



universität
wien

DIPLOMARBEIT

Titel der Diplomarbeit

Methode zur Korrektur von Neigungsfehlern bei der zeitlichen
Albedo-Messung an wolkenlosen Tagen

Verfasserin

Ursula Weiser

angestrebter akademischer Grad

Magistra der Naturwissenschaften (Mag. rer. nat.)

Wien, 2012

Studienkennzahl: A415

Studienrichtung: Meteorologie

Betreuer: o. Univ.-Prof. Dr. Reinhold Steinacker

Inhaltsverzeichnis

Danke	5
Zusammenfassung	6
Abstract	7
1 Einleitung	8
1.1 Motivation und Ziel dieser Arbeit	8
1.2 Bedeutung der Albedo für den Energiehaushalt und die Massenbilanz eines Gletschers	9
1.2.1 Strahlungsbilanz	10
1.3 Literatur zum Einfluss von Hang- und Geräteneigungen und -expositionen auf Albedomessungen	12
1.4 Lage und Zeitraum der Messungen	14
2 Grundlagen	17
2.1 Definition der Albedo	17
2.2 Messung der Albedo	19
2.3 Abhängigkeit der Albedo von unterschiedlichen Parametern	20
2.3.1 Schnee- und Eisbeschaffenheit	20
2.3.2 Geometrische Effekte	22
2.3.3 Wellenlängenabhängigkeit	23
2.4 Für die Messungen verwendete Geräte	24
2.4.1 Automatische Wetterstation	24
2.4.2 Pyranometer	26
2.4.3 Suntracker	28
2.4.4 Inklinometer	28
3 Tagesgang der Albedo	30
3.1 Erwarteter Tagesgang	30
3.2 Gemessener Tagesgang wolkenlosen Tagen	32
3.3 Gemessener Tagesgang bewölkten Tagen	33

4 Modellierung der direkten solaren Strahlung auf horizontale Flächen	35
4.1 Lambert'sches Gesetz	36
4.2 Extinktion in der Atmosphäre	37
4.3 Weitere Verbesserung des Modells	38
4.4 Modellierung der Strahlung auf dem Sonnblick Observatorium	39
5 Modellierung der Solaren Strahlung auf geneigte Flächen	42
5.1 Berechnung der Irradianz auf geneigte Flächen	42
5.2 Tatsächliche und gemessene Albedo	45
5.3 Diffuse Strahlung	46
5.4 Veränderung der einfallenden und reflektierten Strahlung bei verschiedenen Neigungswinkel und Expositionen	49
5.5 Pyranometerneigung und -exposition	51
5.5.1 Inklinometer	53
5.6 Korrektur der Albedo aus den Messwerten	56
6 Anpassen der Modellparameter an die Messwerte	59
6.1 Atmosphärische Parameter an wolkenlosen Tagen	59
6.1.1 Anpassen der atmosphärischen Parameter für den 5. März 2011	60
6.1.2 Verifikation der atmosphärischen Parameter mit angepasster Methode nach Mannstein	62
6.2 Pyranometerneigung und -exposition an wolkenlosen Tagen	64
6.2.1 Anpassen der Pyranometerneigung und -exposition	66
6.2.2 Verifikation der Pyranometerneigung und -exposition mit angepasster Methode nach Mannstein	68
6.3 Hangneigung und -exposition an wolkenlosen Tagen	69
6.3.1 Anpassen der Hangneigung und -exposition	70
6.3.2 Verifikation der Hangneigung und -exposition mit angepasster Methode nach Mannstein	71
6.4 Albedo an wolkenlosen Tagen	72
6.4.1 Zusammenfassung der Korrektur	74
6.5 Messung der Albedo an bewölkten Tagen	74
7 Fehlerquellen	76
7.1 Modellidealisation	76
7.2 Gerätefehler und Messfehler	80
7.3 Äußere Einflüsse	81
8 Interpretation der Ergebnisse	86
8.1 Ergebnisse direkter Messungen	86
8.2 Ergebnisse korrigierter Albedowerte an wolkenlosen Tagen	89
8.2.1 Darstellung der Fehler	93
8.3 Auswertung der Messwerte an bewölkten Tagen	94
8.4 Strahlungsbilanz	97

8.4.1 Korrektur der Strahlungsbilanz	100
Conclusio	105
Verwendete Formelzeichen	106
Literaturverzeichnis	110

Danke

Zu allererst möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mir dieses Studium ermöglicht haben, stets hinter mir gestanden sind und immer an mich geglaubt haben.

Besonders möchte ich mich beim Gletscher-Team der ZAMG bedanken, vor allem bei Wolfgang Schöner, Bernhard Hynek und Marc Olefs, die mir stets mit Rat und Tat zur Seite gestanden sind, sowohl mit fachlichem, als auch mit praktischem Wissen bei den Feldarbeiten.

Ein besonderer Dank gilt natürlich Martin Polak für das Weitergeben seiner Programmierkenntnisse, physikalische Einblicke und vor allem für die Motivation.

Danke an alle, die während meiner gesamten Studienzeit zu mir gehalten und an mich geglaubt haben!

Zusammenfassung

Auf den Sonnblick-Gletschern Goldbergkees und Kleinfleißkees wurde zu Beginn des Jahres 2011 je eine automatische Wetterstation (AWS) aufgestellt, auf denen unter anderem Strahlungsmessgeräte (Pyranometer) angebracht sind, um damit die zeitliche Albedovariabilität der beiden unterschiedlich geneigten und exponierten Gletscher zu bestimmen. Eine Methode zur Korrektur der Neigungsfehler der direkt gemessenen Werte der kurzwelligen einfallenden und reflektierten Strahlung wird in dieser Arbeit motiviert und entwickelt.

Die Neigungsfehler durch unbekannte Hang- und Geräteneigungen bei der Albedo-messung werden korrigiert, indem man Vergleichsmessungen eines gut horizontierten Pyranometers in geographischer Nähe (Sonnblick Observatorium) verwendet. Diese werden mit modellierten Werten der Globalstrahlung verglichen, um so atmosphärische Parameter zu ermitteln. Damit können mittels Modellierung die Hang- und Geräteneigungen sowie deren Expositionen bestimmt werden. Anhand dieser Methode kann die Albedo für unterschiedlich geneigte und exponierte Hänge berechnet werden. Aus den korrigierten Albedowerten wird die globale Strahlungsbilanz der Schnee- und Gletscheroberflächen berechnet und der Unterschied zu der aus den Messwerten direkt berechneten globalen Strahlungsbilanz demonstriert.

Abstract

At the glaciers of the Sonnblick, Goldbergkees and Kleinfleißkees, automatic weather stations (AWS) were installed early in the year 2011, which included, among other instruments, radiometers (pyranometers) to measure the temporal albedo variations of the differently inclined and oriented glaciers. A method to compensate for the inclination errors of the directly measured incoming and reflected shortwave radiation will be motivated and developed in this thesis.

The inclination error of albedo measurements caused by unknown inclinations of slope and instruments will be corrected by using comparative measurements of a well-horizonted pyranometers in geographical proximity (Sonnblick Observatory). These are compared to modeled values of the global radiation to determine atmospheric parameters. This way, the inclination of the slope and instruments as well as their orientations can be found by modeling. Using this method, the albedo for differently inclined and oriented slopes can be calculated. These corrected values of the albedo will be used to calculate the global net radiation of snow and glacier surfaces and the difference to the global net radiation calculated with the directly measured values will be demonstrated.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation und Ziel dieser Arbeit

Das ursprüngliche Thema dieser Arbeit war 'Zeitliche und räumliche Albedovariabilität auf den Gletschern Goldbergkees und Kleinfleißkees'. Nach Auswertung der ersten Daten der automatischen Wetterstationen (AWS) auf den beiden Sonnblick-Gletschern stellte sich jedoch heraus, dass an wolkenlosen Tagen der Tagesgang der Albedo so stark vom erwarteten Tagesgang abwich, dass davon ausgegangen werden musste, dass dieser fehlerbehaftet war und daher die Berechnung von Tagesmittelwerten nicht sinnvoll erschien.

Nach Analyse und Literatursuche ergab sich, dass die Hauptursache dieser abweichenden Tagesgänge die Hangneigungen und -expositionen waren. Die Korrektur mit den vorhandenen Geländedaten führte jedoch zu keiner wesentlichen Verbesserung der Tagesgänge der Albedo. Dies konnte einerseits darauf zurückgeführt werden, dass auf Schnee- und Gletscheroberflächen sowohl Hangneigung als auch Hangexposition durch Witterung (Wind, Schneefall, Schmelzvorgänge) schwanken können und andererseits darauf, dass die auf den AWS befestigten Pyranometer nicht exakt horizontal ausgerichtet werden können und somit zusätzliche Neigungsfehler die Ergebnisse beeinträchtigten. Darüber hinaus führen schon kleine Neigungswinkel im Bereich von nur einem Grad zu deutlichen Fehlern bei der direkten Messung der Albedo.

In der vorhandenen Literatur wird zwar in einigen Arbeiten der Einfluss der Hangneigung auf die Albedomessung diskutiert, deren Lösungsansätze zur Korrektur sind jedoch vor Ort durchgeführte Referenzmessungen von Hangneigung und -exposition, die allerdings aufgrund der Lage der AWS und der bereits durchgeführten Messungen nicht mehr möglich waren. Weiters wurde bei diesen Arbeiten von exakt horizontal ausgerichteten Pyranometern ausgegangen, was in diesem Fall ebenso nicht gegeben war.

In anderen Arbeiten wurde der Einfluss der Pyranometerneigung auf die gemessene einfallende solare Strahlung diskutiert, wobei jedoch, im Gegensatz zu den in dieser Arbeit ausgewerteten Daten, entweder die Geräteneigung bekannt war, oder die Lösungsansätze darin bestanden, die Geräte horizontal auszurichten.

Das Hauptziel dieser Arbeit war es also, eine Methode zu entwickeln, die den Effekt der Hangneigung und -exposition und der Pyranometerneigung und -exposition berücksichtigt.

tigt, um so die Albedo und somit auch die globale Strahlungsbilanz zu bestimmen. Dabei waren weder die genaue Hangneigung und -exposition noch die Pyranometerneigung und -exposition bekannt, da der auf dem Strahlungssensor angebrachte Neigungsmesser über längere Zeit fehlerhafte Werte lieferte.

Mithilfe dieser detailliert hergeleiteten Methode werden die zur Korrektur der zeitlichen Albedomesswerte notwendigen Werte aus Messdaten einer nahegelegenen, gut horizontalen Messung der Globalstrahlung berechnet. Die zusätzliche Behandlung der räumlichen Albedovariabilität hätte das Ausmaß dieser Arbeit gesprengt, weshalb davon abgesehen wurde.



Abbildung 1.1: Blick vom Sonnblick Observatorium am 24. August 2011, Foto: Bernhard Hynek.

1.2 Bedeutung der Albedo für den Energiehaushalt und die Massenbilanz eines Gletschers

Der Energiehaushalt eines Gletschers ist ein Maß für die Energie, die für Schmelzprozesse dieses Gletschers zur Verfügung steht. Eine ganz allgemeine Form für die Berechnung der Energiebilanz anhand der wichtigsten Energieflüsse ist

$$E = SW + LW + SH + LH \quad (1.1)$$

Dabei ist SW die solare Strahlungsbilanz, LW die langwellige Strahlungsbilanz, SH der sensible Wärmefluss und LH der latente Wärmefluss. Da die Oberflächentemperatur eines Gletschers in Schmelzperioden mit $T \simeq 0^\circ C$ angenommen werden kann, kann in guter Näherung davon ausgegangen werden, dass der Bodenwärmestrom in diesen Zeiträumen vernachlässigbar ist.

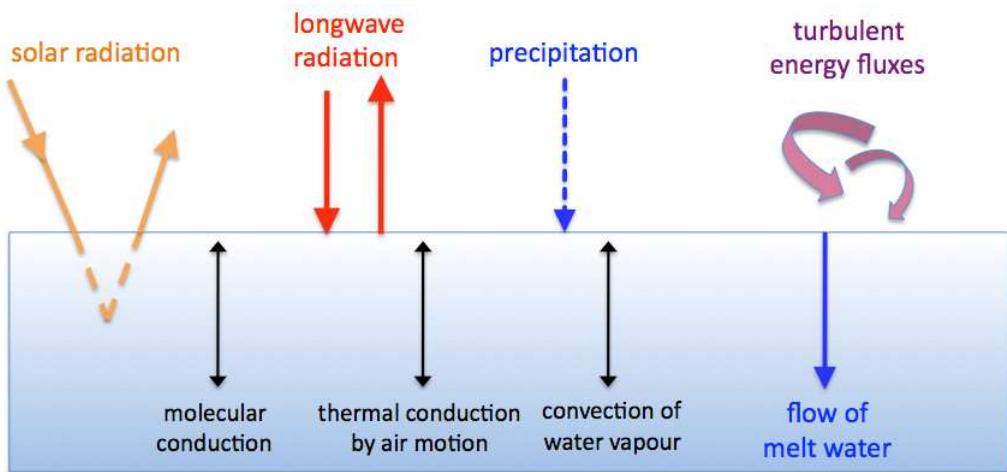


Abbildung 1.2: Die wichtigsten Prozesse, die die Energieflüsse zwischen den obersten Schichten eines Gletschers und der Atmosphäre beeinflussen (Oerlemans, 2010).

Im Zusammenhang mit der Albedo von Schnee- und Eisflächen spricht man häufig von einer positiven Schnee/Eis-Albedo-Rückkopplung, da vor allem bei dünneren und verschmutzten Schnee- und Eisdecken durch das Abschmelzen die Albedo abnimmt, wodurch wiederum mehr Strahlungsenergie absorbiert wird und der Schmelzprozess verstärkt wird. Dieser Effekt tritt sowohl für kleinere Flächen als auch in einem größeren Maßstab, wie zum Beispiel in polaren Gebieten, auf, wo durch das Abschmelzen von Schnee- und Eisflächen immer mehr Boden ausapert und dieser daher immer mehr Strahlungsenergie aufnimmt und sich bzw. die Umgebung erwärmt.¹

1.2.1 Strahlungsbilanz

Die Stahlungsbilanz ist die wichtigste Komponente der Energiebilanz eines Gletschers. Sie kann angeschrieben werden als

$$\begin{aligned}
 S &= SW + LW \\
 &= SW_{in} + SW_{out} + LW_{in} + LW_{out} \\
 &= SW_{in}(1 - \alpha) + LW_{in} + LW_{out}
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

α ist dabei die Albedo, die Indizes in und out kennzeichnen die einfallende und die reflektierte kurzwellige (SW) und langwellige (LW) Irradianz. Dabei ist zu beachten, dass die reflektierten Irradianzen SW_{out} und LW_{out} jeweils ein negatives Vorzeichen haben, da diese den einfallenden entgegengesetzt sind.

¹<http://de.wikipedia.org/wiki/Eis-Albedo-Rückkopplung> (15. Juni 2012)
<http://www.zamg.ac.at/cms/de/klima/informationsportal-klimawandel/klimasystem/rueckkopplungen/positive-rueckkopplungen> (15. Juni 2012)

Die Gesamtstrahlung wird hier spektral in die Globalstrahlung² (SW), die emittierte Strahlung (LW_{out}) und die atmosphärische Gegenstrahlung (LW_{in}) aufgeteilt (Schöner, 1989). LW_{out} kann mittels Stefan-Boltzmann-Gesetzes ermittelt werden:

$$LW_{out} = \varepsilon \sigma_B T^4 \quad (1.3)$$

ε ist dabei der Emissionskoeffizient, σ_B die Stefan-Boltzmann-Konstante mit $\sigma_B = 5,67 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$ und T die Oberflächentemperatur des betrachteten Objektes. Da Schnee und Eis einen sehr hohen Emissionskoeffizienten ($\varepsilon \simeq 1$) besitzen, also fast die gesamte einfallende langwellige Strahlung (LW_{in}) absorbieren, erhält man aus den Messwerten der emittierten langwelligen Strahlung (LW_{out}) die Oberflächentemperatur des Gletschers, die in Schmelzperioden $T \simeq 0^\circ C$ beträgt. Der Emissionskoeffizient ε gibt an, wie viel Strahlung ein Körper in Relation zu einem schwarzen Strahler abgibt. Durch den hohen Emissionskoeffizienten verhalten sich Schnee und Eis im langwelligen Bereich ähnlich wie schwarze Strahler, welche die gesamte einfallende Energie aufnehmen.

Die von der Atmosphäre emittierte langwellige Strahlung (LW_{in}) hängt von ihrer Zusammensetzung ab. Da vor allem Wolken die spektrale Zusammensetzung des Lichtes beeinflussen und auch einen Emissionskoeffizienten von $\varepsilon \simeq 1$ aufweisen, hängt die langwellige Strahlungsbilanz hauptsächlich von der Bewölkung ab, die dabei auch positiv sein kann und in der Gesamtstrahlungsbilanz an bewölkten Tagen einen größeren Einfluss hat als an wolkenlosen, an denen sie eher negative Werte aufweist (Hock, 2005).

Die kurzwellige solare Strahlung hingegen ist der wichtigste Anteil der Strahlungsbilanz und wird auch als Globalstrahlung bezeichnet. Wie in Gl. (1.2) ersichtlich ist, ist sie die Differenz aus einfallender und reflektierter Strahlung, die wiederum von der Albedo abhängt, die in Kap. 2 detailliert beschrieben wird. Abhängig von der Schne- bzw. Gletscheroberfläche, in die kurzwellige solare Strahlung eindringt, wird ein gewisser Anteil (über 0,9 bei Neuschnee und unter 0,2 bei schuttbedecktem Gletschereis) reflektiert und in die Atmosphäre zurückgestreut.

Die Globalstrahlung setzt sich aus einem direkten und einem diffusen Anteil zusammen und wird auf ihrem Weg durch die Atmosphäre geschwächt, was in den Kap. 4 und 5 beschrieben und modelliert wird. Wie viel Energie der Globalstrahlung der Gletscher aufnimmt hängt von dem Anteil ab, der in die Atmosphäre zurückgestreut wird, der Albedo α . Aus diesem Grund ist es wichtig, über einen längeren Zeitraum die genaue Variabilität der Albedo zu kennen, um so den Energiehaushalt der Gletscher möglichst genau zu bestimmen.

²In der Literatur ist damit manchmal auch die Summe der kurzweligen und langwelligen Strahlung gemeint, in dieser Arbeit wird unter der Globalstrahlung aber ausschließlich die kurzwellige Strahlung verstanden.

1.3 Literatur zum Einfluss von Hang- und Geräteneigungen und -expositionen auf Albedomessungen

Bereits im 19. Jahrhundert fing man an, sich für das Verhalten der Gletscher und deren Auswirkungen auf das gesamte Klima zu interessieren. Durch die Lage des Sonnblick Observatoriums boten sich vor allem Gletscher der Goldberggruppe (siehe Abschnitt 1.4) für zahlreiche Forschungen an. Unter anderem war man schon damals am Massenhaushalt von Gletschern interessiert, sodass mit der Zeit das Messnetz verschiedener Untersuchungen weit ausgedehnt wurde. Abb. 1.3 zeigt einen Überblick verschiedener glaziologischer Untersuchungen im Sonnblick Gebiet.

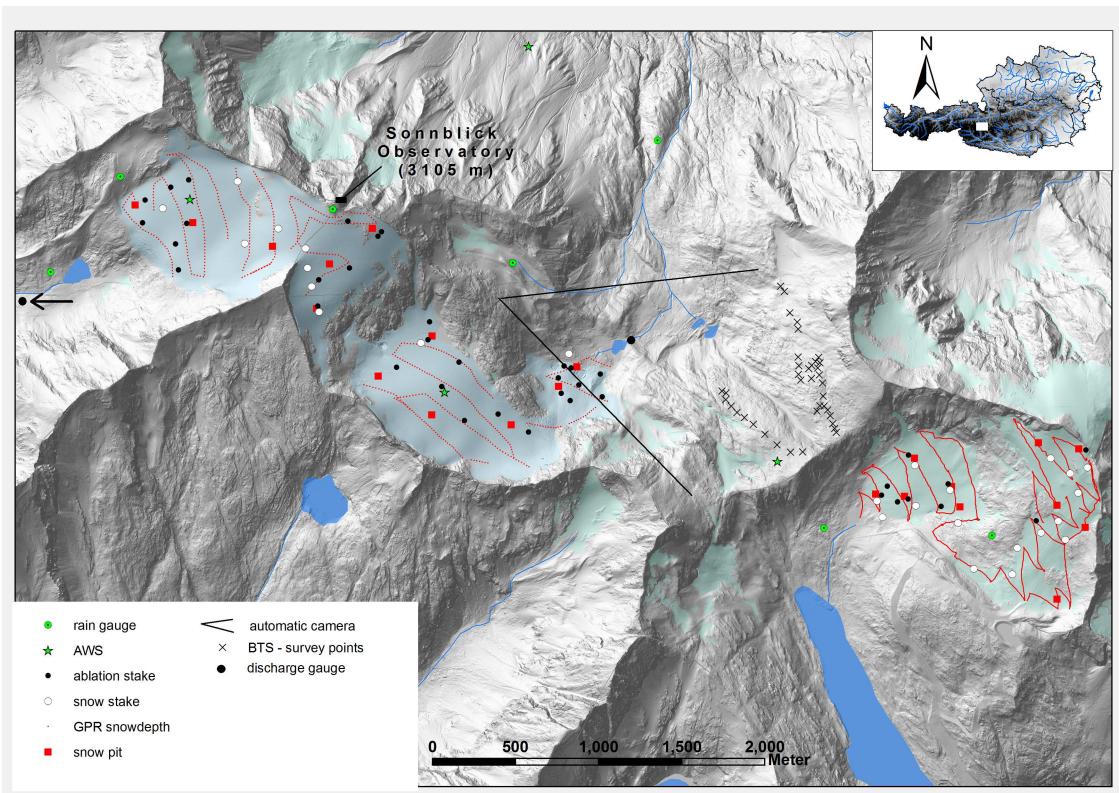


Abbildung 1.3: Sonnblick Modell in einer Auflösung von 1m, Hillshade (entnommen aus DGM Airborne Laser Scan, Salzburger Geographisches Informationssystem (SAGIS)).

In der Literatur ist schon länger bekannt, dass bei Messungen der Albedo vor allem auf Schnee- und Gletscheroberflächen Hangneigungen und -expositionen eine Quelle von Messfehlern sind.

Eine der ersten Arbeiten über die Bestimmung der Strahlungsbilanz und ihre Bedeutung in der Energiebilanz auf den Sonnblick-Gletschern lieferten Sauberer & Dirmhirn (1952). Dabei wurde auf die große Bedeutung des Anteils der kurzweligen Strahlung aufmerksam gemacht und in weiterer Folge auf die Bedeutung der Albedo auf Gletschern (Hy-

nek, 2007). Etwas später beschäftigte sich Dirmhirn mit den Tagesgängen der Strahlungsbilanz und deren Abhängigkeiten von verschiedenen Schneearten. In den 1970ern beschrieb Dirmhirn (1975) die Albedovariabilität im Sonnblick-Gebiet, wobei auch die Hangneigung mitberücksichtigt wurde, allerdings ging man sowohl von einem horizontalen Messgerät, als auch von einer bekannten Hangneigung und -exposition aus. In dieser Arbeit wird vor allem auf die spiegelnde Reflexion Rücksicht genommen, die neben Schneeeumwandlungen und Instrumentenfehlern als die Hauptursache für die Variabilität der Albedo innerhalb eines Tages beschrieben wird.

Den Unterschied der Tagesgänge der Albedo an wolkenlosen und bewölkten Tagen für verschiedene Schneearten am Hintereisferner (Ötztal) beschrieb Wagner (1979). Dabei stellte er fest, dass die Albedo an bewölkten Tagen einen kaum erkennbaren Tagesgang aufweist, an wolkenlosen Tagen hingegen je nach Schneeart eine Schwankungsbreite von 0,2 bis 0,4 besitzt, für die sowohl die physikalischen Eigenschaften des Schnees als auch der Einfallwinkel der direkten Sonneneinstrahlung ausschlaggebend sind. Er erwähnt jedoch keinen Einfluss der Hangneigung und -exposition, obwohl anhand der dargestellten Tagesgänge der Albedo angenommen werden kann, dass der untersuchte Gletscher an der Messstelle eine geringe Neigung besitzt.

Sicart et al. (2001) und Oerlemans (2010) beschreiben das Problem der Albedomesung auf geneigten Flächen, gehen aber von einem horizontalen Pyranometer und direkten Messungen der Hangneigungen und -expositionen aus. Erst durch das Studieren dieser Arbeiten wurde festgestellt, dass die beobachteten Tagesgänge der Albedo durch Hangneigungen und vor allem durch Hangexpositionen verursacht werden.

Landry et al. (2007) beschreiben sowohl den Einfluss der Hangneigung und -exposition als auch jenen der Pyranometerneigung und -exposition mit vielen Bildern. Sie korrigieren die Werte auch, allerdings mit direkt gemessenen Neigungen und Expositionen. Im Gegensatz zu allen anderen Arbeiten ist hier hervorzuheben, dass auch die Pyranometerneigung und -exposition berücksichtigt wird.

Pirazzini (2004) erwähnt, dass die Albedomesung bei geneigten Flächen ein Problem ist und schlägt daher vor, es zu umgehen, indem dafür ein flaches Gelände gewählt wird.

Ineichen (1987) und Schaaf et al. (1994) beschreiben, wie eine geneigte Fläche, allerdings keine Schneeoberfläche, von reflektierender solarer Strahlung bestrahlt und von einem geneigten Pyranometer gemessen wird. Als Vergleich dazu wird die Messung mit einem horizontal ausgerichteten Pyranometer auf einer horizontalen Fläche mit ähnlichem Bewuchs durchgeführt und eine Änderung der Albedo festgestellt, obwohl diese eigentlich konstant sein sollte. Dies ist insofern interessant, als im Unterschied zu Schnee, der sich im Laufe eines Tages verändern kann, diese Flächen eine konstante Albedo aufweisen und somit kein realer, sondern ein rein geometrischer Tagesgang der Albedo festgestellt wird.

Allen et al. (2006) modellieren die solare Strahlung auf geneigte Flächen und integrieren diese analytisch über einen Tag, wobei die Extinktion durch die Atmosphäre berücksichtigt wird. Die Modellwerte werden mit Messwerten von Flächen gleicher Neigungen verglichen, wobei die Extinktion aus Messwerten wie relativer Feuchte, Aerosolkonzentrationen, etc. bestimmt wird, sodass der Extinktionskoeffizient nicht täglich kalibriert werden muss. Zusätzlich wird von der auf horizontale Flächen einfallende solare Irradianz

auf jene solare Irradianz geschlossen, die auf beliebig geneigte Flächen einfällt. Dies ist für diese Arbeit von Bedeutung, weil einerseits die Extinktion durch die Atmosphäre und der Anteil der diffusen Strahlung berücksichtigt werden, andererseits die Berechnung der Irradianz auf geneigte Flächen aus jener auf horizontale Flächen benötigt wird, um von den Messwerten der geneigten Pyranometer auf die einfallende Strahlung der geneigten Gletscher zu schließen, was für die Korrektur der Strahlungsbilanz von Bedeutung ist.

Im Unterschied zu allen anderen Arbeiten, in denen Hangneigungen und -expositionen bei der Albedomessung berücksichtigt werden, beschreibt Mannstein (1985) eine Methode, mithilfe derer man aus den Messdaten des nach unten gerichteten Pyranometers und mit einer von bewölkten Vortagen als bekannt angenommenen Albedo auf Hangneigung und -exposition schließen kann. Allerdings führt dies zu einer Ungenauigkeit, da an bewölkten Tagen die Albedo bis zu 0,15 höher sein kann als an wolkenlosen. Trotzdem wird diese Methode in Kap. 6 erweitert und auch zur Überprüfung der Plausibilität der in dieser Arbeit beschriebenen Methode verwendet.

1.4 Lage und Zeitraum der Messungen

Der Hohe Sonnblick gehört mit seinen 3106m zu den höchsten Gipfeln in den östlichen Hohen Tauern (Österreich). Er ist nach dem Hocharn (3254m) und dem Schareck (3123m) der dritthöchste Gipfel der Goldberggruppe, die sich von Salzburg bis Kärnten erstreckt. Auf dem Gipfel befindet sich seit 1886 das Sonnblick Observatorium, eines der höchstgelegenen ganzjährig besetzten Observatorien Europas, das meteorologischen Messungen dient.

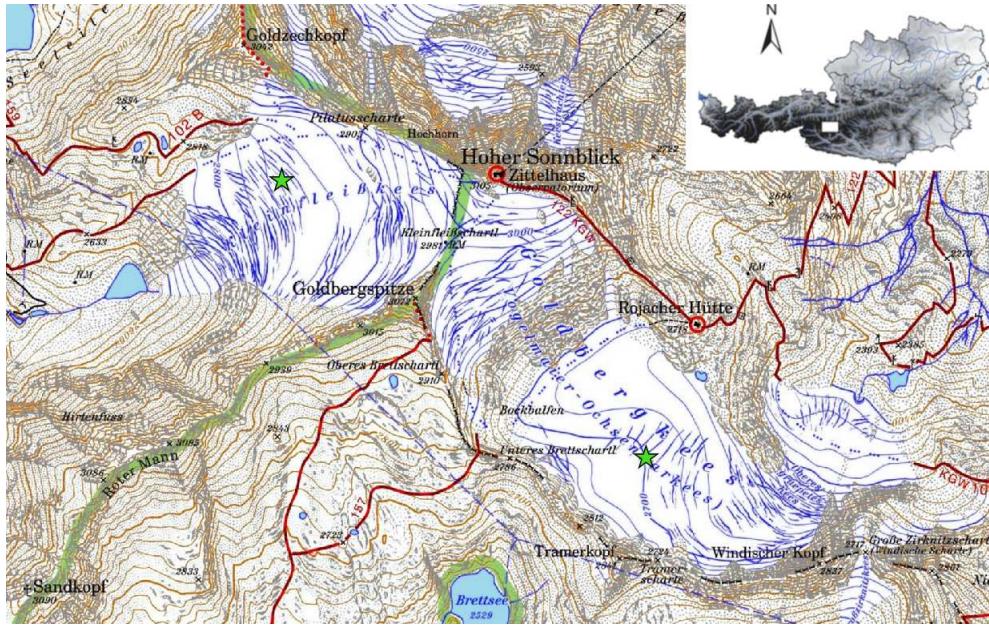


Abbildung 1.4: Lageplan der Sonnblick Gletscher (entnommen aus Alpenvereinskarten digital 2007, Vers. 2.0.9.0, DAV (München), ÖAV (Innsbruck)). Die grünen Sterne kennzeichnen die Positionen der AWS.

Westlich des Gipfels auf der Kärntner Seite befindet sich das südwestlich exponierte Kleinfleißkees, auf dem eine der beiden automatischen Wetterstationen (AWS) in ca. 2800m Höhe angebracht ist, die einen Teil der Messwerte für diese Arbeit aufgezeichnet hat. In südöstlicher Richtung des Gipfels auf Salzburger Seite befindet sich das Goldbergkees, auf dessen mittleren Teil die andere AWS in ca. 2700m Höhe angebracht ist, deren Messwerte ebenfalls für diese Arbeit verwendet wurden. Jener Bereich des Goldbergkees, auf dem die AWS befestigt ist, ist nordöstlich exponiert, wie man gut in Abb. 1.4 erkennt. Die Neigungen der Gletscher in dem Bereich, in dem die AWS angebracht sind betragen maximal 10°. Die genauen geographischen Positionen sind Tab. 1.1 zu entnehmen.

	Sonnblick Observatorium	AWS Kleinfleißkees	AWS Goldbergkees
ϕ	12°57'28"	12°56'42"	12°57'50"
ϑ	47°3'14"	47°3'15"	47°2'38"
Höhe	3106m	2829m	2678m
Exposition		SW	NO

Tabelle 1.1: Geographische Breite ϕ und Länge ϑ , Höhe und Exposition der verwendeten Messstationen.

Die beiden AWS wurden Anfang 2011 an ausgesuchten Stellen nahe der Gleichgewichtslinien, dh. der Trennungslinien zwischen Akkumulation und Ablation, der beiden Gletscher angebracht, an denen zum einen möglichst wenig Abschattung durch umliegende Berge, zum anderen auch eine möglichst geringe Hangneigung vorliegt.

Die AWS auf dem Kleinfleißkees zeichnet seit 14. Jänner 2011, die auf dem Goldbergkees seit 2. April 2011 Messwerte auf. In dieser Arbeit werden die von den AWS aufgezeichneten Werte von Beginn der Messungen bis Ende des Jahres 2011 behandelt.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Definition der Albedo

Der Begriff 'Albedo' kommt aus dem Lateinischen (albus=weiß) und wird als 'Weißheit' übersetzt.¹

Unter Albedo versteht man das Rückstrahlvermögen diffus reflektierender Oberflächen.² Sie ist das Verhältnis der Intensitäten von reflektierter zur einfallenden Strahlung über den gesamten Halbraum und über alle relevanten Wellenlängen, z. B. über das solare Spektrum. Eine Reflexion an einer Oberfläche wird dann als diffus bezeichnet, wenn deren Oberflächen-Rauheit größer als die Wellenlänge des Lichtes ist.

Die Größenordnung der Rauheit an Schneoberflächen liegt im Bereich von $0,1 - 2\text{mm}$. Die Wellenlänge des betrachteten kurzweligen sichtbaren Lichtes (UVVIS) liegt im Bereich von $300 - 4000\text{nm}$.

Je nach Anwendung und Messmethode werden verschiedene Definitionen der Albedo verwendet.

Den Definitionen von Warren (1982) folgend, wird die Albedo über die bidirektionale (aus einer Richtung einfallende und in eine Richtung reflektierte Strahlung) Reflexions-Verteilungsfunktion (*bidirectional reflectance distribution function*, BRDF) $R(\vartheta_0, \varphi_0, \vartheta_r, \varphi_r, \lambda)$ definiert.

¹<http://de.wikipedia.org/wiki/Albedo> (7. Juli 2011)

²vgl. z.B. <http://de.wikipedia.org/wiki/Albedo> (7. Juli 2011)

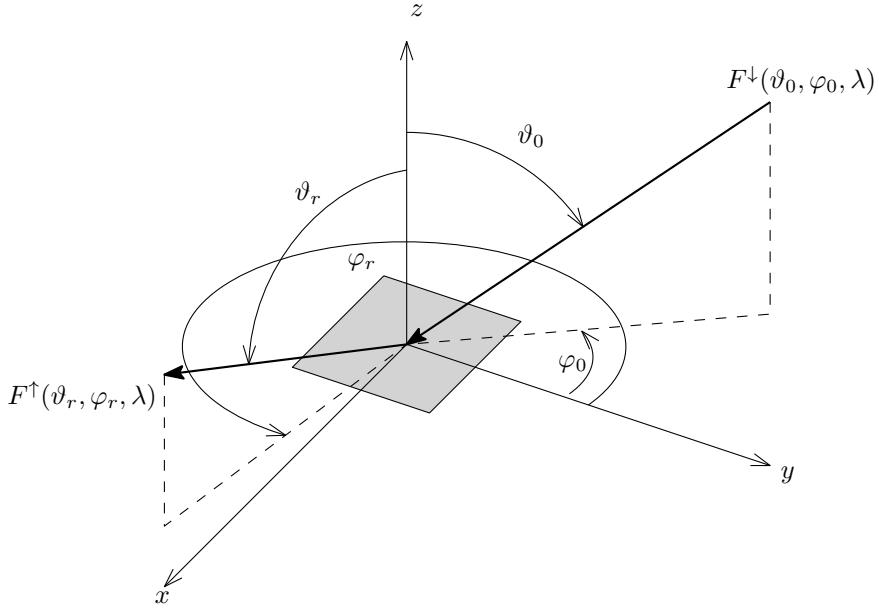


Abbildung 2.1: Varanschaulichung zum Verständnis der BRDF.

Dabei sind ϑ_0 und φ_0 Zenit und Azimut einer einfallenden Irradianz $F^\downarrow(\vartheta_0, \varphi_0, \lambda)$, ϑ_r und φ_r Zenit und Azimut einer reflektierten Irradianz $F^\uparrow(\vartheta_r, \varphi_r, \lambda)$ und λ die Wellenlänge des Lichts. Die BRDF ist definiert als

$$R(\vartheta_0, \varphi_0, \vartheta_r, \varphi_r, \lambda) = \frac{dF^\uparrow(\vartheta_r, \varphi_r, \lambda)}{\cos \vartheta_0 dF^\downarrow(\vartheta_0, \varphi_0, \lambda)} \quad (2.1)$$

Normalerweise ist die Reflexion nur abhängig von der Änderung des Azimut zwischen einfallender und reflektierter Strahlung, was bedeutet, dass alle Funktionen nur vom relativen Azimut $\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi_r$ abhängen. Man kann nun die spektrale Albedo α_s als spektrale direktional-hemisphärische (aus einer Richtung einfallende und in den gesamten oberen Halbraum reflektierte Stahlung) Reflektanz definieren:

$$\alpha_s(\vartheta_0, \lambda) = \int_0^{\pi/2} \cos \vartheta_r d\vartheta_r \int_0^{2\pi} R(\vartheta_0, \vartheta_r, \varphi_r, \lambda) d\varphi_r \quad (2.2)$$

Einfacher ausgedrückt ist diese spektrale Albedo α_s aus Gl. (2.2) das Verhältnis zwischen diffus reflektierter Irradianz F^\uparrow und aus einer Richtung einfallender Irradianz F^\downarrow für eine spezielle Wellenlänge λ .

Im Allgemeinen hängt die Albedo von der Richtungsverteilung der einfallenden Strahlung ab. Was üblicherweise von Albedometern (zwei entgegengesetzt ausgerichtete Pyranometer) gemessen wird, ist die spektral integrierte Albedo.

$$\alpha(\vartheta_0) = \frac{\int \alpha_s(\vartheta_0, \lambda) F^\downarrow(0, \lambda) d\lambda}{\int F^\downarrow(0, \lambda) d\lambda} \quad (2.3)$$

Da α der Anteil der reflektierten an der einfallenden Irradianz ist, kann $(1 - \alpha)$ als Maß für die von der reflektierenden Oberfläche aufgenommenen flächenbezogene Leistung betrachtet werden.

Die Albedo an natürlichen Oberflächen setzt sich aus einem diffusen und einem spiegelnden Anteil zusammen. Bei Schnee und vor allem bei Wasser spricht man von glatten Oberflächen, die einen sehr hohen spiegelnden Anteil haben, was bedeutet, dass für solche Oberflächen die Albedo stark vom Zenitwinkel der Sonne ϑ_s abhängt.

2.2 Messung der Albedo

Die Messung der Albedo erfolgt mit zwei Pyranometern, von denen eines in den oberen Halbraum gerichtet ist und die gesamte einfallende Irradianz F^\downarrow misst, während das andere in den unteren Halbraum gerichtet ist und die von der jeweiligen Oberfläche reflektierte Strahlung misst.

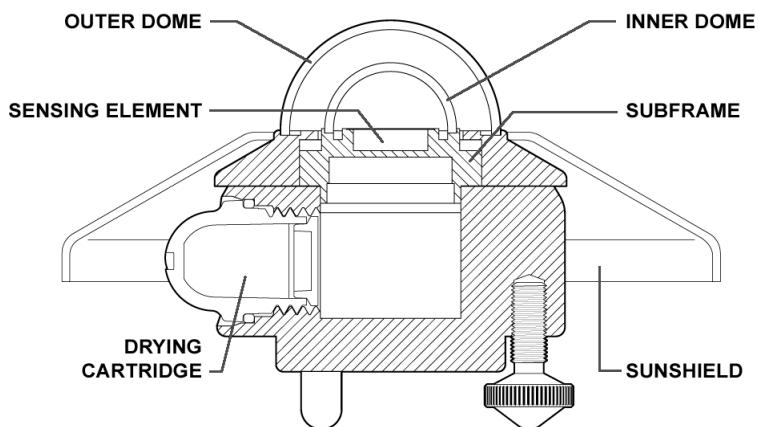


Abbildung 2.2: Schematischer Querschnitt eines Pyranometers (Kipp & Zonen Manual, 2010a).

Ein Pyranometer besteht aus einer Thermosäule mit schwarzem Gehäuse, dessen Sensor die solare Strahlung in einem bestimmten Wellenlängenbereich absorbiert. Der Sensor besitzt eine Glasabdeckung, die nur für einen gewissen Spektralbereich transparent ist und die Thermosäule auch vor äußeren Einflüssen schützt. Die Thermosäule ist außerdem schwarz beschichtet, wodurch die solare Strahlung absorbiert und in Wärme umgewandelt wird, die in das Pyranometer geleitet wird. Das Pyranometer lässt eine elektrische Spannung abgreifen, die proportional zur einfallenden Strahlung ist.³

Durch das Verhältnis der beiden Irradianzen F^\downarrow und F^\uparrow zueinander kann auf die

³<http://de.wikipedia.org/wiki/Pyranometer> (17. Juni 2012)

Albedo einer beliebigen Oberfläche rückgeschlossen werden:

$$\alpha = \frac{F^\uparrow}{F^\downarrow} \quad (2.4)$$

2.3 Abhängigkeit der Albedo von unterschiedlichen Parametern

Eine Schneedecke ist ein dynamisches System mit einer sehr komplexen Oberfläche (Eaton & Dirmhirn, 1979), die sich aufgrund physikalischer Faktoren wie etwa Temperatur, Luftfeuchtigkeit oder Niederschlag innerhalb eines kurzen Zeitraumes verändern kann.

Die Albedo von Schnee- und Gletscheroberflchen ist weder zeitlich noch räumlich konstant, sondern hängt von verschiedenen Faktoren ab, deren wichtigste in diesem Abschnitt beschrieben werden.

2.3.1 Schnee- und Eisbeschaffenheit

Unter der Schneebeschaffenheit versteht man vor allem die Korngröße, die Kornform, die Dichte, den Wassergehalt, die Schneetiefe und Verschmutzung. Diese Größen beeinflussen einander, da sich die Schneedecke aufgrund von Schneeeumwandlungen ständig verändert.

Schneekristalle sind instabile und zerbrechliche Festkörper, die sich vom Beginn ihrer Entstehung in der Atmosphäre bis zu ihrem endgültigen Schmelzen ständig verändern. Man spricht dabei von abbauender und aufbauender Umwandlung und von Schmelzumwandlung.

Erreicht der Schnee den Boden, beginnen sich die Schneekristalle zu verändern. Dabei spricht man von abbauender Umwandlung, wenn sich die Schneedecke langsam setzt und an Dichte zunimmt. Die spröden Schneekristalle brechen ab oder verändern ihre Form durch Druck, wodurch sie sich einer Kugelform annähern. Die kugelförmigen Schneekorner verschmelzen miteinander, was zu einem Festigen der Schneedecke führt (Sinterungsprozess). Die abbauende Umwandlung findet bei höheren Temperaturen wesentlich schneller statt als bei niedrigen.

Aufbauende Umwandlung entsteht bei einem Temperaturunterschied innerhalb der Schneedecke, der z. B. durch warmen Boden und eine nach oben hin immer kälter werdende Schneedecke entsteht. In Bodennähe sublimiert (und verdunstet) der Altschnee und in den kälteren Schneeschichten resublimiert der Wasserdampf. Es entstehen dadurch becherförmige Kristalle, die bei anhaltenden tiefen Temperaturen mehrere Zentimeter groß werden können, was die Schneedecke sehr instabil macht, da sich Becherkristalle untereinander kaum verbinden (Kurzeder et al., 2000).

Die Umwandlung der Schneekristalle über einen ganzen Tag ist ein irreversibler Prozess, daher verwendet man häufig den Begriff 'Schneearterung' und in weiterer Folge auch 'Albedoalterung' oder 'Albedovariabilität'. Über einen längeren Zeitraum ohne Schneefall kommt es dadurch zu einer Reduktion der Schneearbedo von Tag zu Tag.

Schon die Kristalle von frisch gefallenem, trockenem Neuschnee wandeln sich innerhalb eines Tages stark um. Aufgrund von Strahlungsabsorption trifft Wärmeenergie auf die Schneedecke, wodurch die Schneekristalle ständig verändert werden.

In Schmelzperioden findet Schmelzumwandlung innerhalb der Schneedecke statt. Bei starker Einstrahlung finden an der Oberfläche Schmelzprozesse statt, in der Nacht friert die Oberfläche wieder. Sobald der Taupunkt unter den Gefrierpunkt sinkt kommt es durch Resublimation des Wasserdampfes zur Reifbildung. Dies wiederum verändert die optischen Eigenschaften der Gletscheroberfläche und führt in weiterer Folge zu einer Zunahme der Albedo kurz nach Sonnenaufgang. Dieser Effekt trägt morgens und abends zur spiegelnden Reflexion der Oberfläche bei, was einen symmetrischen Tagesgang der Albedo erwarten lässt. Das Minimum der Albedo wird deshalb am lokalen Mittag, dh. beim geringsten Zenitwinkel bzw. beim höchsten Sonnenstand erwartet (Kurzeder et al., 2000).

Die Reflexion von Schnee- und Gletscheroberflächen ist das Resultat komplexer Streuprozesse in den oberen Schichten einer Schneedecke und eines Gletschers. In der obersten Schicht ist der Streuprozess vermindert, da Strahlung tiefer durch den Schnee dringt, wo erhöhte Absorption stattfindet. Es kommt zu einer generellen Abschwächung der kurzwelligen solaren und gestreuten Strahlung mit zunehmender Schneetiefe.

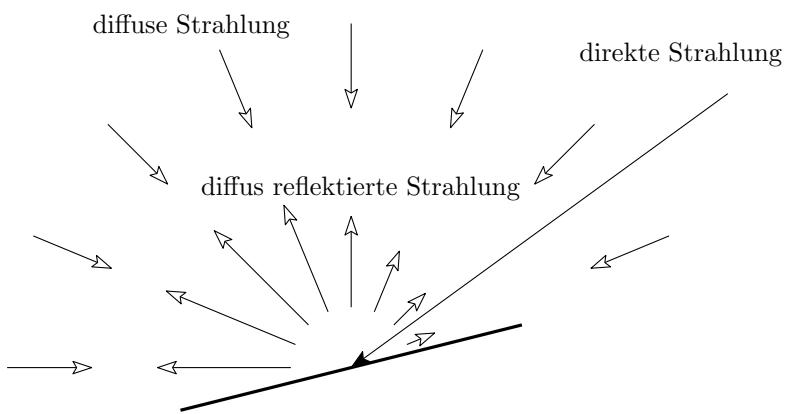


Abbildung 2.3: diffuse Reflexion einer Schneedecke.

Bei frisch gefallenem Schnee ist die Reflektivität fast isotrop, die spiegelnde Komponente spielt dabei nur eine unwesentliche Rolle. Mit dem Alter der Schneedecke und der Anzahl der Schmelz- und Gefrierprozesse im Laufe des Frühlings spielt diese spiegelnde Komponente eine immer größere Rolle. Nimmt im Laufe des Frühlings die Temperatur zu, wird der Schnee grobkörniger. Das Maximum wird bei Frühjahrsschnee erreicht, der bei Sonnenauf- und untergang deutlich glänzt ('Firnspiegel'). Beim Schmelzen wird die Korngröße des Schnees an der Oberfläche durch das Wasser vergrößert, was wiederum die Albedo verringert, da der Brechungsindex von Wasser und Eis sehr klein ist. Auch die tägliche Variabilität der Albedo bei Schmelzschnne und Eis ist sehr gering.

Vor allem bei der Schneeschmelze im Frühling konzentrieren sich Fremdkörper wie Staub, Sand und organisches Material aus der schmelzenden Schneedecke immer mehr an der Oberfläche, was ebenso zu einem Sinken der Albedo führt (Oerlemans, 2010).

Setzt sich die Schneedecke, sinkt die Albedo durch Alterung des Schnees. Bei einer Schneedecke mit einer Tiefe von $\leq 5\text{cm}$ hängt die Albedo auch von der sich darunter befindenden Oberfläche ab.

2.3.2 Geometrische Effekte

Bei zunehmendem Zenitwinkel nimmt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon wieder aus der Schneedecke gestreut wird, zu, weshalb bei größerem Zenitwinkel eine höhere Albedo gemessen wird. Vergleichbar ist diese Beobachtung mit der Reflektivität von Wasseroberflächen, die bei größerem Zenitwinkel auch glänzend erscheinen.

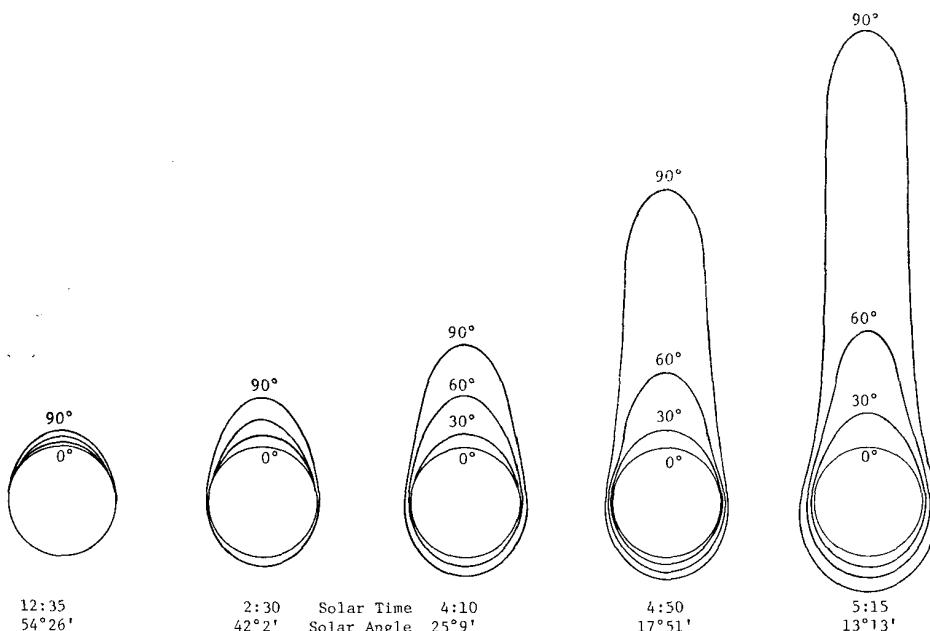


Abbildung 2.4: Intensität von an Schnee reflektierten Strahlung für verschiedene Hori-zontwinkel des einfallenden direkten Strahls ($54^{\circ}26'$, $42^{\circ}02'$, $25^{\circ}09'$, $17^{\circ}51'$, $13^{\circ}13'$) für verschiedene Zenitwinkel des reflektierten Strahls (0° , 30° , 60° , 90°) für jeweils volle Azimutalwinkel (Dirmhirn & Eaton, 1975). Die Einheiten der gemessenen Irradianzen sind dabei willkürlich gewählt. Zur Geometrie der Messung siehe Abb. 2.5.

Da bei größeren Zenitwinkeln die spiegelnde Komponente höher wird, werden oft bei Albedomessungen nur Zenitwinkel $\leq 60\text{-}70^\circ$ betrachtet (Dirmhirn & Eaton, 1975).

In Abb. 2.5 ist zur Veranschaulichung von Abb. 2.4 die Geometrie der Messung der Reflexion für verschiedene Zenitwinkel dargestellt. Für die Zenitwinkel von 0° , 30° , 60° und 90° wird bei einem in einem bestimmten Höhenwinkel einfallenden direkten Strahl für alle Azimutwinkel die reflektierte Intensität gemessen.

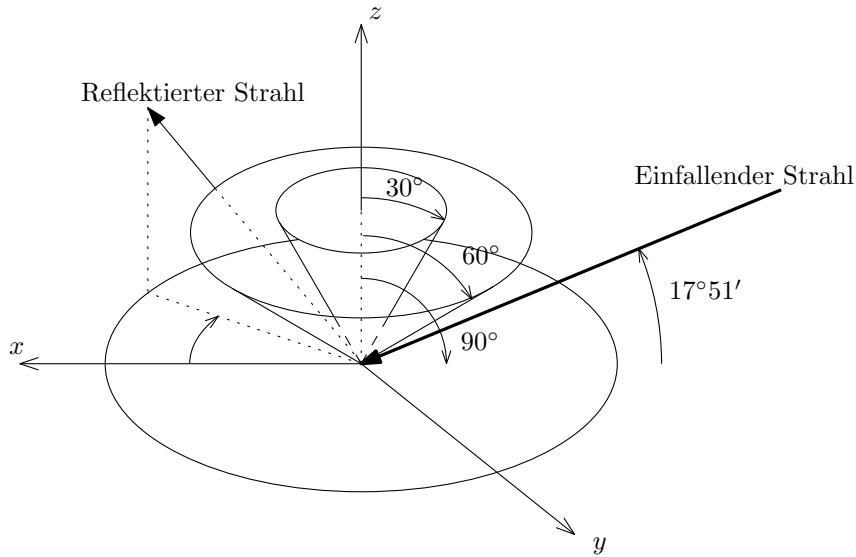


Abbildung 2.5: Geometrie der Messung in Abb. 2.4 am Beispiel der Messung um 4:50 UTC. Die direkte Strahlung fällt aus einem Horizontalwinkel von $17^{\circ}51'$ ein und wird von der Schneeoberfläche anisotrop diffus reflektiert. Die Intensität der reflektierten Strahlung wird für den vollen Azimutalwinkel bei Zenitwinkel von 0° , 30° , 60° und 90° gemessen.

2.3.3 Wellenlängenabhängigkeit

Für Licht mit einer Wellenlänge zwischen $0,3\mu m$ und $0,7\mu m$ (sichtbares Licht) ist die Albedo von Schnee am höchsten. Im IR-Bereich sinkt sie rasch ab und bleibt auch bei höheren Wellenlängen niedrig. Abb. 2.6 zeigt das rasche Absinken der Albedo für unterschiedliche Korngrößen bei größer werdenden Wellenlängen.

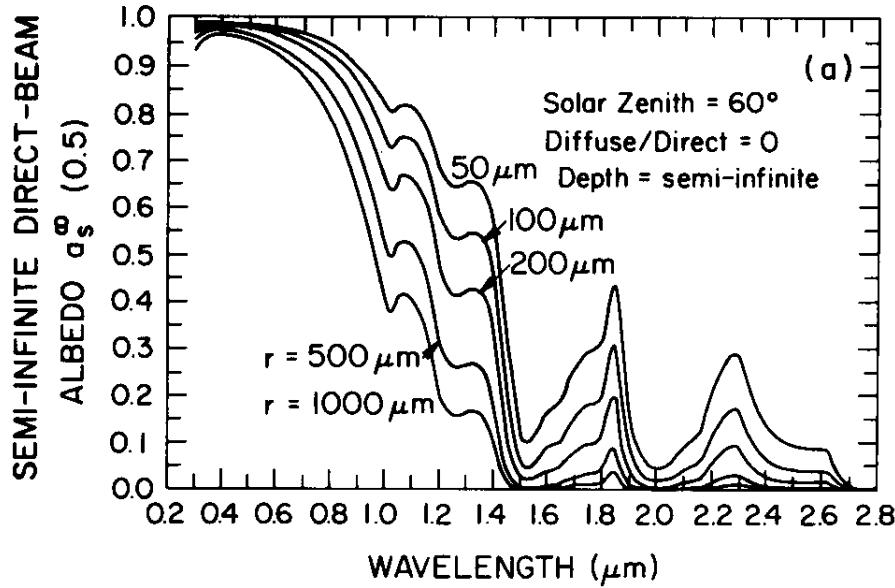


Abbildung 2.6: Verlauf der Albedo für verschiedene Wellenlängen bei verschiedenen Korngrößen (Wiscombe & Warren, 1980).

An bewölkten Tagen muss man mit berücksichtigen, dass die spektrale Zusammensetzung der Solarstrahlung, die auf die Oberfläche trifft, mit der optischen Weglänge verändert wird. Wolken filtern Wellenlängen von $\lambda > 800\text{nm}$ (dh. nahe des IR-Teils des Spektrums) heraus, wodurch die Albedo von Schnee und Eis generell höher erscheint. An bewölkten Tagen ist daher die spektral integrierte Albedo größer als an wolkenlosen Tagen. Dieser Effekt wird stärker, wenn mehrere Reflexionen zwischen der Oberfläche und den Wolken auftreten, bei mehreren Wolkenschichten oder auch bei Nebel, was oft als 'Whiteout' bezeichnet wird (Oerlemans, 2010).

Bei ausschließlich diffuser Einstrahlung ist außerdem die Berechnung der tatsächlichen Albedo, die nur den Zenitwinkel berücksichtigt, nicht mehr anwendbar.

2.4 Für die Messungen verwendete Geräte

2.4.1 Automatische Wetterstation

Die AWS auf dem Kleinfleißkees und dem Goldbergkees sind ca. 2m tief in den Gletschern verankert. Auf dem Hauptmast befindet sich ein Gehäuse, in dem ein Datalogger enthalten ist, an dem alle sich an der AWS befindenden Messgeräte angeschlossen sind. Die Größen, die dabei gemessen werden, sind:

	1 min	10 min	60 min
Batteriespannung [V]			x
Temperatur [°C]		x	x
Relative Feuchte [%]		x	x
Luftdruck [hPa]		x	x
max. Wind \vec{v} [m/s]		x	x
Wind \vec{v} [m/s]		x	x
Windrichtung [°]		x	x
Tilt x [mV]			x
Tilt y [mV]			x
SW in [μV]	x	x	x
SW out [μV]	x	x	x
LW in [μV]	x	x	x
LW out [μV]	x	x	x
T(Radiometer) [°C]	x	x	x
Ultraschall [1]			x

Tabelle 2.1: Übersicht der gemessenen und aufgezeichneten Werte an den AWS.

All diese Daten werden kontinuierlich gemessen und jede Minute, alle 10 Minuten und alle 60 Minuten mittels Dataloggers aufgezeichnet.

Für die Strahlungswerte in dieser Arbeit wurden hauptsächlich die 1-Minuten-Werte verwendet. Grund dafür, dass nicht alle Messwerte jede Minute aufgezeichnet werden, ist die im Datalogger für den begrenzten Speicherplatz zu große Datenmenge.



Abbildung 2.7: AWS auf dem Kleinfleißkees, Foto: Gernot Weyss.

2.4.2 Pyranometer

Für die Messung der Globalstrahlung und der reflektierten Strahlung auf dem Kleinfleißkees und dem Goldbergkees werden Kipp & Zonen CNR 4 Net Radiometer verwendet, deren Messwerte jede Minute, alle 10 Minuten und alle 60 Minuten mittels Datalogger aufgezeichnet werden. Diese bestehen aus je zwei Pyranometern (siehe Abschnitt 2.2), zwei Pyrgeometern⁴, einem Pt 100⁵ und einem Thermistor⁶.

Die beiden Pyranometer, die eine spektrale Empfindlichkeit von $305 - 2800\text{nm}$ (short-wave, SW) haben, zeigen in die jeweils entgegengesetzte Richtung, eines ist mit einem Öffnungswinkel von 180° nach oben gerichtet und misst die solare Globalstrahlung, das andere ist mit einem Öffnungswinkel von 150° nach unten gerichtet und misst die vom Boden kurzwellige reflektierte Strahlung. Die vom Pyranometer abgegriffene elektrische Spannung wird in Volt gemessen und muss durch eine geräteabhängige Kalibrierungskonstante, die dem Kalibrierungszertifikat zu entnehmen ist, dividiert werden, um auf die solare Strahlung in W/m^2 zu kommen.

⁴Ein Pyrgeometer ist ein Pyranometer, das in einem Wellenlängenbereich von ca. $4,5 - 100\mu\text{m}$ (langwellige bzw. IR-Strahlung) empfindlich ist.

⁵Ein Pt 100 ist ein temperaturabhängiger elektrischer Widerstand aus Platin, der zur Temperaturmessung dient. Die Temperaturabhängigkeit wird dem Manual des CNR 4 Net Radiometers (Kipp & Zonen Manual, 2010b) entnommen.

⁶Ein Thermistor ist ähnlich wie der Pt 100 ein temperaturabhängiger elektrischer Widerstand, der bei diesem Messaufbau allerdings nicht verwendet wird.

	Kleinfleißkees (Seriennr.: 090111)	Goldbergkees (Seriennr.: 090112)
SW_{in}	$12, 22 \mu V W^{-1} m^2$	$18, 36 \mu V W^{-1} m^2$
SW_{out}	$13, 71 \mu V W^{-1} m^2$	$13, 17 \mu V W^{-1} m^2$
LW_{in}	$09, 21 \mu V W^{-1} m^2$	$10, 57 \mu V W^{-1} m^2$
LW_{out}	$10, 04 \mu V W^{-1} m^2$	$10, 43 \mu V W^{-1} m^2$

Tabelle 2.2: Seriennummern und Kalibrierungskonstanten der verwendeten Radiometer auf dem Kleinfleißkees und dem Goldbergkees, entnommen aus dem Kalibrierungszertifikat.

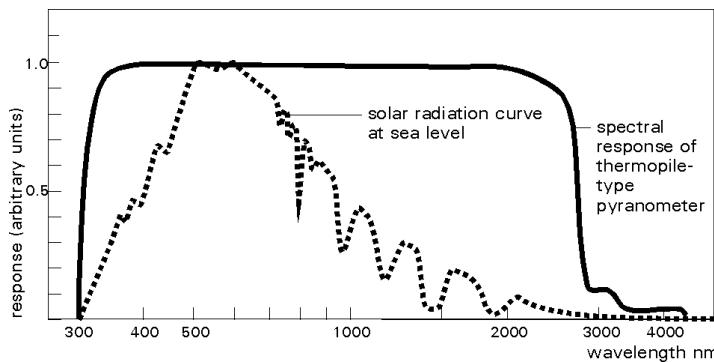


Abbildung 2.8: Spektrales Fenster des Pyranometers (Kipp & Zonen Manual, 2010b).

Die beiden Pyrgeomete, die eine spektrale Empfindlichkeit von $4,5 - 42 \mu m$ aufweisen, zeigen ebenfalls in die jeweils entgegengesetzte Richtung, das eine mit einem Öffnungswinkel von 180° nach oben, das andere mit einem Öffnungswinkel von 150° nach unten. Die gemessene elektrische Spannung muss wieder durch eine Konstante dividiert werden und zusätzlich noch nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz die Strahlungsleistung hinzugefügt werden, um die langwellige Strahlung in W/m^2 zu erhalten. Dazu wird die vom Pt 100 in [K] gemessene Temperatur benötigt. Das nach oben gerichtete Pyrgeometer misst die vom Himmel abgestrahlte IR-Strahlung, das nach unten gerichtete die vom Boden emittierte IR-Strahlung.

Ob der Pt 100 oder der Thermistor an den Datalogger angeschlossen wird, hängt vom Gerät ab. In diesem Fall wird der Pt 100 mittels 4-Kabel Messung verwendet, um Messfehler zu vermindern. Es sei dabei zu beachten, dass die Gehäusetemperatur gemessen wird, nicht die äußere Lufttemperatur.

Um die Strahlungstemperatur des Himmels und des Bodens zu berechnen, benötigt man die Messergebnisse des Pyrgeometers. Dabei wird angenommen, dass sowohl der Himmel als auch der Boden einem schwarzen Strahler entsprechen. Somit kann mittels Stefan-Boltzmann-Gesetzes die Strahlungstemperatur berechnet werden:

$$T = \left(\frac{LW_{in,out}}{5,67 \cdot 10^{-8}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.5)$$

Dabei ist $LW_{in,out}$ die gemessene einfallende oder reflektierte langwellige Irradianz.

2.4.3 Suntracker

Der Suntracker⁷ auf dem Dach des Sonnblick Observatoriums besteht aus drei nebeneinander angebrachten Radiometern und misst jede Minute mit einem Kipp & Zonen CMP 21 Pyranometer, das eine spektrale Empfindlichkeit von 285 – 2800nm besitzt, mit einem Öffnungswinkel von 180° die Globalstrahlung und die Himmelsstrahlung, mit einem Kipp & Zonen CHP 1 Pyranometer die direkte Sonnenstrahlung, sowie die langwellige Strahlung, die für die Auswertung dieser Arbeit allerdings nicht hinzugezogen wurde. Die Geräte des Suntracker entsprechen den Empfehlungen der Baseline Surface Radiation Network (BSRN). Mithilfe eines Trackers wird das CHP 1 Pyranometer ständig der Sonne nachgeführt und dadurch die direkte Sonnenstrahlung abgeschattet, um so die Himmelsstrahlung zu messen. Dieser Tracker ist so programmiert, dass er über die genaue Lage des Gerätes (GPS) und der genauen Zeit mithilfe des 'Solar Position Algorithm' (SPA) von NREL⁸ die genaue Position der Sonne kennt und somit abschattet.

Im Gegensatz zu den Pyranometern bei den AWS der beiden Gletscher ist der Suntracker auf dem Sonnblick Observatorium so angebracht, dass er in der Waagrechten stabil verankert ist. Durch tägliche Wartung wird eine hohe Präzision gewährleistet und der Neigungswinkel liegt deshalb bei maximal $\pm 0,1^\circ$.



Abbildung 2.9: Suntracker auf dem Sonnblick Observatorium, Foto: Bernhard Hynek.

2.4.4 Inklinometer

Zur Messung der Neigungen der Pyranometer werden DQG-Series Dual Axis Inclinometer von MEAS verwendet. Dabei handelt es sich um zweiachsige Inklinometer, die nach dem konduktometrischen Messprinzip (Amsys, 2012) funktionieren. Dieses Prinzip besteht darin, dass in den Sensoren eine elektrolytische Flüssigkeit enthalten ist, in der vier entgegengesetzt polarisierte Elektroden eingetaucht werden, an denen jeweils zwischen zwei

⁷<http://www.sonnblick.net/portal/content/view/198/277/lang,de/> (19. Juli 2011)

⁸National Renewable Energy Laboratory

Elektroden eine elektrische Spannung angelegt wird. Das Elektrolyt leitet nun, abhängig von der Flüssigkeitstiefe bei den jeweiligen Elektroden, verschieden gut. Wird der Sensor gekippt, ändert sich die Tiefe der Flüssigkeit bei den jeweiligen Elektroden und die elektrische Leitfähigkeit wird, abhängig vom Kippwinkel, verändert (siehe Abb.2.10).

Die gemessenen Neigungen werden in [mV] gemessen und müssen in [$^{\circ}$] umgerechnet werden, um für jede Achse die Neigung zu erhalten. Dabei ist laut Datenblatt (MEAS Manual, 2010) zu beachten, dass die Inklinometer jeweils eine Empfindlichkeit von $80\text{mV}/^{\circ}$ haben, für einen Messbereich von $\pm 25^{\circ}$ ausgelegt sind und ein offset von $2,5\text{V}$ aufweisen.

Die Berechnung des gesamten Neigungswinkels wird in Abschnitt 5.5.1 detailliert beschrieben.

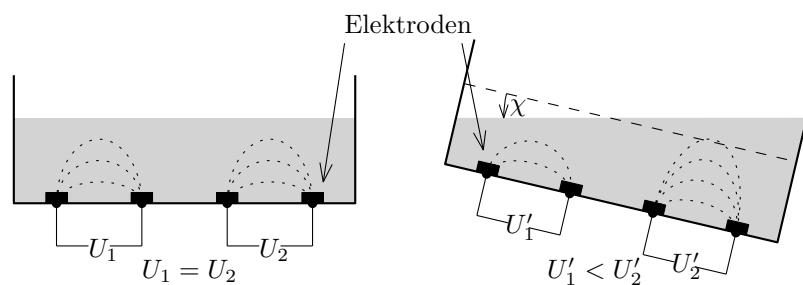


Abbildung 2.10: Schematisches Prinzip der konduktometrischen Neigungsmessung.

Kapitel 3

Tagesgang der Albedo

Da das Ziel dieser Arbeit ist, die Variabilität der Albedo über einen längeren Zeitraum zu bestimmen, ist es notwendig, für jeden Tag einen repräsentativen Mittelwert der Albedo zu bestimmen. Es wird nun beschrieben, welcher reale Tagesgang zu erwarten ist und was die Messwerte ergeben.

3.1 Erwarteter Tagesgang

Die in Kapitel 2 erwähnten Abhängigkeiten der Albedo und deren physikalische Einflüsse bestimmen die Variabilität der Albedo innerhalb eines Tages. Dabei spielen vor allem kurzfristige Veränderungen eine Rolle.

Findet Schmelzumwandlung statt, wird sowohl ein längerfristiger Rückgang der Albedo als auch eine kurzfristige Veränderung innerhalb eines Tages erwartet.

Der sich ändernde Zenitwinkel der Sonne ist die Hauptursache des Tagesganges der Albedo (Warren, 1982). Bei Sonnenauf- und untergang, bei hohem Zenitwinkel, wird dadurch an wolkenlosen Tagen eine höhere Albedo gemessen als bei niedrigem Zenitwinkel um die Mittagszeit.

Temperaturschwankungen an wolkenlosen Tagen, vor allem in den Sommermonaten, lassen die Schnee- bzw. Gletscheroberfläche schmelzen, wodurch eine kurzfristige Albedoänderung beobachtet wird. Die Wellenlängenzusammensetzung des Lichtes kann sich auch rasch ändern, wie etwa durch plötzliches Aufklaren oder Aufziehen von Nebel oder Wolken.

Obwohl die erwähnten physikalischen Prozesse ständig stattfinden, ist die Änderung der Albedo innerhalb eines Tages eher gering. Es wird erwartet, dass an einem niederschlagsfreien Tag die Albedo etwas abnimmt.

In den Abb. 3.1 und 3.2 sind verschiedene Tagesgänge der Albedo von Schnee- und Gletscheroberflächen für verschiedene Regionen und Jahreszeiten dargestellt.

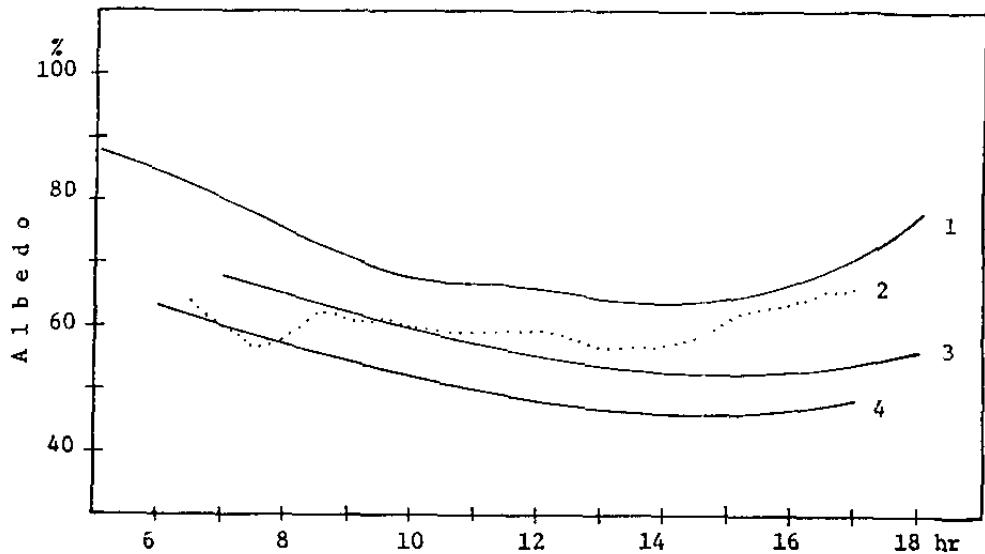


Abbildung 3.1: Tagesgänge der Albedo für (1) Lemon Creek, Alaska im Sommer 1954, (2) Granular, UdSSR im März 1956, (3) Sonnblick im September 1950 und (4) Sonnblick im Juli 1950, entnommen aus Dirmhirn & Eaton (1975).

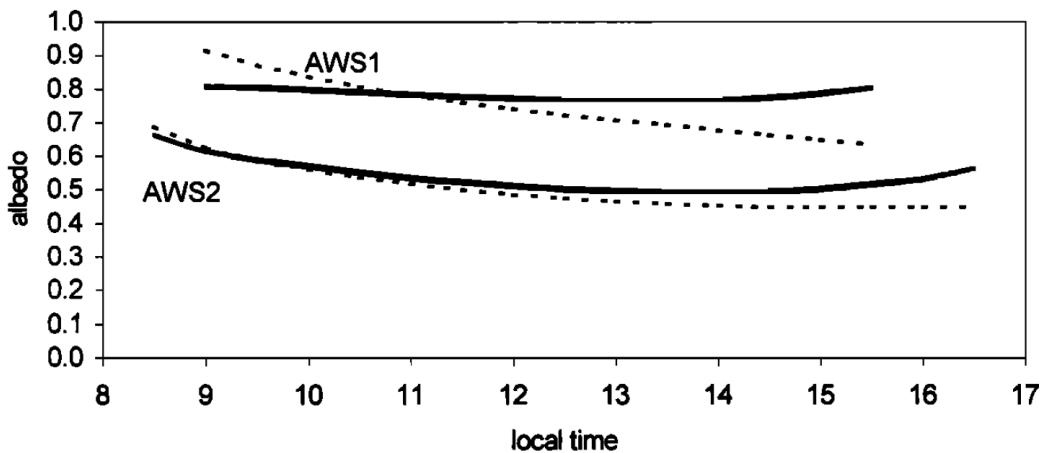


Abbildung 3.2: Mittelwert über 22 Tage des gemessenen (gepunktet) und korrigierten (durchgezogen) Tagesgangs der Albedo, entnommen aus Sicart et al. (2001).

In Abb. 3.2 ist der Tagesgang der gemessenen und korrigierten Albedo für zwei AWS auf dem Zongo Gletscher in Bolivien dargestellt. Die gepunktete Linie kennzeichnet den gemessenen und die durchgezogene Linie den korrigierten Tagesgang der Albedo.

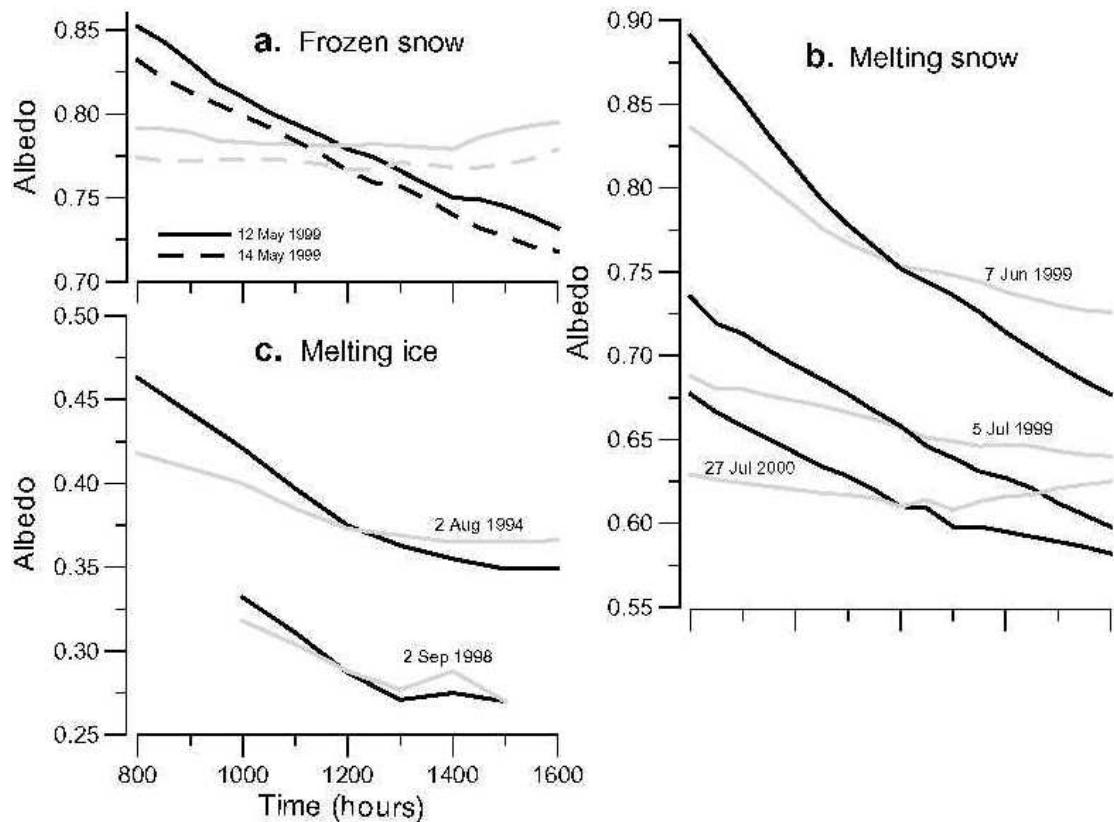


Abbildung 3.3: Gemessene (schwarz) und anhand der Hangneigungen korrigierte Tagesgänge (grau) der Albedo, entnommen aus Jonsell et al. (2003).

Abb. 3.3 zeigt den gemessenen (schwarz) und korrigierten Tagesgang (grau) für (a) gefrorenen Schnee, (b) schmelzenden Schnee und (c) schmelzendes Eis für eine $3^\circ - 4^\circ$ geneigte Fläche auf dem Storglaciären in Schweden. Die tägliche Abnahme der Albedo ist dabei auf Schmelzeffekte zurückzuführen.

3.2 Gemessener Tagesgang wolkenlosen Tagen

In Abb. 3.4 sind die gemessenen Tagesgänge der Albedo für das Kleinfleißkees und das Goldbergkees an wolkenlosen Tagen dargestellt. Dabei dienen als Beispieldage der 5. März 2011 für das Kleinfleißkees, da dieser Tag sehr gut einen wolkenlosen Wintertag repräsentiert, und der 27. Juni 2011 für das Goldbergkees, welcher ein gutes Beispiel für einen wolkenlosen Sommertag ist. Der zeitliche Verlauf der Albedo ist deutlich variabler als erwartet, auch steigen die Werte über 1, was bedeuten würde, dass die Schneedecke von selbst strahlt.

Die Hauptursache für die Abweichungen von sinnvollen Albedowerten liegt in der Hangneigung. Bei gewissen Hangneigungen kann es daher der Fall sein, dass der Hang um so viel stärker als das nach oben gerichtete Pyranometer bestrahlt wird, dass die so

gemessene Albedo Werte über 1 annimmt.

Über diese Messwerte einen Mittelwert für den ganzen Tag zu berechnen wäre nicht sinnvoll. Bevor der Mittelwert berechnet werden kann, muss also eine Methode gefunden werden, mit der man die Albedowerte derart korrigieren kann, dass sie an einem wolkenlosen Tag sinnvolle Werte ergeben.

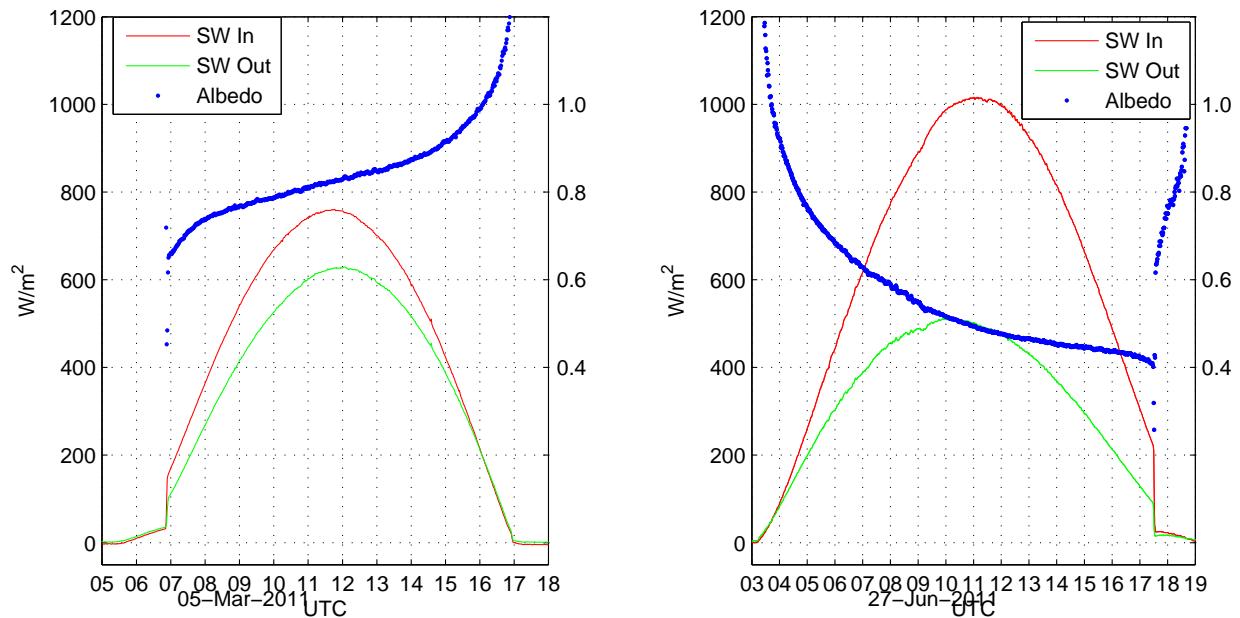


Abbildung 3.4: Messwerte am Kleinfleißkees am 5. März 2011 (links) und am Goldbergkees am 27. Juni 2011 (rechts).

3.3 Gemessener Tagesgang bewölkten Tagen

In Abb. 3.5 sind die gemessenen Tagesgänge der Albedo für das Kleinfleißkees und das Goldbergkees an bewölkten Tagen dargestellt. Dabei dienen als Beispieldateien der 3. März 2011 für das Kleinfleißkees und der 25. Juni 2011 für das Goldbergkees. Die Variabilität der Albedo im Tagesverlauf ist sehr gering und die Werte befinden sich in einem physikalisch realistischen Bereich. Wie in den nächsten Abschnitten begründet werden wird, entspricht die an bewölkten Tagen gemessene Albedo der tatsächlichen, weshalb es sinnvoll ist, an solchen Tagen direkt den Mittelwert zu bilden.

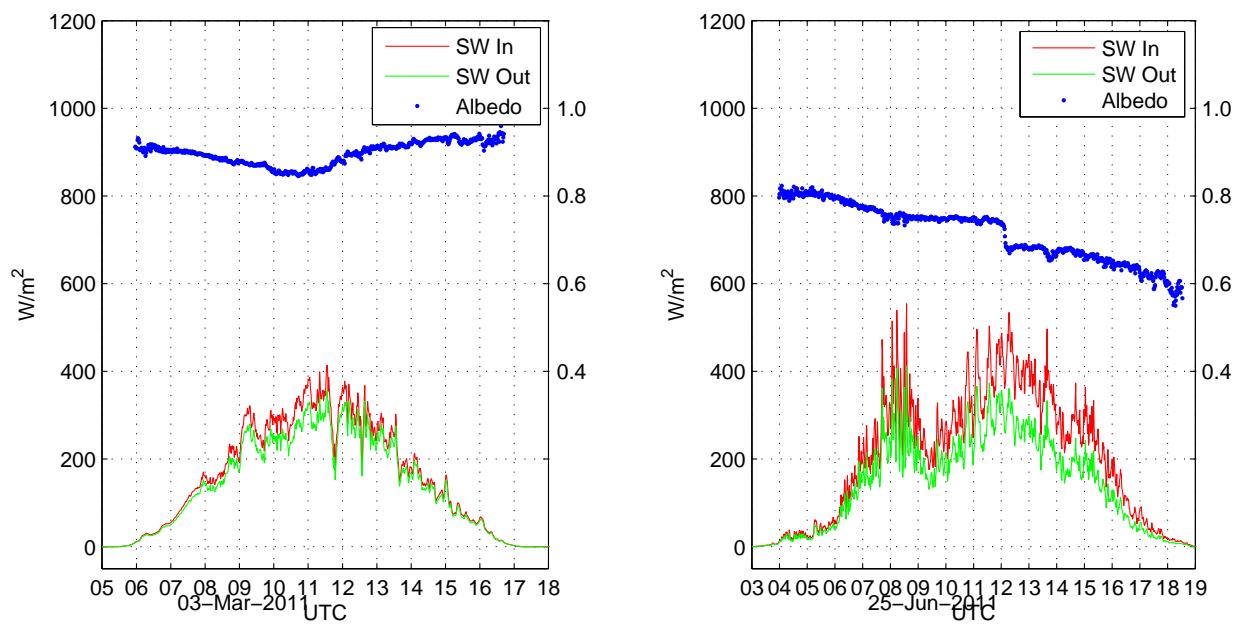


Abbildung 3.5: Messwerte am Kleinfleißkees vom 3. März 2011 (links) und am Goldbergkees vom 25. Juni 2011 (rechts).

Kapitel 4

Modellierung der direkten solaren Strahlung auf horizontale Flächen

Um die Messdaten an einem wolkenlosen Tag möglichst genau interpretieren zu können, wird in diesem Abschnitt zunächst die direkte Bestrahlung einer horizontalen Fläche anhand eines Modells betrachtet. Der Anteil der diffusen Strahlung wird vorerst vernachlässigt und erst in Kapitel 5 genau beschrieben.

Als Beispieltag dient der 5. März 2011, da sowohl auf dem Sonnblick Observatorium als auch bei der AWS am Kleinfleißkees Werte gemessen wurden, die als Vergleich für die modellierten Werte sehr gut verwendet werden können. Die Modellierung für den 27. Juni 2011, der als Beispieltag für das Goldbergkees dient, wird nicht detailliert beschrieben, da diese analog durchgeführt wird.

Durch die nicht genau bekannte Geometrie des Messaufbaus (Hangneigung und -exposition) kommt es neben Messfehlern auch zu geometrischen Effekten, die von den physikalischen Effekten getrennt betrachtet werden müssen. Es gilt nun, von den Messdaten auf die genaue Geometrie des Messaufbaus rückzuschließen, indem die Strahlung zu jedem Zeitpunkt für den jeweiligen Messort möglichst genau modelliert wird.

Dazu wird der 'Solar Position Algorithm' (SPA) von NREL¹ verwendet, der von Vincent Roy in die Matlab-Funktion `'sun_position'` implementiert wurde, die den Zenitwinkel der Sonne, den Azimut und den Abstand der Sonne zur Erde (in Astronomischen Einheiten, AE) berechnet. Der SPA ist in den Jahren von -2000 bis 6000 auf 0,0003° genau. Der dazu benötigte Input sind die geographische Breite ϕ und Länge ϑ sowie die Höhe über dem Meeresspiegel h , sowie Datum und Uhrzeit. Daraus lässt sich die solare Strahlung für den Oberrand der Atmosphäre (Top of the Atmosphere, TOA) genau berechnen. Eine dazu geeignete Methode wurde bereits von Mannstein (1985) publiziert, die sich aber für diesen Fall nur als bedingt geeignet herausgestellt hat, was in Kapitel 6 als Vergleich detaillierter ausgeführt wird.

Die solare Strahlung wird bei ihrem Weg durch die Atmosphäre durch Absorption und Streuung an Gasmolekülen, Aerosolen und Wolken geschwächt, weshalb zusätzlich noch einige Gesetze und Parameter betrachtet werden müssen.

¹National Renewable Energy Laboratory

4.1 Lambert'sches Gesetz

Wird eine Fläche von einem Körper bestrahlt, spricht man von einem Energie- oder Strahlungsfluss Φ , dessen Einheit J/s oder W ist. Die Erdatmosphäre wird mit einem Strahlungsfluss von $\Phi = 3,85 \cdot 10^{26} W$ durch die Sonne bestrahlt. Wird der Strahlungsfluss auf eine Fläche A bezogen, erhält man die Flussdichte oder Irradianz F mit der Dimension W/m^2 .

Da das Himmelsgewölbe unregelmäßig abstrahlt, wird die Irradianz oft dargestellt als

$$dF = \frac{d\Phi}{dA} \quad (4.1)$$

Gl. (4.1) gilt nur bei senkrechtem Einfall des Lichtes, also bei einem Zenitwinkel von $\vartheta = 0^\circ$.

Die Irradianz der Sonne beträgt an ihrer Oberfläche $F_{\text{Sonne}} = 6,27 \cdot 10^7 W/m^2$. Berechnet man den Strahlungsfluss, der pro m^2 auf die Erdatmosphäre auftritt, kommt man auf die Solarkonstante der Erde mit $S = 1367 W/m^2$ (Wagemann & Eschrich, 1994).

Die Solarkonstante der Erde S gilt für den mittleren Abstand der Erde zur Sonne \bar{r} , dh. 1 AE, und wird für den Oberrand der Atmosphäre (TOA) bestimmt.

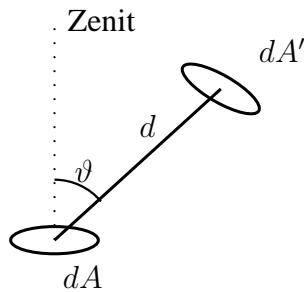


Abbildung 4.1: Lambert'sches Gesetz

In Abb. 4.1 ist dA' die Senderfläche, dA die Empfängerfläche, d der Abstand zwischen Sender- und Empfängerfläche und ϑ der Zenitwinkel.

Der Strahlungsfluss $d\Phi$, der auf die Empfängerfläche dA auftritt, hängt ab

- von der Senderfläche dA'
- vom Abstand d zwischen Sender und Empfänger
- vom Kosinus des Zenitwinkels $\cos \vartheta$
- von der Irradianz F , welche die Intensität der Strahldichte bezeichnet, auch Proportionalitätskonstante genannt (Hantel & Mayer, 2006)

Daraus ergibt sich das Lambert'sche Gesetz:

$$d\Phi = F \cdot dA \cdot dA' \cdot \frac{1}{d^2} \cdot \cos \vartheta \quad (4.2)$$

Definiert man den Raumwinkel $d\omega = \frac{dA'}{d^2}$, kann man Gl. (4.2) mit Gl. (4.1) vereinfacht anschreiben:

$$dF = F \cdot \cos \vartheta \cdot d\omega \quad (4.3)$$

Diese Form des Lambert'schen Gesetzes ist die gebräuchlichste Form und wird in Folge verwendet.

4.2 Extinktion in der Atmosphäre

Die solare Strahlung, die am Oberrand der Atmosphäre ankommt, wird auf dem Weg durch die Atmosphäre durch Absorption und Streuung geschwächt. Bei der Streuung unterscheidet man zwischen Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen und Mie-Streuung an Aerosolen, die aber nicht weiter behandelt wird. Die Abschwächung wird in Form des Extinktionskoeffizienten $\tilde{\varepsilon}$ anhand des Lambert-Beer'schen Gesetzes berücksichtigt:

$$I = I_0 e^{-\tilde{\varepsilon}d} \quad (4.4)$$

wobei I die Intensität der Globalstrahlung am Boden, I_0 die Intensität der Globalstrahlung TOA und d die optische Weglänge sind.

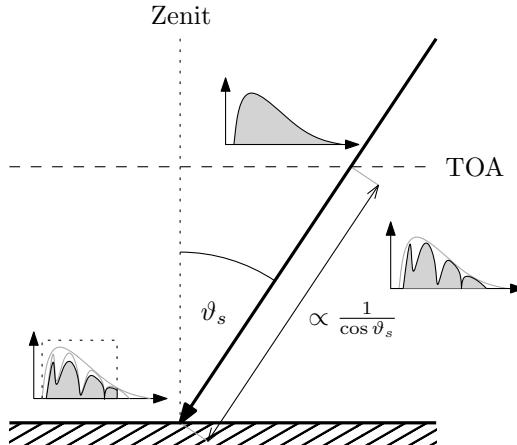


Abbildung 4.2: Optischer Weg des Lichtes durch die Atmosphäre.

Abb. 4.2 zeigt, dass die optische Weglänge d der einfallenden Strahlung unter Vernachlässigung der Erdkrümmung proportional zu $\frac{1}{\cos \vartheta_s}$ ist, woraus sich aus Gl. (4.4)

$$I = I_0 e^{-\frac{\tilde{\varepsilon}}{\cos \vartheta_s}} \quad (4.5)$$

ergibt. Da der Extinktionskoeffizient stark vom Zustand der Atmosphäre abhängt, variiert dieser kontinuierlich und muss deshalb täglich kalibriert werden.

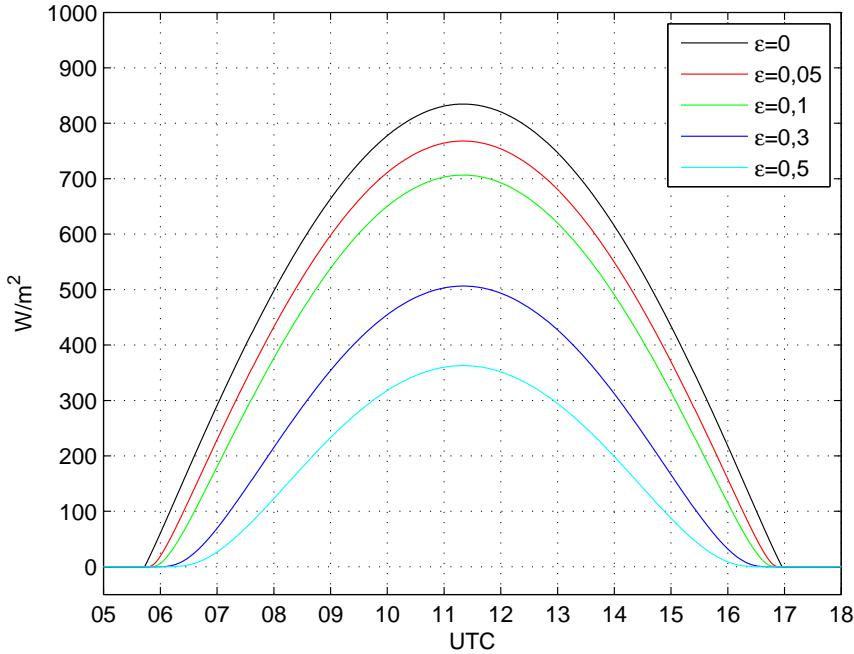


Abbildung 4.3: Modellierte Irradianz auf eine horizontale Fläche für verschiedene ε am 5. März 2011.

In Abb. 4.3 wird verdeutlicht, dass, je höher ε wird, desto niedriger, schmäler und flacher werden die Werte der Irradianz für einen wolkenlosen Tag.

4.3 Weitere Verbesserung des Modells

Der exponentielle Faktor der Extinktion in der Atmosphäre und der Kosinus des Zenitwinkels alleine reichen nicht aus, um die gemessenen Werte gut zu modellieren. Daher muss ein linearer Faktor eingeführt werden, um ein Modell zu erhalten, das an einem wolkenlosen Tag den Messwerten besser entspricht.

Dieser Faktor beschreibt das Verhältnis zwischen der spektralen Empfindlichkeit des Pyranometers und der Irradianz am Oberrand der Atmosphäre und wird in Folge als V bezeichnet.

Das vollständige solare Spektrum erreicht den oberen Rand der Atmosphäre, was in Abb. 4.4 gezeigt wird. Einerseits schwächt die Atmosphäre das gesamte Spektrum, wie in Gl. (4.4) gezeigt wurde, andererseits filtert sie auch einige Wellenlängenbereiche nahezu vollständig heraus, wodurch die atmosphärischen Fenster übrig bleiben, bei denen die Strahlung fast zur Gänze durchgelassen wird.

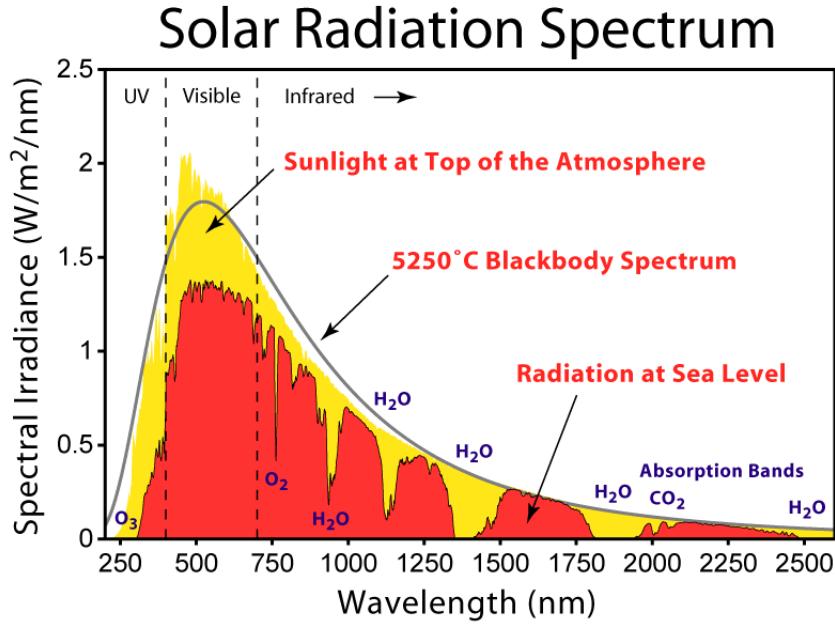


Abbildung 4.4: Spektrale Verteilung der Irradianz (Spektrum) der Sonne am Oberrand der Atmosphäre (TOA, gelb) und auf Meeressniveau (rot), entnommen aus http://en.wikipedia.org/wiki/File:Solar_Spectrum.png.

Weiters muss berücksichtigt werden, dass das verwendete Pyranometer nicht für das gesamte Spektrum gleich empfindlich ist, wie Abb. 2.8 schon gezeigt hat.

Durch Auswertung der Messdaten ergibt sich, dass $V = 85 - 100\%$ beträgt, allerdings hängt das Verhältnis V ebenso wie der Extinktionskoeffizient ε von der Zusammensetzung der Atmosphäre ab, wodurch diese Werte von Tag zu Tag variieren können.

4.4 Modellierung der Strahlung auf dem Sonnblick Observatorium

Zunächst wird angenommen, dass die auf den Suntracker auf dem Sonnblick Observatorium einfallende Strahlung durch die Irradianz, die auf eine horizontale Fläche einfällt, modelliert werden kann, die an wolkenlosen Tagen nur von der Sonne bestrahlt wird. Die einfallende Irradianz auf eine horizontale Fläche F_{hor} ist demnach

$$F_{hor} = S_{terr} \cdot \cos \vartheta_s \quad (4.6)$$

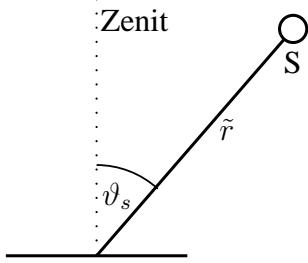


Abbildung 4.5: Strahlung auf eine horizontale Fläche.

S_{terr} ist die terrestrische Sonnenbestrahlungsstärke senkrecht zur Strahlrichtung, wobei sowohl die Extinktion durch die Atmosphäre als auch die Exzentrizität des Erdorbits berücksichtigt wurden. ϑ_s ist der Zenitwinkel der Sonne, der wiederum von der geografischen Breite ϕ und Länge ϑ abhängt, sowie von der Höhe über dem Meeresspiegel h und vom Datum und der Tageszeit.

Betrachtet man die zuerst genannten Abhängigkeiten, ergibt sich für die terrestrische Sonnenbestrahlungsstärke

$$S_{terr} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}}. \quad (4.7)$$

S ist dabei die Solarkonstante mit $1367 W/m^2$, \tilde{r} das Verhältnis vom momentanen zum mittleren Sonnenabstand r/\bar{r} , ε der Extinktionskoeffizient und ϑ_s der Zenitwinkel der Sonne. Nun gilt es, eine Methode zu finden, den Parameter ε möglichst genau zu bestimmen.

Bestimmt man nun ein Modell, um dieses mit den Messwerten zu vergleichen, muss man noch beachten, dass bei der Berechnung dieses Modells das gesamte Spektrum berücksichtigt wird, bei den Messwerten allerdings nur die kurzwellige Strahlung im Spektralbereich (siehe Abschnitt 6.5). Deshalb wird bei Gl. (4.7) ein weiterer Faktor hinzugefügt, nämlich das Verhältnis der spektralen Empfindlichkeit des Pyranometers und der Irradianz am Oberrand der Atmosphäre V .

$$S_{terr} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \quad (4.8)$$

Daraus ergibt sich für die gesamte einfallende Irradianz auf eine horizontal ausgerichtete Fläche auf der Erdoberfläche

$$F_{hor} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot \cos \vartheta_s. \quad (4.9)$$

Unter Berücksichtigung der genannten Parameter kann nun mithilfe von Gl. (4.9) ein Modell für die Strahlung TOA an einem wolkenlosen Tag, dem 5. März 2011 dargestellt werden.

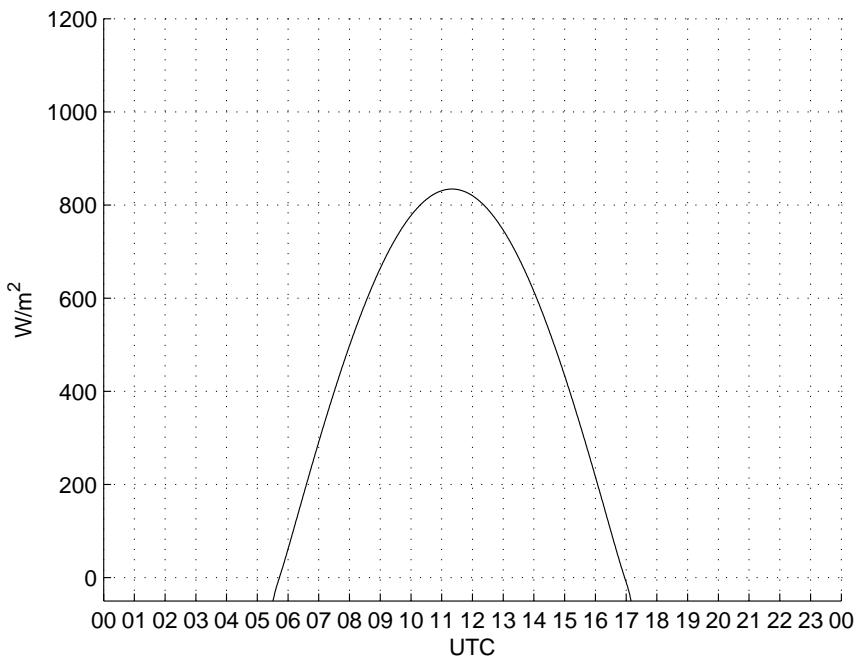


Abbildung 4.6: Modellierte Irradianz TOA auf dem Sonnblick Observatorium vom 5. März 2011.

In Abb. 4.6 ist die modellierte Irradianz TOA am Sonnblick Observatorium dargestellt. Das Maximum der einfallenden Strahlung ist um ca. 11:00 UTC, was dem lokalen Mittag entspricht. Dabei wurde $V = 1$ und $\varepsilon = 0$ gesetzt, dh. die Abschwächung der Strahlung durch die Atmosphäre und das Verhältnis V wurden zunächst nicht berücksichtigt.

Kapitel 5

Modellierung der Solaren Strahlung auf geneigte Flächen

5.1 Berechnung der Irradianz auf geneigte Flächen

Da die meisten glaziologischen Messstationen auf einer geneigten Fläche stehen, muss der Neigungswinkel des jeweiligen Hanges mit berücksichtigt werden. Die Hangexposition spielt dabei eine wesentliche Rolle, da beispielsweise auf einen steilen nördlich exponierten Hang kaum direkte solare Strahlung einfällt, aber ein östlich exponierter Hang zu einer früheren Tageszeit mehr direkte Einstrahlung erhält als ein westlich exponierter, bei dem dies erst am Nachmittag der Fall ist. Aus diesem Grund ist es ersichtlich, dass geneigte Oberflächen anders bestrahlt werden als horizontale. Zwei zusätzliche Größen müssen daher mit berücksichtigt werden:

- Hangneigung σ , der Winkel zwischen einer horizontalen Ebene und der geneigten Fläche
- Hangexposition γ , die von Norden (0°) im Uhrzeigersinn gemessen wird.

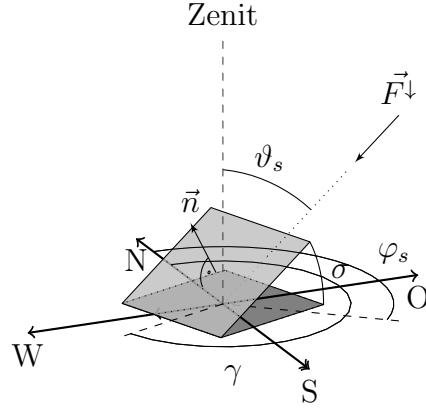


Abbildung 5.1: Geometrie einer geneigten Fläche.

In Abb. 5.1 ist ϑ_s der Zenitwinkel der Sonne und φ_s der Azimut. Will man bestimmen, wie stark die Strahlung ist, die auf eine geneigte Fläche einfällt, muss im Lambert'schen Gesetz

$$dF = F \cdot \cos \vartheta \cdot d\omega$$

statt ϑ der Winkel ϑ_{neig} verwendet werden, jener Winkel zwischen dem Vektor \vec{F}^\downarrow , aus dem die Strahlung kommt und dem Normalvektor \vec{n} auf die geneigte Fläche, in diesem Fall den geneigten Hang.

Um die beiden Vektoren aufeinander zu projizieren, ist es sinnvoll, diese in kartesischen Koordinaten anzuschreiben. Man erhält daher

$$\begin{aligned} \cos \vartheta_{neig} &= \vec{F}^\downarrow \cdot \vec{n} = \begin{pmatrix} \sin \vartheta_s \cos \varphi_s \\ \sin \vartheta_s \sin \varphi_s \\ \cos \vartheta_s \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sin \sigma \cos \gamma \\ \sin \sigma \sin \gamma \\ \cos \sigma \end{pmatrix} = \\ &= \sin \vartheta_s \cos \varphi_s \sin \sigma \cos \gamma + \sin \vartheta_s \sin \varphi_s \sin \sigma \sin \gamma + \cos \vartheta_s \cos \sigma \end{aligned} \quad (5.1)$$

Damit ergibt sich aus Gln. (4.6) und (4.8) die Irradianz, die bei direkter Strahlung auf eine geneigte Oberfläche oder den geneigten Hang einfällt:

$$\begin{aligned} F_{neig}^{dir} &= S_{terr} \cdot \cos \vartheta_{neig} = \\ &= \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot (\sin \vartheta_s \cos \varphi_s \sin \sigma \cos \gamma + \sin \vartheta_s \sin \varphi_s \sin \sigma \sin \gamma + \cos \vartheta_s \cos \sigma) \end{aligned} \quad (5.2)$$

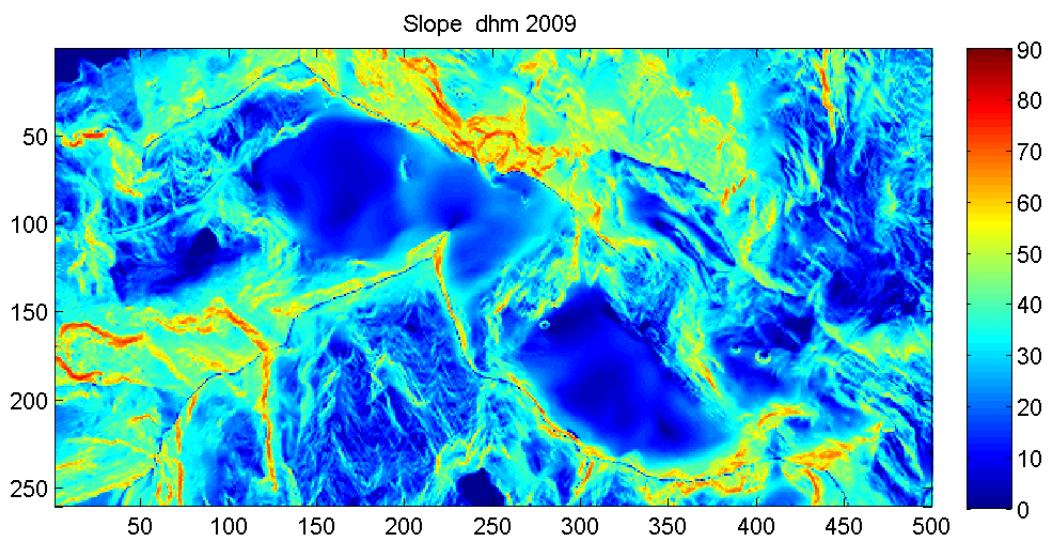


Abbildung 5.2: Hangneigungen vom Sonnblick-Gebiet in einer Auflösung von 10m, Hills-hade (entnommen aus DGM Airborne Laser Scan, Salzburger Geographisches Informati-onssystem (SAGIS)).

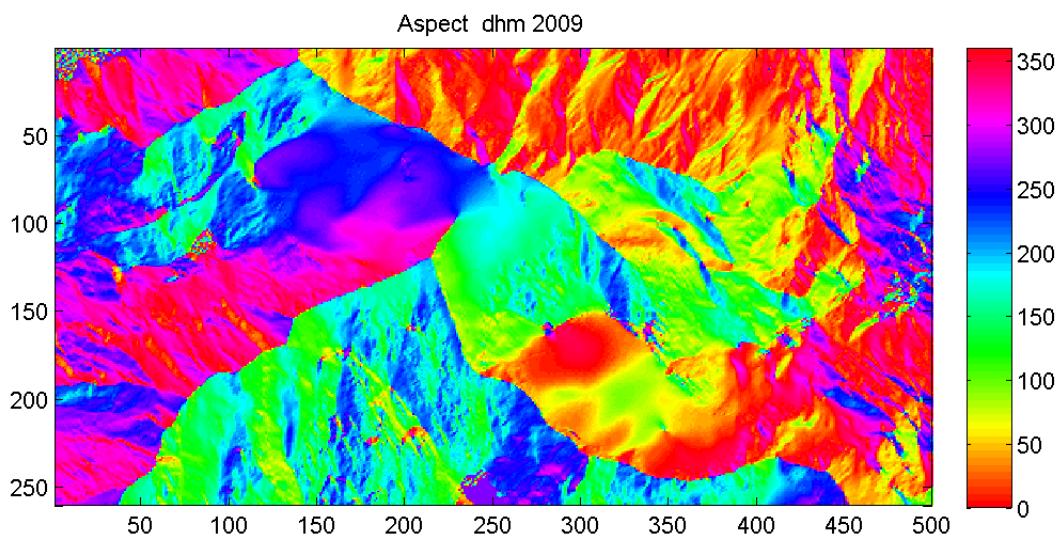


Abbildung 5.3: Hangexpositionen vom Sonnblick-Gebiet in einer Auflösung von 10m, Hills-hade (entnommen aus DGM Airborne Laser Scan, Salzburger Geographisches Informati-onssystem (SAGIS)).

5.2 Tatsächliche und gemessene Albedo

Bei einem idealisierten Messaufbau, dh. einem exakt horizontal ausgerichteten Pyranometer, trifft die einfallende Strahlung auf dieses und auf die geneigte Oberfläche, in diesem Fall auf die Schneeoberfläche bzw. den Gletscher. Die Schnee- bzw. Gletscheroberfläche reflektiert diffus einen gewissen Anteil der einfallenden Strahlung in den gesamten Halbraum (2π).

$$F^\uparrow = \alpha \cdot F_{neig}^{dir} \quad (5.3)$$

α ist dabei die tatsächliche Albedo der diffus reflektierenden Oberfläche. Der gemessene Anteil der Irradianz trifft auf das nach unten gerichtete horizontal ausgerichtete Pyranometer. Man erhält eine gemessene Albedo von

$$\alpha_{mess} = \frac{F^\uparrow}{F^\downarrow} = \frac{\alpha \cdot F_{neig}^{dir}}{F^\downarrow}. \quad (5.4)$$

Dabei ist F^\uparrow der Wert, der vom nach unten gerichteten Pyranometer gemessen wird und F^\downarrow der Wert, der vom nach oben gerichteten Pyranometer gemessen wird. Setzt man nun Gl. (5.2) in Gl. (5.4) ein erhält man für

$$\alpha_{mess} = \frac{\alpha \cdot \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot \cos \vartheta_{neig}}{\frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot \cos \vartheta_s} = \alpha \frac{\cos \vartheta_{neig}}{\cos \vartheta_s} \quad (5.5)$$

Durch Vereinfachen dieser Gleichung erkennt man, dass sich S , \tilde{r}^2 , V und $e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}}$ einander aufheben. Durch die mithilfe der horizontal ausgerichteten Pyranometer gemessene einfallende und reflektierte Strahlung kann man die tatsächliche Albedo α berechnen:

$$\alpha = \alpha_{mess} \frac{\cos \vartheta_s}{\cos \vartheta_{neig}} \quad (5.6)$$

Bei dieser Berechnung der tatsächlichen Albedo α wird angenommen, dass die Schneeoberfläche gleichmäßig diffus reflektiert.

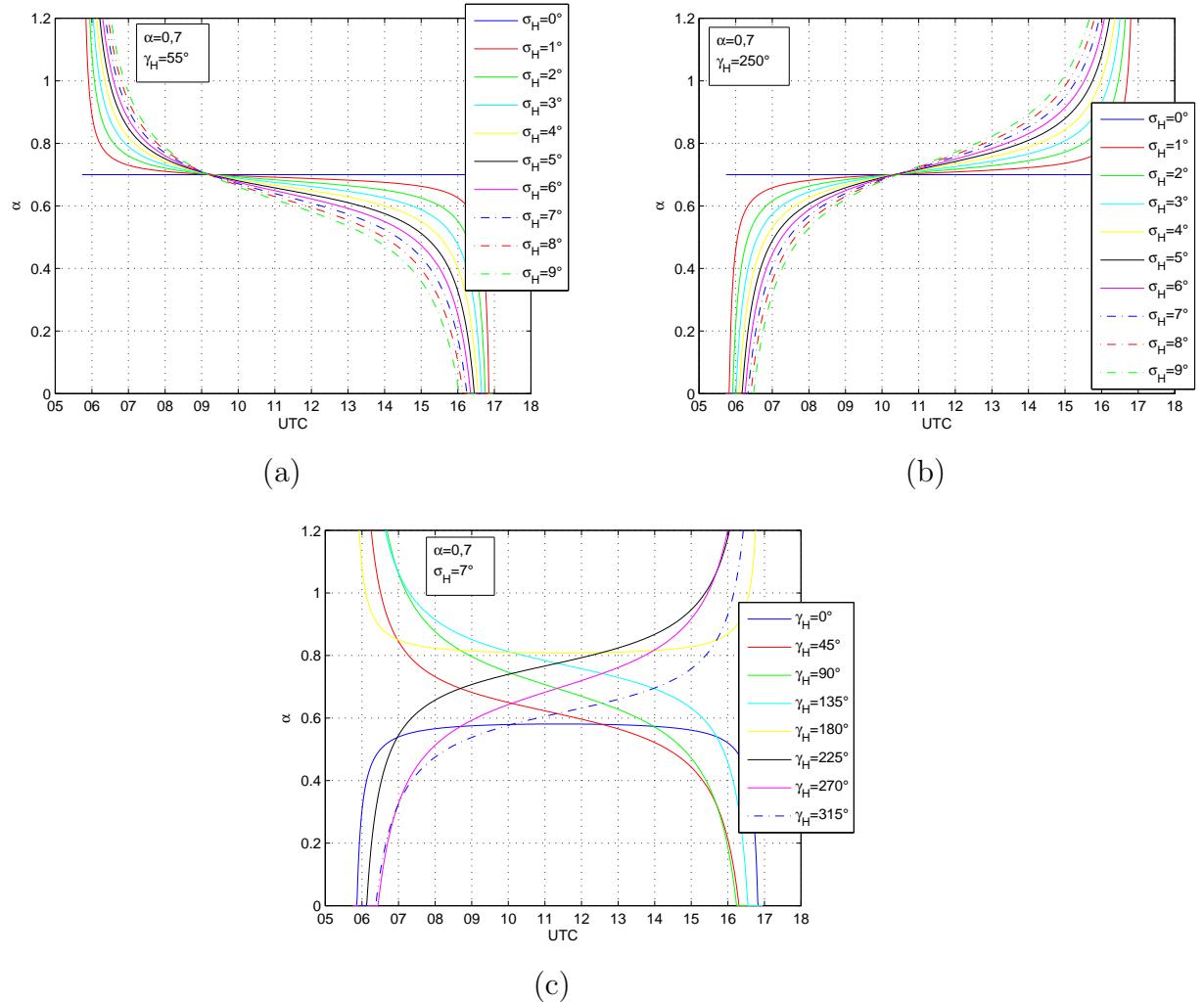


Abbildung 5.4: Verlauf der modellierten gemessenen Albedo mit einer konstanten Albedo $\alpha = 0,7$ für das Kleinfleißkees am 5. März 2011 bei sich ändernden Hangneigungen σ_H und -expositionen γ_H .

In den Abb. 5.4 (a) und (b) sieht man für eine konstante Albedo von $\alpha = 0,7$ die unterschiedlichen Tagesgänge für eine modellierte gemessene Albedo bei verschiedenen Hangneigungen und -expositionen. In Abb. 5.4 (c) erkennt man, dass sich der über einen Tag gebildete Mittelwert der modellierten gemessenen Albedo bei unterschiedlichen Hangexpositionen deutlich von der tatsächlichen Albedo unterscheidet und je nach Hangexposition wesentlich höher oder niedriger liegen kann.

5.3 Diffuse Strahlung

Bisher wurde angenommen, dass die Strahlung nur von einer Quelle kommt, der Sonne. Allerdings muss auch berücksichtigt werden, dass nicht nur die direkte Strahlung auf das

Pyranometer einfällt, sondern auch durch die Atmosphäre diffus gestreutes Licht. Für die Modellierung wird daher angenommen, dass die solare Strahlung in einen diffusen und einen direkten Anteil aufgeteilt wird. Diese Anteile werden mit den Indizes 'dir' (für direkt) und 'diff' (für diffus) versehen.

$$F_{neig} = F_{dir} + F_{diff} \quad (5.7)$$

Es wird nun für die Modellierung angenommen, dass die diffuse Strahlung jede Fläche genauso bestrahlt wie eine horizontale Fläche, egal wie sie geneigt ist (Oerlemans, 2010). Das heißt, dass eine horizontale Fläche immer gleich bestrahlt wird, unabhängig vom Anteil der diffusen Strahlung an der Globalstrahlung. Es ergibt sich daher für eine geneigte Fläche unter Berücksichtigung der diffusen und direkten Strahlung:

$$F_{neig} = a_{dir} F_{dir}^{dir} + a_{diff} F_{hor} \quad (5.8)$$

wobei a_{dir} der Anteil der direkten und a_{diff} der Anteil der diffusen Strahlung ist und somit $a_{dir} + a_{diff} = 1$. Aus diesem Grund kann man beim Modell der Strahlung auf eine horizontale Fläche auf eine getrennte Betrachtung der direkten und diffusen Strahlung verzichten.

Ganz allgemein kann man nun sagen, dass die gemessene Albedo aus Gl. (5.4) zu

$$\alpha_{mess} = \frac{\alpha(F_{dir} + F_{diff})}{F_{\downarrow}} \quad (5.9)$$

wird. Dabei ist

$$F_{dir} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon_{\cos \vartheta_s} \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot a_{dir} \cos \vartheta_{neig}. \quad (5.10)$$

und

$$F_{diff} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon_{\cos \vartheta_s} \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot a_{diff} \cos \vartheta_s. \quad (5.11)$$

Es ergibt sich für die gesamte einfallende Irradianz auf eine geneigte Oberfläche aus Gl. (5.2)

$$F_{neig} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon_{\cos \vartheta_s} \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot (a_{dir} \cos \vartheta_{neig} + a_{diff} \cos \vartheta_s), \quad (5.12)$$

wobei ϑ_s der Zenitwinkel der Sonne ist. Damit kann man sich aus den gemessenen Werten und Gl. (5.6) die tatsächliche Albedo berechnen:

$$\alpha = \alpha_{mess} \frac{\cos \vartheta_s}{a_{dir} \cos \vartheta_{neig} + a_{diff} \cos \vartheta_s} \quad (5.13)$$

Diese Gleichung kann man verwenden, wenn sowohl direkte als auch durch den Himmel diffus gestreute Strahlung auf ein horizontal ausgerichtetes Pyranometer einfallen. Der Anteil der direkten Strahlung und der Anteil der diffusen Strahlung ergeben die Globalstrahlung.

Dieses Modell berücksichtigt nun die Extinktion in der Atmosphäre ε , das Verhältnis zwischen der spektralen Empfindlichkeit des Pyranometers und der Irradianz am Oberrand der Atmosphäre V , Hangneigung σ_H und -exposition γ_H und den Anteil der diffus gestreuten einfallenden Strahlung a_{diff} .

Für den Fall, dass $a_{diff} = 1$, was bei bewölkten Tagen annähernd und an nebeligen Tagen ganz der Fall ist, ergibt sich aus Gl. (5.13)

$$\alpha = \alpha_{mess}, \quad (5.14)$$

was bedeutet, dass an diffusen Tagen die gemessene Albedo die tatsächliche Albedo ergibt, ohne korrigieren zu müssen.

Um zu sehen, wie groß der Anteil der diffusen Strahlung in der Praxis ist, dient wieder der 5. März 2011 als Beispiel.

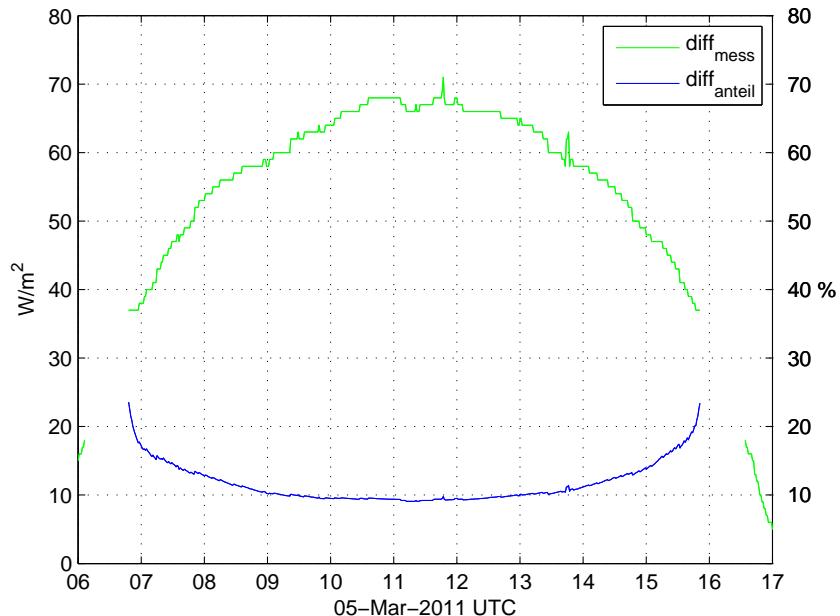


Abbildung 5.5: Gemessene diffuse Strahlung (grün) und Anteil der diffusen Strahlung an der Globalstrahlung in % (blau) vom Sonnblick Observatorium am 5. März 2011.

Nach Vergleich einiger wolkenloser Tage lässt sich feststellen, dass der Anteil der diffusen Strahlung im maßgeblichen Zeitraum rund um die Mittagszeit ca. 10% beträgt, weshalb von nun an angenommen wird, dass der diffuse Anteil an wolkenlosen Tagen den ganzen Tag bei 10% liegt.

5.4 Veränderung der einfallenden und reflektierten Strahlung bei verschiedenen Neigungswinkeln und Expositionen

Nimmt man an, die Albedo wäre über den ganzen Tag konstant mit $\alpha = 0,7$ und betrachtet die modellierte einfallende Strahlung F_{mod}^{\downarrow} , die auf eine horizontale Fläche einfällt, und die mit der konstanten Albedo $\alpha = 0,7$ modellierte reflektierte Strahlung F_{mod}^{\uparrow} , sowie das Verhältnis der beiden zueinander, erhält man für eine horizontale Fläche und für geringe Hangneigungen in unterschiedliche Richtungen folgende Modelle:

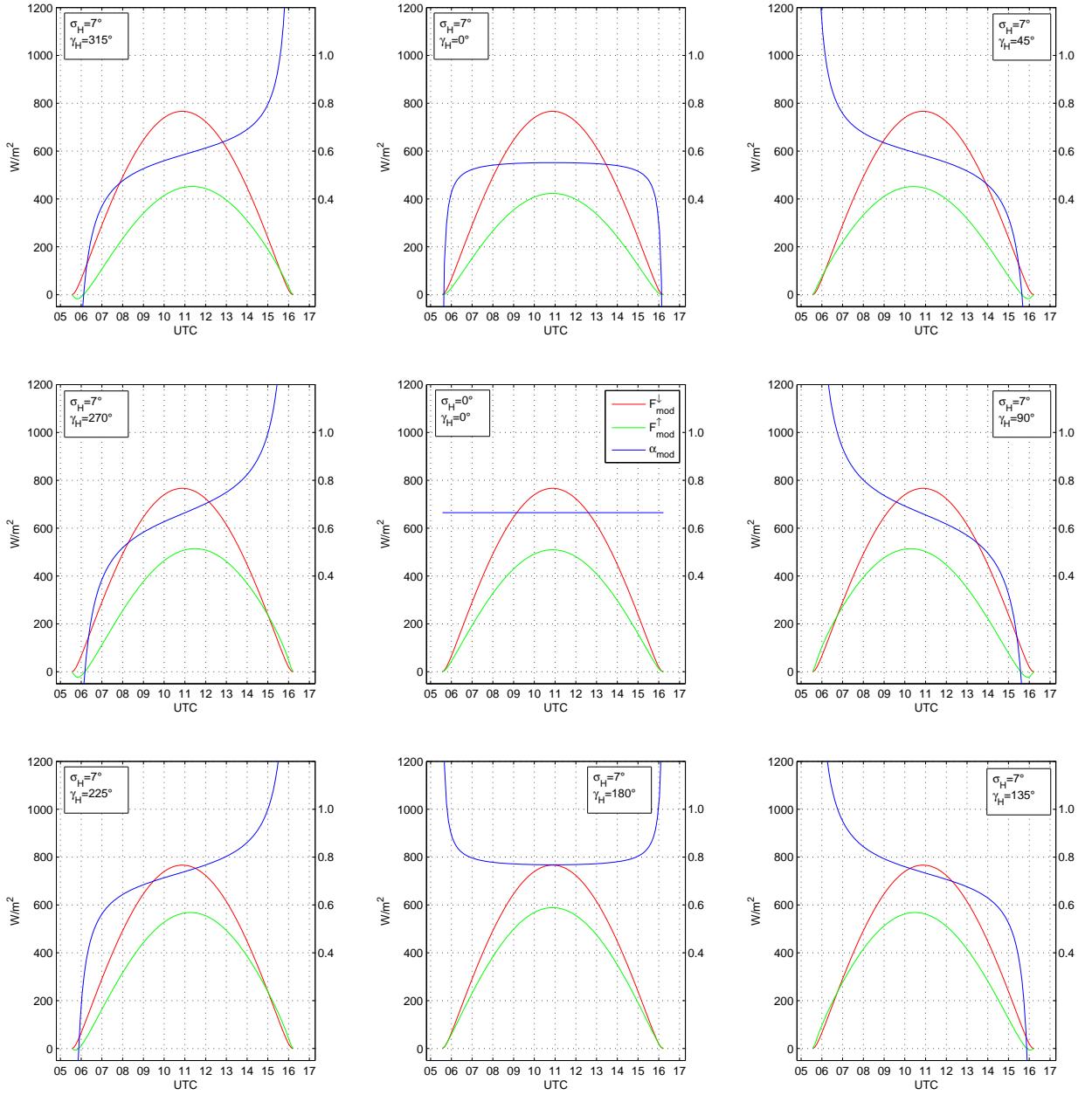


Abbildung 5.6: Modellierung der einfallenden Strahlung F_{mod}^{\downarrow} auf eine horizontale Fläche (rot), Modellierung der reflektierten Strahlung F_{mod}^{\uparrow} von einem mit $\sigma_H = 7^\circ$ geneigten Hang und verschiedene Hangexpositionen γ_H (grün) und die daraus erhaltene Albedo α (blau) für den 5. März 2011.

In Abb. 5.6 sind die roten Linien die modellierte einfallende Strahlung F_{mod}^{\downarrow} , die grünen die um den konstanten Faktor $\alpha = 0,7$ geschwächte reflektierte Strahlung F_{mod}^{\uparrow} . Man erkennt sofort, dass bei einer horizontalen Fläche die Maxima der beiden Linien um ca.

11:00 UTC übereinander liegen, wie man es in Kap. 4 in Abb. 4.6 schon an der einfallenden Globalstrahlung am Sonnblick Observatorium gesehen hat. Die als konstant angenommene Albedo α ist als blaue Linie dargestellt.

Verwendet man nun für die selben Koordinaten mit Gl. (5.2) eine Hangneigung von $\sigma_H = 7^\circ$ und verschiedene Hangexpositionen $\gamma_H = 0 - 360^\circ$ in einem Abstand von $\Delta\gamma_H = 45^\circ$, ändert sich die reflektierte Strahlung F_{mod}^\uparrow und somit die Linie der konstanten Albedo, die das Verhältnis der beiden Kurven zueinander darstellt.

Es ist nun ersichtlich, dass sich selbst bei geringen Hangneigungen die gemessene Albedo bei unterschiedlichen Hangexpositionen deutlich verändert und durch Rückrechnen mit Kenntnis der Hangneigung und -exposition die tatsächliche Albedo ermittelt werden muss.

5.5 Pyranometerneigung und -exposition

Bisher wurde angenommen, dass die direkte solare Strahlung auf ein horizontal ausgerichtetes nach oben gerichtetes Pyranometer und auf eine geneigte Fläche einfällt. In der Praxis ist es allerdings so gut wie unmöglich, bei einer AWS auf einem Gletscher ein exakt horizontal ausgerichtetes Pyranometer zu verwenden, weshalb dessen Neigung und Exposition ebenfalls berücksichtigt werden muss. Die Berechnung der direkten einfallenden Strahlung auf ein nach oben gerichtetes geneigtes Pyranometer erfolgt analog wie die des geneigten Hanges, das heißt in Abhängigkeit von Neigung und Exposition des Pyranometers.

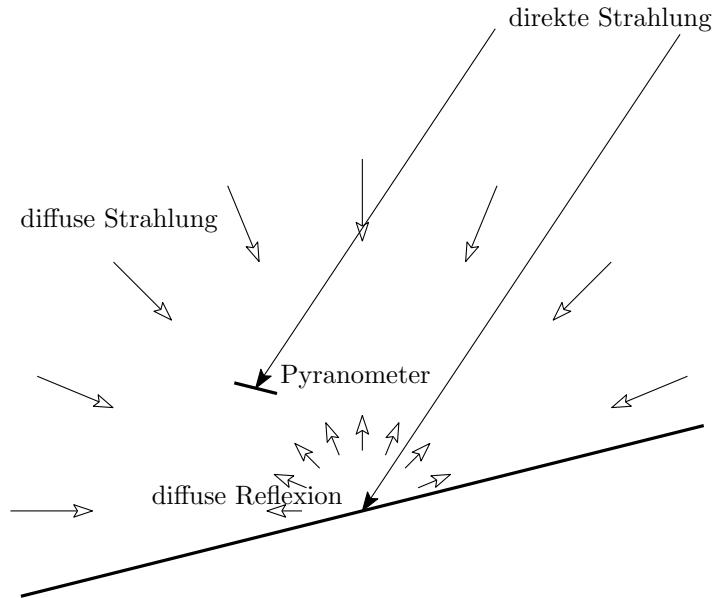


Abbildung 5.7: isotrop diffuse Reflexion mit geneigtem Pyranometer.

Abb. 5.7 zeigt schematisch ein anders als der Hang exponiertes Pyranometer, mit der zusätzlichen Annahme, dass die Schnee- bzw. Gletscheroberfläche isotrop diffus reflektiert.

Die direkte Strahlung trifft auf das geneigte, nach oben gerichtete Pyranometer, somit wird die Berechnung der einfallenden direkten Strahlung F^\downarrow gleich durchgeführt, wie in Abschnitt 5.1. ϑ_{neig} wird einmal auf das geneigte Pyranometer bezogen, danach auf den geneigten Hang. ϑ_P ist von nun an der Winkel zwischen der einfallenden direkten Strahlung und dem Normalvektor auf das geneigte Pyranometer und ϑ_H der Winkel zwischen der einfallenden direkten Strahlung und dem Normalvektor auf den geneigten Hang. Aus Gl. 5.6 ergibt sich daher

$$\alpha = \alpha_{mess} \frac{\cos \vartheta_P}{\cos \vartheta_H}. \quad (5.15)$$

In Abb. 5.8 sind für eine Hangneigung von $\sigma_H = 7^\circ$, verschiedene Hangexpositionen von γ_H und eine konstante Albedo von $\alpha = 0,7$ die Albedoverläufe über einen Tag für verschiedene Pyranometerneigungen σ_P und -expositionen γ_P dargestellt.

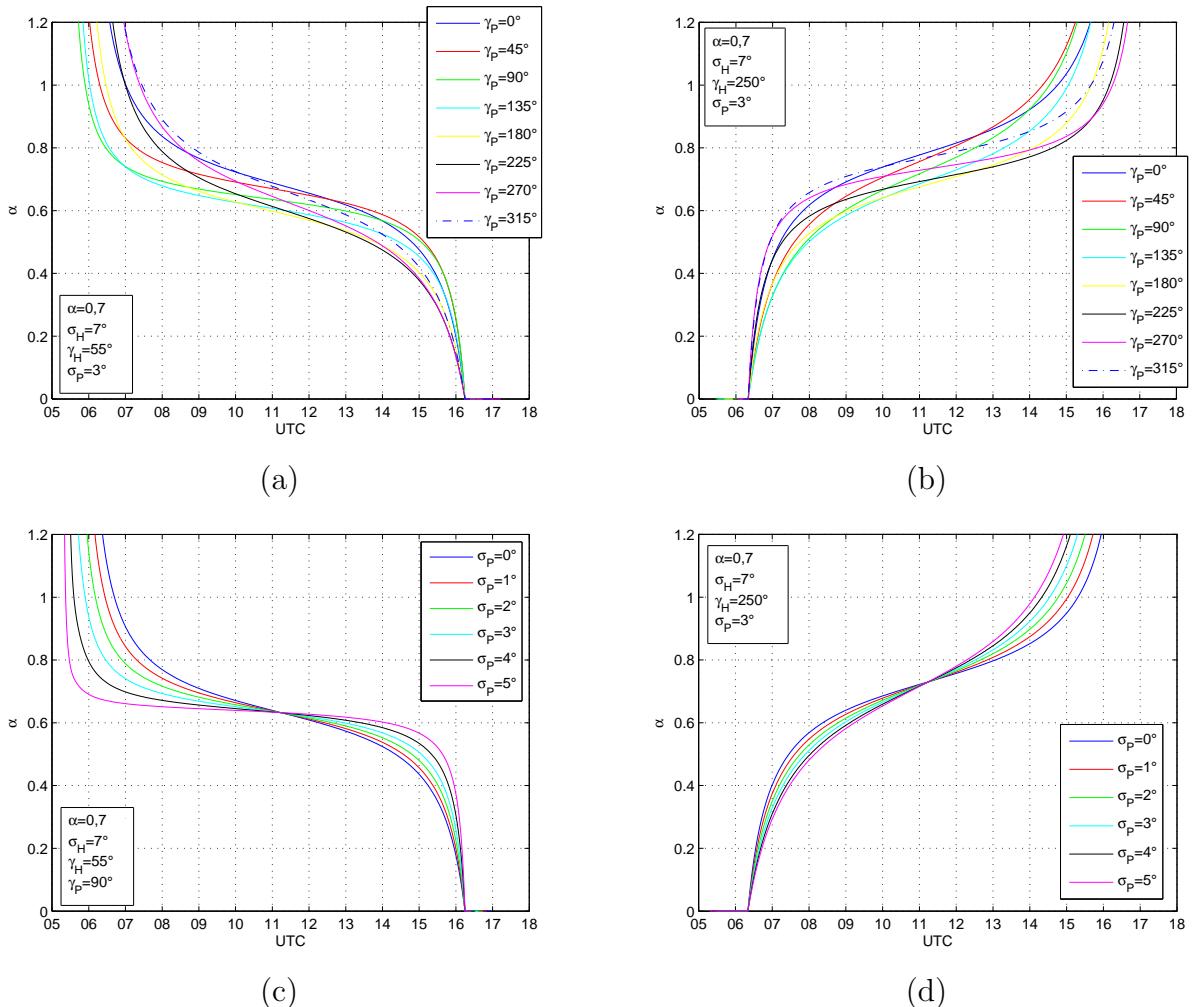


Abbildung 5.8: Verlauf der modellierten gemessenen Albedo α_{mod} mit einer konstanten Albedo $\alpha = 0,7$ für das Kleinfleißkees am 5. März 2011 bei sich ändernden Pyranometerneigungen σ_P und -expositionen γ_P .

In den Abb. 5.8 ist der modellierte gemessene Tagesgang der Albedo α_{mod} bei unterschiedlichen Pyranometerneigungen σ_P und -expositionen γ_P dargestellt. Abb. 5.8 (a) und (c) zeigen den Verlauf für einen geneigten Hang mit $\sigma_H = 7^\circ$ und $\gamma_H = 55^\circ$, was der Ausrichtung des Goldbergkees' entspricht und Abb. 5.8 (b) und (d) den Verlauf für einen Hang mit $\sigma_H = 7^\circ$ und $\gamma_H = 250^\circ$, was der Ausrichtung des Kleinfleißkees' entspricht. In allen Abbildungen sieht man, dass sich der tägliche Mittelwert der modellierten gemessenen Albedo α_{mod} deutlich von $\alpha = 0,7$ unterscheidet.

Ganz allgemein kann man nun die tatsächliche Albedo anschreiben als

$$\alpha = \alpha_{mess} \frac{F_{Pyr}}{F_{Hang}}, \quad (5.16)$$

wobei F_{Pyr} die modellierte gemessene Strahlung ist, die in das nach oben gerichtete Pyranometer einfällt und F_{Hang} die modellierte Strahlung ist, die auf den Hang einfällt.

Dabei wird ebenfalls angenommen, dass die reflektierte Strahlung, die auf das geneigte, nach unten gerichtete Pyranometer trifft, isotrop diffus ist. Somit spielt die Pyranometerneigung bei der diffus reflektierten Strahlung keine Rolle.

5.5.1 Inklinometer

An den AWS ist am selben Mast, an dem das Pyranometer befestigt ist ein zweiachsiges Inklinometer angebracht, das entlang zweier orthogonaler Achsen Neigungswinkel misst, $tiltx$ und $tilty$, die vom Datalogger bereits in $[\circ]$ ausgegeben werden und zwecks Vereinfachung bei der Berechnung als $tiltx = \chi$ und $tilty = \psi$ bezeichnet werden. Nun gilt es, sich aus diesen beiden Neigungen, den Neigungswinkel und die Exposition des Pyranometers auszurechnen. Das Inklinometer ist so ausgerichtet, dass $tiltx$ in Richtung des Pyranometers zeigt, also nach Süden, $tilty$ demnach Osten. Die normierten Vektoren \vec{p}_x und \vec{p}_y zeigen jeweils in die Richtung der orthogonalen Achsen des Inklinometers.

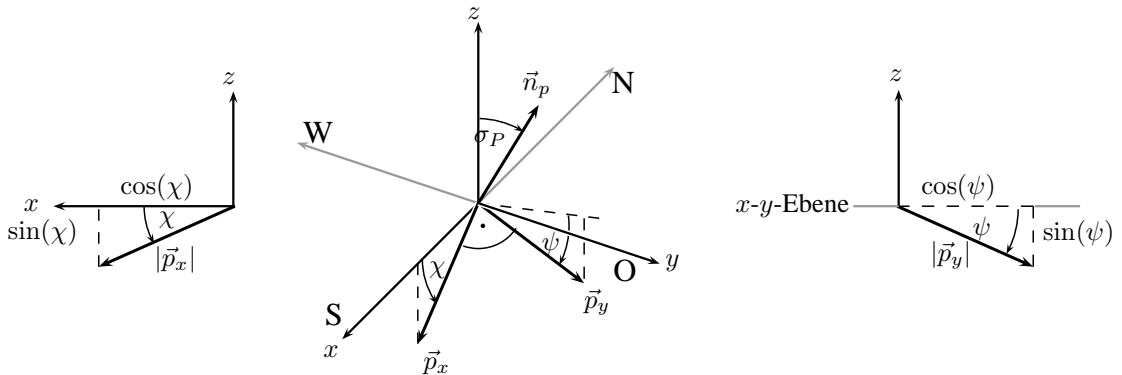


Abbildung 5.9: Illustration der Geometrie der Inklinometer-Messung.

χ ist der Winkel zwischen \vec{p}_x und der x-Achse, ψ der Winkel zwischen \vec{p}_y und der x-y-Ebene. \vec{p}_x und \vec{p}_y sind noch dazu orthogonal, daher ist

$$\vec{p}_x \cdot \vec{p}_y = 0 \quad (5.17)$$

Man kann daher schreiben

$$\vec{p}_x = \begin{pmatrix} \cos \chi \\ 0 \\ -\sin \chi \end{pmatrix}, \vec{p}_y = \begin{pmatrix} x \\ y \\ -\sin \psi \end{pmatrix}$$

Die Unbekannten dieser beiden Vektoren sind x und y , da χ und ψ als *tiltx* und *tilty* ausgegeben werden. Da $|\vec{p}_y| = 1$, kann man auch schreiben:

$$x^2 + y^2 + \sin^2 \psi = 1 \rightarrow x = \pm \sqrt{1 - y^2 - \sin^2 \psi} \quad (5.18)$$

Es wird nur das positive x betrachtet, da angenommen wird, dass dieses nach Süden ausgerichtet ist. Aus Gl. (5.18) ergibt sich

$$\vec{p}_y = \begin{pmatrix} \sqrt{1 - y^2 - \sin^2 \psi} \\ y \\ -\sin \psi \end{pmatrix}$$

somit hat Gl. (5.17) nur mehr eine Unbekannte, nämlich y , welches nun leicht berechnet werden kann:

$$\vec{p}_x \cdot \vec{p}_y = \begin{pmatrix} \cos \chi \\ 0 \\ -\sin \chi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sqrt{1 - y^2 - \sin^2 \psi} \\ y \\ -\sin \psi \end{pmatrix} = 0 \quad (5.19)$$

Bei der Berechnung von x und y werden zusätzlich noch folgende Sätze verwendet:

$$\tan^2 x = \frac{\sin^2 x}{\cos^2 x} \quad (5.20)$$

$$\tan^2 x + 1 = \frac{\sin^2 x}{\cos^2 x} + \frac{\cos^2 x}{\cos^2 x} = \frac{1}{\cos^2 x} \quad (5.21)$$

$$\sin^2 x + \cos^2 x = 1 \quad (5.22)$$

Damit ergibt sich aus Gl. (5.19)

$$\begin{aligned} \cos \chi \sqrt{1 - y^2 - \sin^2 \psi} + \sin \chi \sin \psi &= 0 \\ \sqrt{1 - y^2 - \sin^2 \psi} &= -\frac{\sin \chi \sin \psi}{\cos \chi} \\ 1 - y^2 - \sin^2 \psi &= \frac{\sin^2 \chi \sin^2 \psi}{\cos^2 \chi} \\ 1 - y^2 - \sin^2 \psi &= \tan^2 \chi \sin^2 \psi \\ 1 - \tan^2 \chi \sin^2 \psi - \sin^2 \psi &= y^2 \\ 1 - \sin^2 \psi (\tan^2 \chi + 1) &= y^2 \\ y &= \pm \sqrt{1 - \sin^2 \psi (\tan^2 \chi + 1)} \\ y &= \pm \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \psi}{\cos^2 \chi}} \end{aligned} \quad (5.23)$$

Es wird angenommen, dass \vec{p}_y nach Osten zeigt, daher ist y positiv. Setzt man nun das berechnete y aus Gl. (5.23) in Gl. (5.18) ein, erhält man für x

$$\begin{aligned} x &= \sqrt{1 - \left(1 - \frac{\sin^2 \psi}{\cos^2 \chi}\right) - \sin^2 \psi} = \sqrt{1 - 1 + \frac{\sin^2 \psi}{\cos^2 \chi} - \sin^2 \psi} = \\ &= \sqrt{\sin^2 \psi \left(\frac{1}{\cos^2 \chi} - 1\right)} = \sqrt{\sin^2 \psi (\tan^2 \chi + 1 - 1)} \\ &\quad x = \sqrt{\sin^2 \psi \tan^2 \chi} \\ &\quad x = \sin \psi \tan \chi \end{aligned} \quad (5.24)$$

Damit kann man nun \vec{p}_x und \vec{p}_y nur mit den bekannten Winkeln χ und ψ ausdrücken

$$\vec{p}_x = \begin{pmatrix} \cos \chi \\ 0 \\ -\sin \chi \end{pmatrix}, \vec{p}_y = \begin{pmatrix} \sin \psi \tan \chi \\ \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \psi}{\cos^2 \chi}} \\ -\sin \psi \end{pmatrix} \quad (5.25)$$

Durch Berechnung des Kreuzproduktes von \vec{p}_x und \vec{p}_y erhält man den Normalvektor auf das Pyranometer \vec{n}_p

$$\vec{n}_p = \vec{p}_x \times \vec{p}_y = \begin{pmatrix} \sin \chi \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \psi}{\cos^2 \chi}} \\ -\sin \chi \sin \psi \tan \chi + \cos \chi \sin \psi \\ \cos \chi \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \psi}{\cos^2 \chi}} \end{pmatrix} \quad (5.26)$$

Aus \vec{n}_p und dem Normalvektor auf die x-y-Ebene \hat{z} erhält man nun den Neigungswinkel des Pyranometers

$$\cos(\sigma_P) = \hat{z} \cdot \vec{n}_p = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \vec{n}_p = \cos \chi \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \psi}{\cos^2 \chi}} \quad (5.27)$$

$$\sigma_P = \arccos \left(\cos \chi \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \psi}{\cos^2 \chi}} \right) \quad (5.28)$$

Von der x- und y-Komponente des \vec{n}_p erhält man die Exposition des Pyranometers γ_P .

Man unterscheidet dabei folgende vier Möglichkeiten:

$$\gamma_P = \begin{cases} \arctan\left(\frac{-y}{x}\right) & \text{für } x < 0, y > 0 \\ 90 + \arctan\left(\frac{y}{x}\right) & \text{für } x > 0, y > 0 \\ 180 + \arctan\left(\frac{-y}{x}\right) & \text{für } x > 0, y < 0 \\ 270 + \arctan\left(\frac{y}{x}\right) & \text{für } x < 0, y < 0 \end{cases} \quad (5.29)$$

5.6 Korrektur der Albedo aus den Messwerten

Um die in die beiden Pyranometer einfallenden Irradianzen F^\downarrow und F^\uparrow modellieren zu können, damit die gemessene Albedo möglichst genau korrigiert werden kann, werden folgende bisher erwähnte Annahmen und Parameter verwendet:

- Die Extinktion in der Atmosphäre, ausgedrückt durch den Extinktionskoeffizienten ε
- Das Verhältnis zwischen der spektralen Empfindlichkeit des Pyranometers und der Irradianz am Oberrand der Atmosphäre V , da die im Pyranometer an kommende Strahlung eine andere Zusammensetzung der Frequenzen hat als TOA (atmosphärische Fenster, Glaskuppel des Pyranometers)
- Der Anteil der diffusen Strahlung, der an wolkenlosen Tagen mit 0,1 angenommen wird
- Hangneigung σ_H und -exposition γ_H
- Pyranometerneigung σ_P und -exposition γ_P
- Der Schnee reflektiert diffus isotrop.

Durch die unterschiedlichen Neigungen und Expositionen von Hang und Pyranometer misst das nach oben gerichtete Pyranometer eine andere Irradianz, als auf die geneigte Schnee- bzw. Gletscheroberfläche einfällt. Daher kann die gemessene Albedo, die aus dem Verhältnis zwischen den Messwerten der beiden Pyranometer bestimmt wird, nicht mit der tatsächlichen Albedo übereinstimmen. Die Messwerte der Pyranometer ergeben

$$\alpha_{mess} = \frac{F^\uparrow}{F^\downarrow}, \quad (5.30)$$

wobei F^\downarrow die gesamte einfallende Irradianz ist, die auf das nach oben gerichtete Pyranometer einfällt und F^\uparrow die von der Schnee- bzw. Gletscheroberfläche reflektierte Irradianz. Bei exakt isotrop diffuser Reflexion ergibt sich analog zu Gl. (5.4), da $F^\uparrow = \alpha \cdot F_{neig}$ ist, Gl. (5.16), die allgemeine Formel für die tatsächliche Albedo

$$\alpha = \alpha_{mess} \frac{F_{Pyr}}{F_{Hang}}.$$

F_{Hang} ist dabei die Irradianz, die auf den Hang einfällt unter Berücksichtigung der Hangneigung σ_H und -exposition γ_H und F_{Pyr} die Irradianz, die auf das nach oben gerichtete Pyranometer einfällt unter Berücksichtigung der Pyranometerneigung σ_P und -exposition γ_P . Setzt man jetzt Gl. (5.30) in Gl. (5.16) ein, erhält man

$$\alpha = \frac{F^\uparrow}{F^\downarrow} \frac{F_{Pyr}}{F_{Hang}}. \quad (5.31)$$

Dabei sind F^\uparrow und F^\downarrow diejenigen Werte, die das Pyranometer tatsächlich misst und F_{Pyr} und F_{Hang} die theoretischen Werte unter Berücksichtigung sowohl der Extinktion, als auch dem Verhältnis zwischen der spektralen Empfindlichkeit des Pyranometers und der Irradianz am Oberrand der Atmosphäre V , als auch der Neigungen und Expositionen und auch dem Anteil der diffusen Strahlung a_{diff} . Unter Verwendung von Gl. (5.7) kann man Gl. (5.31) anschreiben als

$$\alpha = \frac{F^\uparrow}{F^\downarrow} \frac{F_{Pyr(diff)} + F_{Pyr(dir)}}{F_{Hang(diff)} + F_{Hang(dir)}}. \quad (5.32)$$

$F_{Pyr(diff)}$ und $F_{Hang(diff)}$ erhält man aus Gl. (5.11)

$$F_{diff} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot a_{diff} \cos \vartheta_s,$$

da weder Pyranometerneigung noch Hangneigung beim Anteil der diffusen Strahlung eine Rolle spielen. $F_{Pyr(dir)}$ und $F_{Hang(dir)}$ erhält man analog zu Gl. (5.10):

$$F_{Pyr(dir)} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot a_{dir} \cos \vartheta_P \quad (5.33)$$

$$F_{Hang(dir)} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot a_{dir} \cos \vartheta_H. \quad (5.34)$$

$\cos \vartheta_P$ und $\cos \vartheta_H$ erhält man analog zu Gl. (5.1):

$$\begin{aligned} \cos \vartheta_P &= \\ &= \sin \vartheta_s \cos \varphi_s \sin \sigma_P \cos \gamma_P + \sin \vartheta_s \sin \varphi_s \sin \sigma_P \sin \gamma_P + \cos \vartheta_s \cos \sigma_P \end{aligned} \quad (5.35)$$

$$\begin{aligned} \cos \vartheta_H &= \\ &= \sin \vartheta_s \cos \vartheta_s \sin \sigma_H \cos \gamma_H + \sin \vartheta_s \sin \varphi_s \sin \sigma_H \sin \gamma_H + \cos \vartheta_s \cos \sigma_H \end{aligned} \quad (5.36)$$

ϑ_s ist der Zenitwinkel der Sonne, φ_s der Azimut, σ die Pyranometer- bzw. Hangneigung und γ die Pyranometer- bzw. Hangexposition.

Aus Gl. (5.32) ff. kommt man auf eine Albedo von

$$\alpha = \frac{F^\uparrow}{F^\downarrow} \frac{a_{diff} \cdot \cos \vartheta_s + a_{dir} \cdot \cos \vartheta_P}{a_{diff} \cdot \cos \vartheta_s + a_{dir} \cdot \cos \vartheta_H}. \quad (5.37)$$

Die Parameter S , \tilde{r}^2 , V und ε heben sich auf, da bei dieser Methode davon ausgegangen wird, dass die Neigungen und Expositionen von Hang und Pyranometer bekannt sind.

a_{diff} kann mithilfe der Messwerte vom Sonnblick Observatorium für einen klaren Tag mit 10% angenommen werden. Da sich der diffuse und der direkte Anteil der Strahlung wieder auf 100% ergänzen, also $a_{diff} + a_{dir} = 1$, kann auch $a_{dir} = 1 - a_{diff}$ geschrieben werden, um eine Variable weniger verwenden zu müssen.

$$\alpha = \frac{F^\uparrow}{F^\downarrow} \frac{a_{diff} \cdot \cos \vartheta_s + (1 - a_{diff}) \cdot \cos \vartheta_P}{a_{diff} \cdot \cos \vartheta_s + (1 - a_{diff}) \cdot \cos \vartheta_H} \quad (5.38)$$

Gl. (5.38) ist diejenige Formel, die bei der Berechnung der Albedo verwendet wird, unter der Annahme, dass alle Parameter bekannt sind:

- Pyranometerneigung σ_P
- Pyranometerexposition γ_P
- Hangneigung σ_H
- Hangexposition γ_H
- Anteil der diffusen Strahlung a_{diff}

Kapitel 6

Anpassen der Modellparameter an die Messwerte

Um eine Zeitreihe der Albedo bilden zu können, mit der man die Albedovariabilität über einen längeren Zeitraum ermitteln kann, ist es notwendig, aus den Messdaten für jeden Tag einen physikalisch sinnvollen Mittelwert zu berechnen. Wie schon in Kap. 4 und 5 erwähnt, ist es notwendig, die genauen atmosphärischen Parameter und die genauen Neigungen und Expositionen von Pyranometer und Hang zu kennen. Erst mit Kenntnis dieser kann die tatsächliche Albedo mit Gl. (5.38) für ein angeglichenes Modell berechnet werden.

Alle Parameter (ε , V , σ_H , γ_H , σ_P , γ_P) werden angepasst, indem versucht wird, die Modellwerte an die Messwerte über jeweils einen Tag anzulegen. Dabei ist anzumerken, dass sich ε und V zwar bei der Korrektur der Albedo aufheben, allerdings sind diese notwendig, um auf die Neigungen und Expositionen von Hang und Pyranometer zu schließen. Zur Überprüfung der ermittelten Modellparameter wird für ausgewählte Tage eine Berechnung auf diese Parameter analog zu Mannstein (Mannstein, 1985) durchgeführt.

6.1 Atmosphärische Parameter an wolkenlosen Tagen

Der 'Suntracker' auf dem Dach des Sonnblick Observatoriums misst unter anderem die direkte und die diffuse Strahlung getrennt voneinander. Um diese Messwerte möglichst wenig zu verfälschen, ist der 'Suntracker' so positioniert, dass die direkte solare Strahlung an wolkenlosen Tagen von umliegenden Bergen oder vom Sonnblick Observatorium nicht abgeschattet wird. Ein weiterer Vorteil des 'Suntracker' ist, dass der Neigungswinkel des Messgerätes maximal $\pm 0,1^\circ$ beträgt, wodurch fast keine Abweichung zum Modell der einfallenden Strahlung auf eine horizontale Fläche besteht.

Mithilfe dieser Messwerte des 'Suntracker' kann für jeden wolkenlosen Tag und auch teilweise wolkenlosen Tag der Extinktionskoeffizient ε und das Verhältnis zwischen der spektralen Empfindlichkeit des Pyranometers und der Irradianz am Oberrand der Atmo-

sphäre V näherungsweise ermittelt werden.

Die einfallende Strahlung wird mithilfe der Matlab-Funktion 'sun_position' modelliert, die für jeden Zeitpunkt den aktuellen Abstand der Erde zur Sonne, dividiert durch den über ein Jahr gemittelten Abstand ermittelt. Weiters erhält man aus dieser Funktion den Zenitwinkel der Sonne ϑ_s , und den Azimut φ_s , der für eine horizontale Fläche allerdings keine Rolle spielt. Um die modellierte Irradianz F_{hor} auf dem Sonnblick Observatorium zu berechnen, setzt man ϑ_s in Gl. (4.9) ein:

$$F_{hor} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot \cos \vartheta_s$$

Somit enthält die Gleichung für die gesamte einfallende modellierte Irradianz auf eine horizontale Fläche F_{hor} nur mehr zwei Unbekannte, ε und V . Der Extinktionskoeffizient ε bestimmt die Form der Kurve, wie in Abb. 4.3 gezeigt ist.

Es gilt nun, diejenige Kombination von ε und V zu ermitteln, die den Messwerten am genauesten entspricht. Für einen Wertebereich von $\varepsilon = 0,001 - 0,01$ wird im Abstand von $\Delta\varepsilon = 0,001$ für jeweils alle $V = 0,8 - 1$ im Abstand $\Delta V = 0,01$ die modellierte Irradianz F_{hor} mit der gemessenen F^\downarrow in einer Schleife verglichen. Mit der Methode der kleinsten Quadrate werden nun diejenigen atmosphärischen Parameter ε und V gefunden, sodass die modellierte Irradianz F_{hor} möglichst genau mit der gemessenen übereinstimmt.

Dabei wird angenommen, dass ε und V über einen Tag konstant sind.

6.1.1 Anpassen der atmosphärischen Parameter für den 5. März 2011

Es gilt nun, die Parameter des Modells, ε und V für jeden Tag so zu wählen, dass die modellierte Globalstrahlung möglichst genau der gemessenen Globalstrahlung auf dem Sonnblick Observatorium entspricht. Das im vorigen Abschnitt beschriebene Programm bestimmt für diesen Tag $\varepsilon = 0,051$ und $V = 0,95$.

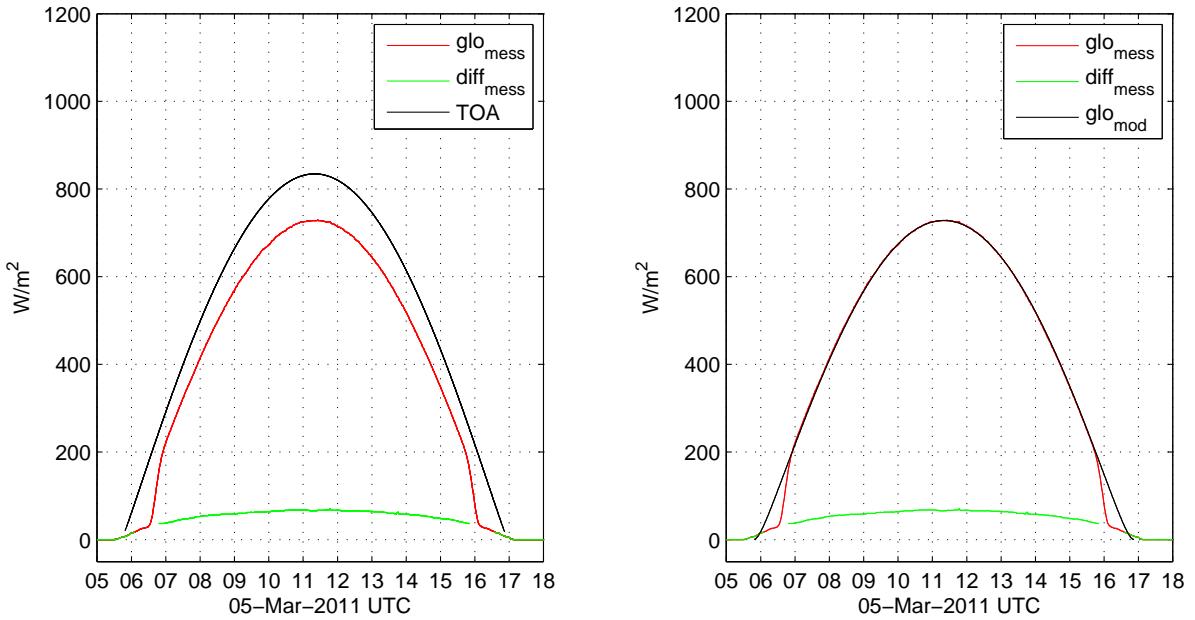


Abbildung 6.1: Modellierung der atmosphärischen Parameter ε und V für den 5. März 2011 am Sonnblick Observatorium. (links) Extraterrestrische Strahlung (TOA, schwarz) mit $\varepsilon = 0$ und $V = 1$, gemessene Globalstrahlung (rot) und gemessene diffuse Strahlung (grün), (rechts) mit $\varepsilon = 0,051$ und $V = 0,95$ modellierte (schwarz) und gemessene Globalstrahlung (rot) und gemessene diffuse Strahlung (grün).

In Abb. 6.1 ist die schwarze Linie die modellierte extraterrestrische Strahlung (TOA) mit $\varepsilon = 0$ und $V = 1$ (links) und $\varepsilon = 0,051$ und $V = 0,95$ (rechts), die rote Linie die gemessene einfallende Globalstrahlung und die grüne Linie die gemessene diffuse Himmelsstrahlung für den 5. März 2011. Anhand der Messwerte ist durch die stetige glatte Kurve gut erkennbar, dass der 5. März 2011 wolkenlos war.

In Abb. 6.1 (links) sieht man, dass das Maximum der Einstrahlung beider Kurven um ca. 11:00 UTC ist, was auf eine horizontale Ausrichtung des Messgerätes schließen lässt. Allerdings liegt das Maximum der extraterrestrischen Strahlung über dem der gemessenen. Grund dafür ist die Schwächung durch die Atmosphäre sowie das Verhältnis zwischen der spektralen Empfindlichkeit des Pyranometers und der Irradianz am Oberrand der Atmosphäre.

In Abb. 6.1 (rechts) ist die mit $\varepsilon = 0,051$ und $V = 0,95$ angepasste modellierte Globalstrahlung für den 5. März 2011 über die gemessene Globalstrahlung aufgetragen. Man erkennt sofort, dass diese beiden Kurven sich kaum unterscheiden. Die Unterschiede zwischen effektiven und astronomischen Sonnenauf- und untergängen um ca. 8° sind auf die Abschattung durch das Gerät selbst zurückzuführen. Der Grund für die beobachteten Abweichungen nach bzw. vor effektivem Sonnenauf- und untergang ist der Kosinusfehler.

Es wird angenommen, dass die atmosphärischen Parameter am Sonnblick Observatorium durch die geographische Nähe für einen Tag gleich sind wie bei den AWS auf den

beiden Gletschern.

6.1.2 Verifikation der atmosphärischen Parameter mit angepasster Methode nach Mannstein

Die Methode von Mannstein (1985) besteht darin, das Modell der Bestrahlung einer horizontalen Fläche als Gleichungssystem in mehreren Unbekannten zu interpretieren. Dazu zieht man die Gleichung für genauso viele Zeitpunkte wie unbekannte Parameter vorhanden sind heran und setzt diese den jeweiligen Messwerten gleich. So erhält man in diesem Fall ein lösbares Gleichungssystem, das aus zwei Gleichungen mit je zwei Unbekannten besteht. Schematisch lässt sich dieses Gleichungssystem darstellen als:

$$\begin{aligned} \text{Modell}(t) &= \text{Messwert}(t) \\ \text{Modell}(t + 60\text{min}) &= \text{Messwert}(t + 60\text{min}) \end{aligned} \quad (6.1)$$

Stellt man für den Zeitpunkt t über einen Tag für jede Minute ein solches Gleichungssystem auf, erhält man den Verlauf der Lösungen, wie z.B. in Abb. 6.2 dargestellt ist.

In diesem Fall werden die Messdaten des 'Suntracker' vom Sonnblick Observatoriums, die der Bestrahlung einer horizontalen Fläche entsprechen, verwendet und als Gleichungen mit den unbekannten atmosphärischen Parametern ε und V dient Gl. (4.9):

$$F_{hor} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot \cos \vartheta_s$$

Diese Gleichung nimmt man nun für zwei Zeitpunkte ($t = 1, 2$) eines bestimmten Tages und setzt die bekannten Werte ein. F_{hor} sind die bekannten Messwerte der Globalstrahlung des 'Suntracker' und $S, \tilde{r}, \vartheta_s$ sind ebenfalls bekannt. Man erhält ein lösbares Gleichungssystem von zwei Gleichungen mit jeweils zwei Unbekannten, ε und V . Aus Gl. (4.9) erhält man durch Umformen

$$\frac{F_{hor} \tilde{r}^2}{S \cos \vartheta_s} = V e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \quad (6.2)$$

Durch Logarithmieren ergibt sich mit $t = 1, 2$

$$\ln \left(\frac{F_{hor} \tilde{r}^2}{S \cos \vartheta_s} \right)_t = \ln(V) - \varepsilon \left(\frac{1}{\cos \vartheta_s} \right)_t \quad (6.3)$$

Löst man das Gleichungssystem für ε und V , erhält man

$$\varepsilon = \frac{\ln \left(\frac{F_{hor} \tilde{r}^2}{S \cos \vartheta_s} \right)_1 - \ln \left(\frac{F_{hor} \tilde{r}^2}{S \cos \vartheta_s} \right)_2}{\left(\frac{1}{\cos \vartheta_s} \right)_2 - \left(\frac{1}{\cos \vartheta_s} \right)_1} \quad (6.4)$$

$$V = \exp \left\{ \frac{\ln \left(\frac{F_{hor} \tilde{r}^2}{S \cos \vartheta_s} \right)_1 (\cos \vartheta_s)_1 - \ln \left(\frac{F_{hor} \tilde{r}^2}{S \cos \vartheta_s} \right)_2 (\cos \vartheta_s)_2}{(\cos \vartheta_s)_1 - (\cos \vartheta_s)_2} \right\} \quad (6.5)$$

Setzt man in das Gleichungssystem mit den Lösungen der Gln. (6.4) und (6.5) jeweils zwei Messwerte ein, die eine Stunde auseinander liegen, so erhält man für den 5. März 2011 nach Glätten der Daten über ein Intervall von 10 Minuten die in Abb. 6.2 gezeigten Graphen. Dabei erkennt man, in welchen Bereichen die Lösungen sinnvoll sind, in denen auch ein Mittelwert gebildet werden kann. Größere Abweichungen bei Sonnenaufgang und -untergang sind auf den Kosinusfehler zurückzuführen. Es fällt auch auf, dass um die Mittagszeit ein leichter Peak entsteht und dass danach die Werte etwas höher sind als davor.

Über einen sinnvollen Zeitbereich gemittelt erhält man $\varepsilon = 0,049$ und $V = 0,946$, was gut mit der in Abschnitt 6.1 beschriebenen Methode von $\varepsilon = 0,051$ und $V = 0,95$ übereinstimmt.

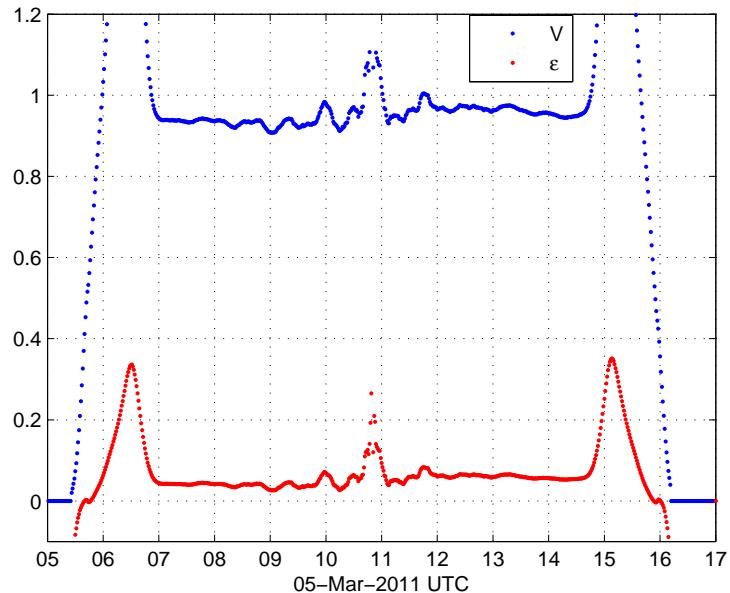


Abbildung 6.2: Mittels Methode von Mannstein berechneter Tagesverlauf von ε und V für den 5. März 2011.

Die Methode nach Mannstein wurde hier als Kontrolle für die in dieser Arbeit ausführlich beschriebene Methode angewandt. Gute Vergleiche erhält man so an einigen durchgehend wolkenlosen Tagen, allerdings ist diese Methode nicht immer gut anwendbar. Grund dafür sind oft große Schwankungen bei V und die große Anfälligkeit der Lösungen bei kleinsten Störungen der gemessenen Irradianzen. ε und V sind am Vormittag meistens kleiner als am Nachmittag, was entweder daran liegen könnte, dass die verwendete Methode von Mannstein nicht so genau ist, oder die Parameter im Tagesverlauf durch die Erwärmung der Atmosphäre tatsächlich ansteigen. Letzteres würde bedeuten, dass die Annahme, die Parameter wären über den ganzen Tag konstant, nicht erfüllt ist.

6.2 Pyranometerneigung und -exposition an wolkenlosen Tagen

Die Pyranometerneigung und -exposition kann, wie in Abschnitt 5.5.1 beschrieben, relativ einfach mittels Dualinklinometers aus den gemessenen Neigungswinkeln berechnet werden. Leider stellte sich im Zuge der Auswertung der AWS-Daten heraus, dass die Messwerte der angebrachten Inklinometer vor allem nach der Ausaperung und nach dem Umfallen der Stationen im September 2011 (siehe Abschnitt 7.3) fehlerhaft sind.

Abb. 6.3 zeigt die aus den Messwerten berechneten und die mit der in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen Methode modellierten Werte für die Pyranometerneigungen σ_P und -expositionen γ_P vom Kleinfleißkees und Goldbergkees.

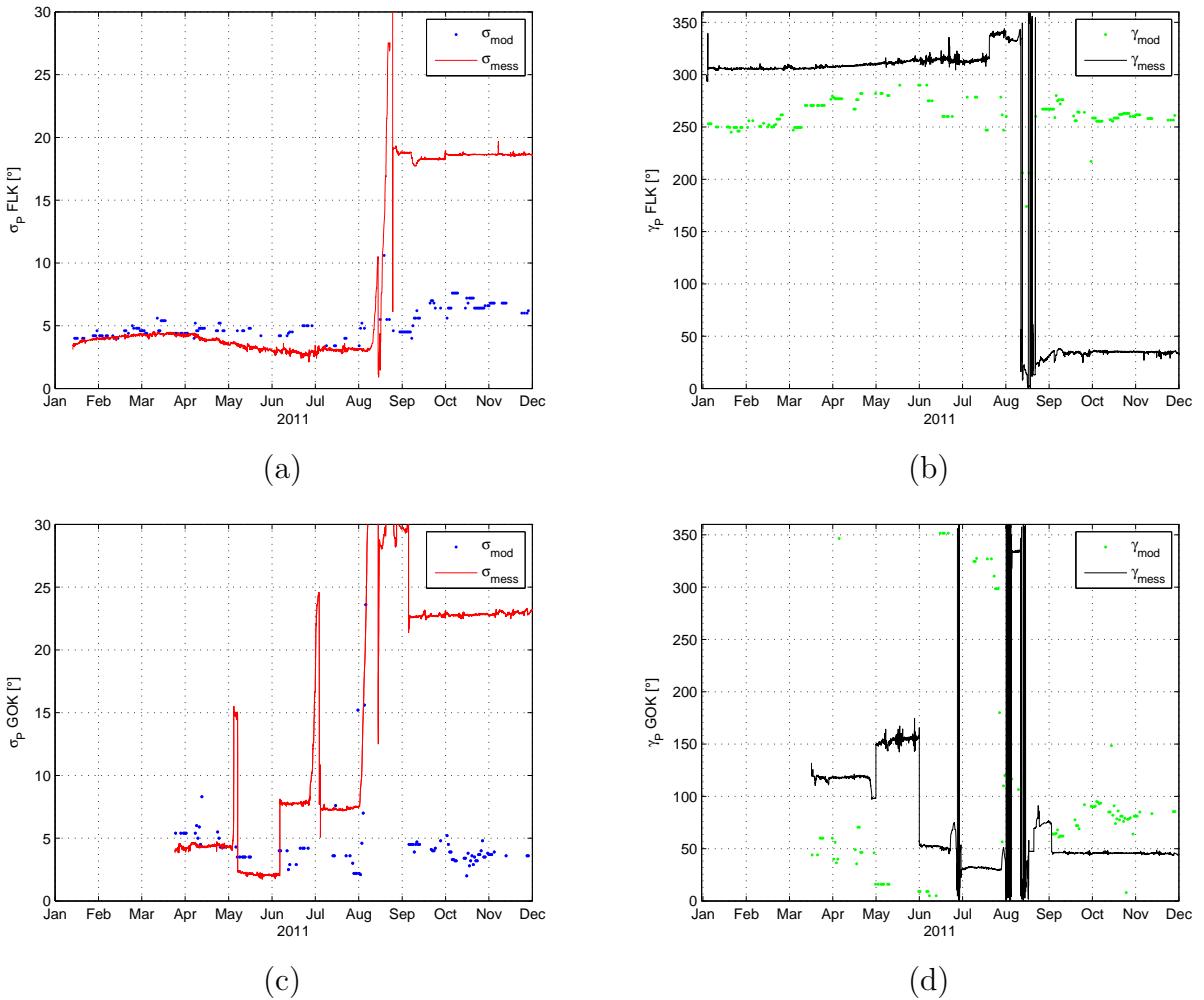


Abbildung 6.3: In (a) und (b) sind die Pyranometerneigung σ_P und -exposition γ_P für die AWS am Kleinfleißkees dargestellt, in (c) und (d) Pyranometerneigung σ_P und -exposition γ_P für die AWS am Goldbergkees. σ_{mod} und γ_{mod} sind die im nächsten Abschnitt ermittelten Werte und σ_{mess} und γ_{mess} die aus den Messdaten direkt berechneten Werte.

Durch diese starke Abweichung der Messwerte des Inklinometers wird mithilfe der Messwerte der einfallenden Strahlung an wolkenlosen Tagen auf die Pyranometerneigung σ_P und -exposition γ_P rückgeschlossen.

Da nun für wolkenlose Tage die atmosphärischen Parameter bekannt sind, kann man nach dem Modell der Strahlung auf eine geneigte Fläche mit Gl. (5.12) die Pyranometerneigung σ_P und -exposition γ_P berechnen:

$$F_{neig} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot ((1 - a_{diff}) \cos \vartheta_{neig} + a_{diff} \cos \vartheta_s),$$

Dabei ist nach Gl. (5.1)

$$\cos \vartheta_P = \vec{F}^\downarrow \cdot \vec{n} = \sin \vartheta_s \cos \varphi_s \sin \sigma_P \cos \gamma_P + \sin \vartheta_s \sin \varphi_s \sin \sigma_P \sin \gamma_P + \cos \vartheta_s \cos \sigma_P.$$

Für Neigungen von $\sigma_P = 0 - 15^\circ$ im Abstand von $\Delta\sigma_P = 0, 1^\circ$ und alle Expositionen $\gamma_P = 0 - 360^\circ$ im Abstand von $\Delta\gamma_P = 0, 5^\circ$ wird jedes modellierte F_{Pyr} mit dem gemessenen F^\downarrow in einer Schleife verglichen. Mit der Methode der kleinsten Quadrate werden diejenigen Parameter ermittelt, für die die modellierte Irradianz F_{Pyr} am besten mit den Messwerten übereinstimmt.

6.2.1 Anpassen der Pyranometerneigung und -exposition

Als Modelltag wird für das Kleinfleißkees der 5. März 2011 und für das Goldbergkees der 27. Juni 2011 betrachtet.

Das im vorigen Abschnitt erwähnte Programm ergibt für die AWS am Kleinfleißkees am 5. März 2011 eine Pyranometerneigung von $\sigma_P = 4,8^\circ$ und Pyranometerexposition von $\gamma_P = 250^\circ$ und für die AWS am Goldbergkees am 27. Juni eine Pyranometerneigung von $\sigma_P = 4^\circ$ und Pyranometerexposition von $\gamma_P = 9^\circ$.

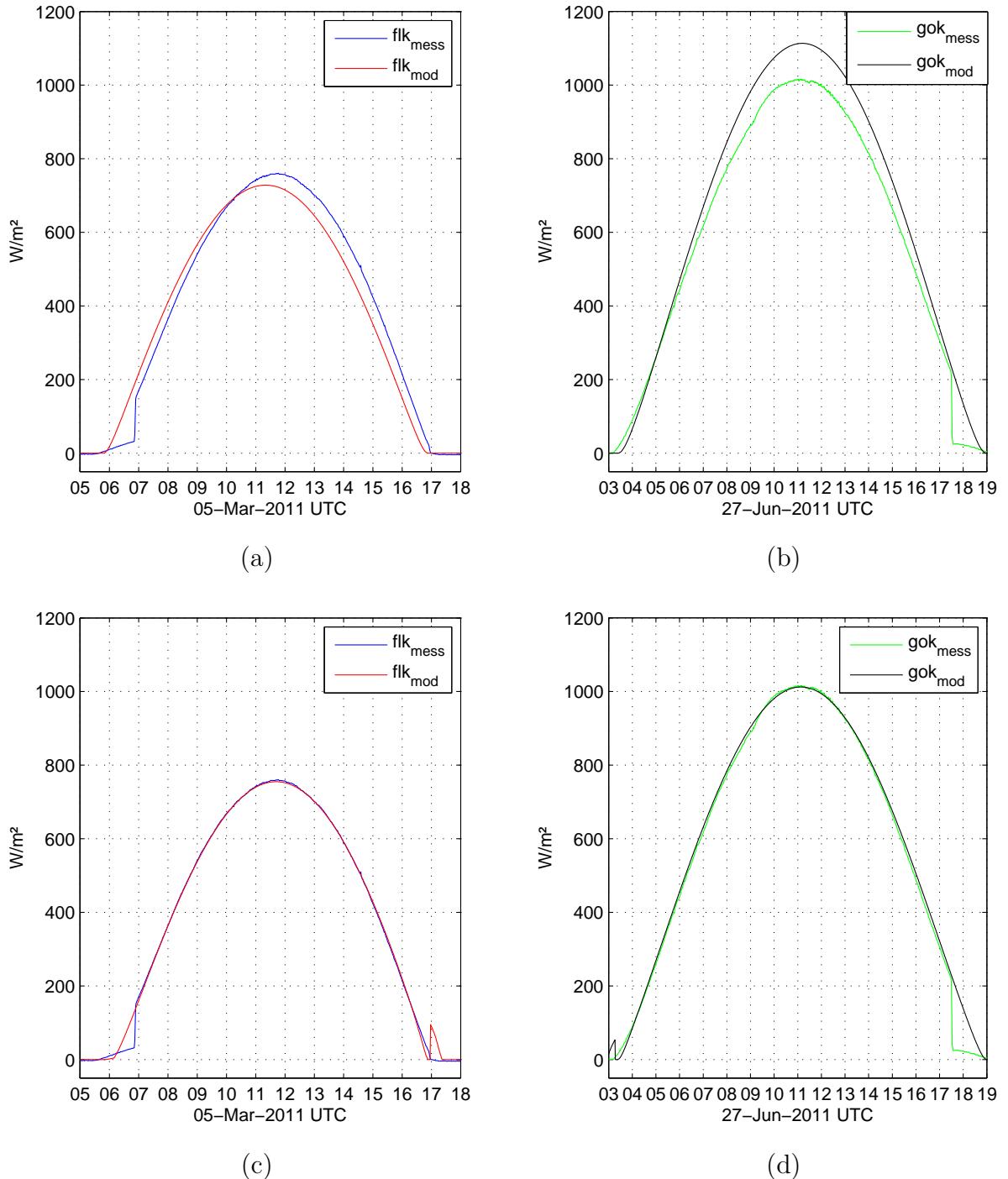


Abbildung 6.4: Angepasste modellierte (mit $\varepsilon = 0,051$ und $V = 0,95$) und gemessene einfallende Strahlung. (a) Messwerte vom Kleinfleßkees und modellierte Globalstrahlung für ein horizontal ausgerichtetes Pyranometer, (b) Messwerte vom Goldbergkees und modellierte Globalstrahlung für ein horizontal ausgerichtetes Pyranometer, (c) Messwerte vom Kleinfleßkees und angepasste modellierte Globalstrahlung für $\sigma_P = 4,8^\circ$ und $\gamma_P = 250^\circ$, (d) Messwerte vom Goldbergkees und angepasste modellierte Globalstrahlung für $\sigma_P = 4^\circ$ und $\gamma_P = 9^\circ$.

6.2.2 Verifikation der Pyranometerneigung und -exposition mit angepasster Methode nach Mannstein

Für die Verifikation der Modellierung der Pyranometerneigung σ_P und -exposition γ_P wird für die in das nach oben gerichtete Pyranometer einfallende Irradianz Gl. (5.12) betrachtet.

$$F_{Pyr} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot (a_{dir} \cos \vartheta_{neig} + a_{diff} \cos \vartheta_s),$$

wobei ϑ_{neig} der Winkel zwischen dem normierten Vektor der einfallenden direkten Strahlung \vec{F}^\downarrow und dem Normalvektor auf das geneigte Pyranometer \vec{n}_p ist. Damit erhält man

$$F_{Pyr} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot ((1 - a_{diff}) \cdot \vec{F}^\downarrow \cdot \vec{n}_p + a_{diff} \cos \vartheta_s). \quad (6.6)$$

Formt man Gl. (6.6) um, erhält man für

$$\vec{F}^\downarrow \cdot \vec{n}_p = \frac{F_{Pyr} \cdot \tilde{r}^2}{S \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot (1 - a_{diff})} - \frac{a_{diff} \cdot \cos \vartheta_s}{1 - a_{diff}} \quad (6.7)$$

Die Unbekannten von Gl. (6.7) sind die Komponenten des Vektors \vec{n}_p : p_x , p_y , p_z . Da \vec{n}_p normiert ist, ergibt $p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 = 1$, was als erste Gleichung des Gleichungssystems aufgefasst werden kann. Die beiden anderen Gleichungen erhält man durch Einsetzen aller Variablen für zwei unterschiedliche Zeitpunkte. Die Lösung dieses Gleichungssystems ist sehr kompliziert und aufwendig, weshalb sie nur mittels Computer durchgerechnet wurde und hier nicht weiter ausgeführt wird.

Setzt man in das Gleichungssystem mit den Lösungen der Gl. (6.7) jeweils zwei Messwerte ein, die eine Stunde auseinander liegen, so erhält man für den 5. März 2011 für das Kleinfleißkees, den in Abb. 6.5 (a) gezeigten Graphen. Über einen sinnvollen Zeitbereich gemittelt erhält man $\sigma_P = 4,64^\circ$ und $\gamma_P = 245,23^\circ$, was gut mit der in Abschnitt 6.2 beschriebenen Methode von $\sigma_P = 4,8^\circ$ und $\gamma_P = 250^\circ$ übereinstimmt.

Analog dazu erhält man mittels Methode von Mannstein für den 27. Juni 2011 für das Goldbergkees $\sigma_P = 3,85^\circ$ und $\gamma_P = 10,35^\circ$ was gut mit der in Abschnitt 6.2 beschriebenen Methode von $\sigma_P = 4^\circ$ und $\gamma_P = 9^\circ$ übereinstimmt. Allerdings muss dabei erwähnt werden, dass bei der Berechnung des Mittelwertes von $\gamma_P = 10,35^\circ$ nur diejenigen Werte nach 10:00 UTC verwendet wurden, da die Werte davor zu groÙe Abweichungen lieferten.

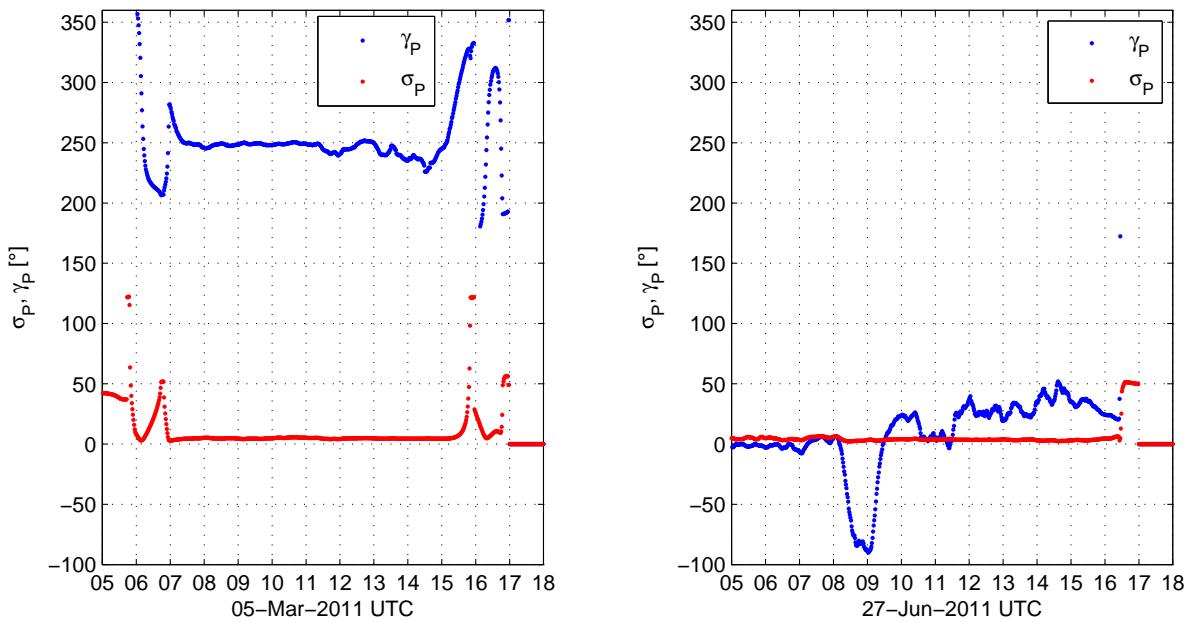


Abbildung 6.5: Mittels Methode von Mannstein berechneter Tagesverlauf von γ_P und σ_P für das Kleinfleißkees am 5. März 2011 (links) und für das Goldbergkees am 27. Juni 2011 (rechts).

Abb. 6.5 (rechts) ist ein Beispiel dafür, dass die Methode von Mannstein nicht immer gut anwendbar ist, da die Lösung der Pyranometerexposition γ_P große Schwankungen zeigt und somit nur ein Mittelwert mit einer großen Varianz gefunden werden kann.

6.3 Hangneigung und -exposition an wolkenlosen Tagen

Das Rückschließen auf die Hangneigung σ_H und -exposition γ_H ist wesentlich komplizierter, als die des Pyranometers, da die Messwerte des in das nach unten gerichtete Pyranometer einfallenden Strahlung F^\uparrow von der unbekannten tatsächlichen Albedo α abhängen.

Grundsätzlich könnte man die Hangneigungen σ_H und -expositionen γ_H auch grob aus einem digitalen Geländemodell ableiten. Allerdings ändern sich vor allem bei Schnee- und Gletscheroberflächen diese Parameter ständig um einige Grad, weshalb folgende Methode dazu verwendet wird, möglichst genaue Ergebnisse liefern zu können.

Mithilfe eines Programms wird die auf den Hang einfallende Strahlung F_{Hang} modelliert, wobei σ_H und γ_H berücksichtigt werden. Es wird angenommen, dass ein Anteil α der auf den Hang einfallenden Strahlung reflektiert wird und ins nach unten gerichtete Pyranometer einfällt, von dem die Neigung σ_P und die Exposition γ_P bereits bekannt sind. Das Programm bildet den Quotienten aus gemessener reflektierter Strahlung F^\uparrow und der

modellierten einfallenden Strahlung auf den Hang F_{Hang} und berechnet daraus den Mittelwert, der einer mittleren geschätzten Albedo entspricht. Diese geschätzte Albedo wird mit den modellierten Werten multipliziert, die wiederum mit der gemessenen reflektierten Strahlung F^\uparrow mit der Methode der kleinsten Quadrate verglichen werden. Für die am besten passenden Werte werden σ_H und γ_H für einen bestimmten Tag ausgegeben.

6.3.1 Anpassen der Hangneigung und -exposition

Das für die Anpassung verwendete Programm ergibt für die AWS am Kleinfleißkees am 5. März 2011 eine Hangneigung von $\sigma_H = 10,6^\circ$ und Hangexposition von $\gamma_H = 231^\circ$ und für die AWS am Goldbergkees am 27. Juni 2011 eine Hangneigung von $\sigma_H = 13,4^\circ$ und Hangexposition von $\gamma_H = 36,5^\circ$.

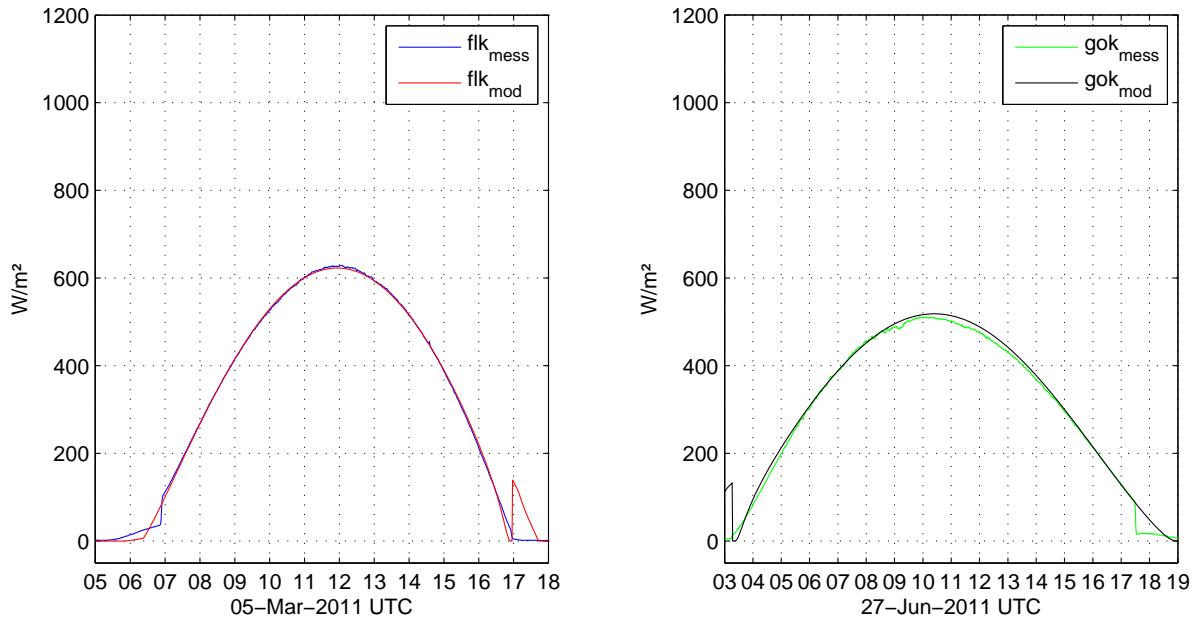


Abbildung 6.6: Angepasste modellierte und gemessene reflektierte Strahlung. (links) Messwerte vom Kleinfleißkees und angepasste modellierte reflektierte Strahlung für $\sigma_H = 10,6^\circ$, $\gamma_H = 221^\circ$ und $\alpha = 0,75$ für den 5. März 2011 mit $\varepsilon = 0,051$ und $V = 0,95$, (rechts) Messwerte vom Goldbergkees und angepasste modellierte reflektierte Strahlung für $\sigma_H = 13,4^\circ$, $\gamma_H = 36,5^\circ$ und $\alpha = 0,54$ für den 27. Juni 2011 mit $\varepsilon = 0,071$ und $V = 0,93$.

6.3.2 Verifikation der Hangneigung und -exposition mit angepasster Methode nach Mannstein

Mittels Methode von Mannstein (1985) wird analog zu Abschnitt 6.2.2 Gl. (5.12) umgeformt zu

$$F^\uparrow = \alpha \cdot \frac{S}{r^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot ((1 - a_{diff}) \cdot \vec{F}^\downarrow \cdot \vec{n} + a_{diff} \cos \vartheta_s), \quad (6.8)$$

wobei \vec{n} der Normalvektor auf den Hang ist und α die tatsächliche Albedo. Umgeformt ergibt Gl. (6.8)

$$\vec{F}^\downarrow \cdot \vec{n} = \frac{F_{Pyr} \cdot \tilde{r}^2}{\alpha \cdot S \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot (1 - a_{diff})} - \frac{a_{diff} \cdot \cos \vartheta_s}{1 - a_{diff}} \quad (6.9)$$

Das Problem dabei ist, dass α geschätzt werden muss, um so auf Hangneigung σ_H und -exposition γ_H rückschließen zu können. Mannstein verwendet als geschätzte Albedo den Mittelwert von diffusen Tagen, die knapp vor dem zu korrigierenden Tag sind. In diesem Fall war das der 3. März 2011, an dem für das Kleinfleißkees $\alpha = 0,89$ und der 25. Juni 2011, an dem für das Goldbergkees $\alpha = 0,72$ gemessen wurde. Mannstein berücksichtigt allerdings nicht, dass an bewölkten Tagen die Albedo um $\sim 15\%$ höher liegt, als an wolkenlosen Tagen (Oerlemans, 2010). Bei der Verifikation der in Abschnitt 6.3.1 beschriebenen Methode mittels Methode von Mannstein wird dies allerdings berücksichtigt. Die Albedo an wolkenlosen Tagen wird daher so abgeschätzt, dass von der gemessenen Albedo 15% abgezogen werden.

In diesem Fall wird für das Kleinfleißkees für den 5. März 2011 eine Albedo von

$$\alpha = 0,89 - 0,15 = 0,74 \quad (6.10)$$

und für das Goldbergkees für den 27. Juni 2011 eine Albedo von

$$\alpha = 0,72 - 0,15 = 0,57 \quad (6.11)$$

verwendet. Somit wird bei der Verifikation berücksichtigt, dass die Albedo an bewölkten Tagen höher ist als an wolkenlosen.

Über einen sinnvollen Zeitbereich gemittelt erhält man bei der Verifikation mittels Methode von Mannstein für das Kleinfleißkees am 5. März 2011 $\sigma_H = 11,12^\circ$ und $\gamma_H = 226,37^\circ$, was gut mit der in Abschnitt 6.3.1 beschriebenen Methode von $\sigma_H = 10,6^\circ$ und $\gamma_H = 221^\circ$ übereinstimmt.

Analog dazu erhält man mittels Methode von Mannstein für das Goldbergkees am 27. Juni 2011 $\sigma_H = 17,92^\circ$ und $\gamma_H = 26,94^\circ$ was nicht mehr so gut mit der in Abschnitt 6.3.1 beschriebenen Methode von $\sigma_H = 13,4^\circ$ und $\gamma_H = 36,5^\circ$ übereinstimmt.

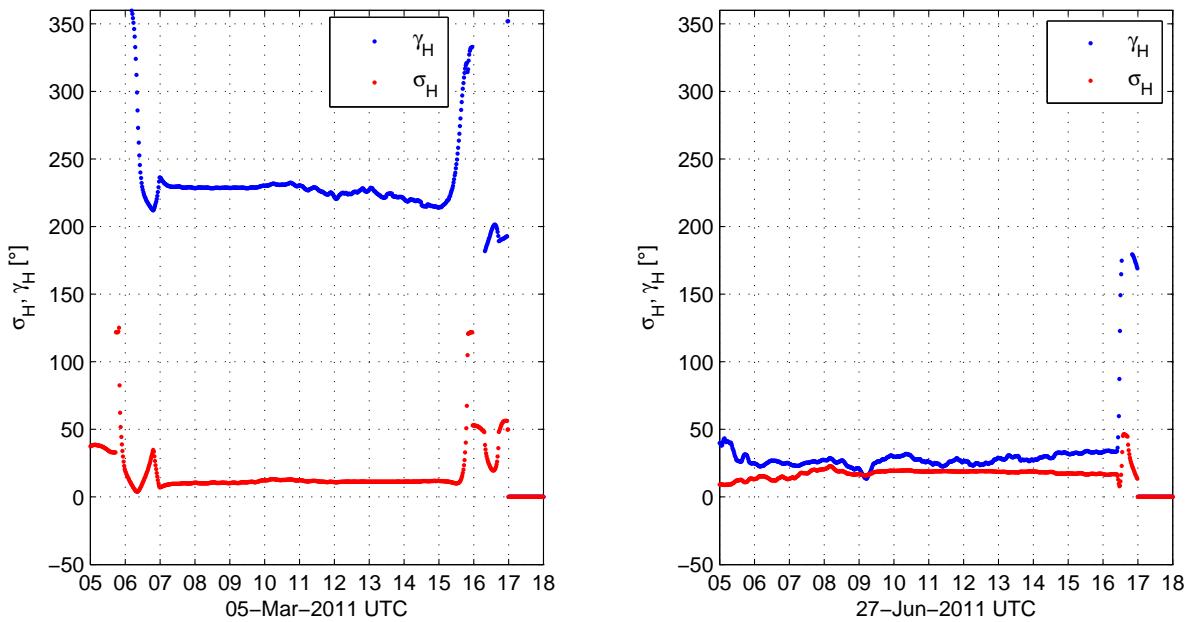


Abbildung 6.7: Mittels Methode von Mannstein berechneter Tagesverlauf von γ_H und σ_H am 5. März 2011 für das Kleinfleißkees (links) und am 27. Juni 2011 für das Goldbergkees (rechts).

6.4 Albedo an wolkenlosen Tagen

Mit den in den vorigen Abschnitten beschriebenen Methoden lassen sich für alle wolkenlosen Tage die Modellparameter bestimmen. Somit lassen sich aus Gl. (5.35) bis (5.38) für jeden gemessenen Wert der Albedo α_{mess} die tatsächliche, korrigierte Albedo α_{corr} berechnen.

Für den 5. März 2011 werden für das Kleinfleißkees und für den 27. Juni 2011 für das Goldbergkees die Ergebnisse in Tab. 6.1 zusammengefasst.

	Kleinfleißkees, 5. März 2011	Goldbergkees, 27. Juni 2011
σ_H	$10, 57^\circ \pm 0, 05^\circ$	$13, 51^\circ \pm 0, 11^\circ$
γ_H	$225, 00^\circ \pm 5, 60^\circ$	$41, 43^\circ \pm 4, 93^\circ$
σ_P	$4, 72^\circ \pm 0, 11^\circ$	$3, 93^\circ \pm 0, 08^\circ$
γ_P	$247, 62^\circ \pm 3, 37^\circ$	$9, 68^\circ \pm 0, 68^\circ$
α_{mess}	$0, 86 \pm 0, 07$	$0, 51 \pm 0, 06$
α_{corr}	$0, 75 \pm 0, 01$	$0, 54 \pm 0, 01$

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der ermittelten Parameter für das Kleinfleißkees für den 5. März 2011 und für das Goldbergkees für den 27. Juni 2011.

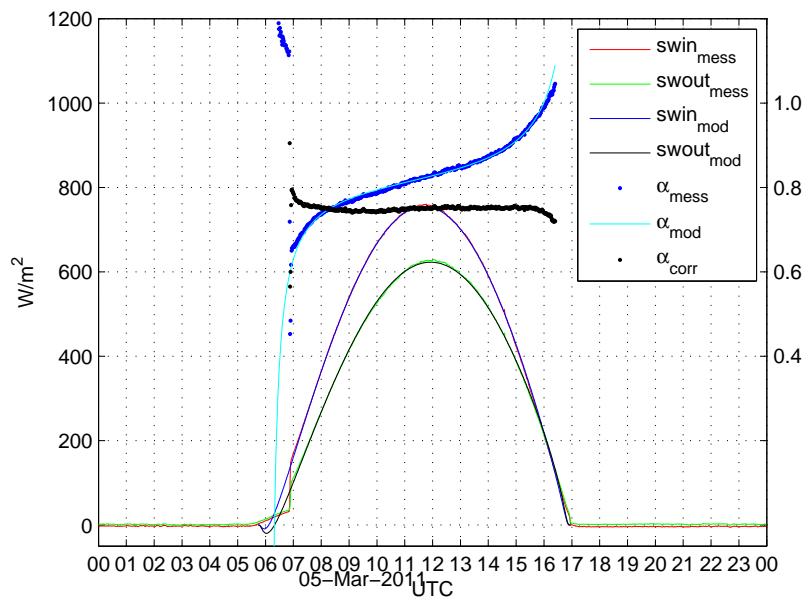


Abbildung 6.8: Modellierte, gemessene und berechnete Parameter für das Kleinfleißkees am 5. März 2011.

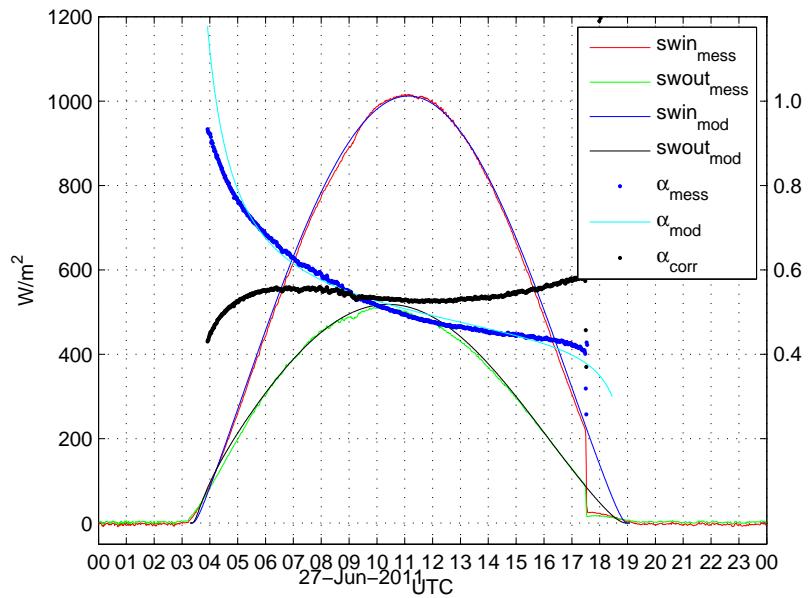


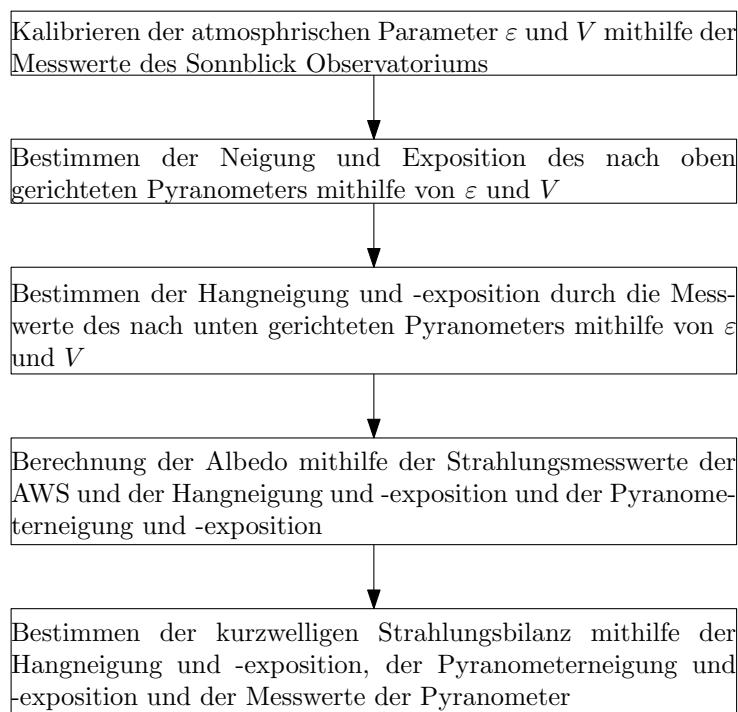
Abbildung 6.9: Modellierte, gemessene und berechnete Parameter für das Goldbergkees am 27. Juni 2011.

In Abb. 6.8 und 6.9 sind die gemessenen, die korrigierten und die modellierten Werte

für das Kleinfleißkees am 5. März 2011 und für das Goldbergkees am 27. Juni 2011 dargestellt. Man erkennt, dass die modellierten mit den gemessenen Werten übereinstimmen und die korrigierte Albedo α_{corr} über den ganzen Tag nahezu konstant ist. Am Goldbergkees erkennt man bei der einfallenden gemessenen Strahlung eine Abschattung vor Sonnenuntergang, was allerdings außerhalb des sinnvollen Messbereiches für die Korrektur der Albedo liegt.

6.4.1 Zusammenfassung der Korrektur

Zusammenfassend kann der Vorgang der Korrektur folgendermaßen dargestellt werden:



6.5 Messung der Albedo an bewölkten Tagen

Die Bestimmung der Albedo an bewölkten Tagen ist wesentlich einfacher als an wolkenlosen Tagen, da $a_{diff} \approx 1$, die tatsächliche Albedo gemäß Gl. (5.14)

$$\alpha = \alpha_{mess}$$

bestimmt werden kann und deshalb einfach der Mittelwert über den ganzen Tag gebildet wird.

Abb. 6.10 zeigt noch einmal die Messwerte der einfallenden kurzweligen Strahlung (rot) und die der reflektierten kurzweligen Strahlung (grün), sowie die daraus direkt erhaltene Albedo (blau für das Kleinfleißkees und schwarz für das Goldbergkees).

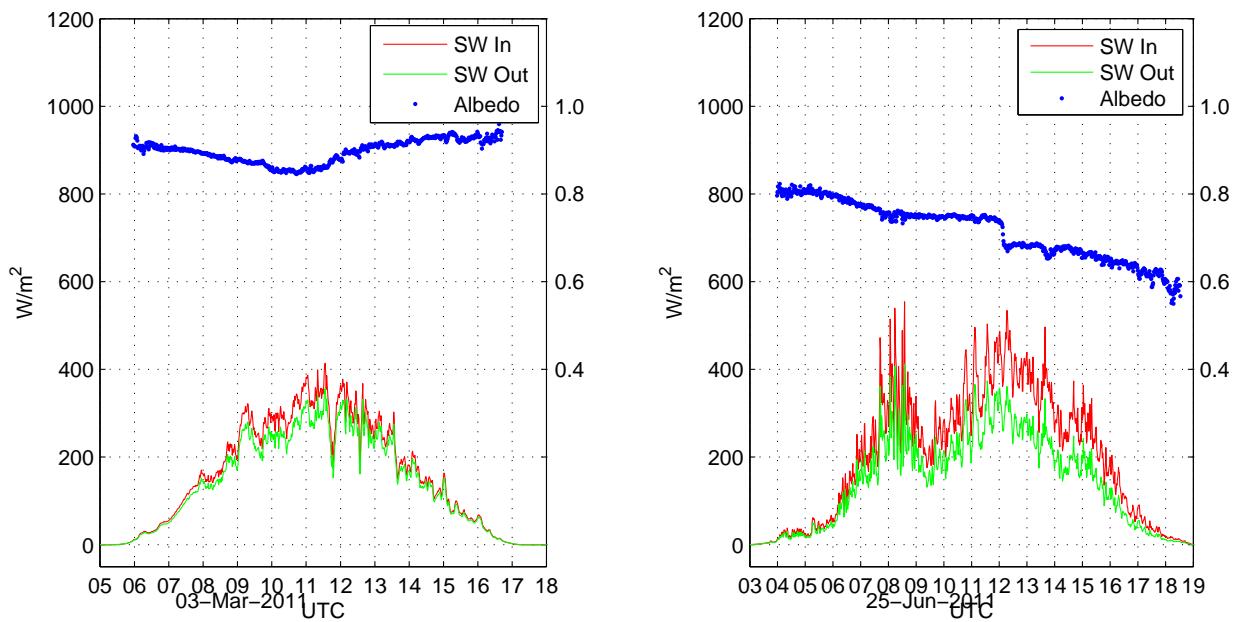


Abbildung 6.10: Messwerte vom Kleinfleißkees vom 3. März 2011 (links) und vom Goldbergkees vom 25. Juni 2011 (rechts).

Da $a_{diff} \approx 1$, spielen alle bisher ermittelten Parameter keine Rolle. Außerdem sind für bewölkte Tage atmosphärische Parameter sowie Neigungen und Expositionen anhand der Messwerte nicht zu bestimmen.

	Kleinfleißkees, 3. März 2011	Goldbergkees, 25. Juni 2011
α	$0,89 \pm 0,02$	$0,72 \pm 0,08$

Tabelle 6.2: Mittelwert der gemessenen Albedo am Kleinfleißkees für den 3. März 2011 und am Goldbergkees für den 25. Juni 2011.

Kapitel 7

Fehlerquellen

7.1 Modellidealisation

Bei dem in den vorigen Kapiteln beschriebenen Modell für die solare Strahlung handelt es sich um eine Idealisierung, bei der Annahmen getroffen werden, die in der Praxis nicht immer zutreffen.

Betrachtet man die ermittelten atmosphärischen Parameter ε und V über einen Tag als konstant, muss man sich darüber im klaren sein, dass sich die atmosphärische Zusammensetzung im Laufe eines Tages ändert, vor allem bei aufziehender Bewölkung oder bei Aufklaren nach Nebel. Es wird auch angenommen, dass die Intensität der Globalstrahlung laut Lambert-Beer'schen (Gl. (4.4)) abfällt und der geometrische Weg durch die Atmosphäre proportional zu $\frac{1}{\cos \vartheta_s}$ ist, was soviel bedeutet, dass die Atmosphäre als flach angenommen wird. Während das für Zenitwinkel $\vartheta_s \lesssim 70^\circ$ gilt, ist dies für große Winkel (Sonnenaufgang und -untergang) nicht der Fall.

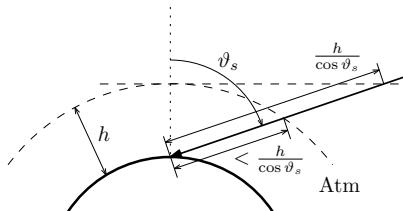


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung über den Einfluss der Erdkrümmung auf den geometrischen Weg durch die Atmosphäre.

In Abb. 7.1 ist die Erdkrümmung in Relation zur Höhe der Atmosphäre (h) übertrieben dargestellt, um zu demonstrieren, dass bei großem Zenitwinkel der geometrische Weg nicht mehr proportional zu $\frac{1}{\cos \vartheta_s}$ ist. Die waagerechte strichlierte Linie zeigt die Vernachlässigung der Krümmung der Atmosphäre, die zur Kosinusabhängigkeit des geometrischen Weges führt, wodurch ein längerer geometrischer Weg angenommen wird als in Wirklichkeit (gekrümmte strichlierte Linie) der Fall ist. Dieser Effekt wird allerdings durch die Brechung der solaren Strahlung an der Atmosphäre geringfügig kompensiert.

Beim Anpassen der Modellparameter führen diese Effekte an Tagen, an denen um die Mittagszeit keine Bewölkung herrscht, nur zu sehr geringen Abweichungen bei der Bestimmung von Pyranometer- und Hangneigungen und damit nur zu keinen Abweichungen der Albedo.

Der in Abschnitt 5.3 beschriebene Anteil der diffusen Strahlung wird an wolkenlosen Tagen für den ganzen Tag mit $a_{diff} = 10\%$ angenommen, was nicht ganz korrekt ist, wie in Abb. 5.5 gezeigt ist. Würde man an solchen Tagen für a_{diff} eine Zeitreihe verwenden und diese mit den gemessenen und modellierten Minutenwerten berechnen, läge der Unterschied unter 1%. Weiters wird die diffuse Strahlung als isotrop angenommen, was ebenfalls nur eine Näherung darstellt. Der Einfluss dieser Annahmen ist für die Berechnung der tatsächlichen Albedo allerdings nur von geringer Bedeutung.

An bewölkten Tagen wird der Anteil der diffusen Strahlung $a_{diff} = 1$ angenommen. An manchen Tagen ist das eine durchaus realistische Annahme. Allerdings gibt es auch Tage, an denen ein geringer Anteil direkter Sonnenstrahlung auf die Oberfläche einfällt und auch ein verringriger Tagesgang der einfallenden und reflektierten Strahlung erkennbar ist.

Der dadurch entstehende Fehler ist groß, da unter bewölkten Bedingungen die Albedo bis zu 15% höher als die unter wolkenlosen Bedingungen bestimmte sein kann und weiters über den ganzen Tagesgang gemittelt wird. Die für solche Tage bestimmte Albedo, wie in Abb. 7.2 dargestellt, ist mit großen Unsicherheiten behaftet.

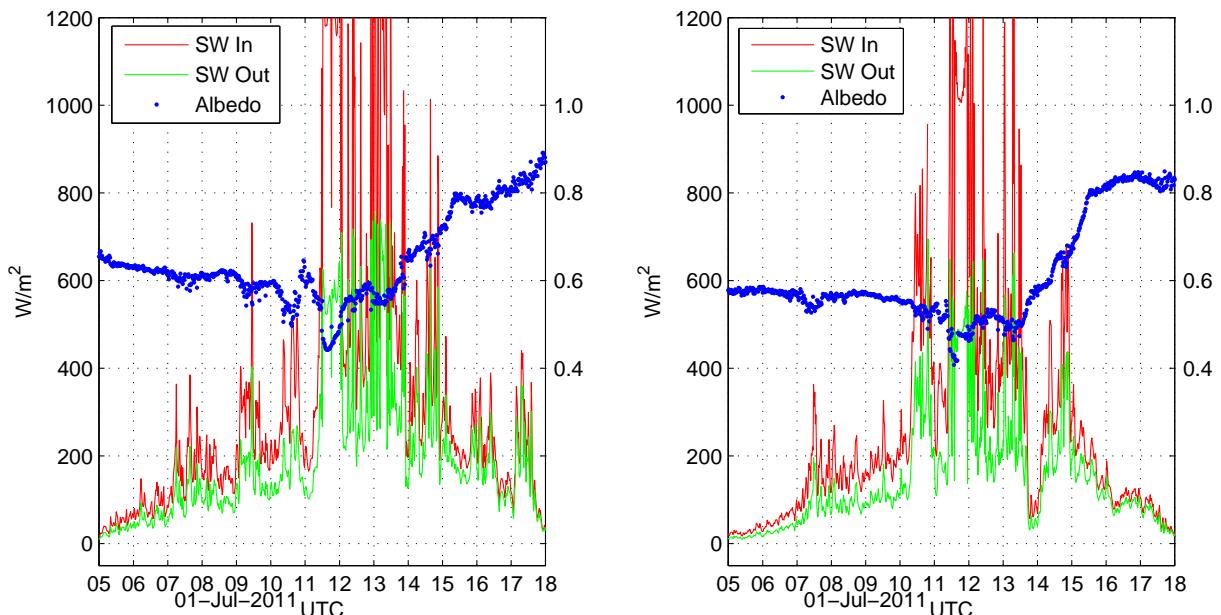


Abbildung 7.2: Messwerte Kleinfleißkees (links) und Goldbergkees (rechts) vom 1. Juli 2011, einem diffusen Tag, an dem α stark variiert.

Ein möglicher Grund für den Anstieg der Albedo am 1. Juli 2011 ab ca. 15h könnte

einsetzender Schneefall sein. Ein Beweis dafür ist in Abb. 7.3 dargestellt, einem Bild der nach Süden gerichteten Webcam auf dem Dach des Sonnblick Observatoriums mit Blick auf das Goldbergkees, auf dem deutlich Neuschnee zu erkennen ist.



Abbildung 7.3: Bild der nach Süden gerichteten Webcam auf dem Dach des Sonnblick Observatoriums vom 2. Juli 2011 um 12:05 UTC mit Blick auf das Goldbergkees mit Neuschnee.

Bei der reflektierten Strahlung wird angenommen, dass der Schnee bzw. der Gletscher isotrop diffus reflektiert. Wie schon in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, ist das nicht der Fall. Auch spielt vor allem in Schmelzperioden die spiegelnde Komponente eine Rolle, deren Berücksichtigung bei dem beschriebenen Modell sehr kompliziert geworden wäre und eine Automatisierung ausgeschlossen hätte, da dies nur einige wenige wolkenlose Tage betrifft.

Außerdem wird die Albedo durch den reflektierenden Anteil bei flachen Winkeln überschätzt. Der entstehende Fehler der ermittelten Albedo wird auf $\pm 3\%$ geschätzt.

Bei dem idealisierten Modell wird auch angenommen, dass der zu berücksichtigende Hang eine glatte Fläche ist. Schneedecken und Gletscheroberflächen sind jedoch unebene, unregelmäßige, gewölbte Gebilde, die sich zeitlich ständig verändern. Das ist daran erkennbar ist, dass weder die Hangneigung noch die Hangexposition über ein Jahr konstant sind, wie Abb. 7.4 zeigt.

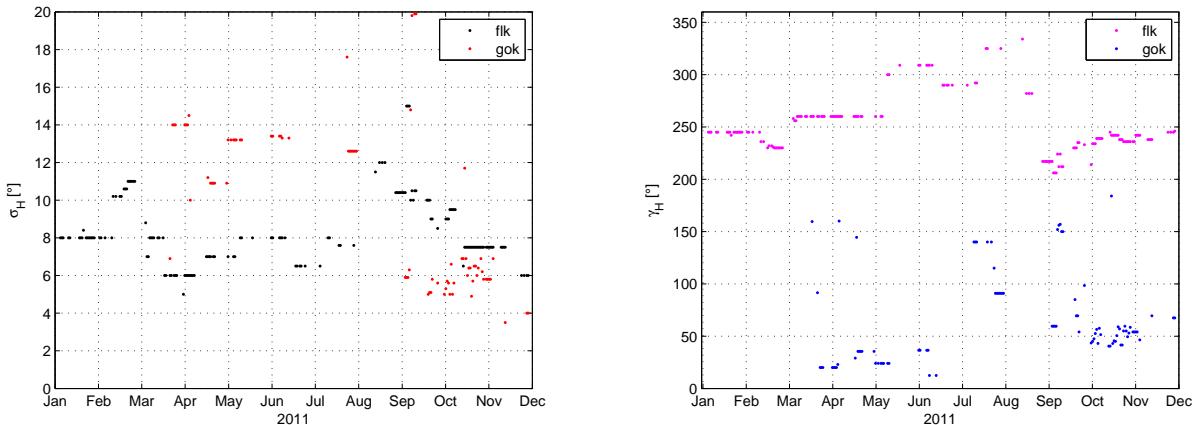


Abbildung 7.4: Hangneigungen σ_H (links) und Hangexpositionen γ_H (rechts)

Zu Berücksichtigen ist auch, dass sich die Schneedecke im Laufe der Zeit ständig verändert und sich vor allem ab Beginn der Schmelzperiode Verschmutzungen ansammeln, die nicht gleichmäßig verteilt sind und bei den Messungen trotzdem mit gemittelt werden. Auch ist nach der Ausaperung des Gletschers in den Sommermonaten dieser mit Schutt bedeckt, der auch nicht gleichmäßig verteilt ist.

Abschattungen durch umliegende Berge spielen vor allem im Frühjahr und im Herbst bei Sonnenaufgang und -untergang eine Rolle. Beim Anpassen werden diese Abschattungen vom Modell ausgenommen, allerdings kann somit auch nur ein wesentlich geringerer Anteil der direkten einfallenden Strahlung modelliert werden, was zu kleineren Fehlern führt. In Abb. 7.5 sieht man, dass vor allem am Goldbergkees ab ca. 13:00 UTC an einem wolkenlosen Tag im November keine direkte Strahlung mehr einfällt.

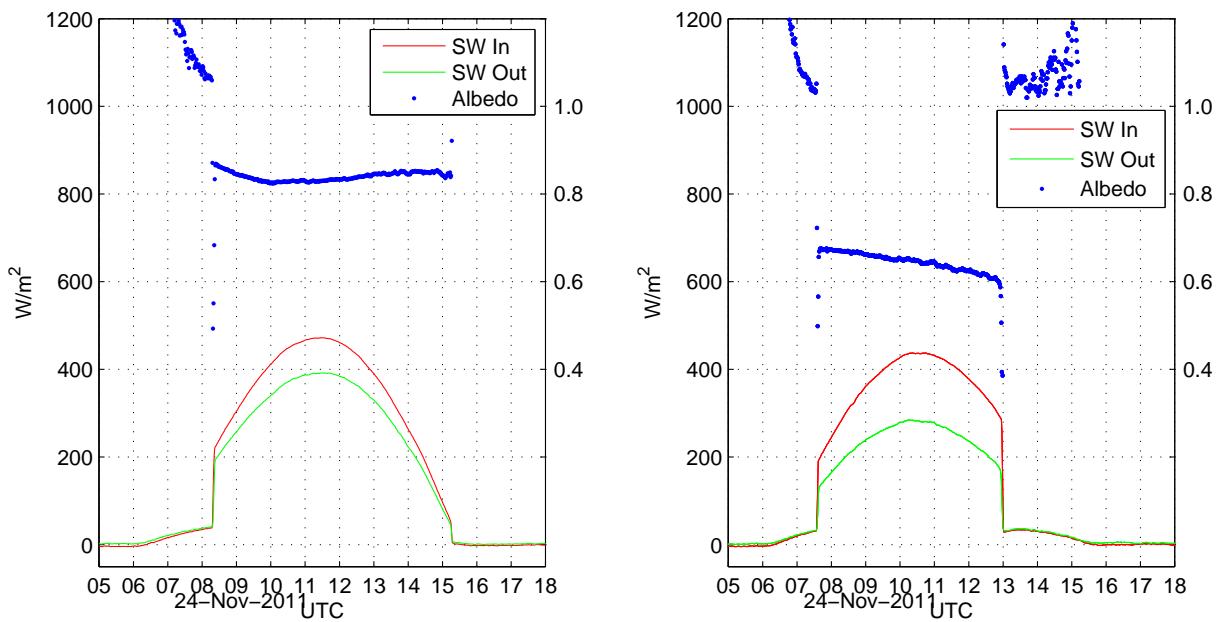


Abbildung 7.5: Messwerte vom Kleinfleißkees (links) und vom Goldbergkees (rechts) vom 24. November 2011, an denen Abbschattungen umliegender Berge erkennbar sind.

Bei einem idealen Messaufbau wird das nach oben gerichtete Pyranometer nur von Himmel und Sonne bestrahlt, das nach unten gerichtete Pyranometer nur von der Schnee- bzw. Gletscheroberfläche. Da die umliegenden Berge nicht nur die Geräte abschatten, sondern diese auch mit einem geringen Anteil durch reflektiertes Licht bestrahlen, kann dies zu Messfehlern führen.

7.2 Gerätefehler und Messfehler

Bei dem beschriebenen Modell wird angenommen, dass das Pyranometer stets nach Süden ausgerichtet ist, was bei der Berechnung der Pyranometerneigung σ_P und -exposition γ_P durch die Messwerte des Inklinometers relevant ist.

Lt. Manual von Kipp & Zonen liefern die Pyranometer bei den AWS und des 'Suntrackers' bis zu einem Zenitwinkel $\vartheta_s = \pm 80^\circ$ sinnvolle Werte, was beim Modellieren berücksichtigt werden muss und die Werte kurz nach Sonnenaufgang und kurz vor Sonnenuntergang ausgenommen werden müssen. Die Höhe der Pyranometer über Grund sollte $h = 1,5m$ sein, was sich durch Schneefall, Schneeschmelze und vor allem im Sommer durch die Ablation der Gletscher ständig ändert. Außerdem ist der Öffnungswinkel des nach unten gerichteten Pyranometers 150° , während der des nach oben gerichteten Pyranometers 180° beträgt, wodurch bei der Messung der reflektierenden Strahlung ein wesentlich kleinerer Bereich abgedeckt ist, um eine möglichst homogene Fläche zu messen.

Der temperaturabhängige Fehler der Sensitivität der Pyranometer bei den AWS liegt

bei unter 4% in einem Temperaturbereich von $T = -10$ bis $+40^\circ C$. Dadurch kann man davon ausgehen, dass bei Temperaturen von $T \leq -10^\circ C$ der Fehler bei 4% liegt.

Der temperaturabhängige Fehler der Sensitivität des 'Suntracker' liegt bei unter 1% in einem Temperaturbereich von $T = -20$ bis $+50^\circ C$. Allerdings ist die spektrale Empfindlichkeit des 'Suntracker' mit einer Wellenlänge von $280 - 4000 nm$ höher als die der Pyranometer bei den AWS ($305 - 2800 nm$). Dadurch kann angenommen werden, dass V um ca. 0,5% zu hoch angenommen wird.

Die Genauigkeit der zweiachsigen Inklinometer beträgt im Temperaturbereich von $T = -40$ bis $+85^\circ C \pm 0,5^\circ$. Bei der Berechnung der Pyranometerexposition γ_P wird vorausgesetzt, dass die x-Achse des Inklinometers genau nach Süden ausgerichtet ist, was allerdings schon beim Ausrichten der AWS nicht genau der Fall ist ($\pm 5^\circ$).

7.3 Äußere Einflüsse

Wie man schon beim Modellieren der Werte der AWS vom Goldbergkees von Beginn des Jahres 2011 gesehen hat, spielen äußere Einflüsse bei einer AWS im hochalpinen Gelände eine große Rolle.

Die Distanz des Pyranometers zur Oberfläche ändert sich ständig und somit auch die Größe der zu messenden Fläche, da das nach unten gerichtete Pyranometer über einen Öffnungswinkel von 150° mittelt. Je geringer diese Distanz ist, desto mehr können Windverfrachtungen an der Schneeeoberfläche die Hangneigung σ_H und -exposition γ_H beeinflussen.

An einigen Tagen kommt es vor, dass sich Schneeflocken oder Regentropfen, sowie Tau oder Reif auf der Glaskuppel des Pyranometer ansammeln und dort für längere Zeit bestehen bleiben. Bei Niederschlag passiert dies am nach oben gerichteten Pyranometer, was die Messung für solche Zeiträume unbrauchbar macht, in dem die direkt einfallende Strahlung durch die Störstelle auf der Glaskuppel blockiert wird, wie in Abb. 7.6 (links oben) und (rechts oben) dargestellt ist. Passiert dies während einer Kälteperiode, in der die maximale Lufttemperatur über mehrere Tage nicht über $0^\circ C$ erreicht, kann das angesammelte Eis mehrere Tage auf der Glaskuppel haften, wie Abb. 7.6 (unten) zeigt.

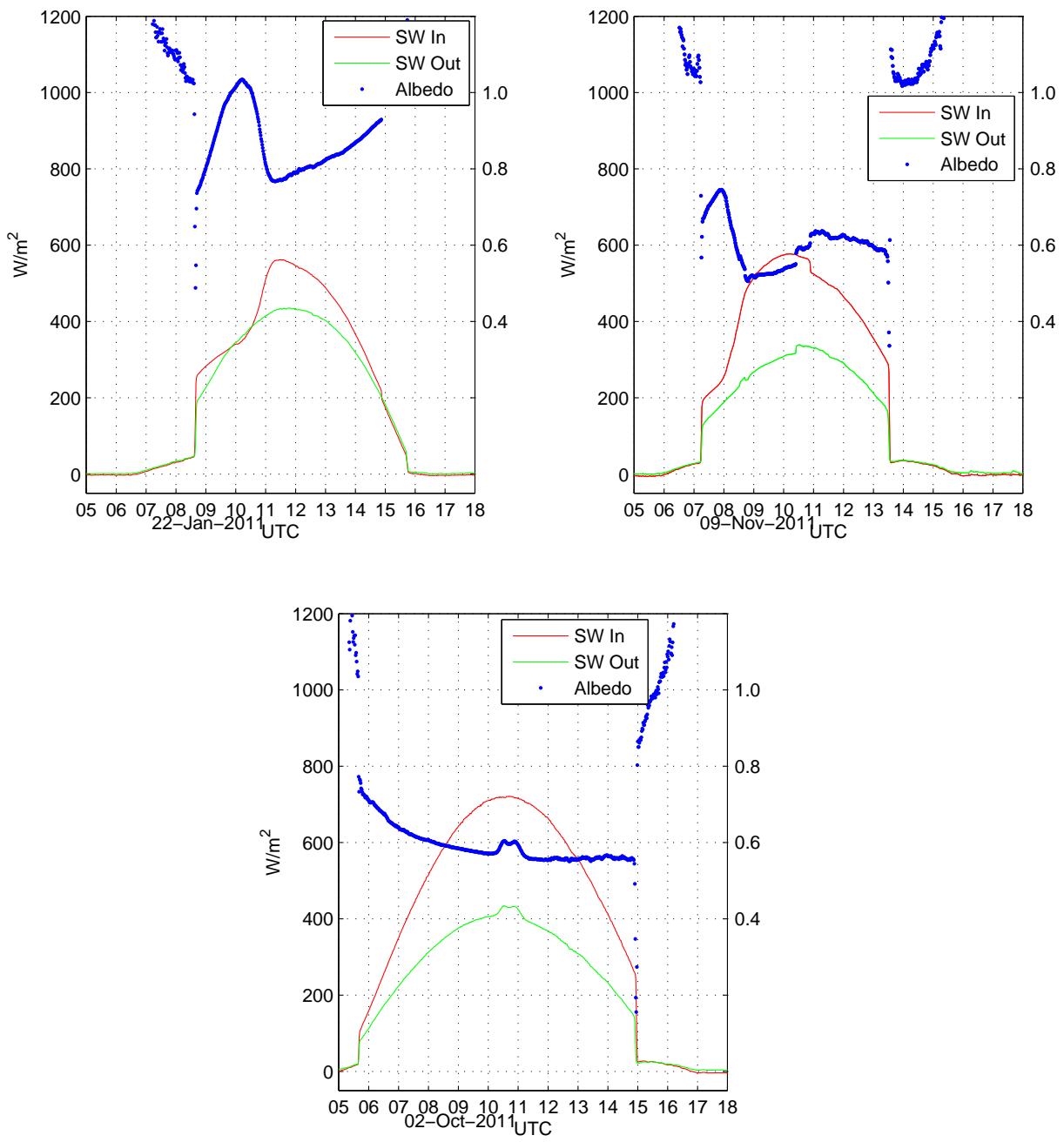


Abbildung 7.6: Messwerte Kleinfleißkees (links oben) und Goldbergkees (rechts oben) vom 22. Jänner 2011, vom Goldbergkees (unten) am 2. 10. 2011, bei denen sich Störstellen, wie Schneeflocken oder Wassertropfen auf der Glaskuppel des Pyranometers befinden.

Auf dem nach unten gerichteten Pyranometer können sich auch Wasser- und Eistropfen bilden, die sich am unteren Teil der Glaskuppel ansammeln und über mehrere Tage dort bestehen, wie in Abb. 7.6 (unten) zu sehen ist.

Verunreinigungen der Glasabdeckungen durch Rückstände von Niederschlag, Reif oder Tau sind nicht auszuschließen.

An durchgehend nebeligen Tagen kann es passieren, dass die ins nach unten gerichtete Pyranometer einfallende reflektierte Strahlung größer ist als die ins nach oben gerichtete. Grund dafür könnte sein, dass sich gefrierender Nebel oder Schneeflocken auf der Glaskuppel des nach oben gerichteten Pyranometers festsetzen, die durch den an diffusen Tagen kaum vorhandenen Temperaturunterschied über längere Zeit bestehen bleiben. Dadurch wird das nach oben gerichtete Pyranometer verdunkelt und nimmt somit weniger Strahlung auf, als das nach unten gerichtete. Bei Division der beiden Werte kommt es dadurch zu einer gemessenen Albedo, die wie in Abb. 7.7 den ganzen Tag über kaum variabel, aber > 1 ist.

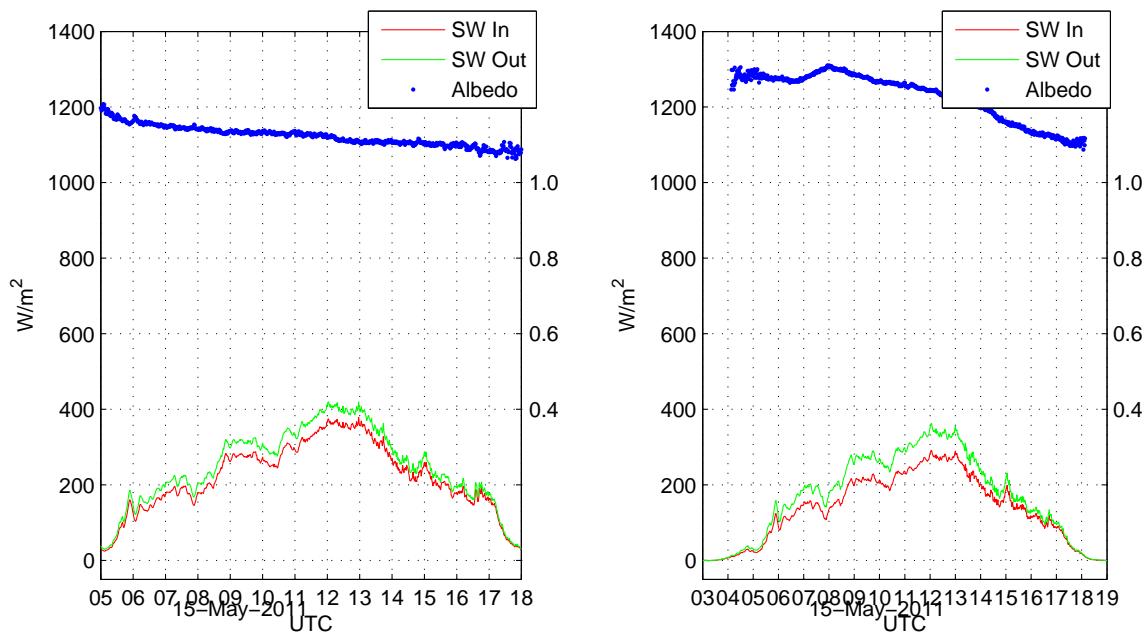


Abbildung 7.7: Messwerte vom Kleinfleißkees (links) und vom Goldbergkees (rechts), bei denen α den ganzen Tag > 1 ist, vom 15. Mai 2011.

Dass der 15. Mai 2011 ein durchgehend nebeliger Tag war, beweisen die Bilder der Webcam vom Dach des Sonnblick Observatoriums, deren Oberrand der Linse sogar über einige Tage mit Schnee bedeckt war. Abb. 7.8 zeigt den Blick Richtung Süden, also Richtung Goldbergkees am 15. Mai 2011 um 12:05 UTC.



Abbildung 7.8: Bild der nach Süden gerichteten Webcam auf dem Dach des Sonnblick Observatoriums vom 15. Mai 2011 um 12:05 UTC, einem durchgehenden Nebeltag mit teilweise schneebedeckter Linse.

Wie schon in Abschnitt 2.3 erwähnt ist die Albedo wellenlängenabhängig. Die Zusammensetzung der Wellenlänge des Lichtes ist über einen Tag variabel, was man vor allem bei Sonnenaufgang und -untergang durch die Verschiebung des Spektrums zum roten Anteil erkennen kann. Der Effekt der sich ändernden Albedo muss hier mitberücksichtigt werden.

Durch die ständige Umwandlung der Schneedecke kommt es vor allem in Schmelzperioden vor, dass sich die AWS um einige Grad neigen oder nach der Ausaperung des Gletschers sogar umfallen können, was im September 2011 sowohl bei der AWS am Kleinfleißkees als auch bei jener am Goldbergkees der Fall war.

Da der Hauptmast der AWS nur ca. 2m in den Gletscher hineingebohrt ist, kann es vor allem bei Ablation der Gletscher in den Sommermonaten zur Ausaperung der Station kommen. Durch direkte Sonneneinstrahlung und Wärmeleitung erwärmt sich der Mast rasch und führt zu einem schnellen Schmelzen des Eises, in dem der Mast direkt verankert ist. Dadurch kann es nach einer längeren Hitzeperiode passieren, das sich die AWS aufgrund ihrer Höhe und dadurch erlangten Instabilität langsam neigt, wie in Abb. 7.9 demonstriert ist.



Abbildung 7.9: AWS auf dem Kleinfleißkees nach der Ausaperung im September 2011. Bei einer solchen Neigung sind die Messwerte nicht mehr verwendbar, Foto: Gernot Weyss.

Eine Strahlungsmessung bei einer solchen Neigung der Pyranometer ist nicht mehr sinnvoll, da sowohl in das nach oben gerichtete Pyranometer Reflexionen vom Gletscher und den umliegenden Bergen einfallen, als auch in das nach unten gerichtete Pyranometer nicht mehr ausschließlich reflektierte Strahlung einfällt.

Kapitel 8

Interpretation der Ergebnisse

Die durchgeführten Korrekturen zur Berücksichtigung der Hangneigungen σ_H und -expositionen γ_H sowie der Pyranometerneigungen σ_P und -expositionen γ_P führen zu einer Korrektur der direkt gemessenen Albedo. Das führt in weiterer Folge dazu, dass auch die Strahlungsbilanz an wolkenlosen Tagen korrigiert werden muss. Diese Korrekturen können, je nach Jahreszeit und Neigungen und Expositionen von Hang und Pyranometer, sehr deutlich (in diesem Fall zwischen 20% und 300%) ausfallen.

Anhand von Vergleichen der gemessenen mit den korrigierten Werten wird dies nun demonstriert.

8.1 Ergebnisse direkter Messungen

Zunächst werden die Ergebnisse der direkten Messungen dargestellt, um zu sehen, dass eine Korrektur notwendig ist, um realistische Werte zu erhalten.

Abb. 8.1 und 8.2 zeigen die gemessene einfallende kurzwellige Strahlung SW_{in} gegen die von der Schnee- bzw. Gletscheroberfläche reflektierte Strahlung SW_{out} . Es wurden die 60-Minuten-Mittelwerte verwendet und zusätzlich die Werte von wolkenlosen (blau) und diffusen Tagen (rot) getrennt aufgetragen.

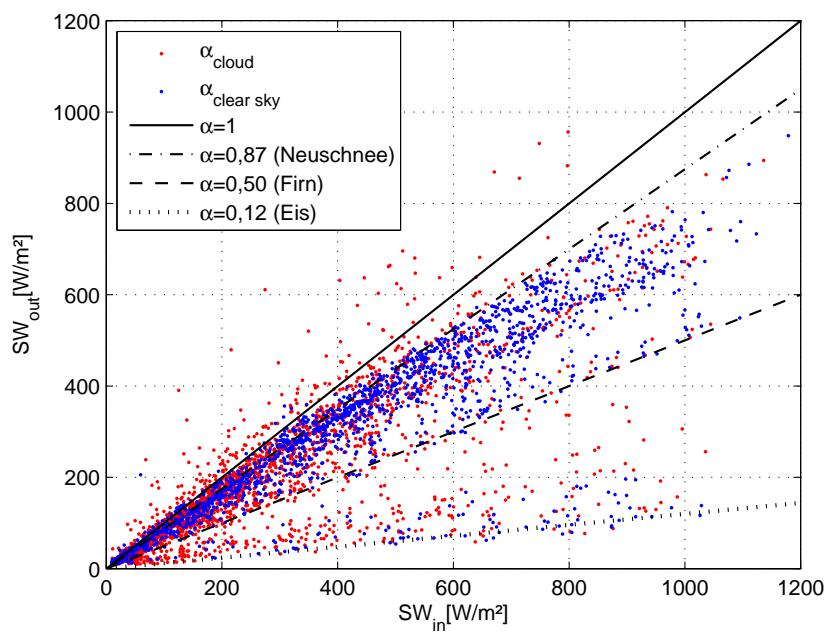


Abbildung 8.1: Darstellung der am Kleinfleißkees gemessenen, unkorrigierten 60-Minuten-Mittelwerte der einfallenden gegen die reflektierte Globalstrahlung für bewölkte (rot) und wolkenlose Tage (blau) im Messzeitraum vom 14. Jänner bis 31. Dezember 2011.

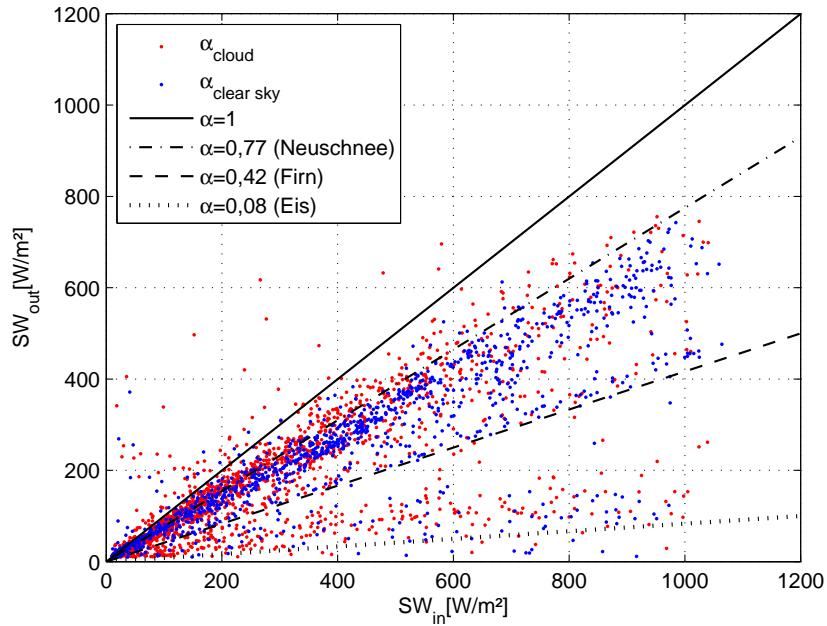


Abbildung 8.2: Darstellung der am Goldbergkees gemessenen, unkorrigierten 60-Minuten-Mittelwerte der einfallenden gegen die reflektierte Globalstrahlung für bewölktes (rot) und wolkenlose Tage (blau) im Messzeitraum vom 2. April bis 31. Dezember 2011.

Die Geraden in Abb. 8.1 und 8.2 kennzeichnen jeweils konstante Albedowerte, wobei diese so gewählt wurden, dass sie entlang markanter Linien in der Darstellung eingezeichnet wurden, die verschiedenen Schne- und Eisarten entsprechen. Die Geraden mit $\alpha = 0,87$ für das Kleinfleißkees und $\alpha = 0,77$ für das Goldbergkees entsprechen dabei Neuschnee, jene bei $\alpha = 0,50$ für das Kleinfleißkees bzw. bei $\alpha = 0,42$ für das Goldbergkees Firn bzw. Altschnee und jene bei $\alpha = 0,12$ für das Kleinfleißkees bzw. bei $\alpha = 0,08$ für das Goldbergkees schmutzigem Gletschereis.

An den Darstellungen der unkorrigierten Werte erkennt man, dass die Werte für bewölkte Tage über denen an wolkenlosen Tagen liegen. Einerseits ist an bewölkten Tagen die Albedo höher als an wolkenlosen (siehe Abschnitt 2.3.3), andererseits legt dies auch nahe, dass für wolkenlose Tage aufgrund der Neigungsfehler eine zu niedrige Albedo gemessen wird. Außerdem ist erkennbar, dass einige Strahlungsmesswerte zu einer Albedo von $\alpha > 1$ führen, was außerhalb des physikalisch möglichen Bereiches liegt. Wie schon in Kap. 7 erwähnt, kann dies auch an bewölkten Tagen aufgrund von äußeren Einflüssen der Fall sein. An wolkenlosen Tagen sollte es bei einem idealen Messaufbau physikalisch nicht möglich sein, Albedowerte von $\alpha > 1$ zu messen, was wiederum beweist, dass eine Korrektur wichtig ist, um physikalisch sinnvolle Werte zu erhalten (siehe Abschnitt 3.2).

Es fällt auch auf, dass auf dem Goldbergkees an wolkenlosen Tagen durchgehend niedrigere Albedowerte gemessen wurden als auf dem Kleinfleißkees, was zusätzlich in Abb. 8.3, einer Zeitreihe über die gemessenen, über einen Tag gemittelten Albedowerte beider Gletscher von 2011, verdeutlicht wird. Auch in dieser Abbildung sind die gemessenen Al-

bedowerte mit $\alpha > 1$ erkennbar, allerdings werden die bewölkten Tage in dieser Zeitreihe nicht von den wolkenlosen unterschieden.

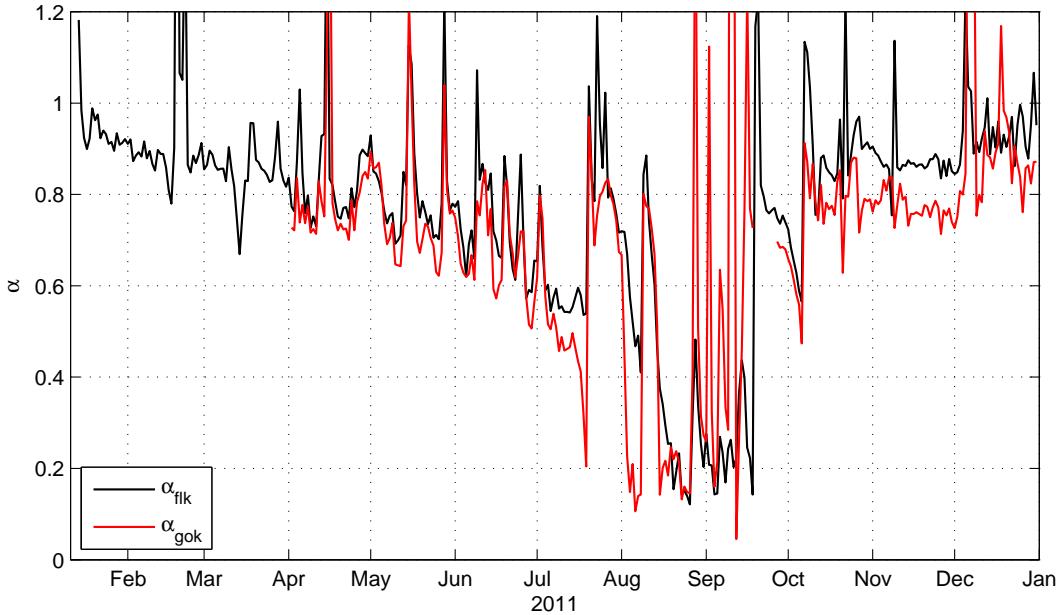


Abbildung 8.3: Zeitlicher Verlauf der gemessenen, über einen Tag gemittelten Albedo am Kleinfleißkees vom 14. Jänner bis zum 31. Dezember 2011 (schwarz) und am Goldbergkees vom 2. April bis zum 31. Dezember 2011 (rot).

In Abb. 8.1 und 8.2 erkennt man außerdem, dass am Goldbergkees die Albedowerte bei Neuschnee an bewölkten Tagen (rot) etwa gleich sind wie am Kleinfleißkees ($\alpha \simeq 0,87$).

Der Grund für die durchgehend niedrigeren Messwerte der Albedo am Goldbergkees an wolkenlosen Tagen ist mit großer Wahrscheinlichkeit der unterschiedliche Neigungsfehler. Dabei ist auch festzuhalten, dass die AWS am Goldbergkees nordöstlich exponiert, während jene am Kleinfleißkees südwestlich exponiert ist und somit wesentlich mehr direkte solare Strahlung erhält.

8.2 Ergebnisse korrigierter Albedowerte an wolkenlosen Tagen

In diesem Abschnitt wird der Unterschied zwischen direkt gemessenen und korrigierten Werten für wolkenlose Tage demonstriert.

In Abb. 8.4 und 8.5 ist die gemessene reflektierte Strahlung SW_{out} gegen die mit der korrigierten Albedo α_{corr} multiplizierten reflektierten Strahlung, die somit $SW_{in,corr}$ ergibt, sowie die direkt gemessenen Werte α_{mess} für wolkenlose Tage dargestellt.

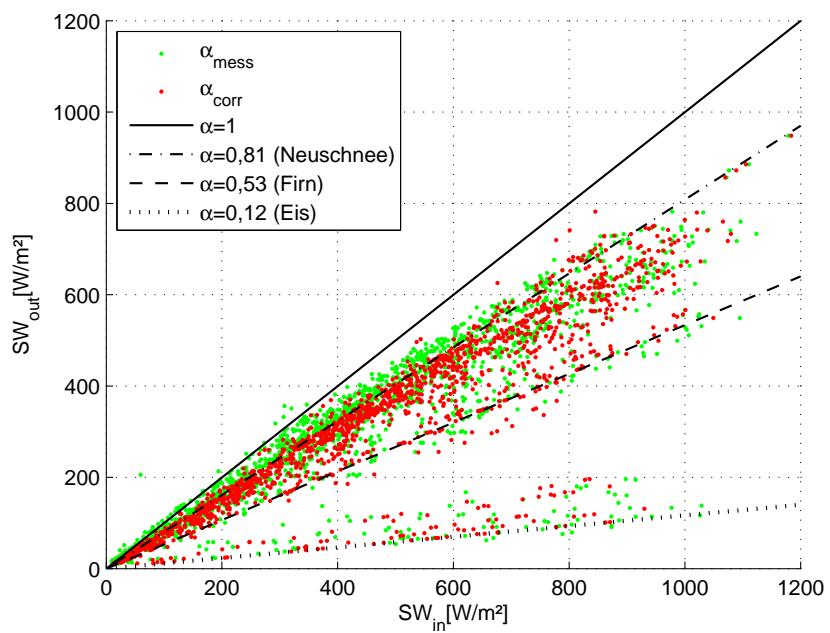


Abbildung 8.4: Darstellung der am Kleinfleißkees mit α_{corr} korrigierten und der direkt gemessenen α_{mess} 60-Minuten-Mittelwerte der einfallenden gegen die reflektierte Globalstrahlung im Messzeitraum vom 14. Jänner bis 31. Dezember 2011 für wolkenlose Tage.

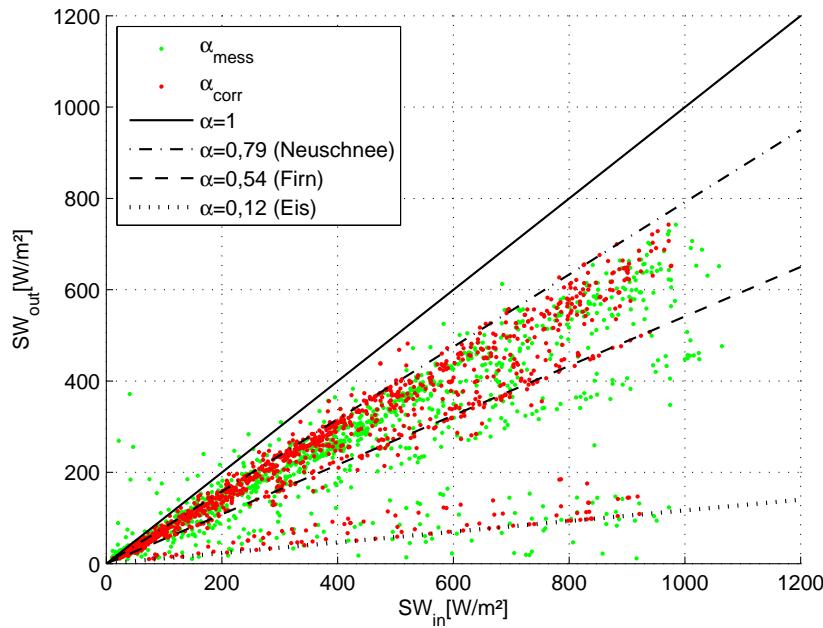


Abbildung 8.5: Darstellung der am Goldbergkees α_{corr} korrigierten und der direkt gemessenen α_{mess} 60-Minuten-Mittelwerte der einfallenden gegen die reflektierte Globalstrahlung im Messzeitraum vom 2. April bis 31. Dezember 2011 für wolkenlose Tage.

Die Linien konstanter Albedo in Abb. 8.4 und 8.5 für Neuschnee, Firn bzw. Altschnee und schmutziges Gletschereis sind wie schon in Abschnitt 8.1 gekennzeichnet. Vergleicht man die Darstellungen der korrigierten Werte mit jenen der gemessenen aus Abb. 8.1 und 8.2, erkennt man, dass die Unterschiede der Linien konstanter Albedo für die unterschiedlichen Schneearten am Goldbergkees nur mehr geringfügig niedriger liegen als die am Kleinfleißkees, was als Zeitreihe auch in Abb. 8.6 dargestellt ist. Außerdem ist ersichtlich, dass die Messwerte eine wesentlich größere Streuung aufweisen als die korrigierten. Für das Kleinfleißkees liegt die Gerade der direkt gemessenen Albedo α_{mess} für Neuschnee über der korrigierten α_{corr} , während die für das Goldbergkees deutlich darunter liegt. Auch die Firn bzw. Altschnee-Grenze liegt am Goldbergkees deutlich unter jener der korrigierten Albedo α_{corr} , am Kleinfleißkees hingegen ist diese nur um $\alpha = 0,03$ höher.

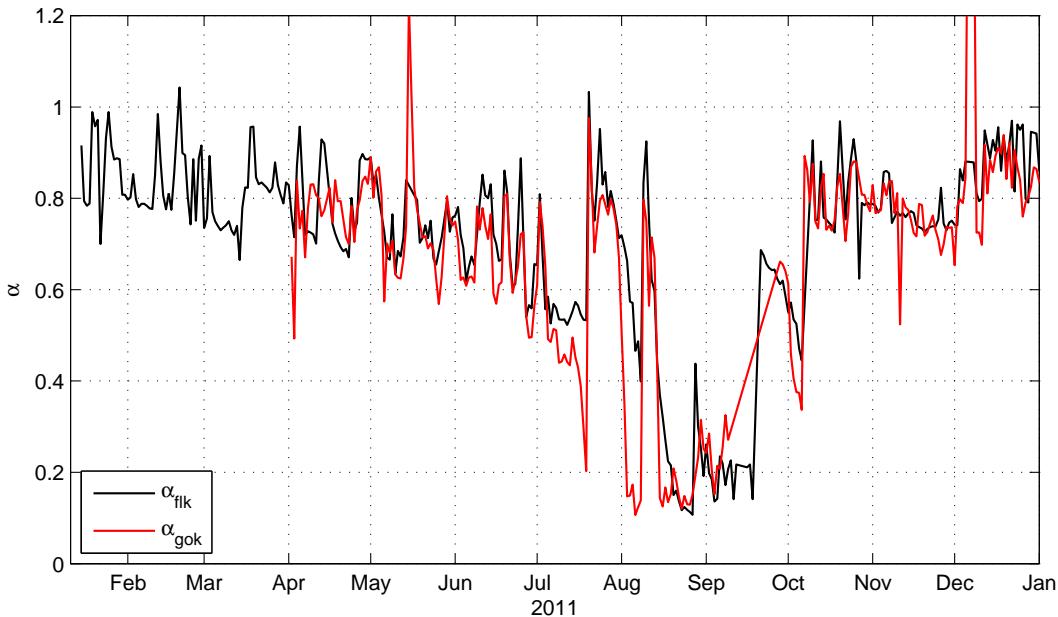


Abbildung 8.6: Zeitlicher Verlauf der korrigierten, über einen Tag gemittelten Albedo am Kleinfleißkees vom 14. Jänner bis zum 31. Dezember 2011 (schwarz) und am Goldbergkees vom 2. April bis zum 31. Dezember 2011 (rot).

Bei der Betrachtung der Zeitreihe der korrigierten Albedo α_{corr} in Abb. 8.6 muss berücksichtigt werden, dass hier für jeden Tag ein Mittelwert berechnet wurde. Die Tatsache, dass am Kleinfleißkees wesentlich mehr Tage korrigiert wurden, weil einerseits mehr Messwerte vorhanden waren, andererseits mehr wolkenlose Tage beobachtet wurden, muss dabei beachtet werden. Trotzdem ist ersichtlich, dass am Goldbergkees die korrigierte Albedo α_{corr} etwas niedriger ist als die am Kleinfleißkees.

In Abb. 8.6 erkennt man auch deutlich den Rückgang der Albedo in den Sommermonaten sowie die stattgefundenen Schneefälle, nach denen die Albedo kurzfristig angestiegen und mit dem raschen Abschmelzen der Schneedecke wieder abgesunken ist. Ab Mitte September ist kein rasches Absinken der Albedo mehr erkennbar, was ein Hinweis darauf ist, dass ab diesem Zeitpunkt die Gletscher-Messstellen durchgehend mit Schnee bedeckt waren.

Das Rauschen in Abb. 8.6 kommt durch die bewölkten Tage zustande, an denen einerseits Gl. (5.14)

$$\alpha = \alpha_{mess}$$

gilt und andererseits die Albedo an bewölkten Tagen höher ist. Außerdem sind durchgehend nebelige Tage in dieser Zeitreihe ebenfalls enthalten, an denen zusätzlich zur Reflexion an der Schneeoberfläche noch die Reflexion am Nebel (Mehrfachreflexion) gemessen wird. Im Gegensatz zu Abb. 8.3 enthält Abb. 8.6 wesentlich weniger Werte, die eine Albedo von $\alpha > 1$ aufweisen. Der Grund für Albedowerte von $\alpha > 1$ könnte eine mit gefrierendem

Nebel oder Schnee bedeckte Glaskuppel der nach oben gerichteten Pyranometer sein, wie in Abschnitt 7.3 anhand der Abb. 7.7 demonstriert wurde.

8.2.1 Darstellung der Fehler

Um zu zeigen, wie stark sich die Messwerte der Albedo von den korrigierten Werten an wolkenlosen Tagen innerhalb eines Jahres unterscheiden, werden die Unterschiede in einer Zeitreihe dargestellt.

Abb. 8.7 zeigt die relativen Fehler zwischen direkt gemessener α_{mess} und korrigierter Albedo α_{corr} in % für das Kleinfleißkees (blau) und das Goldbergkees (rot).

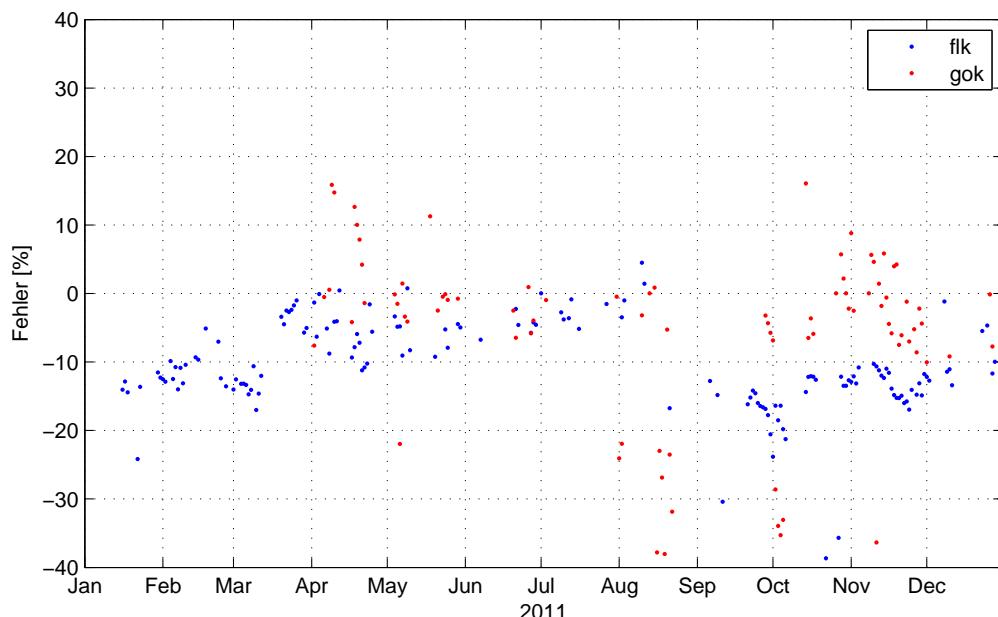


Abbildung 8.7: Relativer Fehler in % bezogen auf die ursprünglichen Messwerte zwischen den Tagesmittelwerten für wolkenlose Tage der direkt gemessenen α_{mess} und der korrigierten Albedo α_{corr} für das Kleinfleißkees (blau) und das Goldbergkees (rot).

Wie schon in Kap. 6 bei der Korrektur der Albedo für ausgewählte Tage gezeigt wurde, ist die relative Änderung der Albedo für das Kleinfleißkees niedriger als die für das Goldbergkees. Es fällt auch auf, dass der relative Fehler in den Sommermonaten (Juni bis September), in denen die Gletscher ausgeapert sind, unter 10%, während er in den Wintermonaten (September bis Juni) mehr als das doppelte beträgt, was einen großen Einfluss auf die Korrektur der Strahlungsbilanz hat. Der Grund für die geringeren Unterschiede in den Sommermonaten könnte sein, dass durch den geringeren Zenitwinkel der direkten solaren Einstrahlung die Neigungen und Expositionen keine so große Rolle spielen wie bei flachen Einfallswinkeln in den Wintermonaten.

In Abb. 8.7 ist im September 2011 auch eine deutliche Änderung des relativen Fehlers vor allem am Kleinfleißkees erkennbar. Da dies genau die Zeit war, in der beide AWS durch die rasche Ausaperung bei hohen Temperaturen umgekippt sind und danach neu aufgestellt wurden, ist es anzunehmen, dass ab diesem Zeitpunkt die Pyranometer etwas anders ausgerichtet wurden und der Unterschied vor allem zwischen Hang- und Pyranometerneigung am Kleinfleißkees anders war als in dem Zeitraum davor, was auch in Abb. 6.3 (a) ersichtlich ist.

8.3 Auswertung der Messwerte an bewölkten Tagen

Da in einem Jahr bewölkte und diffuse Tage, an denen die Albedo nicht korrigiert werden kann, überwiegen, machen diese einen Großteil der Zeitreihe aus. Dabei muss vor allem beachtet werden, dass einerseits durch die unterschiedliche Spektralverteilung die Albedo höher ist, als an wolkenlosen Tagen, andererseits die Streuung der unterschiedlichen Werte der Albedo viel größer ist, weil die Strahlung je nach Wolkenart unterschiedlich auf die Erdoberfläche einfällt. Außerdem werden an den Tagen, an denen nicht korrigiert werden kann, durchgehend diffuse Tage miteinbezogen, an denen vor allem bei Bodennebel starke Mehrfachreflexionen auftreten können und somit noch höhere Albedowerte gemessen werden. Das selbe gilt für Tage mit durchgehendem Schneefall, da an solchen auch nicht von bewölkten Tagen unterschieden werden kann.

In den Abb. 8.8 und 8.9 sind zusätzlich zu den korrigierten (rot) und den gemessenen 60-Minuten-Mittelwerten (grün) von wolkenlosen Tagen aus den Abb. 8.4 und 8.5 die 60-Minuten-Mittelwerte von bewölkten Tagen (blau) dargestellt.

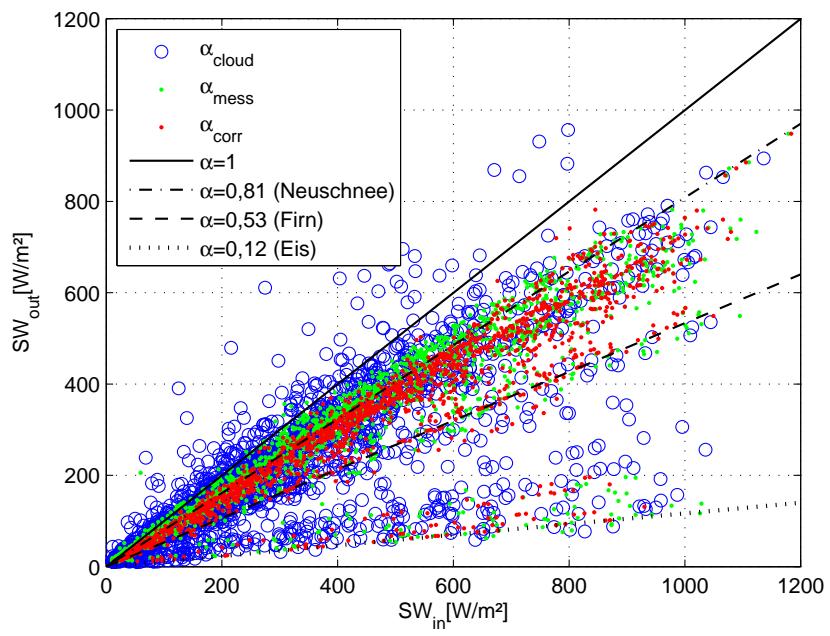


Abbildung 8.8: Darstellung der am Kleinfleißkees für wolkenlose Tage korrigierten α_{corr} und gemessenen α_{mess} und für bewölkte Tage (nicht korrigierten) α_{cloud} 60-Minuten-Mittelwerte der einfallenden gegen die reflektierte Globalstrahlung im Messzeitraum vom 14. Jänner bis 31. Dezember 2011.

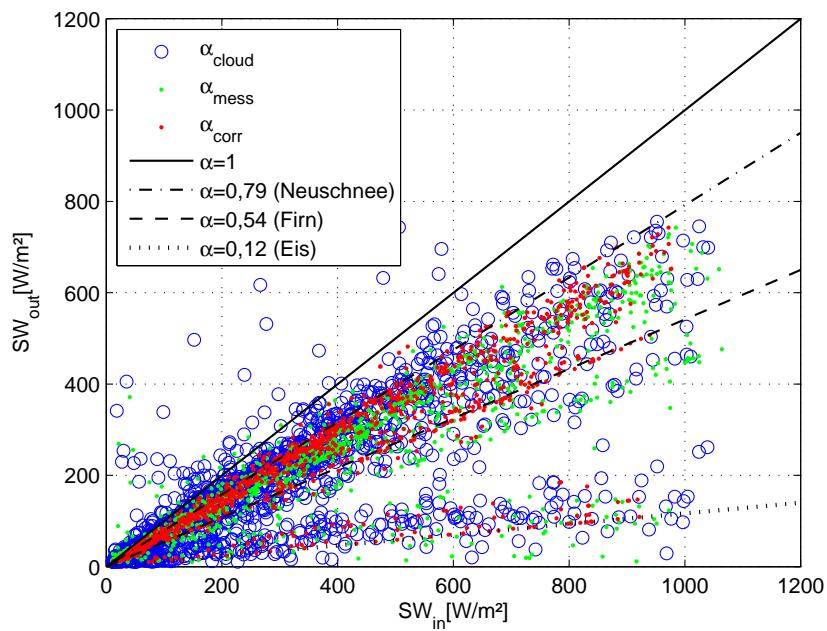


Abbildung 8.9: Darstellung der am Goldbergkees für wolkenlose Tage korrigierten α_{corr} und gemessenen α_{mess} und für bewölkte Tage (nicht korrigierten) α_{cloud} 60-Minuten-Mittelwerte der einfallenden gegen die reflektierte Globalstrahlung im Messzeitraum vom 2. April bis 31. Dezember 2011.

Für die Werte an bewölkten Tagen gilt Gl. (5.14)

$$\alpha = \alpha_{mess}$$

An den Referenzlinien in den Abb. 8.8 und 8.9 der konstanten Albedo für die unterschiedlichen Schneearten, bei denen die selben Werte verwendet wurden, wie in den Abb. 8.4 und 8.5, erkennt man, dass diese auch für bewölkte Tage sehr gut zu den Messwerten passen. Um dies übersichtlicher zu demonstrieren sind noch einmal nur die 60-Minuten-Mittelwerte der bewölkten Tage α_{cloud} in Abb. 8.10 nebeneinander dargestellt.

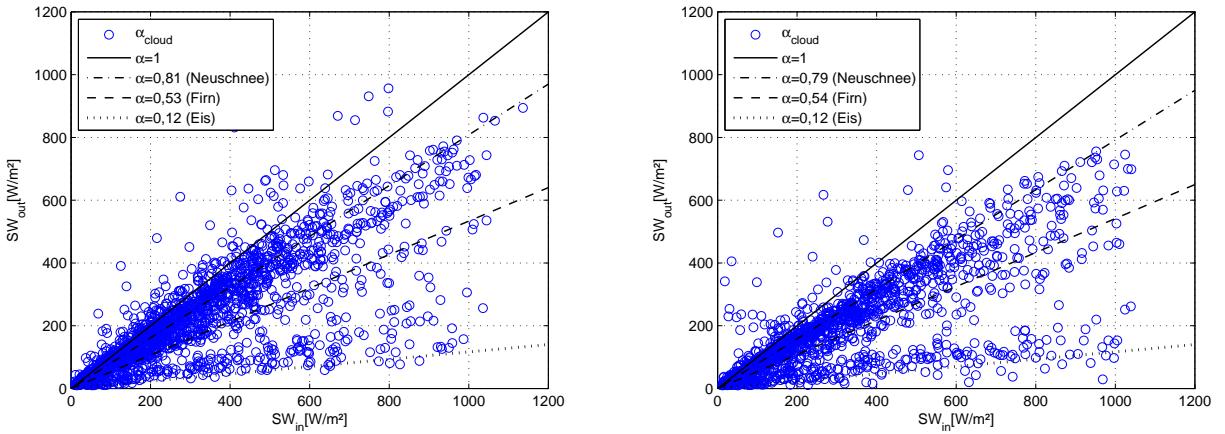


Abbildung 8.10: Darstellung der am Kleinfleißkees vom 14. Jänner bis 31. Dezember 2011 (links) und am Goldbergkees vom 2. April bis 31. Dezember 2011 (rechts) für bewölkte Tage 60-Minuten-Mittelwerte α_{cloud} der einfallenden gegen die reflektierte Globalstrahlung.

Die Linie für die konstante Albedo $\alpha = 0,54$ am Goldbergkees, die bei den korrigierten Werten die Firn- bzw. Altschnee-Grenze schematisch darstellt, ist für bewölkte Tage deutlich zu hoch angesetzt. Der Grund dafür könnte wiederum auf die am Goldbergkees niedriger gemessenen Albedowerte zurückzuführen sein. Dies wiederum widerspricht jedoch der Begründung für die niedrigeren Messwerte an wolkenlosen Tagen, da ja an diffusen Tagen die Neigungen weniger Einfluss haben sollten. Allerdings sind in den Abb. 8.8, 8.9 und 8.10 zusätzlich einige halb-diffuse Tage dargestellt, an denen aufgrund des zu hohen Rauschens der Messwerte keine Neigungen bestimmt werden konnten.

Auffällig ist auch, dass an bewölkten Tagen relativ viele Albedowerte von $\alpha > 1$ gemessen wurden. Betrachtet man die Messwerte dieser Tage und vergleicht sie mit jenen des 15. Mai 2011 (Abb. 7.7), wird ersichtlich, dass ähnliche Gründe vorliegen. Diese Tage waren durchgehend nebelig und gefrierender Nebel oder Schneeflocken haben sich an der Glaskuppel des nach oben gerichteten Pyranometers festgesetzt. Nach Betrachtung der Bilder der nach Süden gerichteten Webcam vom Dach des Sonnblick Observatoriums konnte diese Annahme bestätigt werden, vgl. Abb. 7.8.

8.4 Strahlungsbilanz

Die Neigungsfehler an wolkenlosen Tagen, die bei der Bestimmung der Albedo für solche Tage relevant sind, spielen natürlich auch bei der Berechnung der Strahlungsbilanz eine wesentliche Rolle. Der Grund dafür ist, dass die auf zwei verschiedenen geneigten Flächen einfallenden Irradianzen, selbst für geringe Unterschiede im Bereich nur weniger Grad, abhängig von der jeweiligen Exposition, sehr unterschiedlich sein können.

Wie sehr sich die korrigierte Strahlungsbilanz an solchen Tagen von der aus den Messwerten direkt berechneten unterscheidet, wird wieder an den schon in Kap. 6 für die

Berechnung der tatsächlichen Albedo verwendeten Beispieltagen, dem 5. März 2011 für das Kleinfleißkees und dem 27. Juni 2011 für das Goldbergkees, demonstriert.

Vergleicht man für den 5. März 2011 auf dem Kleinfleißkees die kurzwellige Strahlungsenergie, die auf das nach oben gerichtete Pyranometer ($\sigma_P = 4,72^\circ$ und $\gamma_P = 247,62^\circ$) innerhalb des ganzen Tages (0-24h) eingefallen ist mit jener, die auf den Gletscher ($\sigma_H = 10,57^\circ$ und $\gamma_H = 225,00^\circ$) eingefallen ist, stellt man mithilfe einer Modellrechnung fest, dass auf den Hang $\sim 12\%$ mehr Strahlungsenergie als in das nach oben gerichtete Pyranometer eingefallen ist. Die Albedo für diesen Tag wurde, unter Berücksichtigung der verschiedenen Neigungen und Expositionen, mit $\alpha_{corr} = 0,75$ bestimmt, was bedeutet, dass der Gletscher 25% der eingefallenen Globalstrahlung absorbiert hat. Die direkt gemessene, unkorrigierte Albedo hingegen betrug $\alpha_{mess} = 0,86$, womit nur 14% der Strahlungsenergie vom Gletscher absorbiert worden wären.

Die direkte Berechnung der Strahlungsbilanz ($SW = SW_{in} - SW_{out}$) würde somit bedeuten, dass dieselbe Irradianz, die in das nach oben gerichtete Pyranometer einfällt (F^\downarrow), auch auf den Hang einfallen würde und dass somit 14% dieser Strahlungsenergie vom Gletscher absorbiert würden. Die korrigierte Berechnung ergibt jedoch, dass der Hang mit 112% der solaren Strahlung, die in das nach oben gerichtete Pyranometer einfällt, bestrahlt wird und davon 25% vom Gletscher absorbiert werden, was also 28% der ins Pyranometer einfallenden Strahlung wäre – doppelt so viel wie ohne Korrektur.

Es ist daher ersichtlich, dass auch bei der Strahlungsbilanz eine Korrektur mithilfe der Neigungen und Expositionen von Hang und Pyranometer durchgeführt werden muss.

Wie schon in Gl. (1.2) gezeigt wurde, setzt sich die Strahlungsbilanz aus einem kurzweligen und einem langwelligen Anteil zusammen. Da die ermittelte Albedo α nur Einfluss auf die kurzwellige Strahlung hat, wird auch nur die Änderung der kurzweligen Strahlungsbilanz, der globalen Strahlungsbilanz, betrachtet. Diese setzt sich aus der Differenz zwischen auf eine Fläche einfallender und reflektierter kurzwelliger Strahlung zusammen:

$$\begin{aligned} SW &= SW_{in} + SW_{out} \\ &= SW_{in} - \alpha \cdot SW_{in} = SW_{in}(1 - \alpha). \end{aligned} \quad (8.1)$$

SW_{in} ist dabei die kurzwellige Strahlung, die auf eine Fläche einfällt, SW_{out} die kurzwellige Strahlung, die von derselben Fläche wieder reflektiert wird und α die Albedo. In diesem Fall ist SW_{in} die gesamte Irradianz, die auf die geneigte Schnee- bzw. Gletscheroberfläche einfällt, die in Kap. 5 als F_{Hang} bezeichnet wurde, und SW_{out} diejenige Irradianz, die in das nach unten gerichtete Pyranometer einfällt F^\uparrow , und aus direkten Messungen bekannt ist.

Da die in das nach oben gerichtete Pyranometer einfallende Irradianz F^\downarrow ebenso wie die Hangneigungen σ_H und -expositionen γ_H bekannt sind, kann nun von F^\downarrow auf die auf den Hang einfallende Irradianz F_{Hang} geschlossen werden.

Die gemessene Irradianz F^\downarrow kann nun in einen diffusen und einen direkten Anteil aufgespalten werden, wie schon in Gl. (5.32) angeschrieben wurde

$$F^\downarrow = F_{diff}^\downarrow + F_{dir}^\downarrow. \quad (8.2)$$

F_{dir}^{\downarrow} wird analog zu Gl. (5.33)

$$F_{Pyr(dir)} = \frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}} \cdot (1 - a_{diff}) \cos \vartheta_P$$

ausgedrückt als

$$F_{dir}^{\downarrow} = S' \cdot (1 - a_{diff}) \cos \vartheta_P, \quad (8.3)$$

wobei der modellierte atmosphärische Faktor $\frac{S}{\tilde{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}}$ durch die Unbekannte S' ersetzt wurde. S' entspricht dabei der normal zum Sonnenvektor gemessen Irradianz auf der Erdoberfläche. Somit kann F_{diff}^{\downarrow} angeschrieben werden als

$$F_{diff}^{\downarrow} = S' \cdot a_{diff} \cos \vartheta_s. \quad (8.4)$$

Setzt man nun Gln. (8.3) und (8.4) in Gl. (8.2) ein, erhält man

$$F^{\downarrow} = S'((1 - a_{diff}) \cos \vartheta_P + a_{diff} \cos \vartheta_s). \quad (8.5)$$

Damit ergibt sich die aktuelle normal zum Sonnenvektor gemessene Irradianz S' zu

$$S' = \frac{F^{\downarrow}}{((1 - a_{diff}) \cos \vartheta_P + a_{diff} \cos \vartheta_s)} \quad (8.6)$$

Analog zu Gl. (8.5) kann nun F_{Hang}^{\downarrow} , die gesamte auf den geneigten Hang einfallende Irradianz angeschrieben werden:

$$F_{Hang}^{\downarrow} = S' \cdot ((1 - a_{diff}) \cos \vartheta_H + a_{diff} \cos \vartheta_s) \quad (8.7)$$

Diese ergibt mit Gl. (8.6)

$$F_{Hang}^{\downarrow} = \frac{F^{\downarrow}}{((1 - a_{diff}) \cos \vartheta_P + a_{diff} \cos \vartheta_s)} \cdot ((1 - a_{diff}) \cos \vartheta_H + a_{diff} \cos \vartheta_s) \quad (8.8)$$

Die korrigierte Strahlungsbilanz erhält man nun aus Gl. (8.1)

$$\begin{aligned} SW &= SW_{in} + SW_{out} \\ &= F_{Hang}^{\downarrow} - F^{\uparrow} \\ &= \frac{F^{\downarrow}}{((1 - a_{diff}) \cos \vartheta_P + a_{diff} \cos \vartheta_s)} \cdot ((1 - a_{diff}) \cos \vartheta_H + a_{diff} \cos \vartheta_s) - F^{\uparrow} \end{aligned} \quad (8.9)$$

Die korrigierte Strahlungsbilanz in Gl. (8.9) setzt sich aus der korrigierten einfallenden solaren Strahlung und der gemessenen reflektierten solaren Strahlung F^{\uparrow} zusammen, da ja angenommen wird, dass die Reflexion an Schnee- und Gletscheroberflächen diffus isotrop und damit der Messwert von der Pyranometerneigung unabhängig ist.

8.4.1 Korrektur der Strahlungsbilanz

Ein Vergleich der direkt gemessenen SW_{mess} mit der korrigierten globalen Strahlungsbilanz SW_{corr} ist für den 5. März 2011 für das Kleinfleißkees ist in Abb. (8.11) dargestellt. Die korrigierte globale Strahlungsbilanz SW_{corr} , über den gesamten Tag integriert, liegt dabei um 55% höher als die aus den Messwerten direkt ermittelte SW .

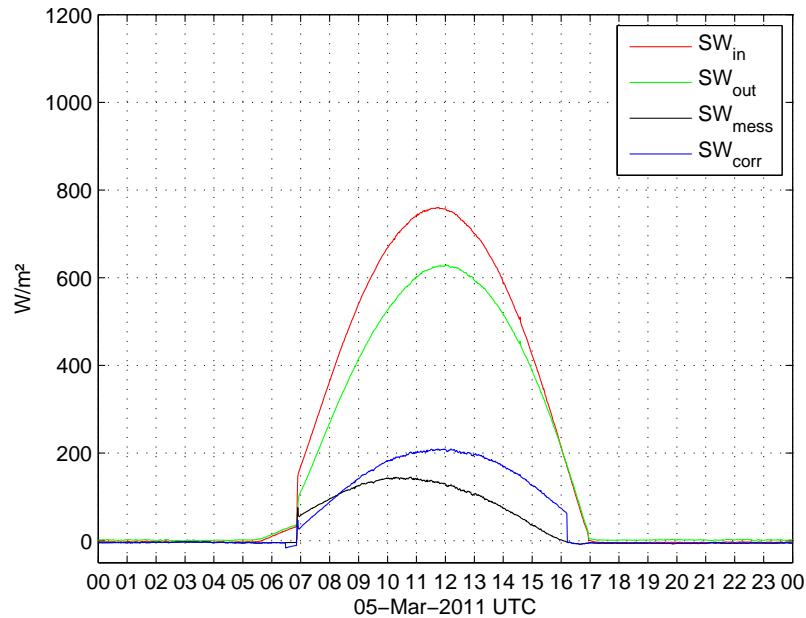


Abbildung 8.11: Korrigierte (SW_{corr}) und direkt gemessene globale Strahlungsbilanz (SW_{mess}) für das Kleinfleißkees am 5. März 2011.

Für den Beispieltag des Goldbergkees, den 27. Juni 2011, der in Abb. 8.12 dargestellt ist, ergibt sich, dass die korrigierte globale Strahlungsbilanz SW_{corr} um 7% unter der aus den Messwerten direkt ermittelten SW liegt.

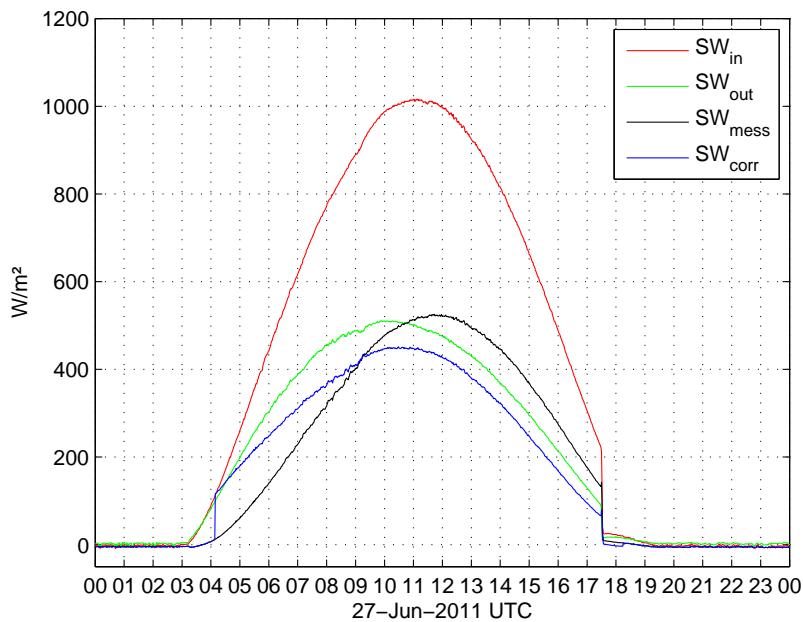


Abbildung 8.12: Korrigierte (SW_{corr}) und direkt gemessene globale Strahlungsbilanz (SW_{mess}) für das Goldbergkees am 27. Juni 2011.

Führt man diesen Vergleich für beide Gletscher über den gesamten Messzeitraum durch, wie in Abb. 8.13 dargestellt ist, fällt auf, dass die relativen Fehler in den Sommermonaten (Juni bis September) deutlich niedriger liegen als in den Wintermonaten (September bis Juni). Das kann darauf zurückgeführt werden, dass der Zenitwinkel der Sonne im Sommer geringer ist, die direkte solare Strahlung daher steiler einfällt, und damit geneigte Flächen gleichmäßiger bestrahlt werden. Weiters ist erkennbar, dass auf dem Kleinfleißkees die Neigungskorrekturen großteils zu einer Erhöhung der Energiebilanz führen, wogegen die Korrekturen auf dem Goldbergkees in beide Richtung gehen.

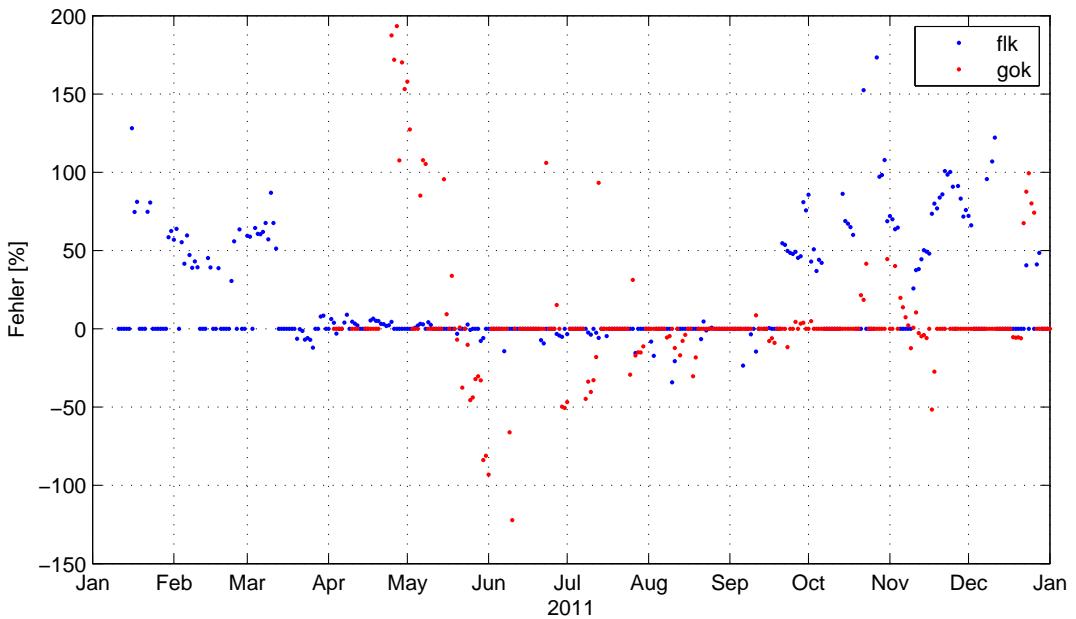


Abbildung 8.13: Relative Änderung der Tagesmittelwerte der globalen Strahlungsbilanz für das Kleinfleißkees vom 14. Jänner bis 31. Dezember 2011 (blau) und das Goldbergkees vom 2. April bis 31. Dezember 2011 (rot).

Abb. 8.14 und 8.15 zeigen den Verlauf der täglichen aus den Messwerten direkt berechneten SW_{mess} und der korrigierten globalen Strahlungsbilanz SW_{corr} der flächenbezogenen Energie der Globalstrahlung für das Kleinfleißkees (Abb. 8.14) und für das Goldbergkees (Abb. 8.15). Man erkennt wiederum deutlich die größeren Neigungskorrekturen während der Wintermonate und die geringeren Korrekturen während der Sommermonate. Über den gesamten Messzeitraum gemittelt ergibt sich, dass die korrigierte flächenbezogene globale Strahlungsbilanz SW_{corr} für das Kleinfleißkees um $\sim 8\%$ über der unkorrigierten liegt, jene für das Goldbergkees um $\sim 6\%$ unter der unkorrigierten. Die vergleichsweise geringen Abweichungen ergeben sich hauptsächlich aus der Tatsache, dass die meisten Tage im Jahr 2011 bewölkt waren und eine diffuse Strahlung angenommen wurde. Da an solchen Tagen keine Neigungskorrekturen durchgeführt werden konnten und noch dazu in den Sommermonaten überwiegend diffuse Verhältnisse vorherrschten, ist dieses Ergebnis verständlich. Allerdings ist der Fehler an bewölkten Tagen durch die überwiegend diffuse Strahlung auch geringer, weshalb es kaum zu einer Abweichung der globalen Strahlungsbilanz kommt.

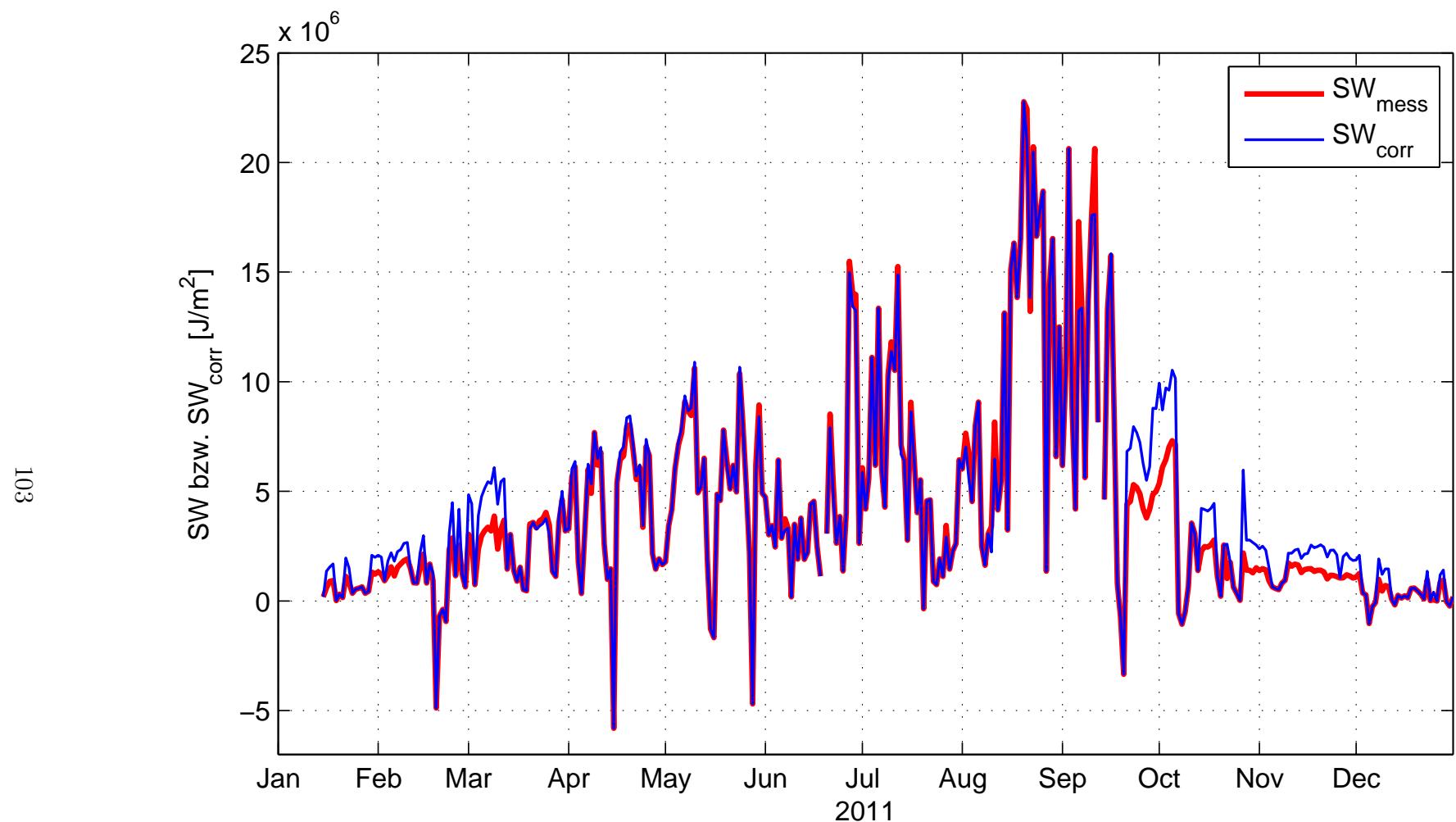


Abbildung 8.14: Tägliche gemessene (rot) und korrigierte Strahlungsenergie (blau) in [J/m^2] am Kleinfließkees innerhalb des Messzeitraumes vom 14. Jänner bis 31. Dezember 2011.

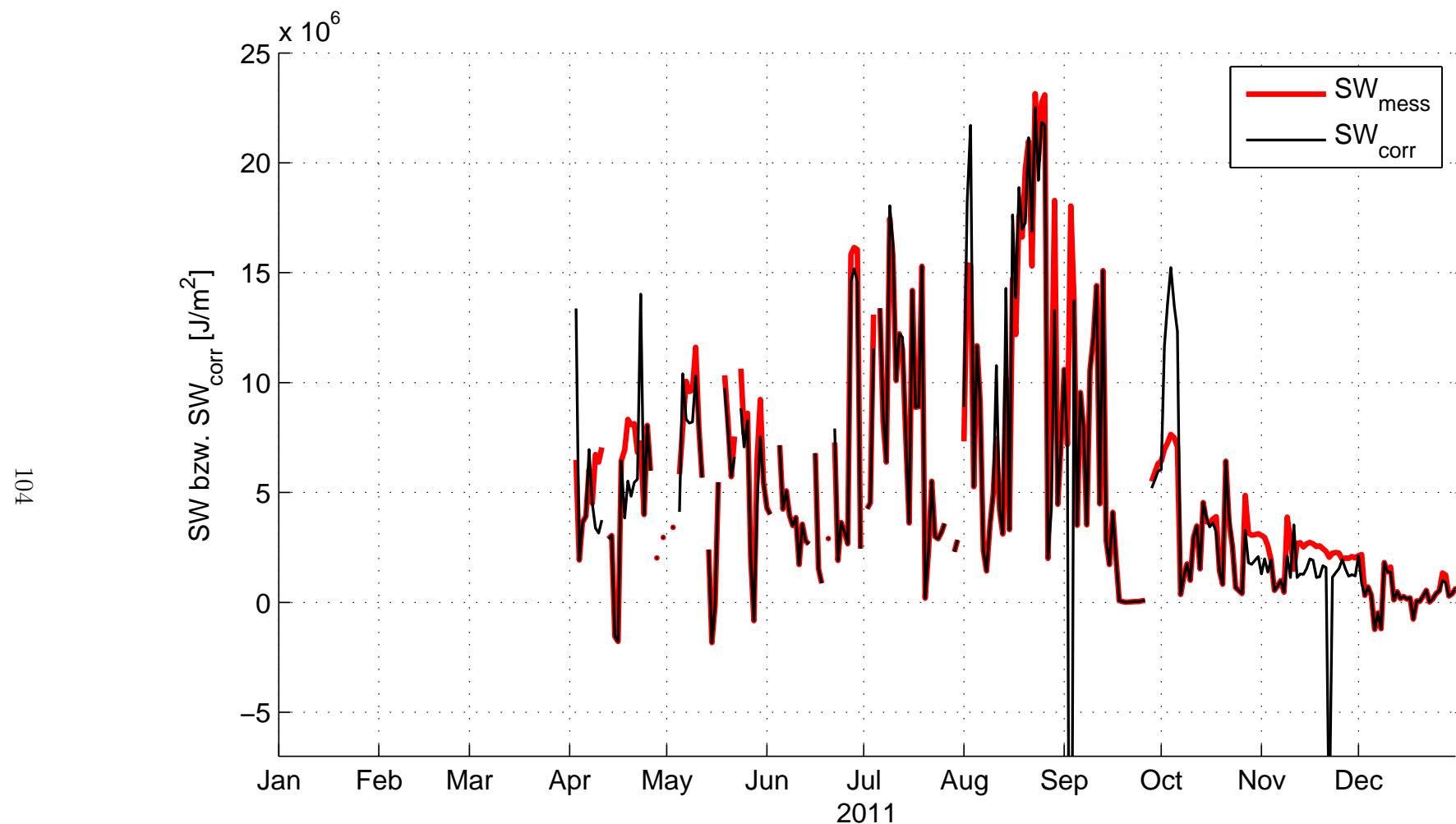


Abbildung 8.15: Tägliche gemessene (rot) und korrigierte Strahlungsenergie (schwarz) in [J/m^2] am Goldbergkees innerhalb des Messzeitraumes vom 2. April bis 31. Dezember 2011.

Conclusio

Die Korrektur der durch Hang- und Pyranometerneigung entstandenen Fehler bei der Strahlungsmessung an wolkenlosen Tagen hat Auswirkungen auf die Albedomessung und somit auch auf die Messung der globalen Strahlungsbilanz. Die relativen Fehler stehen im Zusammenhang mit den Neigungswinkeln und Expositionen von Hang und Pyranometer.

An einzelnen Tagen kann sich die globale Strahlungsbilanz durch diese Korrektur um mehr als 100% ändern, die relative Änderung der Strahlungsbilanz einer längeren Zeitreihe, in diesem Fall das Jahr 2011, ist jedoch geringer ($\pm 10\%$), da bewölkte Tage, an denen die Albedo nicht korrigiert werden muss, überwiegen.

Betrachtet man allerdings Zeitperioden, in denen wolkenlose Tage überwiegen und somit auch die Albedovariabilität rasch abnimmt, kann sich auch die korrigierte globale Strahlungsbilanz, abhängig von den Hang- und Geräteneigungen und der Jahreszeit, um mehr als 100% von der unkorrigierten unterscheiden.

Die Änderung der globalen Strahlungsbilanz im Jahr 2011 zeigt, dass diese in den Sommermonaten (Juni bis September) wesentlich geringer ist als in den Wintermonaten (September bis Juni). Grund dafür ist der sich ändernde Zenitwinkel.

Die Messfehler der Albedo und in weiterer Folge die Fehler bei der Berechnung der Strahlungsbilanz könnten minimiert werden, indem das Messgerät parallel zum Hang montiert wird, da somit die Winkeldifferenz zwischen Gerätehorizontierung und Hangneigung geringer ist und beide ungefähr gleich bestrahlt würden. Ideal wäre es, die Messgeräte an flachen Stellen zu montieren, was allerdings auf Gletschern oft nicht möglich ist. Regelmäßige, verlässliche direkte Messungen der Neigungen ($\pm 1^\circ$) und Expositionen ($\pm 5^\circ$) würden die Korrektur der Albedo wesentlich vereinfachen und so auch unvermeidbare Fehlerquellen minimieren.

Verwendete Formelzeichen

a_{diff} diffuser Anteil der Globalstrahlung

a_{dir} direkter Anteil der Globalstrahlung

d Abstand zwischen Sender- und Empfängerfläche, optische Weglänge

dA infinitesimales Element der Empfängerfläche

dA' infinitesimales Element der Senderfläche

dF infinitesimale Änderung der Irradianz

F Irradianz

F_{diff} diffuser Anteil der Irradianz

F_{dir} direkter Anteil der Irradianz

F^\downarrow vom nach oben gerichteten Pyranometer gemessene Irradianz

\vec{F}^\downarrow Vektor der einfallenden direkten Irradianz

F_{diff}^\downarrow diffuser Anteil der einfallenden Irradianz

F_{dir}^\downarrow direkter Anteil der einfallenden Irradianz

F_{Hang}^\downarrow auf einen bestimmten Hang einfallende Irradianz

F_{mod}^\downarrow einfallende modellierte Irradianz

F^\uparrow vom nach unten gerichteten Pyranometer gemessene Irradianz

F_{mod}^\uparrow reflektierte modellierte Irradianz

$F_{Hang(diff)}$ diffuser Anteil der in den Hang einfallenden Irradianz

$F_{Hang(dir)}$ direkter Anteil der in den Hang einfallenden Irradianz

F_{hor} einfallende Irradianz auf eine horizontierte Fläche

- F_{neig} einfallende Irradianz auf eine geneigte Fläche
 F_{neig}^{dir} direkter Anteil der auf eine geneigte Fläche einfallenden Irradianz
 F_{Pyr} in das nach oben gerichtete Pyranometer einfallende modellierte Irradianz
 $F_{Pyr(diff)}$ diffuser Anteil der in das nach oben gerichtete Pyranometer einfallenden modellierten Irradianz
 $F_{Pyr(dir)}$ direkter Anteil der in das nach oben gerichtete Pyranometer einfallenden modellierten Irradianz
 F_{Sonne} Irradianz der Sonne
 h Höhe der Atmosphäre
 I Intensität der Globalstrahlung am Boden
 I_0 Intensität der Globalstrahlung TOA
 LH latenter Wärmestrom
 LW langwellige Strahlungsbilanz mit $LW_{in} + LW_{out}$
 LW_{in} einfallende langwellige Strahlung
 LW_{out} reflektierte langwellige Strahlung
 \vec{n} Normalvektor auf eine geneigte Fläche
 \vec{n}_p Normalvektor auf das Pyranometer
 \vec{p}_x normierter Vektor in Richtung der x-Achse des Inklinometers
 \vec{p}_y normierter Vektor in Richtung der y-Achse des Inklinometers
 r momentaner Abstand zwischen Erde und Sonne
 \bar{r} mittlerer Abstand zwischen Erde und Sonne
 \tilde{r} Verhältnis r/\bar{r}
 R BRDF = bidirectional reflectance distribution function
 S Solarkonstante ($1367W/m^2$)
 S' Vereinfachung für $\frac{S}{\bar{r}^2} \cdot V \cdot e^{-\varepsilon \frac{1}{\cos \vartheta_s}}$
 S_{terr} terrestrische Sonnenbestrahlungsstärke senkrecht zur Strahlrichtung
 SH fühlbarer Wärmestrom

SW allgemeine globale Strahlungsbilanz (gemessen, modelliert oder korrigiert) mit
 $SW_{in/mod/corr} + SW_{out/mod}$

SW_{corr} aus den korrigierten Werten korrigierte globale Strahlungsbilanz mit
 $SW_{in,corr} + SW_{out}$

SW_{in} einfallende gemessene kurzwellige Strahlung

$SW_{in,corr}$ einfallende korrigierte kurzwellige Strahlung

$SW_{in,mess}$ einfallende gemessene kurzwellige Strahlung

SW_{mess} aus dem Messwerten berechnete globale Strahlungsbilanz mit $SW_{in} + SW_{out}$

$SW_{in,mod}$ einfallende modellierte kurzwellige Strahlung

SW_{out} reflektierte gemessene kurzwellige Stahlung (negatives Vorzeichen)

$SW_{out,mess}$ reflektierte gemessene kurzwellige Stahlung (negatives Vorzeichen)

$SW_{out,mod}$ reflektierte modellierte kurzwellige Strahlung (negatives Vorzeichen)

T Temperatur

V Verhältnis zwischen spektraler Empfindlichkeit des Pyranometers und Irradianz am Oberrand der Atmosphäre

\hat{z} Normalvektor auf die x-y-Ebene

α allgemeine Bezeichnung für die Albedo

α_{corr} korrigierte Albedo

α_{mess} aus den Messwerten direkt berechnete Albedo

α_{mod} modellierte Albedo

α_s spektrale Albedo

γ Exposition einer geneigten Fläche (Norden=0°)

γ_H Exposition des Hanges (Norden=0°)

γ_P Exposition des Pyranometers (Norden=0°)

ε Emissionskoeffizient

$\tilde{\varepsilon}$ Emissionskoeffizient im Lambert-Beer'schen Gesetz

ϑ geographische Länge

- ϑ_0 Zenitwinkel
- ϑ_H Winkel zwischen dem Normalvektor auf den geneigten Hang und dem Vektor der direkt einfallenden Irradianz
- ϑ_{neig} Winkel zwischen dem Normalvektor auf eine geneigte Fläche und dem Vektor der direkt einfallenden Irradianz
- ϑ_P Winkel zwischen dem Normalvektor auf das geneigte Pyranometer und dem Vektor der direkt einfallenden Irradianz
- ϑ_r Zenitwinkel einer reflektierten Irradianz
- ϑ_s Zenitwinkel der Sonne
- λ Wellenlänge
- σ Neigungswinkel einer geneigten Fläche
- σ_B Stefan-Boltzmann-Konstante ($5,67 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$)
- σ_H Neigungswinkel des Hanges
- σ_P Neigungswinkel des Pyranometers
- ϕ geographische Breite
- ϕ_0 Azimut
- ϕ_r Azimut einer reflektierten Irradianz
- ϕ_s Azimut der Sonne
- Φ Strahlungsfluss
- χ Bezeichnung für den Messwert $tiltx$, Winkel zwischen \vec{p}_x und der x-Achse
- ψ Bezeichnung für den Messwert $tilty$, Winkel zwischen \vec{p}_y und der x-y-Ebene
- ω Raumwinkel

Literaturverzeichnis

- Allen R., Trezza R., Tasumi M. (2006): *Analytical integrated functions for daily solar radiation on slopes*, University of Idaho Research and Extension Center, United States
- Amsys: *Neuartige Neigungssensoren für die präzise Winkelmessung*, Die elektronische Wasserwaage, http://www.amsys.de/sheets/amsys.de.aan514_3.pdf
- Brock B., Willis I., Sharp M. (2000): *Measurement and parameterization of albedo variations at Haut Glacier d'Arolla, Switzerland*, Journal of Glaciology, **46**, No. 155
- Dirmhirn I. & Eaton F. (1975): *Some Characteristics of the Albedo of Snow*, Journal of Applied Meteorology **14**, 375–379
- Eaton F. & Dirmhirn I. (1979): *Reflected irradiance indicatrices of natural surfaces and their effect on albedo*, Applied Optics / Vol. 18, No. 7
- Hantel M. & Mayer D. (2006): *Skriptum Theoretische Meteorologie I*, Skriptum zur Vorlesung, Facultas Universitätsverlag, Wien
- Hock R. (2005): *Glacier melt: a review of processes and their modelling*, Progress in Physical Geography, **29**, No. 3, 362–291
- Hoffman M., Fountain A., Liston G. (2008): *Surface energy balance and melt thresholds over 11 years at Taylor Glacier, Antarctica*, Journal of Geophysical Research, **113**, F04014
- Hynek B. (2007): *Messungen zum Energiehaushalt am Goldbergkees*, Diplomarbeit an der Universität Wien
- Ineichen P., Perez R., Seals R. (1987): *The importance of correct albedo determination for adequately modeling energy received by tilted surfaces*, Solar Energy **49**, Vol. 4, 301–305
- Jonsell U., Hock R., Holmgren B. (2003): *Spatial and temporal variations in albedo on Storglaciären*, Sweden, Journal of Glaciology, **49**, No. 164
- Kastaros K. & DeVault J. (1986): *On Irradiance Measurement Errors at Sea Due to Tilt of Pyranometers*, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, **3**, 740

Kipp & Zonen (2010): *Instruction Manual, CMA Series Albedometer and CMP Series Pyranometer*

Kipp & Zonen (2010): *Instruction Manual, CNR4 Net Radiometer*, Campbell Scientific, Inc.

Kurzeder T. et al. (2000): *Powder Guide, Lawinen*, Verlagsanstalt Tyrolia, Innsbruck

Landry C., Painter T., Barrett A., Cassidy M. (2007): *Toward Standardization in Methods and Techniques for Measuring & Monitoring Snowcover Albedo*, Senator Beck Study Plot

Machguth H. (2003): *Messung und dreidimensionale Modellierung der Massenbilanzverteilung auf Gletschern der Schweizer Alpen*, Diplomarbeit, Zürich 2003

Mannstein H. (1985): *The interpretation of albedo measurements on a snow covered slope*, Archives of Meteorology, Geophysics and Bioklimatology, Series B **36** 73-81

MEAS (2010): *DQG-Series Dual axis Inclinometer*, MEAS Deutschland GmbH

Nkemdirim L. (1972): *A Note of the Albedo of Surfaces*, Journal of Applied Meteorology **11**, 867-874

Oerlemans J. & Knap H. (1998): *A 1 year record of global radiation and albedo in the ablation zone of Morteratschgletscher, Switzerland*, Journal of Glaciology **44**, No. 147, 1998

Oerlemans J. (2010): *The Microclimate of Valley Glaciers*, Igitur, Utrecht University, 138 pp.

Olefs M. (2005): *Simulation of artificial control of snow and ice ablation*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck

Olefs M. (2009): *Intentionally modified Mass Balance of Snow and Ice*, Dissertation, Universität Innsbruck

Pirazzini R. (2004): *Surface albedo measurements over Antarctic sites in summer*, Journal of Geophysical Research, **109**

Reisenhofer S. (2009): *Modellierung der Massen- und Energiebilanz eines Gletschers, am Beispiel der Pasterze*, Diplomarbeit an der Universität Wien

Sauberer, F. & Dirmhirn, I. (1952): *Der Strahlungshaushalt horizontaler Gletscherflächen auf dem Hohen Sonnblick*, Geografiska Annaler **34**, 262-290

Schaaf C., Li X., Strahler A. (1994): *Topographic Effects on Bidirectional and Hemispherical Reflectances Calculated with a Geometric-Optical Canopy Model*, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, **32**, No. 6, 1186

Schöner W. (1989): *Ermittlung der kurzwelligen Strahlungsbilanz des Goldberggletschers (Hoher Sonnblick) mittels digitalem Geländemodell und Stereoauswertung terrestrischer Amateuraufnahmen*, Diplomarbeit an der Universität Wien

Sicart J., Ribstein P., Wagnon P., Braunstein D. (2001): *Clear-sky albedo measurements on a sloping glacier surface-A case study in the Bolivian Andes*, Journal of Geophysical Research, **106**, No. 23, 31

Tessendorf A. (2010): *Strahlungsbilanz arktischer Bewölkung aus Modell und Beobachtung*, Diplomarbeit, Universität Kiel

Wagemann & Eschrich (1994): *Grundlagen der photovoltaischen Energiewandlung*, Stuttgart

Wagner H. (1979): *Strahlungshaushaltsuntersuchungen an einem Ostalpengletscher während der Hauptablationsperiode*, Archives of Meteorology, Geophysics and Bioklimatology, Series B **27** 297

Warren S. (1982): *Optical Properties of Snow*, Reviews of Geophysics and Space Physics **20**, 67

Warren S. & Wiscombe W. (1980): *A Model for the Spectral Albedo of Snow, II: Snow Containing Atmospheric Aerosols*, Journal of the Atmospheric Sciences **37**, 2734

Weber M. (2004): *Mikrometeorologische Prozesse bei der Ablation eines Alpengletschers*, Dissertation, Universität Innsbruck

Wiscombe W. & Warren S. (1980): *A Model for the Spectral Albedo of Snow, I: Pure Snow*, Journal of the Atmospheric Sciences **37**, 2712

Zhou X. & Li S. (2000): *Measurement of BRDF of Snow and Sea Ice in the Ross and Amundsen Seas by the Visible and Near-Infrared Channels of MODIS*, Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2000. Proceedings, **4**, 1567–1569

CV

Persönliche Daten

Name Ursula Weiser

Geburtstag 5. Februar 1979

Geburtsort Wien

Nationalität Österreich

Studium und Berufserfahrung

Seit 2003: Studium der Meteorologie

2009 - 2012: Tutorin am Institut für Meteorologie an der
Universität für Bodenkultur Wien (BOKU)

2012: Praktikum auf der Zentralanstalt für Meteorologie
und Geodynamik (ZAMG)

Zusätzliche Ausbildungen

2000: Landesskilehrerin

2002: Aerobic- und Fitnesstrainerin

2006: Divemaster- und Tauchlehrerin