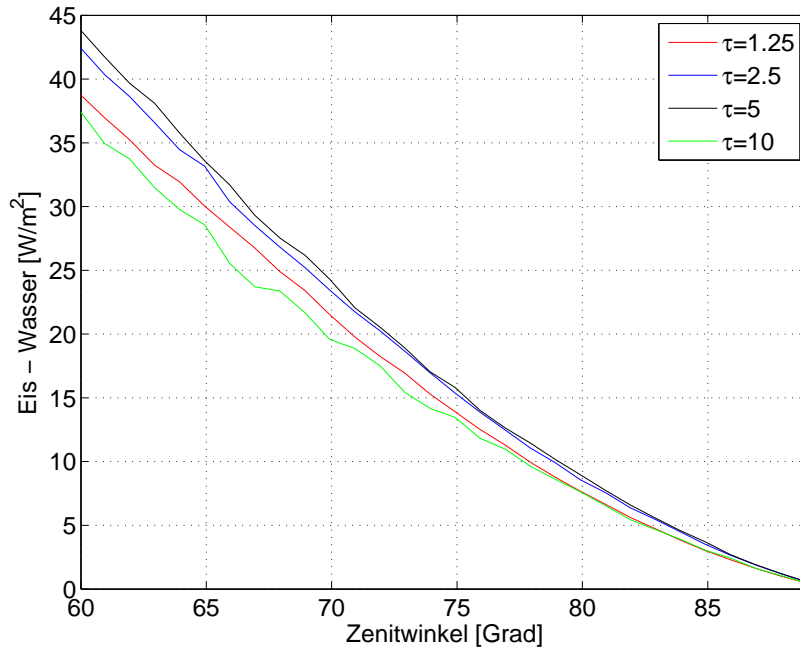


Abbildung 5.11: Die Differenz der Strahlungsflussdichte durch Meereis für verschiedene optische Dicken bei 8/8 Bedeckung, aufgetragen über den Zenitwinkel.

ten Wolken beträgt wieder 8/8. Für höhere Sonnenstände erhöht sich die „clear-sky“ Einstrahlung mehr als die Einstrahlung bei bewölktem Himmel, so dass der Wolkenstrahlungsantrieb stärker ist als bei niedrigem Sonnenstand. Für die gestrichelten Kurven mit Meereis wurde die Differenz aus „clear-sky“ mit Meereis und bewölktem Himmel mit Meereis gebildet. Das Meereis senkt den Wolkenstrahlungsantrieb (vergleiche dazu auch [Shupe und Intrieri \(2004\)](#)), was wieder den Effekt der Mehrfachreflexionen wiedergibt. Damit hat das Eis einen ähnlichen Effekt wie eine weitere Wolkenschicht: eine Verdopplung der optischen Dicke führt nicht zu einer Verdopplung des Wolkenstrahlungsantriebs. Daher bedeuten auch optisch dünnere Wolken über einen längeren Zeitraum eine größere Reduktion der solaren Strahlung als Wolken mit der doppelten optischen Dicke über die halbe Zeit.

Zusätzlich ist der Strahlungsantrieb von Wolken und Meereis zusammen dargestellt (mit Punkten markierte Kurve). Hierfür wurde die Differenz aus der „clear-sky“ Einstrahlung über Wasser und der Einstrahlung bei bewölktem Himmel mit Meereis gebildet. Die Kombination von Wolken und Meereis führt zu einem im Betrag noch geringeren Strahlungsantrieb, verglichen mit dem Strahlungsantrieb von Wolken über Eis oder über Wasser.

Abbildung 5.13 zeigt dazu Messungen von ARK24-3, die zwischen dem 9. August und dem 19. September aufgenommen wurden für Tage, die im Wasser und Tage, die weitgehend im Meereis verbracht wurden. Dargestellt ist die Differenz aus der Zillman-Parametrisierung für wolkenfreien Himmel und den Pyranometermessungen in Stundenmitteln. Die blauen Punkte sind die Werte über Wasser und die roten

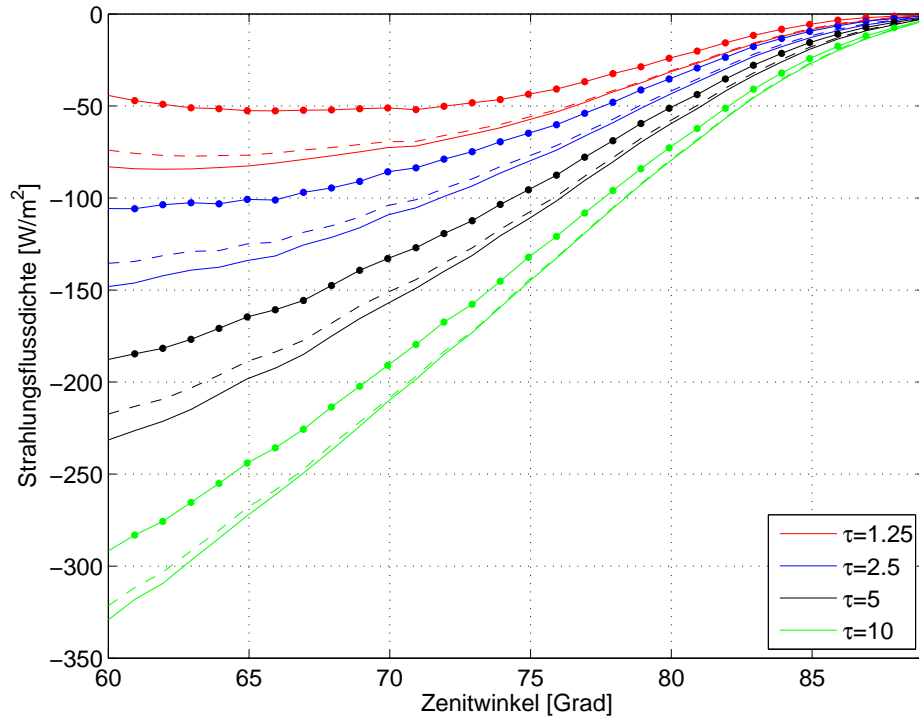


Abbildung 5.12: Kurzwelliger Wolkenstrahlungsantrieb in Abhängigkeit der optischen Dicke bei 8/8 Bedeckung, aufgetragen über den Zenitwinkel. Das Ergebnis mit Meereis ist gestrichelt. Die mit Punkten markierte Linie stellt den kombinierten Strahlungsantrieb von Meereis und Wolken dar.

Punkte über Eis, aufgetragen über den Zenitwinkel. Die schwarze und die rote Kurve sind die Verbindung der Mittelwerte bei jedem Zenitwinkel. Damit entspricht die schwarze Kurve dem mittleren Wolkenstrahlungsantrieb während der Fahrt, die rote Kurve dem mittleren Strahlungsantrieb von Wolken plus Meereis. Für Zenitwinkel unter 70° nimmt die Zahl der Messpunkte stark ab, so dass die mittlere Kurve von der zufälligen Verteilung der Messpunkte geprägt ist. Im Vergleich mit Abbildung 5.11 zeigt sich, dass der mittlere Strahlungsantrieb der Wolken während ARK24-3 ungefähr dem Strahlungsantrieb einer Wolke der optischen Dicke $\tau = 5$ bei 8/8 Bedeckung entspricht. Der mittlere Strahlungsantrieb der Wolken während des SHEBA Jahrs, der in Abbildung 1.4 in der Einleitung dargestellt ist, ist deutlich geringer und würde etwa einer Bedeckung mit optischer Dicke $\tau = 1.25$ entsprechen. Dieser Unterschied kommt dadurch zustande, dass die Messungen von SHEBA über ein ganzes Jahr gehen, während die Messungen von ARK24-3 nur die Monate August und September, also den Spätsommer wiedergeben. Während dieser Zeit sind durch die höheren Temperaturen und höheren Luftfeuchtigkeiten auch optisch dickere Wolken zu erwarten.

Es überrascht, dass sich in Abbildung 5.13 die mittleren Kurven über Wasser und über Eis nicht deutlicher unterscheiden. Die rote Kurve entspricht dem Strahlungsantrieb von Wolken und Eis, wie er in Abbildung 5.11 mit Punkten markiert dargestellt ist,

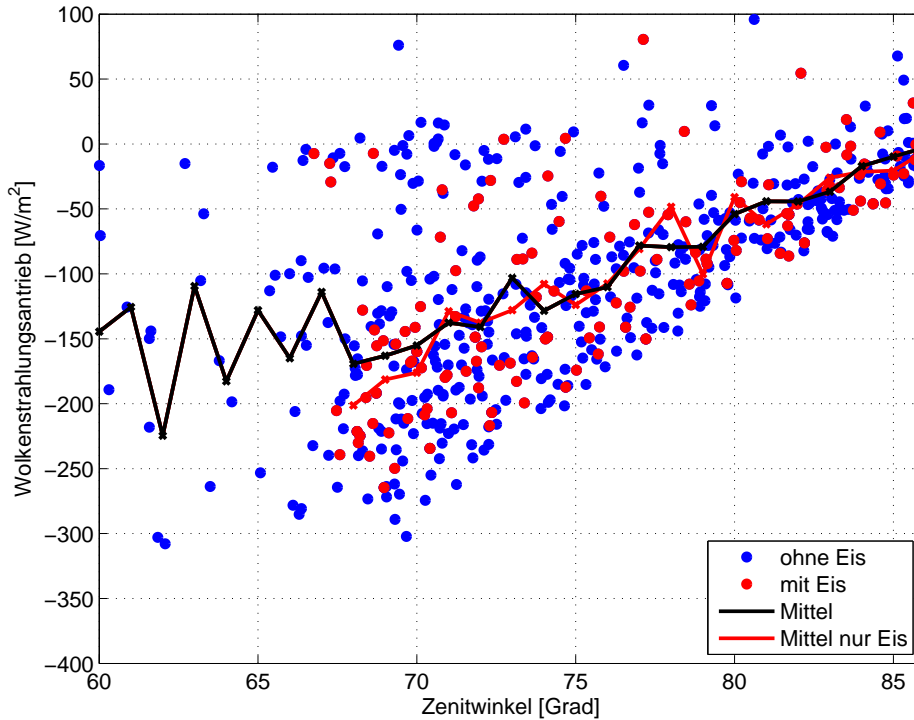


Abbildung 5.13: Kurzweiliger Wolkenstrahlungsantrieb aus den Pyranometermessungen von ARK24-3 und der Zillman-Parametrisierung für unbedeckten Himmel, 9. August - 19. September. Die eingezeichneten Punkte entsprechen Stundenmitteln. In rot sind die Messungen von Tagen, die weitgehend im Meereis verbracht wurden. Die Mittelwerte bei jedem Zenitwinkel werden durch die schwarze bzw. rote Kurve über Meereis verbunden.

während die schwarze Kurve die Entsprechung der durchgezogenen Linie für den reinen Wolkenstrahlungsantrieb ist. Obwohl die Albedo auch während der Tage im Eis im Allgemeinen kleiner als 0,5 war, da die Bedeckung mit Meereis keine 100 % betrug, müsste der Betrag des Strahlungsantriebs von Wolken und Eis bei gleicher Bewölkung niedriger sein als der reine Wolkenstrahlungsantrieb. Dass das nicht der Fall ist bedeutet, dass der Strahlungseffekt mit der Erhöhung durch Mehrfachreflexionen über Eis durch mehr Bewölkung wieder ausgeglichen wurde.

Ein ähnliches Ergebnis erhält man im langwelligen Bereich (vgl. Abbildung 5.14). Hier spielen Reflexionen zwischen Wolken und Eis keine Rolle. Durch etwas niedrigere Oberflächentemperaturen im Meereis sinkt die langwellige Ausstrahlung an den Eistagen um etwa 2 % im Vergleich zu den Wassertagen, so dass eine niedrigere Gegenstrahlung zu erwarten wäre. Der langwellige Strahlungsantrieb bleibt hingegen an den Eistagen gegenüber den Wassertagen gleich, was wieder für etwas dichtere Bewölkung spricht.

Dass die Bewölkung über Eis relativ zu der Bewölkung über Wasser erhöht ist, kann mit dem kleinen Datensatz zusammen hängen. Die Messungen mit Meereis und ohne Meereis stammen aus der gleichen Gegend, die Messungen über Meereis können aber von mehr Bewölkung in Zusammenhang mit Frontensystemen geprägt sein.

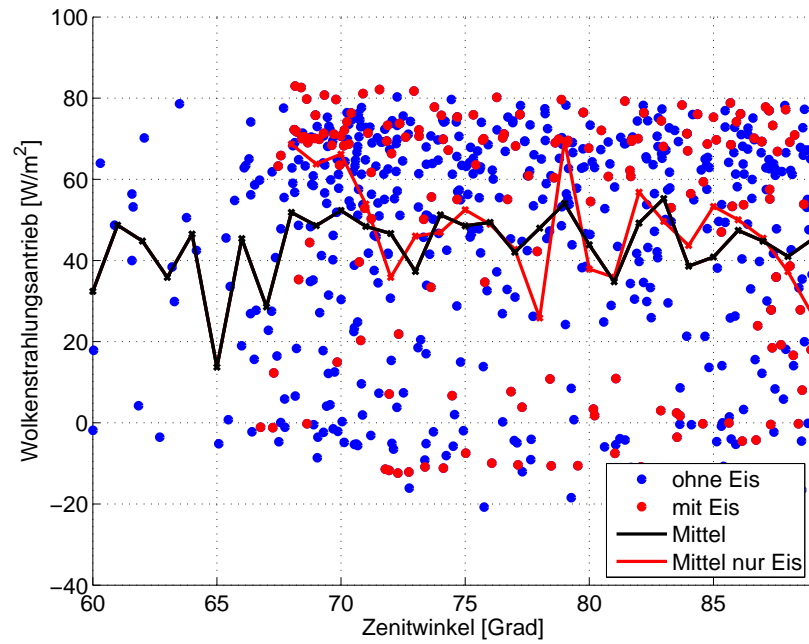


Abbildung 5.14: Wie Abbildung 5.13, aber für den langwelligen Wolkenstrahlungsantrieb aus den Pyranometermessungen von ARK24-3 und der Parametrisierung von König-Langlo für unbedeckten Himmel.

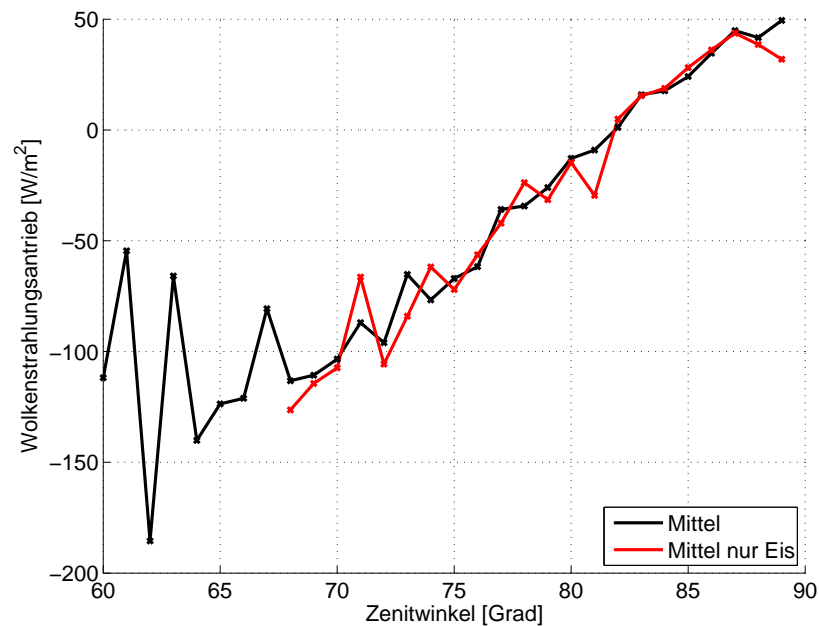


Abbildung 5.15: Der gesamte Wolkenstrahlungsantrieb während ARK24-3 als Summe aus kurzwelligem und langwelligem Antrieb, aufgetragen über den Zenitwinkel. Für Zenitwinkel kleiner 82° wirken die Wolken im Mittel abkühlend, während sie für Zenitwinkel größer 82° einen erwärmenden Einfluss haben.

5.3 Effekt von Meereis in Kombination mit Wolken

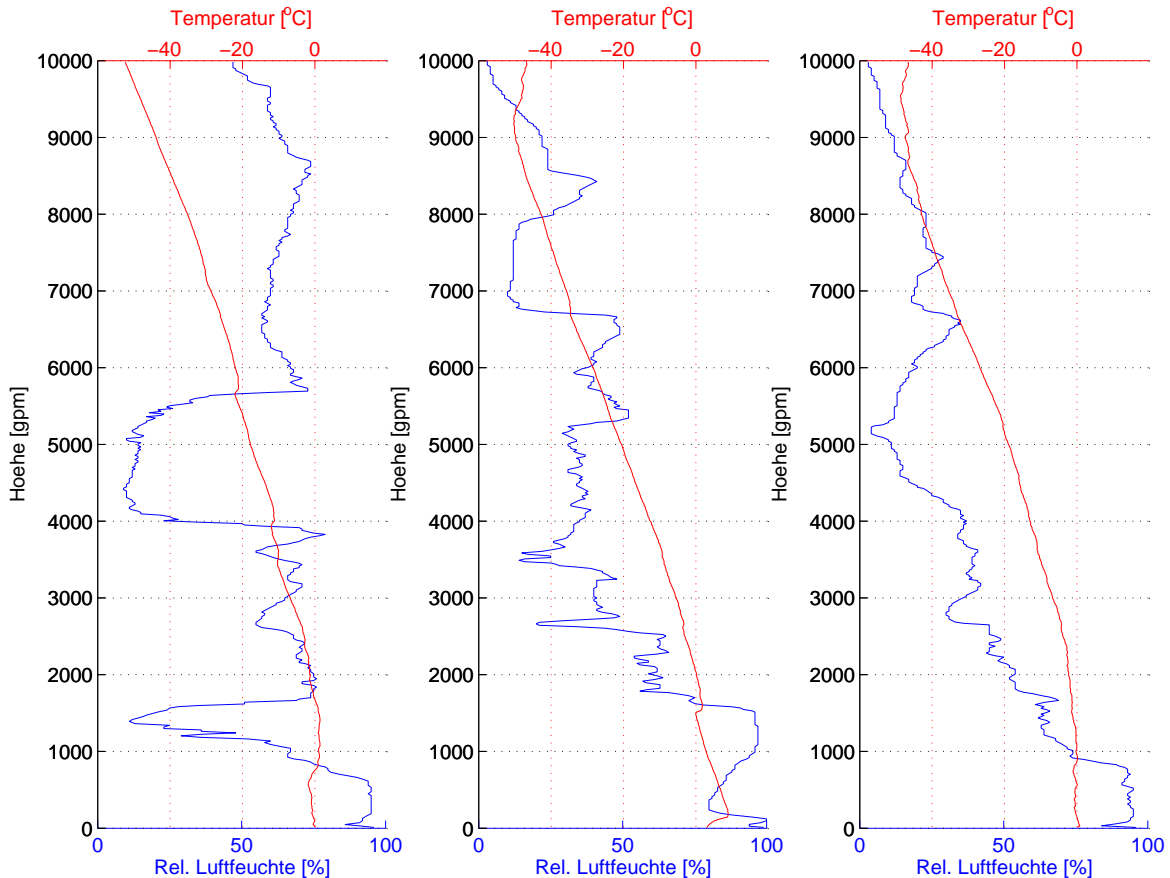


Abbildung 5.16: Radiosondenaufstiege am 21., 22. und 23. August 2009 um 12 Uhr UTC, alle drei Tage verbrachte die Polarstern im Meereis und es gab bodennahe Inversionen.

Abgesehen davon kommt als mögliche Ursache zusätzliche niedrige Bewölkung über dem Eis in Betracht, in Zusammenhang mit bodennahen Inversionen über der kalten Eisoberfläche. Durch Advektion relativ warmer feuchter Luft kann es über dem Meereis verstärkt zu Wolkenbildung kommen. Die Radiosondenaufstiege vom 21., 22., und 23. August, drei Tage die vollständig im Meereis verbracht wurden, sind in Abbildung 5.16 dargestellt. Man erkennt jeweils eine Temperaturinversion über dem Eis und die damit einhergehende Bewölkung in der relativen Luftfeuchtigkeit über 90%.

Der gesamte Wolkenstrahlungsantrieb, die Summe aus kurzwelligem und langwelligem Antrieb während ARK24-3 ist in Abbildung 5.15 in Abhängigkeit vom Zenitwinkel dargestellt. Für Zenitwinkel kleiner 82° haben die Wolken im Durchschnitt einen abkühlenden Einfluss auf die Oberfläche, während sie für Zenitwinkel größer 82° erwärmend wirken.

6 Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, wie Wolken und Meereis die Strahlungsbilanz in der Arktis beeinflussen. Der Schwerpunkt lag dabei im breitbandigen kurzwelligen Bereich. Insbesondere wurde die Wechselwirkung zwischen Wolken- und Meereiseffekten untersucht. Die verwendeten Daten wurden während der Forschungsfahrt ARK24-3 im August und September 2009 auf der Polarstern in der Grönlandsee aufgenommen. Die Auswertung dieser Daten wurde von Modellrechnungen mit dem Monte-Carlo Modell GRIMALDI begleitet.

Dazu wurde das Modell GRIMALDI angepasst, um breitbandige Strahlungsflussdichten im solaren Spektrum zu berechnen, die sich mit den Pyranometermessungen während ARK24-3 vergleichen lassen. Die während ARK24-3 gemessenen Albedowerte, Aerosol Optischen Dicken und Radiosondenprofile wurden in dem Modell berücksichtigt. Die Pyranometermessungen an Bord der Polarstern sind durch die Gegebenheiten auf einem Schiff fehlerbehaftet. Es können Neigungsfehler durch die Bewegung des Schiffs sowie Abschattungen und Reflexionen durch den Mast auftreten. Beim Nachbearbeiten der Daten wurde die mittlere Schiffsneigung herausgerechnet; ob eine Abschattung durch den Mast aufgetreten ist, lässt sich anhand der Bilder von der Wolkenkamera feststellen. Der Fehler, der durch Reflexionen vom Mast ins Pyranometer entsteht, ist schwer zu quantifizieren. Die Pyranometermessung wird dadurch vor allem bei direkter Sonneneinstrahlung beeinflusst. Bei diffuser Einstrahlung aufgrund von Bewölkung ist zu erwarten, dass der Fehler gering bleibt.

Im Rahmen der relativ hohen Messunsicherheit gibt das Modell GRIMALDI die Einstrahlung für den wolkenfreien Himmel gut wieder. Unsicherheiten auf der Modellseite bestehen in der breitbandigen optischen Dicke der Aerosole und in der Einfachstreuabede, die stark von der Zusammensetzung der Aerosole und von der Luftfeuchtigkeit abhängt. Durch das Vernachlässigen der Absorption von Wasserdampf und Ozon im Modell wird eine Überschätzung der Strahlungsflussdichte um einige W/m^2 erwartet.

Im Modell wurde der Strahlungseinfluss von Meereis mit einer Albedo von 0,5 untersucht. Meereis erhöht die Menge der kurzwelligen einfallenden Strahlung an der Oberfläche, durch Mehrfachstreuung zwischen Eisoberfläche und Wolken. Für typische Wolkenbedingungen während ARK24-3 betrug die Erhöhung der Strahlungsflussdichte zwischen 10 und 15 %. Im räumlichen Mittel ist der Strahlungseffekt von Meereis am höchsten, wenn der Himmel vollständig bedeckt ist. Hingegen tritt bei inhomogener Bewölkung die Erhöhung durch das Meereis insbesondere in den Wolkenlücken auf, also dort, wo die Einstrahlung schon aufgrund der Bewölkung erhöht ist. Hierbei spielen mehrere Effekte eine Rolle. Im Wolkenbereich wird ein größerer Anteil der reflektierten Strahlung zurück Richtung Boden gestreut. In der Wolkenlücke ist dagegen die absolute Einstrahlung erhöht, so dass mehr Strahlung für Reflexionen zur Verfügung steht.

Außerdem können Photonen, die nach einer Reflexion vom Eis in einer höheren Wolken-schicht gestreut werden, bei ihrem Rückweg zum Boden wieder auf die Wolkenlücke treffen, wo wiederum die Extinktion niedriger ist. Netto überwiegen die letzten beiden Effekte den Effekt der höheren Streuung im Wolkenbereich.

Im räumlichen Mittel tritt die höchste absolute Strahlungserhöhung durch Meereis bei Wolken mit 8/8 Bedeckungsgrad und einer optischen Dicke um $\tau = 5$ auf. Dieser Wolkenzustand entspricht der mittleren Bewölkung in der sommerlichen Arktis während ARK24-3, mit hohen Bedeckungsgraden und einer optischen Dicke, die oft nahe an dem Maximum liegt. Dass die Strahlungserhöhung durch Meereis bei dieser Bewölkung höher ist, als bei unbewölktem Himmel, wirkt sich auf den kurzwelligen Wolkenstrahlungsantrieb aus. Dieser ist dementsprechend im Betrag über Meereis niedriger als über Wasser. Durch die Strahlungserhöhung im Meereis ist der vereinte kurzwellige Strahlungsantrieb aus Wolken und Meereis noch niedriger.

Dennoch wurde während ARK24-3 kein Unterschied im Strahlungsantrieb der Wolken über Wasser, im Gegensatz zum Strahlungsantrieb von Wolken und Meereis festgestellt. Ebenfalls ist der Wolkenstrahlungsantrieb im langwelligen Bereich an den Tagen im Eis trotz niedrigerer Oberflächentemperaturen nicht niedriger als an den übrigen Tagen. Dieses Ergebnis wird auf zusätzliche niedrige Bewölkung über dem Eis zurückgeführt, die die erhöhte kurzwellige Einstrahlung wieder ausgleicht und für gleichbleibende langwellige Gegenstrahlung sorgt. Die niedrige Bewölkung über dem Eis ist auch in Radiosondenprofilen zu erkennen. Da der betrachtete Datensatz relativ klein ist, kann für die Höhe des mittleren Wolkenstrahlungsantriebs über Meereis aber auch mehr Bewölkung in Zusammenhang mit Frontensystemen von Bedeutung sein.

[Matsoukas et al. \(2010\)](#) und [Wang und Key \(2005\)](#) haben bei der Auswertung von Satellitendaten seit 1982 einen positiven Trend des Bedeckungsgrades in der Arktis nördlich von 60 °N gefunden. Im gleichen Zeitraum nahm die Albedo ab, bedingt durch den Rückgang von Meereis um 0,26 % pro Jahr. Beide Trends werden in Zusammenhang mit dem globalen Klimawandel gesehen. Der positive Trend in der Bewölkung bei gleichzeitiger Abnahme der Albedo stellt keinen Widerspruch zu dem lokalen Effekt einer erhöhten Bewölkung über Meereis dar. Wenn die Luft aufgrund höherer Temperaturen oder Veränderungen in der großskaligen Zirkulation wärmer und feuchter ist, kann das bei Advektion über Meereis im Vergleich zu Wasser verstärkt zu Wolkenbildung führen.

Die Messergebnisse für die über die Fahrt gemittelte abwärts gerichtete Strahlungsflussdichte und den mittleren Wolkenstrahlungsantrieb liegen im Rahmen der Erwartungen aus verglichenen unabhängigen Untersuchungen ([Intrieri et al., 2002b](#); [Shupe und Intrieri, 2004](#); [Wang und Key, 2005](#)) und liegen in dem Trend, den [Wang und Key \(2005\)](#) für den Wolkenstrahlungsantrieb gefunden haben.

Da der in dieser Arbeit untersuchte Datensatz relativ klein ist und für die Messergebnisse auch die Strömungsverhältnisse und Wettersysteme von Bedeutung sein konnten, besteht hier weiterer Forschungsbedarf. Um genauere Ergebnisse zu erhalten, z.B. auch für die Absorption kurzwelliger Strahlung am Boden, sind neben guten Pyranometerdaten im Meereis kontinuierliche Albedomessungen nötig. Diese sind für das Forschungsschiff „Polarstern II“ in Planung. In Kombination mit den Messungen bietet sich die Verwendung einer Eiskamera an, die zusätzliche Informationen über

den Eistyp, die Bedeckung mit Schmelztümpeln und die Gesamtbedeckung liefert. Bei Messungen der Albedo vom Schiff aus ist zu beachten, dass das Schiff sich freie Fahrtrinnen sucht und der Bedeckungsgrad in der Umgebung im Allgemeinen höher ist. Um die Datenqualität für das nach oben gerichtete Pyranometer bei zukünftigen Fahrten zu verbessern, könnte es von Vorteil sein, den Neigungsensor und das Pyranometer noch exakter zueinander auszurichten. Möglicherweise ließen sich auch die Effekte von Abschattung und Reflexionen durch den Mast dadurch vermeiden, dass man wie bei der Albedomessung zwei Pyranometer verwendet, die jeweils zur Schiffseite hin abgedeckt sind ([Renkosik, 2010](#)).

Ein nächster Schritt zur Verbesserung des GRIMALDI Modells wäre es, die Absorber Wasserdampf und Ozon einzubauen, möglichst unter Berücksichtigung der zeitlichen Variabilität. Zusätzlich könnte die Darstellung der Albedo am Boden verbessert werden, mit einer Abhängigkeit vom Zenitwinkel des einfallenden Photons und einer Bevorzugung der Vorwärtsstreuung anstelle eines Lambertschen Strahlers. Es wäre auch von Interesse, die Effekte von Meereis oder mikrophysikalischen Wolkeneigenschaften unter den realen Bedingungen für einen gewünschten Zeitraum berechnen zu können. Mit dem GRIMALDI Modell würde sich das realisieren lassen, indem man bei Vorhandensein exakter Messdaten (Pyranometerdaten, Albedo, Wolkenbedeckungsgrad) die Modellkurve an die Messungen anpasst, z.B. über eine Iteration der optischen Dicke der Bewölkung. Von der angepassten Modellkurve ausgehend können dann einzelne Parameter wie Wolkeneigenschaften oder Oberflächenalbedo variiert werden, um quantitativ zu untersuchen, welchen Effekt sie in dem gewählten Zeitraum auf die Strahlungsbilanz haben.

A Anhang

Absorber gas	Spectral region (cm^{-1})	Model parameters		
		a	n	m
Carbon dioxide (CO_2)	425–835	0.6176	0.6705	–2.2560
	840–1440	0.6810	0.7038	–5.0768
	1805–2855	0.6033	0.7258	–1.6740
	3070–3755	0.6146	0.6982	–1.8107
	3760–4065	0.6513	0.8867	–0.5327
	4530–5380	0.6050	0.7883	–1.3244
	5905–7025	0.6160	0.6899	–0.8152
	7395–7785	0.7070	0.6035	0.6026
	8030–8335	0.7070	0.6035	0.6026
	9340–9670	0.7070	0.6035	0.6026
Carbon monoxide (CO)	0–175	0.6397	0.7589	0.6911
	1940–2285	0.6133	0.9267	0.1716
	4040–4370	0.6133	0.9267	0.1716
Nitrous oxide (N_2O)	0–120	0.8997	0.3783	0.9399
	490–775	0.7201	0.7203	–0.1836
	869–995	0.7201	0.7203	–0.1836
	1065–1385	0.7201	0.7203	–0.1836
	1545–2040	0.7201	0.7203	–0.1836
	2090–2655	0.7201	0.7203	–0.1836
	2705–2865	0.6933	0.7764	1.1931
	3245–3925	0.6933	0.7764	1.1931
	4260–4470	0.6933	0.7764	1.1931
	4540–4785	0.6933	0.7764	1.1931
4910–5165	0.6933	0.7764	1.1931	
Methane (CH_4)	1065–1775	0.5844	0.7139	–0.4185
	2345–3230	0.5844	0.7139	–0.4185
	4110–4690	0.5844	0.7139	–0.4185
	5865–6135	0.5844	0.7139	–0.4185
Oxygen (O_2)	0–265	0.6011	1.1870	2.9738
	7650–8080	0.5641	0.9353	0.1936
	9235–9490	0.5641	0.9353	0.1936
	12,850–13,220	0.5641	0.9353	0.1936
	14,300–14,600	0.5641	0.9353	0.1936
	15,695–15,955	0.5641	0.9353	0.1936
49,600–51,710	0.5641	0.9353	0.1936	

Tabelle A.1: Die Parameter a , n , m und C zur Definition der Transmissionsfunktion der Gase CO_2 , CO , N_2O , CH_4 und O_2 für die jeweils angegebenen spektralen Bereiche (Psiloglou et al., 1995).

Gas	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>RSS</i>
CO ₂	0.07207078	377.8873	0.5855446	3.170854	1.19304×10^{-9}
CO	0.00615133	243.6699	0.424604	1.722211	1.8983×10^{-9}
N ₂ O	0.03263705	107.4129	0.550062	0.909256	8.5402×10^{-10}
CH ₄	0.01922349	166.0951	0.4221313	0.7185942	7.476×10^{-11}
O ₂	0.0002809	476.9335	0.4892439	0.1260474	4.1922×10^{-13}

Tabelle A.2: Die Parameter *A*, *B*, *C* und *D* zur Parametrisierung der breitbandigen Transmissionsfunktion der atmosphärischen Gase CO₂, CO, N₂O, CH₄ und O₂ nach Psiloglou et al. (1995)

Abbildungsverzeichnis

1.1	Trend Meereisbedeckung von 1984-2006 aus Matsoukas et al. (2010) . . .	12
1.2	Trend netto Strahlungsflussdichte von 1983-2007 aus Matsoukas et al. (2010)	13
1.3	Absorbierte Solarstrahlung und Wolkenstrahlungsantrieb aus Gorodetskaya et al. (2008)	13
1.4	Kurzweiliger Wolkenstrahlungsantrieb während des SHEBA Jahres aus Shupe und Intrieri (2004)	14
2.1	Breitbandige Albedo von schneebedecktem Eis aus Warren (1982)	21
2.2	Schichtwolken im August 2009 an der grönländischen Küste	23
3.1	Fahrtverlauf ARK24-3 vom 05.08.-25.09.2009	25
3.2	Pyranometer und Pyrgeometer auf dem Peildeck	26
3.3	Wolkenkamera	27
3.4	Aufnahmen von der auf das Eis gerichteten Kamera während ARK24-3	28
3.5	Pyranometer zur Albedomessung während ARK24-3	29
3.6	Schiffsmessungen der Aerosol Optischen Dicke des Maritime Aerosol Network	30
3.7	Bild der Wolkenkamera am 16.08.09 um 14:14 UTC	31
3.8	Strahlungsflussdichten am 21.08. der beiden Pyranometer auf dem Container und von der Bordanlage	32
3.9	Strahlungsflussdichte am 03.09.09: Pyranometermessung und die Parametrisierung für unbedeckten Himmel von Zillman	33
3.10	Strahlungsflussdichte am 09.09.09: Pyranometermessung	34
3.11	Bilder der Wolkenkamera am 03.09.09	34
3.12	Strahlungsflussdichten am 15.08.09 der beiden Pyranometer auf dem Container und von der Bordanlage	36
3.13	Schiffsneigung am 15.08.09	37
3.14	Strahlungsflussdichte am Morgen des 15.08.09, Pyranometermessung und Korrektur	39
3.15	Bild der Wolkenkamera am 15.08.09 um 7:56 Uhr UTC	39
4.1	Bestimmung des Ortes der Wechselwirkung eines Photonenpakets in GRIMALDI	43
4.2	Weg eines direkten Strahls durch die planparallele Modellatmosphäre	48
4.3	Abbildung zur Herleitung der Winkel Anpassung für eine gekrümmte Atmosphäre	49

4.4	Schema zur Simulation der gekrümmten Atmosphäre aus planparallelen Abschnitten	50
5.1	Strahlungsflussdichte am Morgen des 15.08.09 aus Monte-Carlo Modell und Pyranometerdaten	53
5.2	Bilder der Wolkenkamera vom 15.08.09	53
5.3	Strahlungsflussdichte am 22.08.09 aus korrigierten Pyranometerdaten und Monte-Carlo Modell	55
5.4	Bilder der Wolkenkamera vom 22.08.09	55
5.5	Strahlungsverteilung am Boden im Modellgebiet, Bedeckungsgrad 7/8 .	56
5.6	Strahlungsverteilung am Boden im Modellgebiet, Bedeckungsgrad 5/8 .	57
5.7	Effekt des Meereises auf die Strahlungsverteilung am Boden	57
5.8	Strahlungsflussdichte mit und ohne Meereis für verschiedene Bedeckungsgrade	59
5.9	Differenz der Strahlungsflussdichte mit und ohne Meereis für verschiedene Bedeckungsgrade	59
5.10	Strahlungsflussdichte mit und ohne Meereis für verschiedene optische Dicken	60
5.11	Differenz der Strahlungsflussdichte mit und ohne Meereis für verschiedene optische Dicken	61
5.12	Strahlungsantrieb von Wolken und Eis in Abhängigkeit von optischer Dicke und Zenitwinkel	62
5.13	Kurzwelliger Wolkenstrahlungsantrieb während ARK24-3	63
5.14	Langwelliger Wolkenstrahlungsantrieb während ARK24-3	64
5.15	Gesamter Wolkenstrahlungsantrieb während ARK24-3	64
5.16	Radiosondenaufstiege am 21., 22. und 23.08.09	65

Tabellenverzeichnis

3.1	Messwerte der Albedo über Meereis. Mittelwert der Albedo ist $0,45 \pm 0,06$.	35
A.1	Koeffizienten zur Parametrisierung der Transmissionsfunktion (Psiloglou et al., 1995)	I
A.2	Parameter aus Psiloglou et al. (1995) für die breitbandige Transmissionsfunktion	II

Literaturverzeichnis

- AERONET, 2010. Maritime Aerosol Network (MAN).
http://aeronet.gsfc.nasa.gov/new_web/maritime_aerosol_network.html.
- Bucholtz, A., 1995. Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Applied Optics*, 34(15), 2765–2773.
- Budyko, M., 1969. The effect of solar radiation variations on the climate of the earth (Solar radiation variations effect on earth climate, noting atmospheric transparency role in glaciation on thermal regime). *TELLUS*, 21(5), 611–619.
- Cogley, J., 1979. The albedo of water as a function of latitude. *Monthly Weather Review*, 107, 775–781.
- Curry, J., Rossow, W., Randall, D., und Schramm, J., 1996. Overview of Arctic cloud and radiation characteristics. *Journal of Climate*, 9(8), 1731–1764.
- Dong, X., Mace, G., Minnis, P., und Young, D., 2001. Arctic stratus cloud properties and their effect on the surface radiation budget: Selected cases from FIRE ACE. *Journal of Geophysical Research*, 106(D14), 15–297.
- Dubovik, O., Holben, B., Eck, T., Smirnov, A., Kaufman, Y., King, M., Tanré, D., und Slutsker, I., 2002. Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59(3), 590–608.
- Fitzpatrick, M. und Warren, S., 2007. The relative importance of clouds and sea ice for the solar energy budget of the Southern Ocean. *Journal of Climate*, 20(6), 941–954.
- Garrett, T., Maestas, M., Krueger, S., und Schmidt, C., 2009. Acceleration by aerosol of a radiative-thermodynamic cloud feedback influencing Arctic surface warming. *Geophysical Research Letters*, 36(L19804), 1–4.
- Gorodetskaya, I., Tremblay, L., Liepert, B., Cane, M., und Cullather, R., 2008. The influence of cloud and surface properties on the Arctic Ocean shortwave radiation budget in coupled models. *Journal of Climate*, 21(5), 866–882.
- Gueymard, C., 2004. The sun's total and spectral irradiance for solar energy applications and solar radiation models. *Solar Energy*, 76(4), 423–453.
- Hansen, J. und Travis, L., 1974. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 16(4), 527–610.

- Heinle, A., Macke, A., und Srivastav, A., 2010. Automatic cloud classification of whole sky images. *Atmospheric Measurement Techniques*, (3), 557–567.
- Hess, M., Koepke, P., und Schult, I., 1998. Optical properties of aerosols and clouds: The software package OPAC. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(5), 831–844.
- Intrieri, J., Fairall, C., Shupe, M., Persson, P., Andreas, E., Guest, P., und Moritz, R., 2002a. An annual cycle of Arctic surface cloud forcing at SHEBA. *Journal of Geophysical Research*, 107, (13–)1–14.
- Intrieri, J., Shupe, M., Uttal, T., und McCarty, B., 2002b. An annual cycle of Arctic cloud characteristics observed by radar and lidar at SHEBA. *Journal of Geophysical Research*, 107, (5–)1–17.
- Jokat, W., 2010. The Expedition of the Research Vessel "Polarstern" to the Antarctic in 2009 (ANT-XXV/5). *Berichte zur Polar- und Meeresforschung*, 615.
- Kalisch, J., 2005. Parametrisierungen der solaren Einstrahlung über dem Ozean im Rahmen des „Meridional Ocean Radiation Experiment“ MORE. *Diplomarbeit, Leibniz Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel*, <http://www.ifm-geomar.de/index.php?id=dipl-me>.
- Kipp&Zonen, 2010. Solar instruments. *Firmenhomepage*, <http://www.kippzonen.com/?productgroup/111/Solar+Instruments.aspx>.
- König-Langlo, G. und Augstein, E., 1994. Parameterization of the downward long-wave radiation at the Earth's surface in polar regions. *Meteorologische Zeitschrift, NF*, 3, 6–343.
- Lindsay, R. und Rothrock, D., 1994. Arctic sea ice albedo from AVHRR. *Journal of Climate*, 7, 1737–1749.
- Macke, A., Mitchell, D., und Bremen, L., 1999. Monte Carlo radiative transfer calculations for inhomogeneous mixed phase clouds. *Physics and Chemistry of the Earth, Part B: Hydrology, Oceans and Atmosphere*, 24(3), 237–241.
- Matsoukas, C., Hatzianastassiou, N., Fotiadi, A., Pavlakis, K., und Vardavas, I., 2010. The effect of Arctic sea-ice extent on the absorbed (net) solar flux at the surface, based on ISCCP-D2 cloud data for 1983–2007. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 10, 777–787.
- Persson, P., Fairall, C., Andreas, E., Guest, P., und Perovich, D., 2002. Measurements near the Atmospheric Surface Flux Group tower at SHEBA: Near-surface conditions and surface energy budget. *Journal of Geophysical Research*, 107, (21–)1–35.

- Psiloglou, B., Santamouris, M., und Asimakopoulos, D., 1995. Predicting the broadband transmittance of the uniformly mixed gases (CO₂, CO, N₂O, CH₄ and O₂) in the atmosphere, for solar radiation models. *Renewable energy*, 6(1), 63–70.
- Quinn, P., Shaw, G., Andrews, E., Dutton, E., Ruoho-Airola, T., und Gong, S., 2007. Arctic haze: current trends and knowledge gaps. *Tellus. Series B: Chemical and Physical Meteorology*, 59(1), 99–114.
- Ramanathan, V., Cess, R., Harrison, E., Minnis, P., Barkstrom, B., Ahmad, E., und Hartmann, D., 1989. Cloud-radiative forcing and climate: Results from the Earth Radiation Budget Experiment. *Science*, 243(4887), 57–63.
- Renkosik, N., 2010. Energiebilanz polarer Bewölkung aus Modell und Beobachtung. *Diplomarbeit, Leibniz Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel*, <http://www.ifm-geomar.de/index.php?id=dipl-me>.
- Scheirer, R., 2000. GRIMALDI User Manual. *Leibniz Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel*, <http://www.ifm-geomar.de/index.php?id=981L=1>.
- Scheirer, R., 2001. Solarer Strahlungstransport in der inhomogenen Atmosphäre. *Doktorarbeit, Leibniz Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel*, <http://www.ifm-geomar.de/index.php?id=dipl-me>.
- Shupe, M. und Intrieri, J., 2004. Cloud radiative forcing of the Arctic surface: The influence of cloud properties, surface albedo, and solar zenith angle. *Journal of Climate*, 17(3), 616–628.
- Smirnov, A., Holben, B. N., Slutsker, I., Giles, D. M., McClain, C., und Eck, T., 2009. Maritime Aerosol Network as a component of Aerosol Robotic Network. *Journal of Geophysical Research*, 114(D06204), 1–10.
- Srivastava, S. S., Vyas, N., Rai, J., und Kartikeyan, B., 2009. On the different approaches of rayleigh optical depth determination. *Advances in Space Research*, 44(9), 1058 – 1066.
- Wang, X. und Key, J., 2003. Recent trends in arctic surface, cloud, and radiation properties from space. *Science*, 299(5613), 1725–1728.
- Wang, X. und Key, J., 2005. Arctic surface, cloud, and radiation properties based on the AVHRR Polar Pathfinder dataset. Part II: Recent trends. *Journal of Climate*, 18, 2575–2593.
- Warren, S., 1982. Optical properties of snow. *Reviews of geophysics and space physics*, 20(1), 67–89.

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt Professor Andreas Macke für die Vergabe des Themas und die gute Betreuung der Diplomarbeit.

Professor Kirstin Krüger danke ich für die Arbeit der Zweitkorrektur.

Für die ausgezeichnete Hilfe bei der Organisation der Polarsternfahrt möchte ich mich bei John Kalisch bedanken.

Niko Renkosik danke ich für seine Wettervorhersagen, sein technisches Sachverständnis und die gute Gesellschaft nicht nur während der Ausfahrt.

Bei allen anderen aus der Arbeitsgruppe Wolken und Strahlung möchte ich mich für die vielen anregenden Kommentare und die Unterstützung bedanken.

Tim Schoof danke ich für die Hilfe beim Erstellen von schönen Zeichnungen in TikZ und für seine Hilfe bei allen Fragen mit L^AT_EX.

Und für die vielfältige Unterstützung bedanke ich mich ganz herzlich bei meiner Familie.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Ich versichere, dass diese Arbeit noch nicht zur Erlangung eines Diplomgrades an anderer Stelle vorgelegen hat.

Kiel, Juli 2010

(Alrun Tessendorf)