



# D I P L O M A R B E I T

## Bestimmung der Eismächtigkeitsverteilung dreier Gletscher der Hohen Tauern auf Basis von Ground Penetrating Radar (GPR) Daten

zur Erlangung des Akademischen Grades  
Magister der Naturwissenschaften (Mag. rer.nat.)

vorgelegt von Daniel BINDER  
am Institut für Meteorologie und Geophysik  
Universität Wien

betreut durch O. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr.phil. Ewald Brückl

Wien, 10. Februar 2009





## **Eidesstattliche Erklärung**

Ich erkläre hiermit an Eides Statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Ideen und Abbildungen sind als solche kenntlich gemacht.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Wien, am 10. Februar 2009

Daniel Binder



*Ich widme die vorliegende Arbeit  
meiner leider schon verstorbenen  
Großmutter Theresia Binder.*



## **Danksagung**

Eine Danksagung ist ja normalerweise eine kurze und schnelle Sache, normalerweise. Aufgrund meiner ausgiebigen Diplomarbeitsdauer am Institut für Geodäsie und Geophysik der TU Wien, bin ich vielen großartigen Menschen im direkten Institutsumfeld, sowie andernorts begegnet, und zu großem Dank verpflichtet. In den nächsten Zeilen habe ich so gut wie möglich probiert, alle Menschen persönlich zu erwähnen, die überdurchschnittlichen Anteil an der schlussendlich wirklich beendeten vorliegenden Arbeit haben. All diejenigen, die ich womöglich nicht aufgeführt habe, bitte ich um Nachsicht. Aber ich hoffe, jeder einzelne, mit dem ich in den letzten Jahren vermehrt bezüglich meiner Diplomarbeit, anderen wissenschaftlichen Arbeiten, Konferenzen und diversen Feldmessungen zu tun gehabt habe, ist sich darüber im Klaren, dass er/sie mein Leben bereichert hat, sei es in fachlicher und/oder privater Hinsicht.

### **Besonderer Dank gilt**

...meinen Eltern, die meine ganze Ausbildung erst überhaupt möglich gemacht haben. Sie haben stets an mich geglaubt, obwohl das des öfteren sicher gar nicht so einfach war. Meiner Schwester, die mir gezeigt hat, wie man eine Diplomarbeit eigentlich durchziehen soll. Meiner Freundin Susi, mit der ich das vergangene Jahr sehr genossen habe, und hoffe, dass wir noch ein paar dranhängen können.

...Prof. Dr. Ewald Brückl generell für seine Begeisterung an der Geophysik und Glaziologie, mit der er mich in diese Fachgebiete mittels zahlreicher Diskussionen behutsam vertiefend eingeführt hat. Dadurch hat er es geschafft, einen großen Teil dieser Begeisterung an mich weiterzugegeben. Für das Ermöglichen der Teilnahme an einer Expedition (Grönland) im Rahmen des International Polar Year (IPY) 2007-2009, der Teilnahme an wissenschaftlichen Konferenzen und für den Freiraum für mein Interesse an anderen glaziologischen Themen neben der Diplomarbeit, den er mir gegönnt hat. Das für die soeben erwähnten Tätigkeiten meist nicht vorhandene Budget wurde dann oft mit vereinten Kräften aquiriert. Schlussendlich möchte ich mich noch für seine schier unendlich scheinende Geduld mit mir bedanken, aber auch für die regelmäßigen, klaren und deutlichen Hinweise meine Diplomarbeit doch endlich zu beenden.

...Prof. Dr. Karl-Heinz Roch für die Einführung in GPR Feldmessungen sowie Auswertung der gewonnenen Daten mittels anfänglich kleinerer Aufträge, die auch immer wieder eine finanzielle Hilfe darstellten. Für das ausgiebige Korrekturlesen nicht nur der Diplomarbeit sondern auch zahlreicher anderer Arbeiten wie Poster und Vor-

träge. Aber auch für die zahlreichen fachlichen und manchmal weniger fachlichen Gespräche am Institut, oder ab und an bei einem gemütlichen Schichtseiterl beim Nachbarn. Schlussendlich aber auch für die Geduld mit mir und die regelmäßigen Hinweise, die Diplomarbeit endlich zu beenden.

... Dr. Wolfgang Schöner für das Interesse an geophysikalischen Anwendungen in glaziologischen Fragestellungen. Sein unkomplizierter, freundschaftlicher Umgang erleichterte vieles und ließ auch sonst nicht so leicht durchzuführende wissenschaftliche Kooperationen zu. Für die Teilnahme an zahlreichen Feldmessungen, an denen ich einen tiefen Einblick in die glaziologische Feldarbeit gewinnen konnte. Der Höhepunkt war schließlich vergangenen Mai der 3-wöchige Aufenthalt in Grönland, der sicher einen meiner bisherigen Lebenshöhepunkte darstellt. Auch ihm möchte ich an dieser Stelle noch für seine Geduld mit mir danken.

... Dr. Michael Behm für die kompetente Beantwortung der anfänglichen Flut an Fragen zur Software Oasis, die er geduldig über sich ergehen lassen hat. Für die Durchführung und das zur Verfügung stellen der GPR Daten der ersten Messkampagne am Sonnblick. Für das Material über die Folgen der Klimaerwärmung in den Alpen, das er in seiner Zivildienstzeit angehäuft hat, und schließlich für zahlreiche kleine und größere Hilfen bei der Fertigstellung von diversen Postern und Artikeln.

... Mag. Werner Chwatal für die Einführung in die Seismiksoftware ProMAX 2D, sowie für seine stete Hilfsbereitschaft bei größeren und kleineren Problemen mit dem Computer und diversen Programmen. Für die große Hilfe bei den ersten Auswertungen der vorliegenden Arbeit für einen Vortrag beim Alpine Glaciological Meeting in Innsbruck.

... Mag. Stefan Mertl für die sicher oft nicht einfache Hilfe beim Erstellen des Migrationsprogramms und vielen anderen kleinen Programmen in Matlab. Sowie für viele fachliche und manchmal weniger fachliche Gespräche am Institut und in diversen Mittagspausen.

... Dipl. Ing. Helmut Hausmann für zahlreiche interessante Diskussionen bezüglich kryosphärische Fragestellungen, sowie die Anwendung des GPR in der Kryosphäre. Für die große Hilfe mit dem Textverarbeitungsprogramm Latex.

... Ing. Walter Loderer für die zahlreiche Hilfe bei Problemen mit Computer, Software und vielen anderen Dingen. Diese Hilfe geschah immer schnell und verlässlich,

trotz seines dicht gedrängten Terminplans.

... Mag. Bernhard Hynek für das zur Verfügung stellen zahlreicher Daten, Abbildungen und Fotos. Für interessante fachliche sowie nicht fachliche Diskussionen unter anderem an den vielen Feldtagen, die teilweise hart und teilweise wunderschön, aber immer ein Erlebnis waren.

... Dipl. Ing. Gernot Weyss für das zur Verfügung stellen seiner vielen wunderschönen Fotos, sowie für zahlreiche fachliche und weniger fachliche Gespräche. Für die vielen, meist schönen Feldtage, die uns von den Alpen bis hin in den Hohen Norden Grönlands geführt haben.

... Dipl. Ing. Gernot Koboltschnigg für das zur Verfügung stellen von Abbildungen und Fotos, sowie zahlreiche interessante Diskussionen fachlicher und weniger fachlicher Natur. Für viele amüsante Stunden auf Gletschereis sowie andernorts.

... Prof. Dr. Bruno Meurers für die Hilfsbereitschaft und den unkomplizierten Umgang bei den bürokratischen Hürden des Studiums. Aber auch für sein immer offenes Ohr für fachliche Fragen, die meist sofort an Ort und Stelle kompetent beantwortet worden sind.

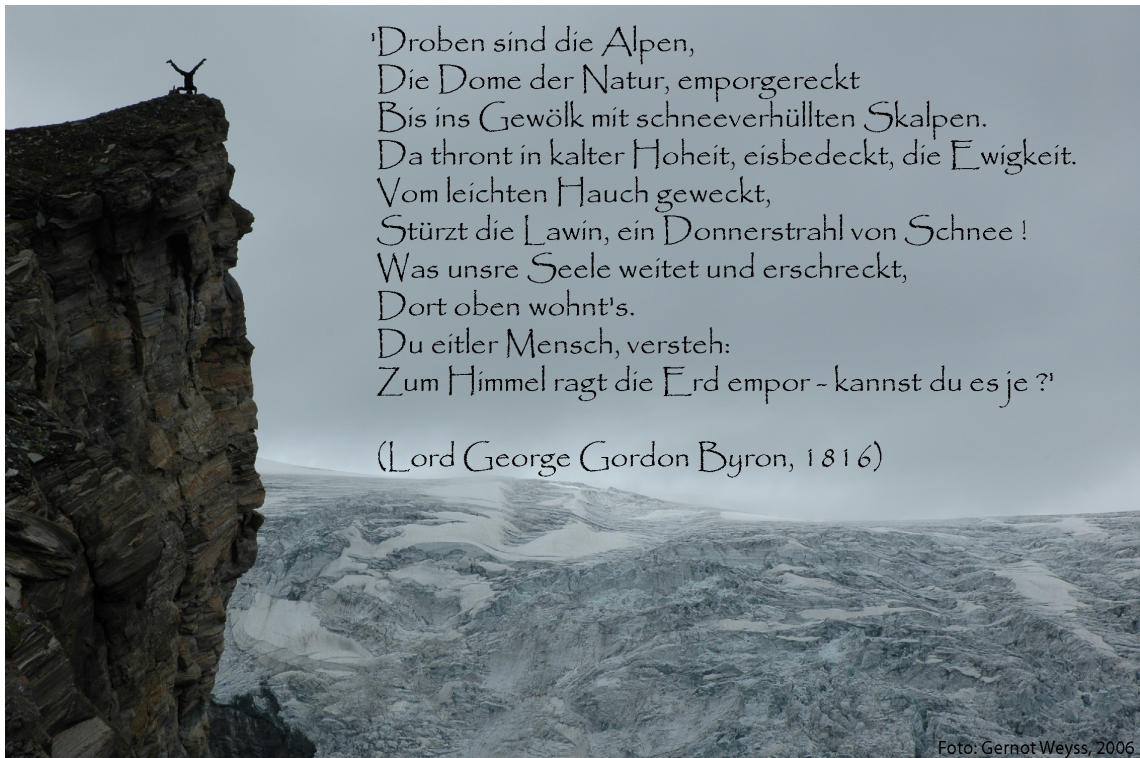
... der Pöyry – Truppe (Mag. Alexander Radinger, Mag. Dieter Kostial, Mag. Christoph König,...) für die vielen unterhaltsamen und interessanten Feldarbeiten, die mein praktisches Verständnis für geophysikalische Messungen, aber auch meinen Kontostand verbesserten. Sowie für die Möglichkeit im Rahmen eines Auftrags Eisdickenmessungen am Kitzsteinhorn durchzuführen.

... der Sonnblick – Truppe (Observatorium, Zittelhaus und Naturfreundehaus) für die immer gute Unterbringung und Verpflegung. Sowie für die stete Hilfsbereitschaft bei kleineren und größeren Problemen, die bei hochalpinen Messeinsätzen entstehen können.

... allen meinen Studienkollegen, Freunden und Bekannten in Gastein und Wien, die mir auf dem doch längeren Weg bis zum Magister, immer motivierend zur Seite gestanden sind und die auch für zahlreiche schöne Stunden weitab vom Studium und fachlichen Diskussionen gesorgt haben.







'Droben sind die Alpen,  
Die Dome der Natur, emporgereckt  
Bis ins Gewölk mit schneeverhüllten Skalpen.  
Da thront in kalter Hoheit, eisbedeckt, die Ewigkeit.  
Vom leichten Hauch geweckt,  
Stürzt die Lawin, ein Donnerstrahl von Schnee !  
Was unsre Seele weitet und erschreckt,  
Dort oben wohnt's.  
Du eitler Mensch, versteh:  
Zum Himmel ragt die Erd empor - kannst du es je ?'

(Lord George Gordon Byron, 1816)

Foto: Gernot Weyss, 2006



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die Entstehung eines Gletschers</b>	<b>7</b>
<b>3</b>	<b>Klassifizierung von Gletschertypen</b>	<b>11</b>
<b>4</b>	<b>Die Massenbilanz eines Gletschers</b>	<b>18</b>
<b>5</b>	<b>Gletscherdynamik</b>	<b>25</b>
5.1	Fließen durch interne Deformation . . . . .	27
5.2	Basales Gleiten . . . . .	32
5.2.1	Regelation . . . . .	35
5.2.2	Erhöhtes plastisches Fließen . . . . .	36
5.2.3	Deformation subglazialer Geschiebemergelhorizonte . . . . .	38
5.3	Abschätzung der Eisdicken auf Basis der Plastizitätstheorie . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Glazialmorphologie</b>	<b>44</b>
6.1	Landschaftsformen im Akkumulationsgebiet . . . . .	45
6.2	Landschaftsformen im Ablationsgebiet . . . . .	48
6.3	Die geomorphologische Interpolation . . . . .	49
<b>7</b>	<b>Ground Penetrating Radar (GPR)</b>	<b>51</b>
7.1	Grundlagen . . . . .	51
7.2	Datenqualität . . . . .	59
7.3	Auflösungsvermögen . . . . .	62
7.4	Messgeometrien . . . . .	64
7.4.1	Common Offset Geometrie . . . . .	64
7.4.2	Multi Offset Geometrie . . . . .	65
7.5	Das GPR als glaziologische Feldmessmethode: Vergangenheit – Gegenwart – Zukunft . . . . .	67
<b>8</b>	<b>Migration</b>	<b>70</b>
8.1	2D – Migration . . . . .	72
8.2	3D – Migration . . . . .	75
8.2.1	Die Eikonalgleichung . . . . .	76
<b>9</b>	<b>Datenaquisition</b>	<b>79</b>
9.1	Untersuchungsgebiet . . . . .	79
9.2	GPR Equipment . . . . .	82

9.2.1	Apparatur . . . . .	82
9.2.2	Antenne . . . . .	83
9.3	Messkampagnen . . . . .	84
<b>10</b>	<b>Auswertung</b>	<b>87</b>
10.1	Dataprocessing . . . . .	87
10.2	Interpolation . . . . .	92
10.3	3D – Migration . . . . .	102
10.3.1	3D–Migration auf einer geneigten Ebene . . . . .	105
10.4	Konstruktion des Gletscheruntergrunds . . . . .	110
<b>11</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>111</b>
<b>12</b>	<b>Schlussfolgerung</b>	<b>119</b>
<b>A</b>	<b>Datengrundlage</b>	<b>142</b>
<b>B</b>	<b>Matlab(c) Programme</b>	<b>151</b>
<b>C</b>	<b>Lebenslauf</b>	<b>173</b>

## Zusammenfassung

Eine der augenscheinlichsten Konsequenzen des derzeitigen Klimawandels ist der rapide Rückgang vieler Gletscher. Quantitative Gletscherbeobachtungen sind in der laufenden Klimadiskussion notwendig um die Rückkopplungseffekte zwischen Klima und Gletscher zu verstehen. Neben der Massenbilanzierung spielt das Bestimmen des Gesamteisvolumen und dessen Verteilung eine wichtige Rolle um Gletschermodelle sinnvoll anzutreiben. Interaktionen zwischen Klimawandel und Gletscherdynamik können aufgrund von physikalischen Gletschermodellen verstanden und rekonstruiert werden. Erst auf Basis derartiger Modelle kann man wissenschaftlich korrekte Zukunftsprognosen für Gletscher abgeben. Ökonomische und logistische Einschränkungen bei Eisdickenmessungen auf schwer zugänglichen Gletschern haben aber oft eine unregelmäßige und spärliche Datenverteilung zur Folge. Auf derartigen Datengrundlagen liefern Standardinterpolationsmethoden häufig kein zufriedenstellendes Ergebnis.

Die hier vorgestellte Studie beschäftigt sich mit drei Gletschern in der 'Hohen Tauern'-Region in den Ostalpen Zentralösterreichs. Der Wurtenkees (0.82 km<sup>2</sup>) am Schareck (3123 m) und der Goldbergkees (1.42 km<sup>2</sup>) sowie der Kleinfleißkees (0.87 km<sup>2</sup>) am Sonnblick (3106 m). Die Massenbilanz wird für den Wurtenkees seit 1982, für den Goldbergkees seit 1988 und für den Kleinfleißkees seit 1998 jährlich bestimmt.

In einem Zeitraum von 2002–2004 wurden 4 Ground Penetrating Radar (GPR) Messkampagnen durchgeführt, um für die drei Gletscher Gletscherbett- sowie Eismächtigkeitskarten zu erzeugen. Als Messfrequenz wurde 20 MHz gewählt, mit der maximale Erkundungstiefen von mehr als 100 m erreicht wurden. Die Qualität der gemessenen Daten variiert. Reflexionen des Gletscherbetts sind nicht in jeder Aufnahme eindeutig zu bestimmen. Die gewonnenen Datensätze von Gletscherbettreflexionen haben teilweise eine unregelmäßige und spärliche Datenverteilung. Aufgrunddessen war ein Schwerpunkt dieser Arbeit die Entwicklung einer passenden Interpolationsstrategie. Das Ziel der Interpolationsstrategie ist das Erzeugen einer plausiblen Gletscherbetttopographie und Eismächtigkeitsverteilung auf objektive und reproduzierbare Art und Weise. Schließlich wurde die Kriging Interpolationstechnik und eine gletschermechanische Interpolationsgröße verwendet. Die interpolierten Daten wurden einer 3D-Migration unterzogen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des GPR Signals im Gletschereis wurde mit  $0.16 \text{ m/ns} \pm 5\%$  bestimmt. Ein geomorphologischer Interpolationsansatz stellt einen realistisch glatten Übergang zwischen gerechneten und bekannten Geländedaten sicher.

Die mittleren Eisdicken der untersuchten Gletscher bewegen sich zwischen 13 m und 50 m, die maximalen Eisdicken zwischen 40 m und 164 m.

Da keine direkte Validierung der gerechneten Daten möglich war, werden die Ergebnisse durch verschiedene Plausibilitätsüberlegungen gestützt.



## Abstract

Global warming causes an apparent rapid retreat of many glaciers worldwide. For the current climate discussion quantitative glacier observations are necessary to understand the glacial response on climate change. Beside mass balance investigation, the determination and monitoring of total glacial ice volume and ice thickness distribution are important parameters to run reasonable glacier models. Based on physical glacier models one can understand and reconstruct interactions between climate and the complex glacier system. Only since such well trained models exist we are able to give scientific correct glacier prognosis. Often surveys on small and remote glaciers have to deal with economic and logistic restrictions. A consequence of these restrictions is a suboptimal data distribution. Spatially irregular and sparse data sets often cause scaling of volume and ice thickness distribution to pose a big challenge.

The presented study focuses on 3 glaciers in the 'Hohe Tauern' region in the Eastern Alps of central Austria. The Wurtenkees ( $0.82 \text{ km}^2$ ), located on Mount Schareck (3123 m), and the Goldbergkees ( $1.42 \text{ km}^2$ ) and Kleinfleisskees ( $0.87 \text{ km}^2$ ), located on Mount Sonnblick (3106 m). Mass balances are regularly determined since 1982 for the Wurtenkees, since 1988 for the Goldbergkees and since 1998 for the Kleinfleisskees.

In the years 2002 - 2004, GPR was applied to determine the total ice volume and ice thickness distribution for the three glaciers. A centre frequency of 20 MHz was used in point measuring mode. Despite of variable data quality, bedrock reflections up to depths of more than 100 m were identified in the obtained data. The acquired GPR data are irregularly distributed and the spatial density is too low to calculate reasonable bedrock topography with standard interpolation approaches. Thus one main focus of this study was to develop an appropriate interpolation technique. The aim of the interpolation was to produce plausible bedrock topography and hence ice thickness distribution in an objective and repeatable way. Eventually, Kriging technique and a glacial mechanically based interpolation parameter were used. On the interpolated data 3D-Migration was applied. The GPR propagation velocity for the investigated glaciers had an average value of  $0.16 \text{ m/ns} \pm 5\%$ . Further a geomorphological interpolation approach yield a realistic smooth intersection between calculated and known terrain data.

Mean calculated ice thicknesses for the investigated glaciers vary between 13–50 m, maximum between 40–164 m. Because no direct validation data is available, the computed bedrock topography is supported by different considerations.





## 1 Einleitung

Nimmt man die Forschungsergebnisse des International Panel on Climate Change (IPCC) als Grundlage, so wird je nach Emmisionsszenario für die nächsten 100 Jahre eine Erwärmung der globalen oberflächennahen Lufttemperatur zwischen  $1.5^{\circ}\text{C}$  und  $4^{\circ}\text{C}$  als wahrscheinlich angesehen (IPCC, 2007). Während im Bericht 2001 (IPCC, 2001) der menschliche Anteil an der Erwärmung nicht eindeutig beurteilt wurde, wurde 6 Jahre später (IPCC, 2007) schon von einem sehr wahrscheinlichen Einfluss der menschlichen Aktivität seit 1750 gesprochen. Im Wesentlichen handelt es sich dabei um die Anreicherung von Treibhausgasen ( $\text{CO}_2$ , Methan, Distickstoffoxide, Wasserdampf, ...) und Aerosole in der Atmosphäre seit Beginn der Industrialisierung (Abb. 1.1).

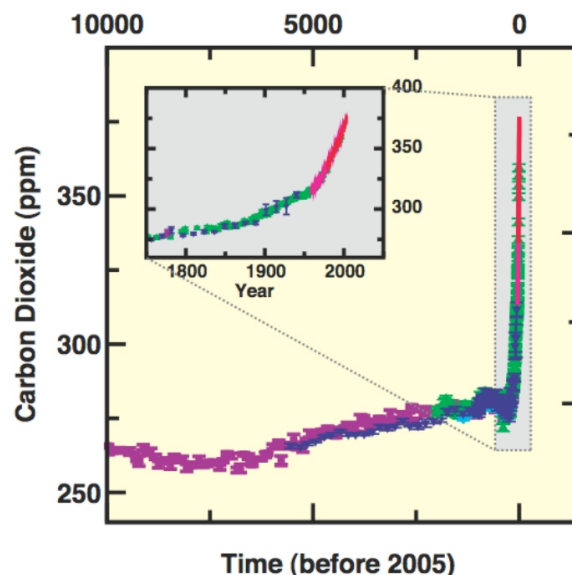


Abbildung 1.1: Verlauf der globalen  $\text{CO}_2$ -Emissionen in den letzten 10.000 Jahren. Seit etwa 40 Jahren existieren instrumentell erfasste  $\text{CO}_2$ -Daten (rote Datenpunkte). Die Daten davor wurden aus Eisbohrkernen rekonstruiert, haben daher auch einen größeren Fehlerschwankungsbereich. Man beachte den globalen  $\text{CO}_2$ -Anstieg mit Beginn der Industrialisierung ( $\sim 1750$ , kleines Fenster in Abb.). (IPCC, 2007)

In Abbildung 1.2 sieht man den rekonstruierten globalen Temperaturverlauf der letzten 2000 Jahre. Der typische Kurvenverlauf wird auch weitläufig mit *hockey stick* bezeichnet. Vergleicht man Abbildung 1.1 mit Abbildung 1.2, so fällt der sehr ähnliche Kurvenverlauf auf. Das veranschaulicht den direkten Zusammenhang zwischen dem globalen Temperaturverlauf und der globalen Treibhausgaskonzentration. Das Treibhausgas  $\text{CO}_2$  nimmt aufgrund seines vergleichbar großen Einsparungs-Potentials gegenüber allen anderen Treibhausgasen eine herausragende Rolle in der laufenden Klimadiskussion ein.

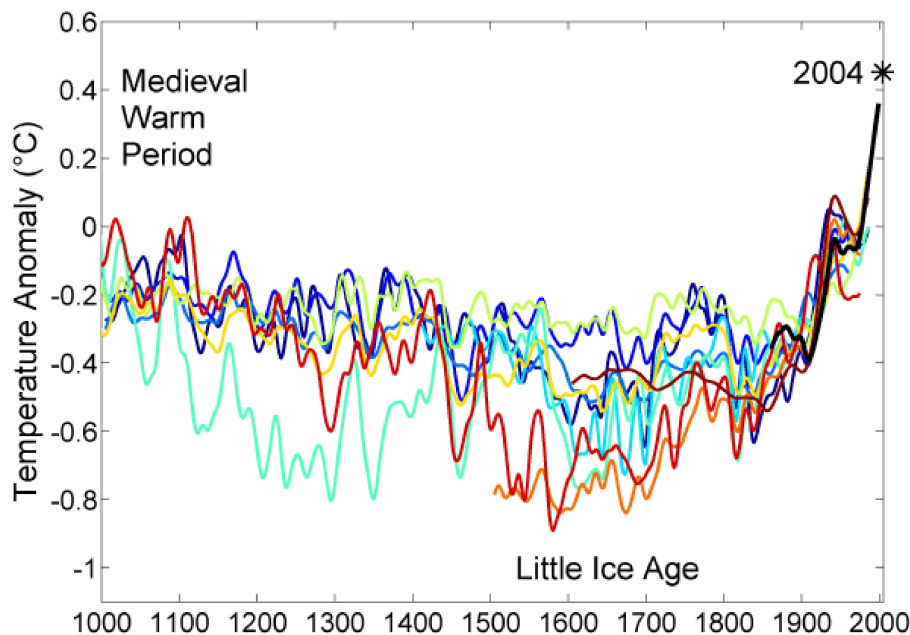


Abbildung 1.2: Rekonstruierter Temperaturverlauf der letzten 2000 Jahre. Auf instrumentell erfasste Temperaturdaten kann man für die letzten 150 Jahre zurückgreifen. Spätere Daten sind durch Analyse von Proxydaten (Eisbohrkerne, Baumringanalysen,...) rekonstruiert worden. Der typische Temperaturverlauf ist weitläufig auch als *hockey stick* bekannt. Diese Abbildung ist aus mehreren wissenschaftlichen Veröffentlichungen der letzten Jahre erzeugt worden. (Rohde, 2005)

Die Polarregionen sind für die Beobachtung des globalen Klimas von herausragender Bedeutung. Einerseits reagieren sie sehr sensibel auf Klimaänderungen, andererseits entsteht der Großteil der anthropogenen Treibhausgase weit entfernt. Die durchschnittliche Lufttemperatur der Arktis ist seit Beginn der systematischen Erfassung der globalen Temperatur durch instrumentelle Messungen ( $\sim 150$  Jahre) doppelt so stark gestiegen wie der globale Durchschnitt. Besonders in den Wintermonaten lässt sich ein markanter Temperaturanstieg verzeichnen. In Alaska und in den westlichen kanadischen Polarregionen konnte man in den letzten 50 Jahren einen Anstieg der Winterdurchschnittstemperatur um  $3\text{--}4^\circ\text{C}$  verzeichnen (ACIA, 2004). Vergleicht man diesen Wert mit dem globalen mittleren Anstieg von  $0.6^\circ\text{C}$ , so geht daraus eindrucksvoll die Sensitivität der Polarregionen auf Klimaschwankungen hervor. 2007 ging der IPCC von einer wahrscheinlichen globalen Erwärmung in den nächsten 100 Jahren zwischen  $1.8\text{--}4.0^\circ\text{C}$  aus. Für die arktischen Gebiete wird ein Temperaturanstieg von  $4\text{--}7^\circ\text{C}$  prognostiziert (ACIA, 2004).

Der globale Gletscherrückgang ist einer der augenscheinlichsten Hinweise auf die Klimaerwärmung. Über die Massenbilanz kann der Massenverlust bzw. Massengewinn eines Gletschers quantifiziert werden. Aufgrund dem aktuellen Klimatrend wurde in den letzten Jahrzehnten vermehrt der Massenhaushalt ausgewählter Glet-

scher quantifiziert. Durch diese Beobachtungen konnte unter anderem festgestellt werden, dass die Gletscher Alaskas 50% des Massenverlusts der Gletscher weltweit ausmachen (ACIA, 2004).

Der unmittelbare Effekt der Gletscherschmelze ist die Erhöhung des Meeresspiegels. Im letzten Jahrhundert konnte man ein Ansteigen des Meeresspiegels um etwa 17 cm feststellen (IPCC, 2007). Davon ist über die Hälfte auf die thermische Ausdehnung des wärmeren Ozeans, 25% auf das Abschmelzen von Gebirgsgletscher und 15% auf das Abschmelzen von Eisschilde zurückzuführen. Die Gletscher weltweit sind für einen jährlichen Anstieg des Meeresspiegels von etwa 0.8 mm verantwortlich. Die Eisschilde der Antarktis und Grönlands verursachen einen jährlichen Meeresspiegelanstieg um etwa 0.4 mm. Aktuelle Modelle prognostizieren einen weiteren Anstieg von 20-60 cm bis 2100 (IPCC, 2007). Diese Prognosen sind aber insbesondere von einer verlässlichen Abschätzung des globalen Gesamteisvolumen sowie guten Gletschermodellen abhängig.

Temperaturdaten werden systematisch seit etwa 150 Jahren global erfasst. Nimmt man die Daten von Wetterstationen weltweit als Grundlage, so kann im Zeitraum von 1860 bis 2000 ein globaler Temperaturanstieg von etwa 0.8 °C festgestellt werden. Etwa die Hälfte dieses globalen Temperaturanstiegs ( $\sim 0.4$  °C) ist für den Zeitraum von 1980 bis 2000 zu verzeichnen (Rahmstorf und Schellhuber, 2007).

Die Alpen gehören zu den klimatologisch bestdokumentierten und untersuchten Gebieten der Erde. Klimakenngrößen werden in den Alpen seit ca. 1750 systematisch mit Messgeräten erfasst. Auswertungen langer Datenreihen belegen, dass die Lufttemperatur in den Alpen im globalen Vergleich viel stärker zunimmt. Abbildung 1.3 zeigt die Temperaturmessungen für den Hohen Sonnblick (3106 m) in der Hohen Tauern Region der Ostalpen für den Zeitraum 1886–2000. Für diesen Zeitraum kann ein Anstieg der Temperatur um fast 2 °C festgestellt werden (Auer et al., 2006). Im Vergleich zu den global erfassten Messdaten bedeutet das einen doppelt so starken Anstieg der Temperatur.

Die Auswirkungen erhöhter Temperaturen auf hochalpine Regionen sind vielfältig und betreffen neben direkten klimatischen Änderungen, Folgewirkungen auf Gletscher, Permafrost, Hydrologie, Ökosysteme, Landwirtschaft, Infrastruktur und Tourismus (Wanner et al., 2000; Auer et al., 2002; Schöner et al., 2004; Behm et al., 2006, ). Aus mehreren Gründen stellen alpine Gletscher ideale Beobachtungsobjekte im Zusammenhang mit Klimaänderungen dar. Gletscher reagieren relativ rasch auf Klimaänderungen und geben auch über das Klima der Vergangenheit Aufschluss (Haeberli et al., 1998).

In alpinen Regionen haben Gletscher sowohl als Touristenattraktion, als auch als Wasserspeicher für die Energiewirtschaft eine hohe wirtschaftliche Bedeutung.

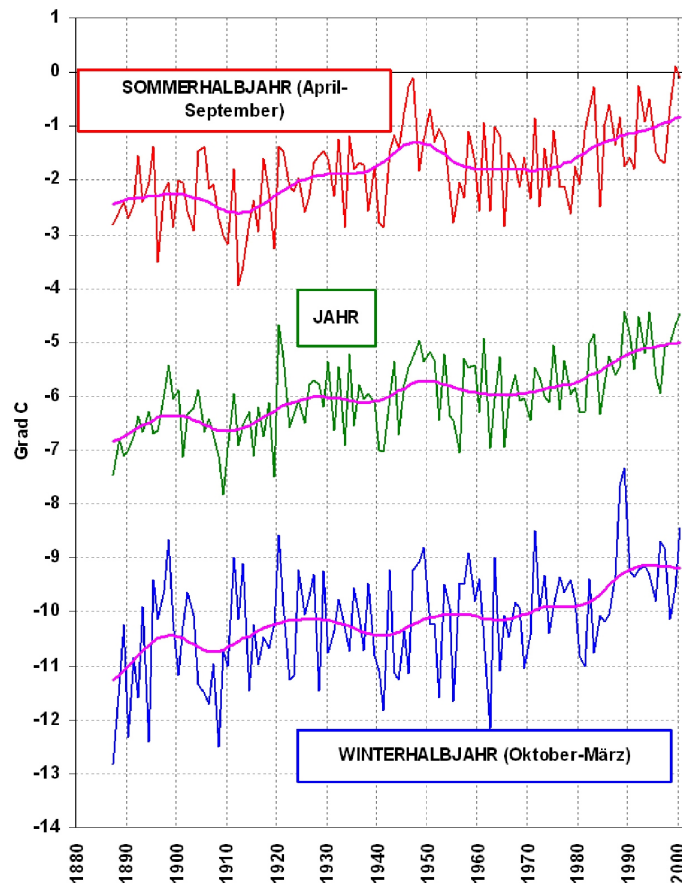


Abbildung 1.3: Temperaturverlauf am Hohen Sonnblick (3106 m) in der Hohen Tauern Region der Ostalpen. (Auer et al., 2006)

Steigende Temperaturen haben einen direkten Einfluss auf den alpinen Wasserkreislauf (Vischer, 1990). Verschwinden die Gletscher, so wird besonders in trockenen Sommern die ausbleibende Wasserspende der Gletscher fehlen. Der Wasserkreislauf in den Alpen würde nur noch vom Niederschlag bestimmt werden (Koboltschnig et al., 2007). Für trockene Sommer kann das Ausbleiben der Gletscherspende zu Wasserknappheit in niederschlagsarmen inneralpinen, sowie außeralpinen Gebieten führen (Weber und Braun, 2002).

Abbildung 1.4 zeigt das Untersuchungsgebiet dieser Arbeit in den Ostalpen Österreichs. Ziel dieser Arbeit ist das Berechnen der Topographie des Gletscherbetts, der Eismächtigkeitsverteilung und folglich das Gesamteisvolumen von drei Gletschern auf Basis von Ground Penetrating Radar (GPR) Daten. Die drei Gletscher (Kleinfleisskees, Goldbergkees und Wurtenkees) befinden sich in der Goldberggruppe der Hohen Tauern Region in Zentralösterreich. Seit 1983 werden für das Wurtenkees Massenbilanzen ermittelt, seit 1987 für das Goldbergkees und seit 1999 für das Kleinfleisskees. Eine Massenbilanz berechnet den Verlust bzw. Gewinn an Gletschermasse (Schnee, Firn und Eis) innerhalb eines Haushaltsjahres, die Gesamtmasse des Glet-

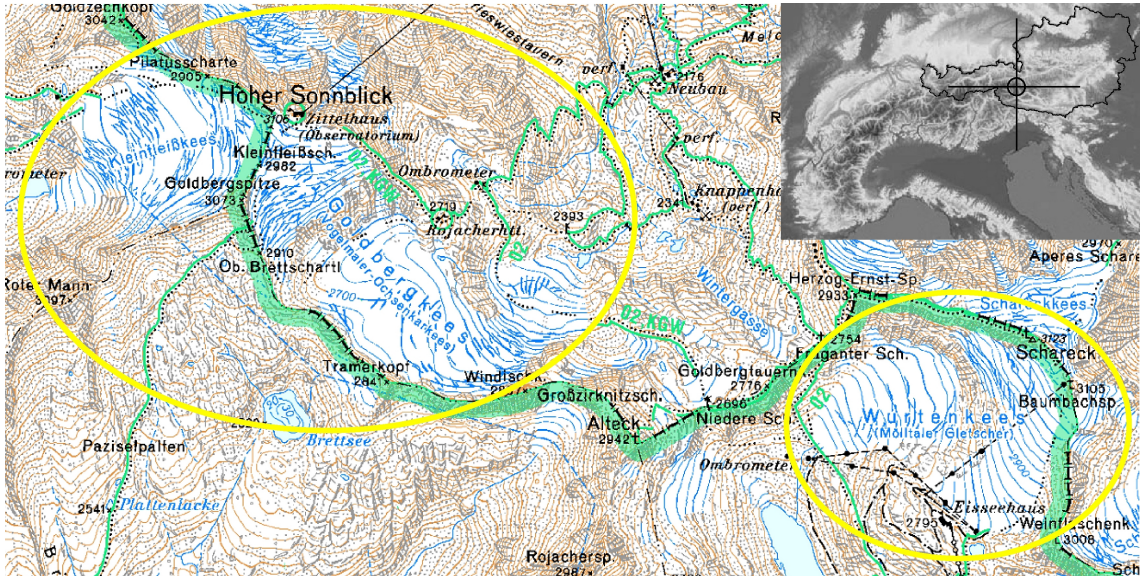


Abbildung 1.4: Untersuchungsgebiet in der Goldberggruppe (Hohen Tauern Region, Zentralösterreich).

schers bleibt jedoch unbekannt. Im Rahmen dieser Arbeit werden Eismächtigkeitsverteilung sowie Gesamteisvolumen für alle drei Untersuchungsobjekte berechnet.

Für das Verständnis der Dynamik eines Gletschers und folglich der komplexen Reaktion auf eine Klimaänderung sind Gesamtmasse sowie Eismächtigkeitsverteilung eines Gletschers grundlegende Randbedingungen. Über die Kombination der Daten von Eismächtigkeitsverteilung, Massenbilanz, Eigenschaften des Gletscherbetts sowie verlässlichen Klimadaten kann man vergangene Gletscherstände rekonstruieren und in weiterer Folge Zukunftszenarien modellieren. Durch auf physikalischen Gesetzen basierenden Modellen, kann die komplexe Beziehung Gletscher-Klima besser verstanden werden. Der Output dieser Arbeit liefert somit wichtige Grundlagendaten und Modellvorstellungen für weitere Forschungstätigkeiten.

Das Wetter-, Klima- und Umweltobservatorium am Gipfel des Hohen Sonnblicks (3106 m) (Abb. 1.5) kann auf eine lange Klimadatenreihe zurückgreifen. Bereits seit 1886 ist die ständig bemannte Wetterstation des Österreichischen Wetterdienstes (ZAMG) im Einsatz. Das macht die drei benachbarten Gletscher dieser Untersuchung zu idealen Beobachtungs- und Modellierungsobjekten.

Ein weiterer interessanter Aspekt an den zu untersuchenden Gletschern ist ihre Größe ( $< 2 \text{ km}^2$ ). Kleine Gletscher reagieren empfindlicher auf Klimaschwankungen und liefern ein zeitlich schärferes, weniger verzögertes Klimasignal (Hambrey und Alean, 2004). Wobei aber stets zu berücksichtigen ist, daß Gletscher oft sehr stark von einem kleinräumigen Regionalklima geprägt sind.

Basierend auf die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse, sind neben den bereits oben genannten möglichen wissenschaftlichen Anwendungen, auch genauere



Abbildung 1.5: Seit 1886 werden am Sonnblick Observatorium Klimadaten aufgezeichnet, seit 1896 wird ein Gletschermonitoring betrieben. Foto: L.Rasser, 2002

Wasserbilanzmodellierungen und Vorhersagen zukünftiger Abflussspenden der Gletscher möglich. Diese Folgeergebnisse sind wiederum für die Wasserwirtschaft sowie die allgemeine Hydrologie der Untersuchungsgebiete interessant.

Neben den wissenschaftlichen und wirtschaftlichen Aspekten dieser Arbeit wird auch noch ein populärwissenschaftliches Ziel verfolgt. Der Gletscherlehrpfad *Goldbergkees* wurde saniert und mit neuen Lehrtafeln ausgestattet. Auf einigen dieser neuen Tafeln wurde auch auf die Eismächtigkeitsverteilung des Goldbergkeeses im Laufe der jüngsten Erdgeschichte eingegangen.

Die Grundmotivation für diese Arbeit stellte aber die Faszination der bizarren Naturerscheinung *Gletscher* dar. Dieser auf den ersten Blick statischen, mächtigen Eismasse, eingebettet in die gleichzeitig idyllischen sowie bedrohlichen steinernen Bauwerke der Natur. Die Naturwissenschaft bietet die einzigartige Möglichkeit auf Basis von physikalischen Gesetzen die Gletscher und ihr Verhalten zu verstehen. Rational nicht erfassen läßt sich aber die Wirkung dieser mächtigen, kalten Zeitgenossen auf den Menschen selbst. Oft scheinen die in zahlreichen Sagen beschriebenen Berggeister und mystischen Gletscherfräuleins lebendig.

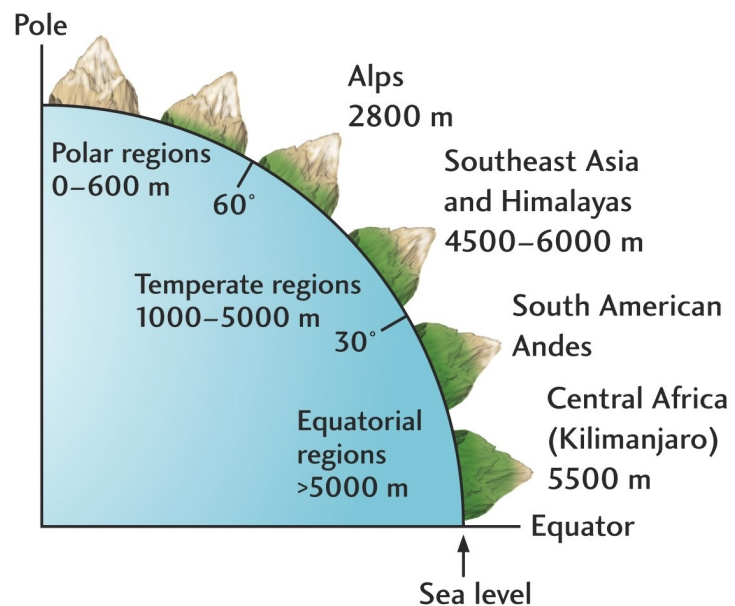


## 2 Die Entstehung eines Gletschers

Grundsätzlich kann man einen Gletscher als große Eismasse definieren, die aufgrund der Schwerkraft zu fließen beginnt. Für die Anhäufung einer größeren Eismasse müssen zwei Voraussetzungen gegeben sein:

- **Niedrige Temperaturen**, damit der gefallene Schnee über ein ganzes Jahr liegenbleibt. Anzutreffen sind solche Verhältnisse in höheren Breiten (polare und subpolare Gebiete) und in großen Höhen (siehe Abb. 2.1).
- **Ausreichender Niederschlag** in Form von Schnee.

Abbildung 2.1: Gebiete in denen die Voraussetzungen für die Genese eines Gletschers gegeben sind erstrecken sich vom Meeresniveau in den polaren Regionen, bis in Seehöhen von  $>5500$  m am Equator. In den Alpen findet man potentielle Gebiete in einer Seehöhe von  $\geq 2800$  m über Meeresniveau. Diese Angaben gelten für das derzeitige Klima. (Grotzinger et al., 2007)



Gebiete in denen obige Voraussetzungen erfüllt sind, werden **Nähr- oder Akkumulationsgebiete** eines Gletschers genannt. Dort findet der komplexe thermodynamische und mechanische Prozess der Metamorphose von Schnee zu Gletschereis statt. Dabei kann man in folgende Arten der Metamorphose unterscheiden

- **abbauende Metamorphose**  
Schneekristalle werden kleiner → Dichte nimmt zu
- **Schmelzmetamorphose**  
Schmelzen und Wiedergefrieren der Schneekristalle → Dichte nimmt zu
- **aufbauende Metamorphose**  
Schneekristalle wachsen → Dichte nimmt ab
- **Druckmetamorphose**  
Schneekristalle werden verdichtet → Dichte nimmt zu



Frisch gefallener Neuschnee (Dichte  $\sim 50\text{--}100\text{ kg/m}^3$ ) besteht aus hexagonalen Kristallen, jedes einzelne einzigartig in seiner Form. Sobald diese filigranen Gebilde die Erdoberfläche erreicht haben, beginnt der Abbau ihrer komplexen Kristallstruktur. Die Spitzen der einzelnen Kristalle werden durch mechanische, sowie thermodynamische Prozesse abgebaut (abbauende Metamorphose).

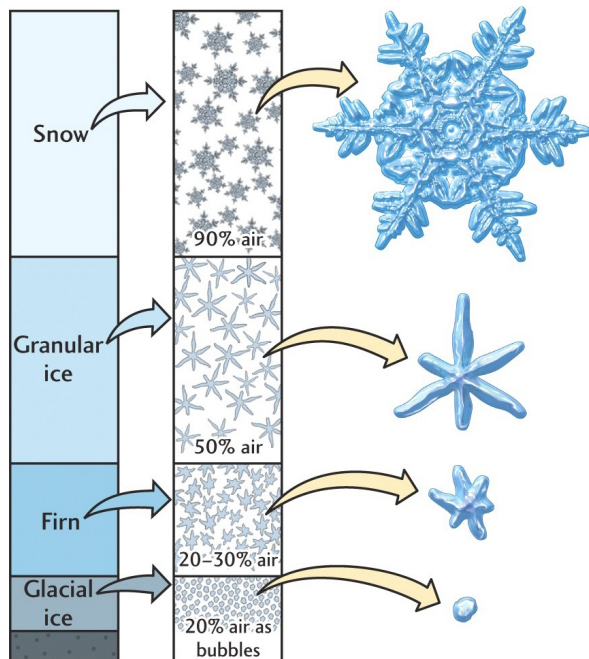


Abbildung 2.2: Die Metamorphose von Schnee zu Gletschereis. (Grotzinger et al., 2007)

Der Tagesgang der Temperatur sorgt für ein vielfaches Schmelzen und Wiedergefrieren der Schneekristalle an der Oberfläche, sowie in der Schneedecke selbst (Schmelzmetamorphose). Dadurch nehmen die einstigen filigranen, hexagonalen Schneekristalle runde Schmelzformen an, die eine Kompaktierung der Schneedecke zur Folge haben. Ist der Temperaturgradient in der Schneedecke groß genug, so kann eine aufbauende Metamorphose stattfinden. Dabei findet eine Rekristallation der einzelnen Schneekristalle statt, das sich in einem kantigen, kubischen Erscheinungsbild der Einzelkristalle

äußert. Auf diesen Prozess ist auch das Entstehen einer *Schwimmschnees*schicht zurückzuführen, die einen potentiellen Gleithorizont für Lawinen darstellt.

Durch die Auflast neuer Schneemassen wird der ältere Schnee durch den Überlagerungsdruck verdichtet (Druckmetamorphose). Sieht man über einzelne Schwimmschnees

schichten hinweg, sorgt dieser Vorgang für einen kontinuierlichen Anstieg der Schneedichte mit der Schneedeckentiefe. Die verdichtete Schneedecke ist von unzähligen miteinander verbundenen Luftkanälchen durchzogen. Überdauert die Schneeeauflage ein Jahr, eine sogenannte **Ablationsperiode**, nennt man sie **Firn**<sup>1</sup>. Firn besitzt eine Dichte von  $400\text{--}830\text{ kg/m}^3$  (vergl. Abb. 2.2, Tab. 2.1).

<sup>1</sup>von althochdeutsch *firni* = vorjährig

nannt. Durch die Vereinnahmung von kleineren Nachbarkristallen entstehen so immer größere Eiskristalle und Luft kommt nur noch in isolierten Bläschen vor. Die Größe der entstehenden Gletschereiskristalle hängt stark von der Dynamik des Gletschers ab. Bei schnell fließenden Gletschern ( $\geq 500$  m pro Jahr) werden die Kristalle nicht groß. Erst am Gletscherende, an dem geringere Bewegungsraten und folglich geringere Spannungen auftreten, werden die Gletschereiskristalle einige Zentimeter groß. In stagnierendem Gletschereis können die Kristalle Längen von bis zu 25 cm erreichen. Gletschereis hat eine Dichte von  $\sim 900$  kg/m<sup>3</sup> (vergl. Abb. 2.2 und Tab. 2.1).

Neuschnee	50–70
gefallener Neuschnee	100–200
gesetzter Schnee	200–300
windgepresster Schnee	350–400
Firn	400–830
durchfeuchteter Schnee und Firn	700–800
Gletschereis	830–917

Tabelle 2.1: Typische Dichten [kg/m<sup>3</sup>](Paterson, 1994, S. 9)

In den Alpen dauert die gesamte Metamorphose 5–10 Jahre. In den extrem kalten und niederschlagsarmen Regionen der Erde (z.B.: Antarktis) kann dieser Vorgang hingegen einige hundert Jahre dauern. Das ist vor allem auf den verhältnismäßig geringen Anteil der Schmelzmetamorphose bei der Umwandlung von Schnee zurückzuführen. Das resultiert in einem sehr trockenen und homogenen Schneedeckenaufbau. Die Umwandlung von Schnee mit den Randbedingungen, wie man sie in hohen Breiten vorfindet, wird auch mit *trockener Metamorphose* bezeichnet.

Erreicht die Eisanhäufung eine kritische Mächtigkeit<sup>2</sup> beginnt die Eismasse zu fließen. Erst dadurch wird die Anhäufung von Eis zu einem Gletscher. Diese kritische Masse ist insbesondere eine Funktion der Hangneigung im Akkumulationsgebiet und der Eistemperatur.

---

<sup>2</sup>Eismächtigkeit  $\geq \sim 11$  m in der Ebene

## 2. Die Entstehung eines Gletschers

Gletscher werden in ein **Nähr-** oder **Akkumulationsgebiet** und ein **Zehr-** oder **Ablationsgebiet** eingeteilt. Im Akkumulationsgebiet häuft der Gletscher Masse an. Im Ablationsgebiet verliert der Gletscher Masse. Getrennt werden die beiden Bereiche durch die **Gleichgewichtslinie**. Das Akkumulationsgebiet ist in der Regel von Firn bedeckt, unterhalb im Ablationsgebiet *apert*<sup>3</sup> der Gletscher im Sommer aus (Abb. 2.3).

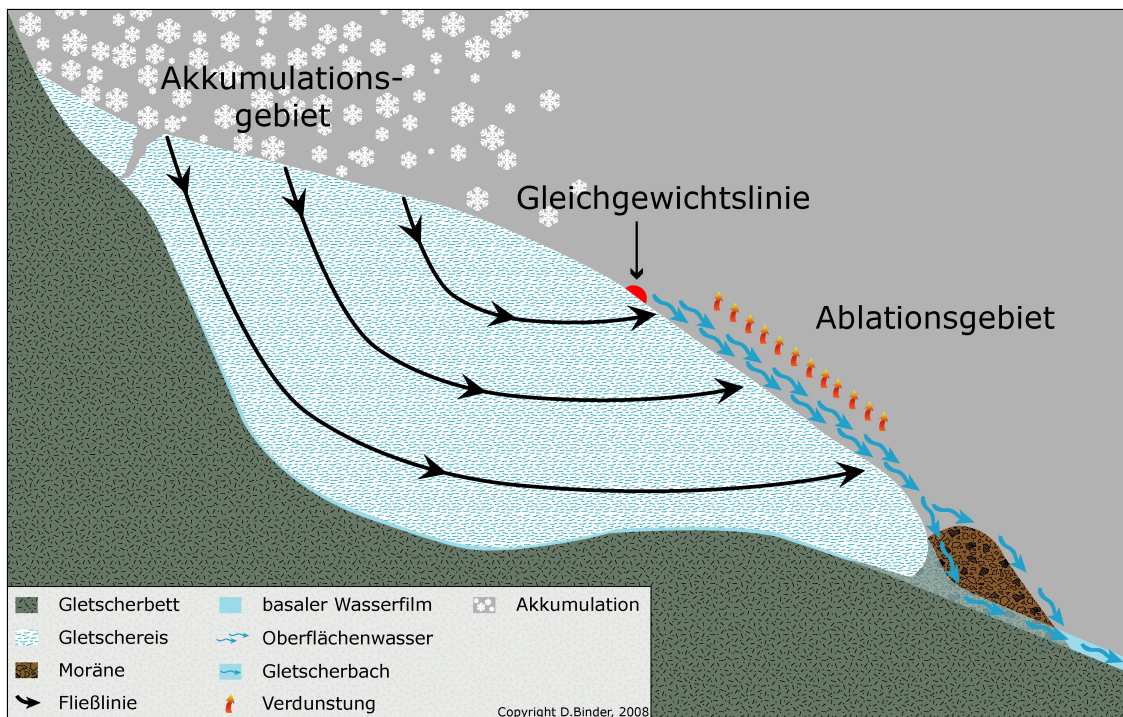


Abbildung 2.3: Schematische Skizze eines alpinen Gletschers. Auf die hier schon eingezeichnete Moräne wird später noch genauer eingegangen (siehe Kap.6, → *Endmoräne*).

<sup>3</sup>von lateinisch *apertus* = offen

## 3 Klassifizierung von Gletschertypen

Gletscher lassen sich anhand ihrer Eistemperatur in drei thermale Untergruppen einteilen. Zur Unterscheidung dieser ist die Erklärung einiger Begriffe notwendig.

Der **Druckschmelzpunkt** beschreibt die Temperatur, bei der Eis unter Druck schmilzt. Er sinkt bei zunehmendem Druck ( $\rightarrow$  zunehmender Eismächtigkeit) unter  $0^{\circ}\text{C}$  ab (mars.geographie.uni-halle.de, 2007). Für das Verständnis ist auch der Begriff des **Gletscherbachs** notwendig. Diesen findet man am unteren Ende des Gletschers (*Gletscherstirn*). Er setzt sich größtenteils aus Schmelzwasser zusammen, das oft aus einem mehrere Meter hohen, höhlenartigen Eisgewölbe (*Gletschertor*) austritt. Das Gletscherbachwasser ist meist durch mitgeführte feine Schwebeteilchen milchig trübe (*Gletschermilch*) (vergl. Murawski und Meyer, 1998, S. 82). Mit diesen Begriffen ist es nun möglich die drei thermalen Gletscheruntergruppen zu klassifizieren:

**kalte Gletscher:** Die Temperatur der kalten Gletscher liegt ganzjährig deutlich unter dem Druckschmelzpunkt. Die Gletschereisbildung passiert durch trockene Metamorphose. Im Winter befindet sich kein flüssiges Wasser im und am Gletscher und es ist kein Gletscherbach vorhanden. Der Gletscher ist am Untergrund festgefroren. Schmelzwasser findet man nur in den Sommermonaten oberflächennah im Ablationsgebiet. Kalte Gletscher kommen nur in extrem kalten Gebieten vor. Bei den aktuellen Klimabedingungen beschränken sich kalte Gletscher daher auf die Polargebiete und in den Alpen auf Höhen von etwa  $\geq 4000$  m.

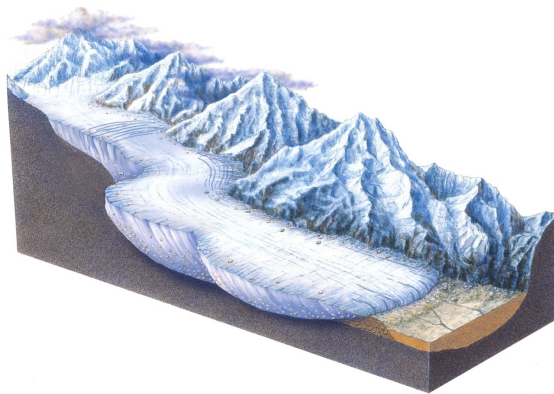
**warme/temperierte Gletscher:** Die Temperatur des Eises liegt am Druckschmelzpunkt. Es ist ganzjährig freies, flüssiges Wasser im und am Gletscher vorhanden, welches sich z.B. anhand eines Gletscherbachs manifestiert. Weiters ist ein Wasserfilm zwischen Gletscherbett und Gletschereis ganzjährig vorhanden (*basaler Wasserfilm*, Abb. 2.3). Die winterliche Abkühlung erfasst nur die oberflächennahen Schichten. Die Gletscherstirn zeigt meist ein auffälliges Gletschertor.

**polythermale Gletscher:** Eine Mischform. Ein polythermaler Gletscher setzt sich aus kaltem (Eistemperatur  $\ll$  Druckschmelzpunkt) und warmen/temperierten Eis (Eistemperatur  $\approx$  Druckschmelzpunkt) zusammen (Blatter und Hutter, 1991).

Neben dieser thermalen Klassifizierung können weitere bestimmte Merkmale oder eine Kombination dieser Merkmale herangezogen werden, um verschiedene Gletschertypen zu unterscheiden. Im folgenden werden die Gletschertypen nach der gängigsten Klassifikation unterschieden. Sie basiert auf der Lage der Gletscher im Relief (*geomorphologische Klassifikation*) und die Ausprägung des Akkumulationsgebiets. Dabei sind prinzipiell eine dem **Relief untergeordnete** und eine dem **Relief übergeordnete** Vergletscherung zu unterscheiden. In unseren Breitengraden hat man es meist mit dem Relief untergeordneten Eismassen zu tun.

Bilden sich fließende Eismassen in kalten Höhenlagen, in klar abgegrenzten Akkumulationsgebieten wie Hangnischen oder Tälern, so spricht man vom **alpinen Talgletscher** (Abb. 3.1, Abb. 3.2). Da der aus blankem Eis bestehende unterste Teil (Ablationsgebiet) eines alpinen Talgletschers meist zungenartig gestaltet ist, wird er als **Gletscherzunge** bezeichnet.

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines alpinen Talgletschers. (Grotzinger et al., 2007)



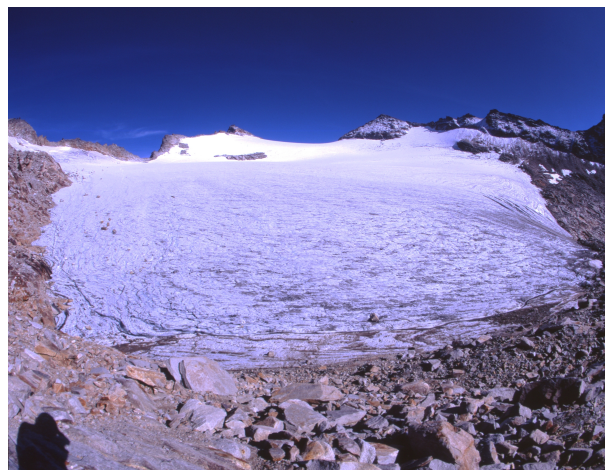
Je nach Ausprägung des Nährgebiets unterteilt man Talgletscher in *Firnstrom-* oder *Firnmuldengletscher*. Beim Firnstromgletscher liegt die Gleichgewichtslinie so tief, dass sie noch zur Gletscherzunge gehört. Die Firnlinie von Firnmuldengletscher findet man im meist klar abgegrenzten Akkumulationsgebiet des Gletschers (Abb. 3.2).



Abbildung 3.2: Die Pasterze ist der größte Gletscher der Ostalpen und somit auch Österreichs (18.5 km<sup>2</sup>). Sie gehört zur alpinen Talgletscher-Untergruppe der Firn-muldengletscher. Im Hintergrund kann man den Johannisberg (3453 m) erkennen, der zentral im Akkumulationsgebiet der Pasterze steht. Im Vordergrund, an der Gletscherstirn, entsteht ein neues Gletschertor. Foto: G.Weyss, 2006

Nach der Art des Akkumulationsgebiets differenziert man bei alpinen Talgletschern noch zwischen *Kargletscher* (Abb. 3.3), *Flankenvereisung*, *Hängegletscher*, *Lawinenkesselgletscher* (gelegentlich auch *Wandfußgletscher*) und *regenerierter Gletscher*.

Abbildung 3.3: Das Kleinfleisskees (0.87 km<sup>2</sup>) am Hohen Sonn-blick (3106 m) ist ein Kargletscher. Seit 1896 wird ein Gletschermoni-toring betrieben und seit 1999 wird jährlich die Massenbilanz bestimmt. Foto: Fotoarchiv Sonn-blickverein, 2006



Verkümmerte Formen von Gletschern infolge starken Abschmelzens, nennt man *Gletscherflecken* (Abb. 3.4).



Abbildung 3.4: Der Alteckteil des Wurtenkeeses unter dem Alteck (2942 m) im Jahre 1999. Im Jahr 2001 ist schließlich der Alteckteil des Wurtenkeeses zur Gänze verschwunden.

Foto: Fotoarchiv Sonnblickverein, 1999



Abbildung 3.5: Diese Aufnahme zeigt einen polaren Piedmontgletscher.

Foto: Alfred Wegener Institut (AWI), Bremerhaven, 2006



Abbildung 3.6: Piedmontgletscher oder Vorlandgletscher gehören wohl zu den bizarrsten Naturerscheinungen.

Diese Piedmontgletscher befinden sich in der Nähe des Surprise Fjords, im Süden der Axel Heiberg Insel in der kanadischen Arktis.

Foto: [www.swisseduc.ch](http://www.swisseduc.ch), 2008 (J.Alean)



Gletscher, die ganze Talsysteme durchfließen und sich dabei gegenseitig nähren, werden als **Eisstromnetze** bezeichnet. Solche Eisstromnetze sind typisch für Eiszeiten, können aber auch heutzutage in polaren und subpolaren Erdregionen beobachtet werden. In höheren Breiten werden Gletscher, die auf die gleiche Art und Weise entstehen wie ein Talgletscher und sich im Vorland fächerförmig ausbreiten, als **Piedmontgletscher** oder **Vorlandgletscher** (Abb. 3.5, Abb. 3.6) bezeichnet.

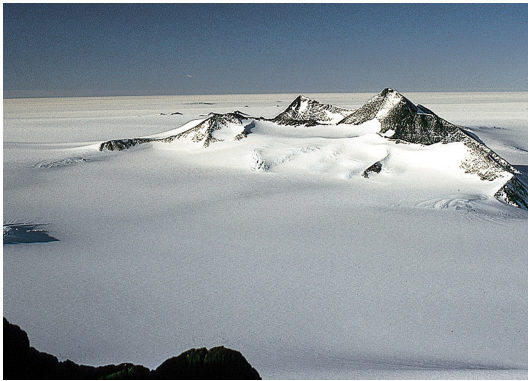


Abbildung 3.7: Die Berge der Sentinel Range überragen als Nunataker die Hochfläche der antarktischen Inlandeismassen.

Foto: Grotzinger et al., 2007.



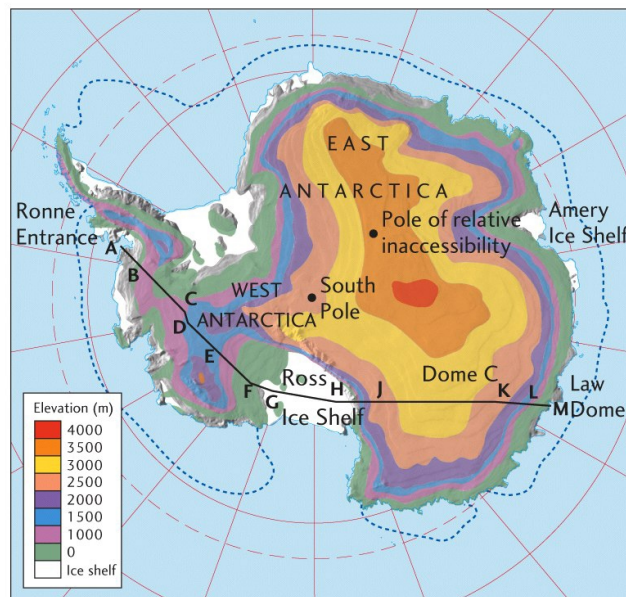
Abbildung 3.8: Ein kalbender Gletscher im Glacier Bay National Park, Alaska.

Foto: Grotzinger et al., 2007

Zum Typ der dem **Relief übergeordneten** Vergletscherung gehören die mächtigsten Eismassen der Erde. Mit **Inlandeis** werden die Megagletscher am Südpol und auf Grönland bezeichnet. Diese mächtige Eisdecke bewegt sich im zentralen Akkumulationsgebiet extrem langsam und ist nicht auf Gebirgstäler beschränkt. Sie nimmt praktisch die gesamte Landoberfläche ein und wird nur von einzelnen Gebirgsgipfeln, sogenannten *Nunataker* (Abb. 3.7), überragt. Die Maximaltiefen findet man allgemein bei dem Relief übergeordneten Gletschern im zentralen Akkumulationsgebiet der Eismasse. An den Randzonen bilden sich schmale Zungen, ähnlich denen der Talgletscher, die ins Meer *kalben* (Abb. 3.8). Das Antarktis Inlandeis fasst 91% des gesamten Süßwasservorrats der Erde und erreicht Mächtigkeiten von über 4000 m (Abb. 3.9).



Abbildung 3.9: Eismächtigkeitskarte der Antarktis, erzeugt aus Daten geophysikalischer Messungen und Bohrungen.  
(Grotzinger et al., 2007)



Das Eis der Arktis ist definitionsgemäß kein Gletscher, da der Großteil der Eismassen auf dem Meer schwimmt. Die Eismächtigkeit der am Meer schwimmenden Eismassen ist 2–3 m (science.nasa.gov, 2008).

**Eisschilde** werden definiert als eine Eisdecke, die weniger als 50 000 km<sup>2</sup> bedeckt (Hambrey und Alean, 2004, S. 12). Der volumenmäßig größte Gletscher Europas, der Vatnajökull auf Island (Abb. 3.10) ist ein solcher Eisschild. Der Vatnajökull bedeckt eine Fläche von 8 100 km<sup>2</sup> und besitzt Mächtigkeiten die sich größtenteils zwischen 400–700 m bewegen (Hambrey und Alean, 2004, S. 169).



Abbildung 3.10: In Island treffen bekanntlich die Naturgewalten aufeinander. Diese spektakulären Aufnahmen entstanden beim Ausbruch des vom Vatnajökull begrabenen Vulkans Grímsvötn im Oktober 1996. Die 400–700 m dicke Eisdecke des Vatnajökull wurde größtenteils im Bereich des Ausbruchs (9 x 2–3 km) innerhalb kurzer Zeit geschmolzen. Das Schmelzwasser sammelte sich über mehrere Wochen in der Grímsvötn-Caldera und kam ein Monat später in Form einer Flutwelle zum Vorschein (volcanoes.usgs.gov, 2008). Foto: Magnús Tumi Guðmundsson, Science Institute, University of Iceland, 1996

### 3. Klassifizierung von Gletschertypen

---

Ein weiterer Vertreter der dem Relief übergeordneten Vergletscherung ist der **Plateaugletscher**. Vor allem in Skandinavien ist diese Art anzutreffen. Plateaugletscher überdecken größere Flächen, die mittlere Eisdicke ist aber nicht besonders mächtig ( $\sim 100$  m). Der größte Gletscher auf dem europäischen Festland, der Jostedalsbreen in Norwegen ( $487 \text{ km}^2$ ), fällt in diese Kategorie.

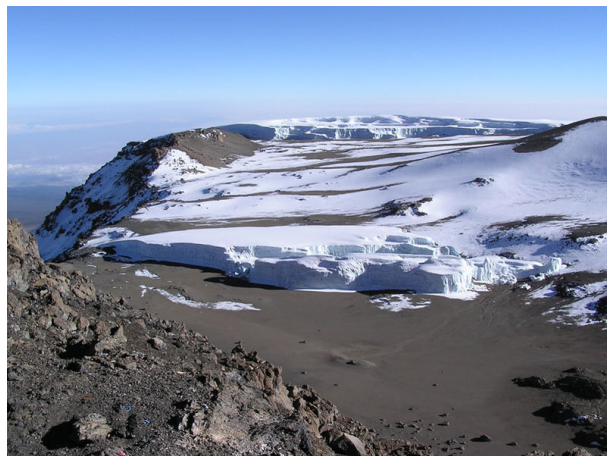
In den Alpen gehört der Gletscher der 'Übergossenen Alm' (Abb. 3.11) in den nördlichen Kalkalpen (Steinernes Meer) zu diesem Gletschertyp.

Abbildung 3.11: Am Hochkönig (2941 m) trifft man mit der 'Übergossenen Alm' einen Plateaugletscher in unseren Breiten an. Im mittelalterlichen Klimaoptimum (9.-14. Jhdt.) wurde der Sage nach, unter den heutigen Eisfeldern Almwirtschaft betrieben (www.sagen.at, 2008). Foto: G.Summere, 2007



Miniaturformen des dem Relief übergeordneten Gletschertypus findet man auf tropischen Bergmassiven oder Vulkanen. Sie werden als **Eiskappen** (Abb. 3.12) oder **Eiskalotten** bezeichnet.

Abbildung 3.12: Am Kilimandjaro trifft man aufgrund seiner Höhe von 5895 m auf Bedingungen, die noch das ewige Eis entstehen lassen. Das Bild zeigt den Furtwängler-Gletscher. Der Gletscher ist ein Teil des verbliebenen Rests der gewaltigen Eiskappe, die früher den Kilimandjaro bedeckte. Foto: unbekannt, 2003



## 4 Die Massenbilanz eines Gletschers

Qualitative Gletscherbeobachtungen wie z.B. Fotoserien (Abb. 4.1) sind beeindruckende Zeitdokumente. Um quantitative Aussagen über den Massenhaushalt eines Gletschers zu treffen, muß man allerdings auf aufwendigere Methoden zurückgreifen.



Abbildung 4.1: Fotoserie Wurtenkees, Standpunkt 'Staudamm B' mit Blick aufs Alteck (2942 m). Die Aufspaltung des Wurtenkeeses in einen westlichen Wurtenkees (Alteck-Gletscherteil) und einen östlichen Wurtenkees (Schareck-Gletscherteil) vollzog sich im Jahre 1976. Im Jahr 2001 ist schließlich das westliche Wurtenkees zur Gänze verschwunden. 1978 wurde ein Staudamm errichtet, um Wasser zur Energiegewinnung zu speichern. Fotos: Fotoarchiv Sonnblickverein, 1896,1949,1959,1969,1983,2001



Die Massenbilanzierung von Gletschern hat im letzten Jahrzehnt vermehrt an Bedeutung gewonnen. Über genaue Massenbilanzmessungen kann man den Massengewinn bzw. -verlust von Gletschern quantifizieren. Längenänderungen eines Gletschers auf klimatische Veränderungen ist insbesondere eine Funktion seiner Dimensionen. Kleine Gletscher reagieren direkter auf klimatische Veränderungen wie große, denen aufgrund ihrer Masse eine trägere Reaktion eigen ist (Abb. 4.2). Dabei ist jedoch stets die starke Abhängigkeit der Gletscher vom kleinräumigen Regionalklima zu berücksichtigen.

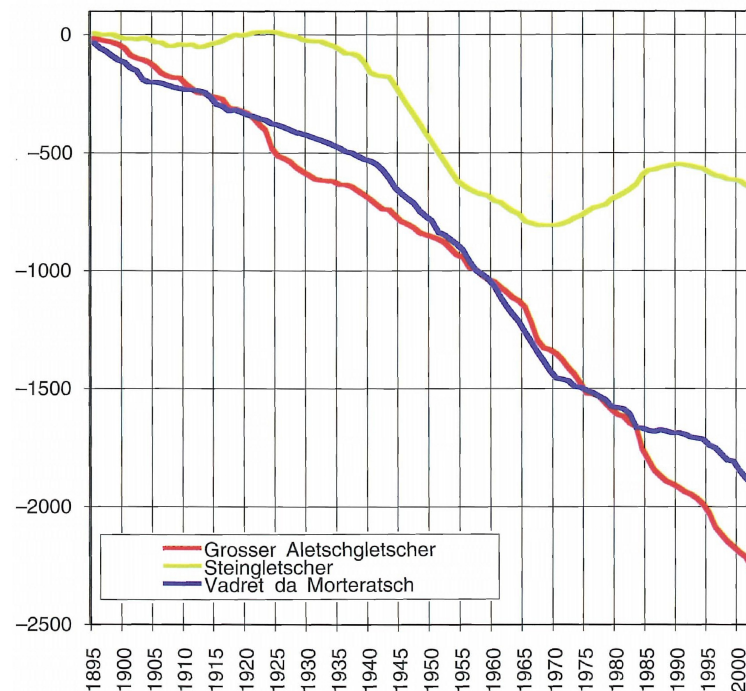


Abbildung 4.2: Die Längenänderungen von drei schweizer Gletscher. Der Aletsch ( $\sim 86 \text{ km}^2$ ) und Morteratschgletscher ( $\sim 16 \text{ km}^2$ ) zeigen fast keine Reaktion auf kurzweilige Klimaschwankungen (1910-1925, 1970-1990). Der viel kleinere Steingletscher ( $\sim 4 \text{ km}^2$ ) reagiert hingegen auf die kurzweiligen Klimaschwankungen. Um derartige Vergleiche zu ziehen muss man stets sicher sein, dass die verglichenen Gletscher ähnlichen regionalen Klimabedingungen ausgesetzt sind da diese regional stark variieren können. (Hambrey und Alean, 2004, S. 51)

In diesem Kapitel beschränken wir uns auf die Massenbilanzierung von polythermalen und temperierten Gletschern (Kap. 3).

Der Beobachtungszeitraum einer Massenbilanz nimmt theoretisch seinen Ausgang beim jährlichen absoluten Eisdickenminimum, und dauert bis zum darauffolgenden jährlichen absoluten Eisdickenminimum an. Dieser Zeitraum wird Bilanzjahr genannt. Dieses Beobachtungsfenster entspricht etwa einem Jahr, unterliegt aber alljährlich Schwankungen. Verständlicherweise ist dieser Zyklus schwer zu bestimmen, daher greift man auf das **hydrologische Jahr** als Beobachtungszeitraum zurück.

Das hydrologische Jahr beginnt im Herbst (September/Oktober). Zu diesem Zeitpunkt hat ein Gletscher in gemäßigten Breiten keinen großen Massengewinn oder -verlust, und seine Masse ( $\rightarrow$  Eisdicke) erreicht sehr wahrscheinlich ihr Minimum. Der Gletscherstand zu diesem Zeitpunkt definiert den Nullpunkt für das kommende Beobachtungsjahr. Zur Messung der Massenbilanz existieren unterschiedliche Methoden

- Hydrologische Methode
- Geodätische Methode
- Glaziologische Methode

Die grundlegende Beziehung der hydrologischen Massenbilanzierung ist die *Wasserbilanzgleichung*

$$B_n = N - A - V \quad (4.1)$$

wobei  $B_n$  die Nettojahresbilanz (siehe unten),  $N$  der Niederschlag,  $A$  der Abfluss und  $V$  die Verdunstung ist. Das Problem dieser vorerst simplen Beziehung ist die praktische Durchführung, besonders für Gletscher mit einem verhältnismäßig großem hydrologischem Einzugsgebiet. Das hydrologische Einzugsgebiet eines Gletschers beinhaltet alle angrenzenden Flächen, die zum Gletscher entwässern. Um eine korrekte Massenbilanzierung mit der hydrologischen Methode zu bewerkstelligen, ist die Kenntnis des Niederschlags des gesamten hydrologischen Einzugsgebiets erforderlich. Diese Voraussetzung kann diese Methode sehr aufwendig gestalten. Ein weiterer problematischer Parameter ist die Verdunstung  $V$ , die auch für das gesamte hydrologische Einzugsgebiet zu bestimmen ist. Generell eignet sich die hydrologische Massenbilanzierung eher für größere Gletscher (z.B. Aletschgletscher, Schweiz), da jene oft ein verhältnismäßig kleines hydrologisches Einzugsgebiet besitzen.

Die geodätische Methode greift auf Fernerkundungstechniken zurück. Die photogrammetrische Massenbilanzbestimmung und in den letzten Jahren vermehrt verwendete Massenbilanz mittels Laserscandaten sind sehr elegante Methoden. Diese Fernerkundungsmethoden haben jedoch das Problem, die Dichteverteilung des Gletschers nicht zu kennen. Dieses Problem kommt besonders bei Massenbilanzierungen für kurze Zeiträume ( $\sim 1$  Jahr) zu tragen. Gute Ergebnisse liefern diese Fernerkundungsmethoden aber bei Beobachtungen über längere Zeiträume ( $\sim 10$  Jahre). Diese Ergebnisse eignen sich besonders für Kontrollen der anderen Massenbilanzierungsmethoden (z.B. Rippin, 2003).

Die glaziologische Methode der Massenbilanzierung ist die genaueste, aber auch die aufwendigste. Über Feldmessungen bestimmt man die **Akkumulationsrate**  $\dot{c}$

und die **Ablationsrate**  $\dot{a}$  an möglichst vielen Messpunkten am Gletscher. Die Ablation wird über Ablationspegel (Abb. 4.3) ermittelt, die Akkumulation über Schnee-profile (Abb. 4.4) und Schneesondierungen (Abb. 4.5).



Abbildung 4.3: Mittels eines Dampfbohrers werden Ablationspegel (z.B. Plastikrohre) im Eis versenkt. Durch regelmäßiges ablesen kann man dadurch punktuell die Ablation bestimmen. Foto: G.Weyss, 2005



Abbildung 4.4: Über Schneeprofile wird zusätzlich zur Schneemächtigkeit die Schneedichte bestimmt.

Foto: G.Weyss, 2005

Schneemächtigkeitsmessung mit Ground Penetrating Radar (GPR) (Abb. 4.6) bietet die Möglichkeit, bei gleichem Aufwand die Mächtigkeitsverteilung der Schneedecke dichter aufzulösen. Ein weiterer Vorteil der ist die Möglichkeit den Vorjahreshorizont mit einer größeren Sicherheit zu bestimmen. Die GPR-Schneemächtigkeitsmessung stellt somit eine wertvolle Ergänzung zur klassischen Schneesondierung dar.



Abbildung 4.5: Die klassische Schneesondierung. Foto: G.Weyss, 2005



Abbildung 4.6: GPR-Schneemächtigkeitsmessung mit einer Messfrequenz von 500 MHz. Foto: G.Koboltschnig, 2005

#### 4. Die Massenbilanz eines Gletschers

Sind die Akkumulations- bzw. Ablationswerte bekannt, so kann man für beliebige Zeiträume die Massenbilanz  $b$  (Glg. 4.2) der einzelnen Messpunkte berechnen. Durch geeignete Interplationsmethoden berechnet man auf Basis der einzelnen Messpunkte die Massenbilanz des gesamten Gletschers (Abb. 4.7). Bei der glaziologischen Methode ist besonders auf die Auswahl repräsentativer Messpunkte zu achten.

Die Messgröße der Massenbilanz eines Gletschers ist das *water equivalent* ( $wev$ ), und wird in Millimeter angegeben (siehe Abb. 4.7, Abb. 4.8 und Abb. 4.9).

$$b = \int_{t_0}^{t_1} (\dot{c} + \dot{a}) dt \quad (4.2)$$

Berechnet man die Massenbilanz  $b$  für das gesamte Beobachtungsjahr, so spricht man von der **Jahresbilanz**<sup>4</sup>  $b_n$  (Abb. 4.7). Die Jahresbilanz  $b_n$  läßt sich in eine **Winterbilanz**  $b_w$  ( $> 0$ ) und eine **Sommerbilanz**  $b_s$  ( $< 0$ ) unterteilen.

$$b_n = b_w + b_s \quad (4.3)$$

Die Jahresbilanz  $b_n$  ist für die Messpunkte im Akkumulationsgebiet positiv ( $\rightarrow$  Massengewinn) und für Messpunkte im Ablationsgebiet negativ ( $\rightarrow$  Massenverlust). Die Gleichgewichtslinie hat eine ausgeglichene Jahresbilanz ( $b_n = 0$ ). Ist die Fläche des Akkumulationsgebiets größer als die des Ablationsgebiets, so kann man von einer mittleren positiven Massenbilanz des Gletschers in den letzten Jahren ausgehen.

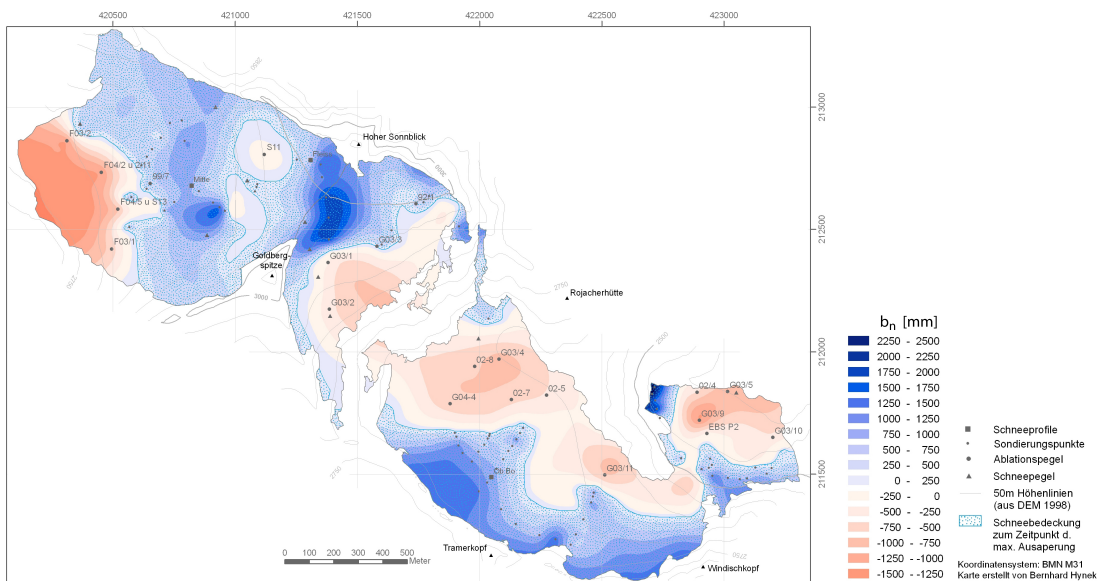


Abbildung 4.7: Die Jahresbilanz  $b_n$  der zwei Sonnblickgletscher (Kleinfleisskees und Goldbergkees) des Haushaltsjahres 2003-2004.(Hynek, in Druck)

<sup>4</sup>im Englischen *net balance*

Eine aufschlußreiche Kenngröße für einen Gletscher ist die **spezifische Jahresbilanz**<sup>5</sup>  $\overline{b_n}$

$$\overline{b_n} = \frac{B_n}{F} \quad (4.4)$$

wobei

$$B_n = \int b_n \cdot dF \quad (4.5)$$

Die **Nettojahresbilanz**  $B_n$  ist die Jahresbilanz  $b_n$  integriert über die gesamte Gletscherfläche  $F$  (Glg. 4.5). Die spezifische Jahresbilanz  $\overline{b_n}$  gibt einen Durchschnittswert der Jahresbilanz  $b_n$  für die gesamte Gletscherfläche  $F$  an. Anhand dieser Zahlenwerte lässt sich auf einen Blick erkennen, ob der Gletscher im vergangenen Beobachtungsjahr an Masse gewonnen ( $B_n > 0$ ,  $\overline{b_n} > 0$ ) oder verloren ( $B_n < 0$ ,  $\overline{b_n} < 0$ ) hat. Eine positive Nettojahresbilanz  $B_n$  bzw. eine positive spezifische Jahresbilanz  $\overline{b_n}$  ist somit gleichbedeutend mit Massenzuwachs ( $\rightarrow$  Anstieg der Eisdicken). Auch die spezifische Massenbilanz  $\overline{b_n}$  kann in eine spezifische Winterbilanz  $\overline{b_w}$  ( $> 0$ ) und eine spezifische Sommerbilanz  $\overline{b_s}$  ( $< 0$ ) aufgeteilt werden (Abb. 4.8).

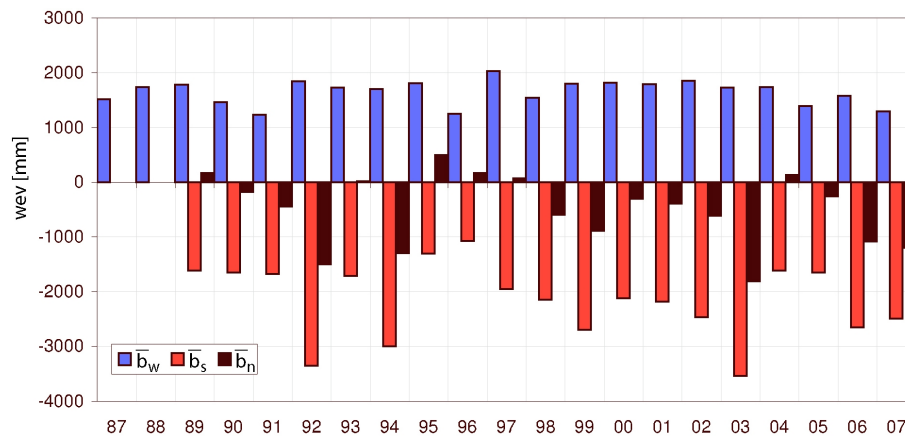


Abbildung 4.8: Die spezifischen Massenbilanzen  $\overline{b_n}$  vom Goldbergkees am Hohen Sonnblick (3106 m) mit der jeweils beobachteten spezifischen Winterbilanz  $\overline{b_w}$  und spezifischen Sommerbilanz  $\overline{b_s}$ . In den ersten zwei Beobachtungsjahren wurde lediglich die Winterbilanz bestimmt. (Hynek, 2007)

---

<sup>5</sup>im Englischen *average net balance*



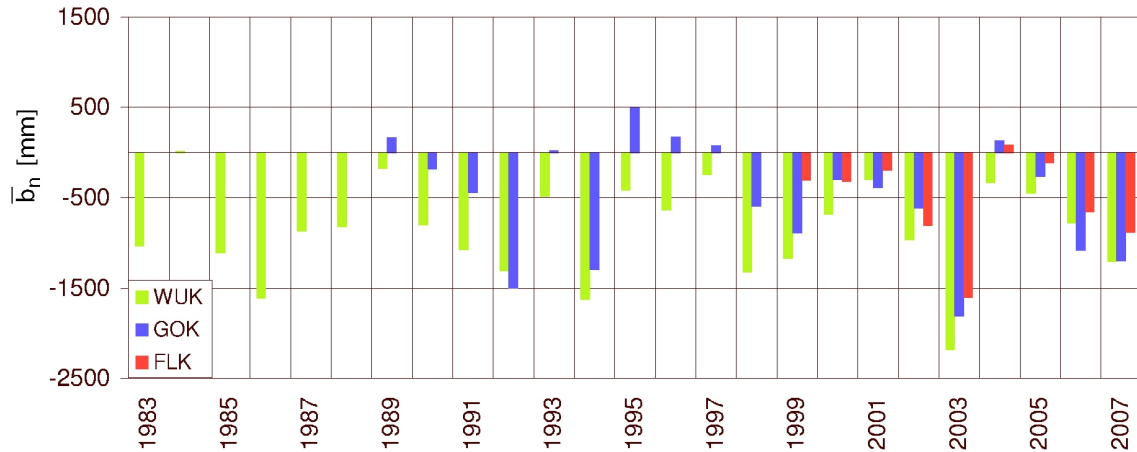


Abbildung 4.9: Die spezifischen Massenbilanzen  $\overline{b_n}$  der beobachteten Gletscher in der Goldberggruppe im Zeitraum von 1982/83 – 2006/07. WUK...Wurtenkees, GOK...Goldbergkees, FLK...Kleinfleisskees. (Hynek, 2007)

Auffällig in Abbildung 4.9 ist das Haushaltsjahr 2002-2003 mit einer spezifischen Massenbilanz von  $\sim -2000$  mm für die drei Untersuchungsobjekte dieser Arbeit. Das entspricht einem durchschnittlichen Verlust an Gletschereis für die Gesamtfläche der Gletscher von  $\sim 2.2$  m. Dieser Extremwert ist auf den Extremsommer 2003 zurückzuführen. Generell korreliert die Massenbilanz eines Gletschers stark mit der Summe der Tage positiver Durchschnittstemperatur (Lang, 1968; Hoinkes und Steinacker, 1975; Schöner et al., 2004). Das bedeutet, dass die Massenbilanz eines Gletschers insbesondere vom Verlauf des Sommers abhängt.

	$\Delta t$	$\overline{\overline{b_n}}$	$\overline{\overline{d_{Eis/Jahr}}}$
Wurtenkees	1982/83 - 2006/07	-862mm/Jahr	-0.96m/Jahr
Goldbergkees	1988/89 - 2006/07	-498mm/Jahr	-0.55m/Jahr
Kleinfleisskees	1998/99 - 2006/07	-524mm/Jahr	-0.58m/Jahr

Tabelle 4.2: Die mittlere spezifische Massenbilanz  $\overline{\overline{b_n}}$  der drei beobachteten Gletscher in der Goldberggruppe im Beobachtungszeitraum  $\Delta t$ .  $\overline{\overline{d_{Eis/Jahr}}}$  ist der durchschnittliche Eisdickenverlust im Beobachtungszeitraum  $\Delta t$ . (Hynek, 2007)

Eine spezifische Massenbilanz  $\overline{b_n} \neq 0$  charakterisiert einen Gletscher im **instationären** Zustand. Ein **stationärer** Gletscher ist über eine spezifische Massenbilanz von  $\overline{b_n} = 0$  über einen größeren Zeitraum definiert. Ein stationärer Gletscher ist in der Realität sehr selten anzutreffen, stellt aber eine wichtige Randbedingung vieler theoretischer Konzepte dar.

## 5 Gletscherdynamik

Alpengletscher bewegen sich in der Regel mit Geschwindigkeiten von 30–150 m pro Jahr talwärts. Im Längsprofil zeigt ein Gletscher eine charakteristische Geschwindigkeitsverteilung. Abgesehen von Störungen in Eisbrüchen nimmt die Geschwindigkeit vom Akkumulationsgebiet bis etwas unterhalb der Gleichgewichtslinie zu, um dann gegen das Gletscherende wieder abzunehmen.

Im Karakorum und auf Spitzbergen wurden Fließgeschwindigkeiten von 130–800 m pro Jahr gemessen. Ausflußgletscher<sup>6</sup> auf Grönland erreichen Geschwindigkeiten von bis zu mehreren Kilometern im Jahr (Lenz und Wiedersich, 1993, S. 207). Hohe Fließgeschwindigkeiten von mehreren Kilometern im Jahr sind besonders auch bei Eisströmen der Antarktis (z.B. Whillans-, Kamb-, oder Bindschadler-Eisstrom) zu beobachten. Diese hohen Fließgeschwindigkeiten sind zeitlich nicht konstant und unterliegen starken Variationen.

In diesem Kapitel wird auf die grundlegenden Mechanismen eingegangen, die bei einer fließenden Eismasse wirken. Dabei ist die treibende Kraft stets die **Schwerkraft**.

Eis ist ein Festkörper mit einer molekularen Kristallstruktur. Bei Beanspruchung zeigen Festkörper allgemein **spröde** sowie **duktil** Eigenschaften.

Eis reagiert auf Zugspannung spröde. Fließt der Gletscher über Inhomogenitäten des Gletscherbetts (Felskuppen, Steilstufen,...), entstehen Zugspannungen, die einen spröden Bruch zur Folge haben. Das spröde Verhalten des Gletschereises äußert sich in **Gletscherspalten** (Abb. 5.1). In temperierten Gletschern haben diese typischerweise eine Tiefe von 30–50 m (Hambrey und Alean, 2004, S. 70). Diese typische Tiefe ist auf das Wirken zweier gegeneinander arbeitenden Kräfte zurückzuführen. Einerseits wirkt die schon erwähnte Zugspannung, andererseits der Überlagerungsdruck der Eismassen. Die auf Gletscher auftretenden Zugspannungen werden typischerweise ab Eistiefen von 30–50 m vom Druck der überliegenden Eismassen kompensiert. Das darunterliegende Eis verhält sich duktil.

Während bei sprödem Verhalten das Massenkontinuum zerstört wird, bleibt bei duktilem Verhalten das Massenkontinuum erhalten. Das duktile Verhalten von Festkörper kann mithilfe der *Kontinuumsmechanik* beschrieben werden.

Duktile Materialien zeigen **plastische** und/oder **viskose** Eigenschaften. Perfekt plastische Materialien reagieren auf auftretende Spannungen  $\tau$  ([Pa]<sup>7</sup>) bis zu einem materialspezifischen Grenzwert elastisch. Wird diese *Fließgrenzspannung*<sup>8</sup>  $\tau_0$  überschritten, so tritt plastische Verformung (Fließen) auf. Ein ausreichend mächtiger

---

<sup>6</sup>im Englischen *outlet glacier*

<sup>7</sup>100 kPa =  $100 \times 10^3$  N/m<sup>2</sup> =  $100 \times 10^3$  kg/ms<sup>2</sup> = 1 bar

<sup>8</sup>im Englischen *yield stress*

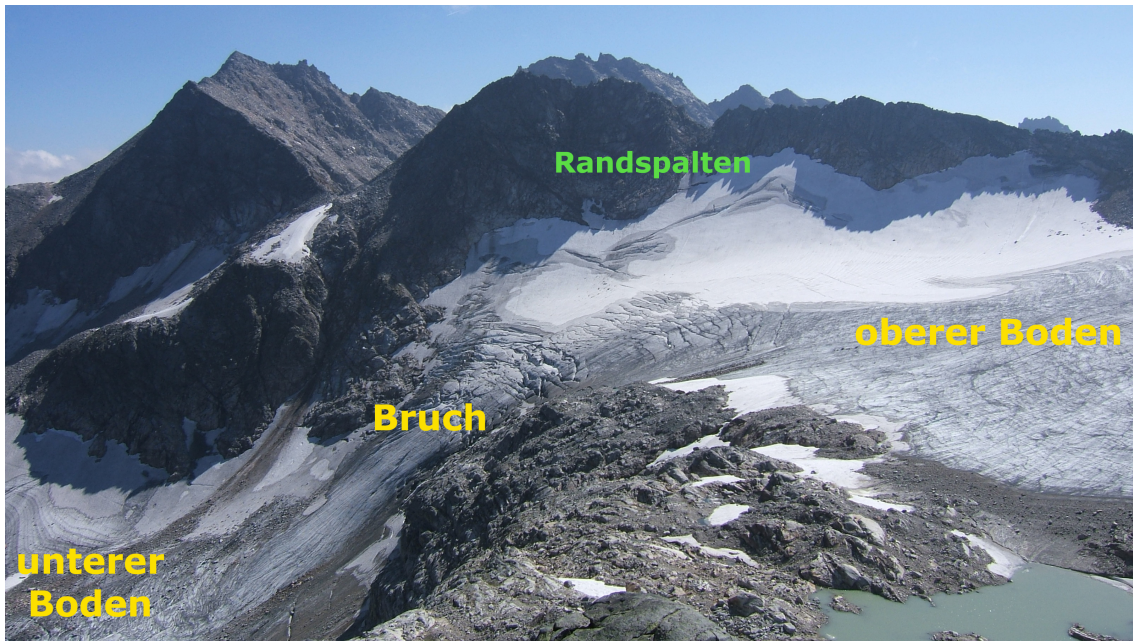


Abbildung 5.1: Der obere Boden des Goldbergkees ist vom unteren Boden durch eine basale Steilstufe, den Bruch, getrennt. Typischerweise treten an der Inhomogenität des Gletscherbetts Spalten (Querspalten) auf. Im Randbereich lassen sich noch zahlreiche Randspalten (Bergschrund) beobachten. Foto: G.Weyss, 2005

Eiskörper<sup>9</sup> reagiert z.B. auf Schallwellenausbreitung bei einer seismischen Messung elastisch, während das ständige Wirken der Schwerkraft den Eiskörper zum Fließen bringt.

Bei viskosen Materialien besteht ein direkter Zusammenhang zwischen dem Ansteigen einer ansetzenden Spannung  $\tau$  und dem Ansteigen der Deformationsrate  $\dot{\epsilon}$  ( $[1/s]$ ). Das Fließverhalten einer *generalisierten Newton'schen Flüssigkeit* beschreibt am besten das Fließen von Eis, und wird durch die Gleichung

$$\dot{\epsilon} = A \cdot \tau^n \quad n > 1 \quad (5.1)$$

beschrieben. Auf diese Materialgleichung und ihre einzelnen Parameter wird im nächsten Unterkapitel noch genauer eingegangen. Abbildung 5.2 zeigt eine graphische Darstellung der Gleichung 5.1, wobei der Exponent  $n$  variiert wurde.  $n = 1$  beschreibt eine *Newton'sche Flüssigkeit*, der Grenzwert  $n = \infty$  beschreibt das Verhalten eines perfekt plastischen Körpers mit einer Fließgrenzspannung  $\tau_0 = 100 \text{ kPa}$ .

---

<sup>9</sup>ein Würfel von  $\geq 11 \times 11 \times 11 \text{ m}$

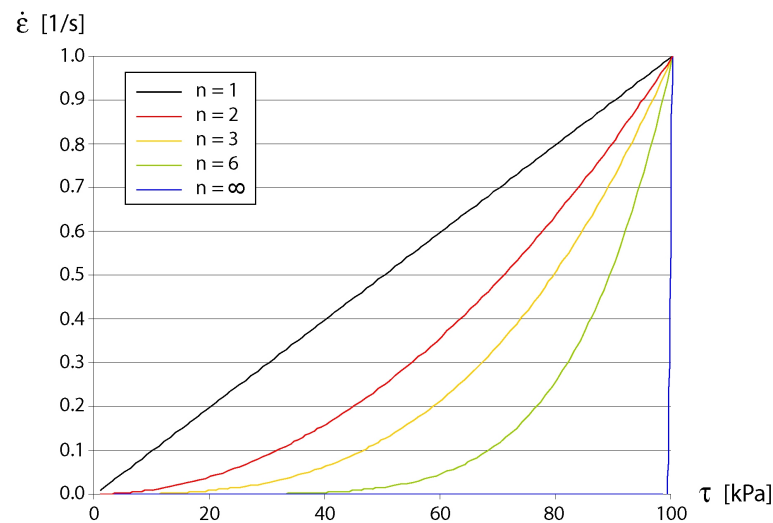


Abbildung 5.2: Graphische Darstellung der Gleichung 5.1 für viskose Materialien. Der Exponent  $n$  wurde variiert. Der Grenzwert  $n = \infty$  beschreibt einen perfekt plastischen Körper.

Prinzipiell kann man bei der Fließbewegung eines Gletschers zwei Mechanismen unterscheiden

- **Fließen durch interne Deformation**
- **Basales Gleiten**

auf die in den nächsten zwei Unterkapiteln noch genauer eingegangen wird. Bei den meisten Gletschern sind beide Fließmechanismen stets präsent. Theoretisch ist bei kalten Gletschern das Fließen durch interne Deformation der einzig wirksame Fließmechanismus. Beim Fließen temperierter Gletscher handelt es sich immer um eine Kombination beider Mechanismen, die jeweiligen Anteile zu quantifizieren ist eine grundlegende, nicht leicht zu beantwortende, Frage.

## 5.1 Fließen durch interne Deformation

Typisch für Festkörper, die eine molekulare Kristallstruktur aufweisen (Eis, Stahl,...), ist die Eigenschaft durch interne Deformation zu fließen. Auf Kristallgitterebene finden kleine Verschiebungen in der Größenordnung von zehn Millionstel Millimeter (Press und Siever, 2003, S. 393) statt, die in Summe eine Translationsbewegung der gesamten geschlossenen Eismasse ergeben.

Dieser Fließmechanismus herrscht vor allem bei kalten Gletschern (Kap. 3) vor. Eine Randbedingung, die sich aus den Beziehungen für das Fließen durch interne Deformation ergibt, ist eine Fließgeschwindigkeit = 0 an der Gletschereis/Gletscherbett-

Grenze. Für alpine Talgletscher (Kap. 3) ergibt sich daraus die typische vertikale sowie horizontale, parabolische Fließgeschwindigkeitsverteilung (Abb. 5.3).

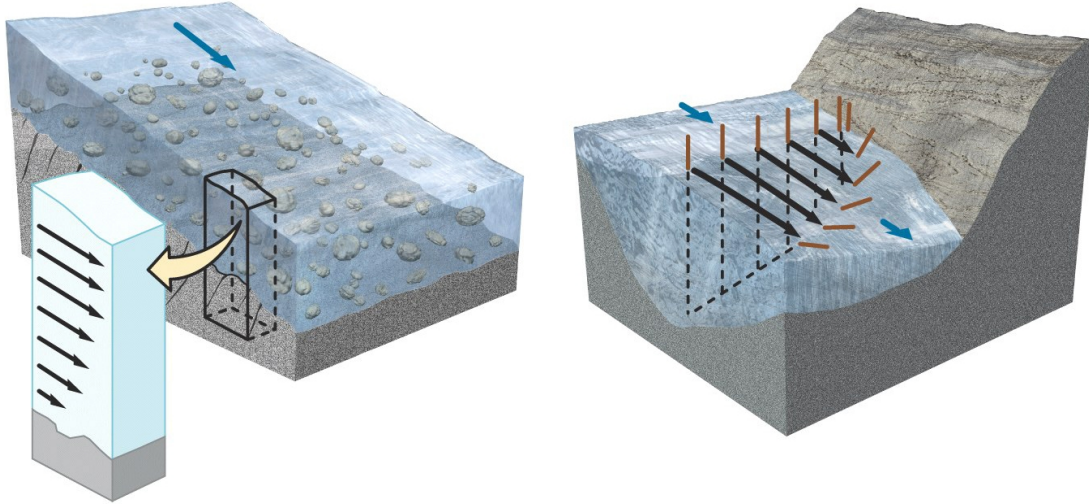


Abbildung 5.3: Die schwarzen Pfeile stellen relative Geschwindigkeitsvektoren dar. Für einen alpinen Talgletscher erhält man durch den Fließmechanismus der inneren Deformation die typische horizontale sowie vertikale parabolische Fließgeschwindigkeitsverteilung. (Grotzinger et al., 2007)

Um das Fließen eines Gletschers aufgrund der internen Deformation zu berechnen, muß der Spannungszustand bekannt sein. Geht man von der abstrahierten Darstellung eines Gletschers als unendlich ausgedehnte Platte, die auf einer geneigten, ebenen Fläche aufliegt aus (Abb. 5.4), so ist die Scherspannung

$$\tau_{xz} = \rho g h \cdot \sin \alpha \quad (5.2)$$

wobei

$$\begin{aligned} h &= H_z - z & h &\geq 0 \\ H_z &= H \cos \alpha \end{aligned} \quad (5.3)$$

$\rho$  ist die Eisdichte ( $900 \text{ kg/m}^3$ ),  $g$  die Erdbeschleunigung ( $9.81 \text{ m/s}^2$ ) in Lotrichtung und  $\alpha$  die Neigung der Auflagefläche in Radiant.  $h$  beschreibt die Höhe der überlagernden Eissäule, die bei  $z = 0$  den maximalen Wert der Plattendicke  $H_z$  annimmt. Das Koordinatensystem ist in die Ebene der Auflagefläche mit der Neigung  $\alpha$  rotiert (siehe Abb. 5.4).

Unter Hinzunahme einer  $y$ -Achse, normal auf die von  $x$  und  $z$  aufgespannte Ebene, gehen wir für die nächsten Überlegungen von dem soeben betrachteten 2 dimensional Fall (Abb. 5.4), in den allgemeineren 3 dimensional Fall über.

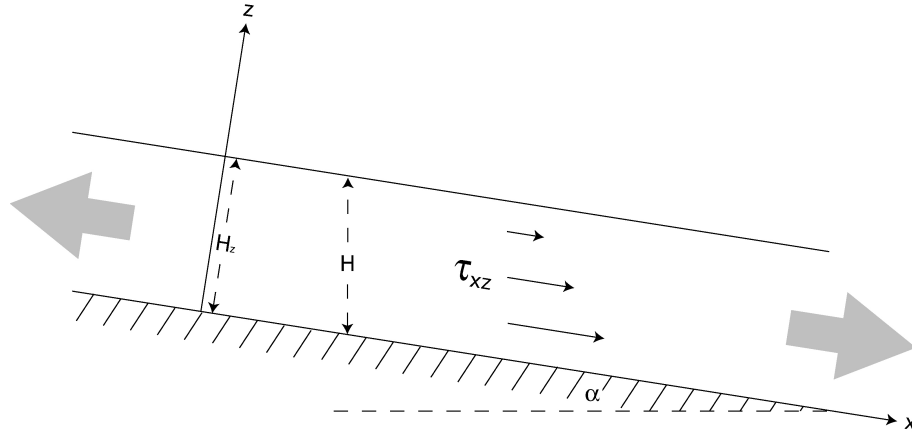


Abbildung 5.4: Längsschnitt einer unendlich ausgedehnten Platte zum Herleiten einer Beziehung für die Scherspannung  $\tau_{xz}$ . Das Koordinatensystem ist rotiert. Die x-Achse verläuft parallel und die z-Achse normal zur Auflagefläche der Platte.  $H$  ist die Plattendicke in Lotrichtung, parallel zur Richtung des Erdbeschleunigung  $g$ .  $H_z$  ist die Plattendicke in z-Richtung.

Die Scherspannung  $\tau_{xy}$  an der Eis/Gletscherbett-Grenze wird auch als basale Scherspannung  $\tau_b$  bezeichnet. Die basale Scherspannung  $\tau_b$  für den Fall in Abbildung 5.4 ist

$$\tau_b = \rho g H_z \cdot \sin \alpha \quad (5.4)$$

und ist folglich für den gesamten Bereich *konstant*.

Über die Materialgleichung für *isotropes* Eis (vergl. Glg. 5.1) lässt sich die Scherspannung  $\tau_{xy}$  in direkten Zusammenhang mit der zeitlichen Ableitung der Verformung  $\epsilon_{zx}$  setzen.

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{zx} &= A \cdot \tau_{xy}^n \\ &= A \cdot (\rho g h \cdot \sin \alpha)^n \end{aligned} \quad (5.5)$$

Dieses Fließgesetz für Eis wird als **Glen's Law** bezeichnet (Glen, 1955). Der Exponent  $n$  variiert zwischen 1.5 und 4.2. Für Gletschereis wird standardmäßig ein Wert von  $n = 3$  verwendet (Paterson, 1994, S. 85; vergl. Abb. 5.2). Der *Viskositätsparameter*  $A$  hängt von folgenden Einflüssen ab

- der Eistemperatur
- dem hydrostatischen Druck
- der Kristallgröße und Orientation
- dem Wassergehalt des Gletschereises

- der Konzentration von Eiseinschlüssen
- der Eisdichte

wobei die Eistemperatur den größten Einfluß auf den Viskositätsparameter  $A$  hat. Die Tabelle 5.3 zeigt Beispielwerte für  $A$  bei einem konstanten Exponenten von  $n = 3$ . Auffällig ist die relativ hohe Variabilität der Einzelwerte des Viskositätsparameters  $A$ .

T [°C]	A [ $s^{-1}(kPa)^{-3}$ ]
0	$6.8 \times 10^{-15}$
-2	$2.4 \times 10^{-15}$
-5	$1.6 \times 10^{-15}$
-10	$4.9 \times 10^{-16}$
-15	$2.9 \times 10^{-16}$
-20	$1.7 \times 10^{-16}$
-25	$9.4 \times 10^{-17}$
-30	$5.1 \times 10^{-17}$
-35	$2.7 \times 10^{-17}$
-40	$1.4 \times 10^{-17}$
-45	$7.3 \times 10^{-18}$
-50	$3.6 \times 10^{-18}$

Tabelle 5.3: Liste von üblichen Werten für den Viskositätsparameter  $A$  bei einem konstanten Exponenten  $n = 3$  (Paterson, 1994, S. 97).

Durch Integration der Verformungsrate  $\dot{\epsilon}_{zx}$  entlang der Eisdicke  $H_z$  (Abb. 5.4), erhält man die Fließgeschwindigkeit  $v_{zx}$ .

$$\begin{aligned}
 v_{zx} &= \int_0^{H_z} \dot{\epsilon}_{zx} dz \\
 &= \frac{2A}{n+1} \cdot (\rho g \cdot \sin \alpha)^n \cdot H_z^{n+1}
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Die horizontale Fließgeschwindigkeit  $v_{zx}$  ist demnach bei konstantem Exponenten  $n$  eine Funktion der Eisdicke  $H$ , dem Viskositätsparameter  $A$  ( $\rightarrow$  Eistemperatur) und der Neigung  $\alpha$ . Wobei bei einer Neigung  $\alpha \neq 0$  und einem Exponenten von  $n=3$ , die Eisdicke  $H_z$  den größten Einfluß auf die Fließgeschwindigkeit  $v_{zx}$  hat.

Nach der Kontinuitätsgleichung beträgt der Fluss an Gletschereis  $\Phi$  durch einen beliebigen Vertikalquerschnitt eines Gletschers (Brückl, 1970)

$$\Phi = \int (\bar{b}_n - \dot{H}_z) df \tag{5.7}$$

$\bar{b}_n$  ist die spezifische Massenbilanz (Kap. 4) und  $\dot{H}_z$  die zeitliche Änderung der Eismächtigkeit parallel zur  $z$ -Achse (Abb. 5.4). Erstreckt man die Integration über

die Gletscherfläche oberhalb der Gleichgewichtslinie ( $\rightarrow$  Akkumulationsgebiet), so erhält man einen maximalen positiven Wert. Das Integral über die gesamte Gletscherfläche ergibt 0. Diese Überlegungen haben stets die Erhaltung der Masse als grundsätzliche Annahme.

Trifft man die realistische Annahme, die Strömungsrichtung normal auf die Höhenlinien (*Isohypsen*) stehen zu lassen, so gilt für einen Vertikalschnitt entlang einer Isohypse (Brückl, 1970)

$$\Phi = \bar{v}_{zx} \cdot Q \quad (5.8)$$

$Q$  ist die Fläche des Vertikalschnitts und  $\bar{v}_{zx}$  ist die über den Vertikalschnitt gemittelte Fließgeschwindigkeit  $v_{zx}$  des Gletschereises. Gletscher mit größeren Eisdicken besitzen größere Fließgeschwindigkeiten (Glg. 5.6) und folglich auch einen größeren Durchfluss.

Mittels einer einfachen Abschätzung werden wir nun die mittlere Veränderung des Durchflusses bei einer mittleren Veränderung der Eisdicke entlang einer Isohypse betrachten. Bedenkt man das

$$\begin{aligned} \bar{v}_{zx} &= \frac{2A}{n+1} \cdot (\rho g \cdot \sin \bar{\alpha})^n \cdot \bar{H}^{n+1} \\ &= C \cdot \bar{H}^{n+1} \end{aligned}$$

wobei  $\bar{\alpha}$  die mittlere Neigung ( $\bar{\alpha} \neq 0$ ) und  $\bar{H}$  die mittlere Eisdicke des Vertikalschnitts entlang der betrachteten Isohypse ist.  $C$  stellt schließlich alle zusammengefassten konstanten Faktoren dar. Weiters ist

$$Q = \bar{H} \cdot b$$

wobei  $b$  die mittlere Breite der betrachteten Isohypse ist. So ist der Durchfluss

$$\Phi = Cb \cdot \bar{H}^{n+2}$$

und für  $n = 3$  (Kap. 5.1)

$$\Phi = Cb \cdot \bar{H}^5 \quad (5.9)$$

Mit dieser Abschätzung hat ein Ansteigen der mittleren Eisdicke entlang einer Isohypse um 15% einen doppelt so großen Durchfluss zur Folge (vergl. Abb. 5.5).



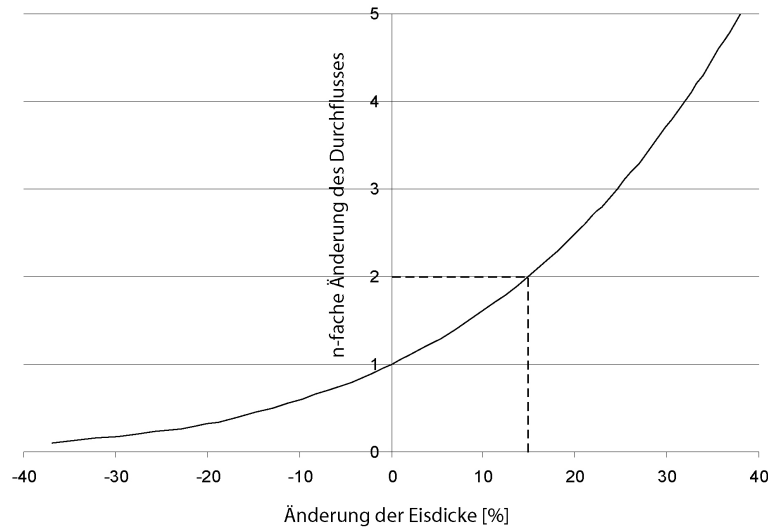


Abbildung 5.5: Veränderung des Durchflusses als Funktion von Eisdickenänderungen nach Gleichung 5.9.

## 5.2 Basales Gleiten

Bei temperierten Gletschern (Kap. 3), die über ein Gletscherbett aus blankem Fels und wenig glazigenen Sedimenten (*Geschiebemergel*) fließen, macht das basale Gleiten 90% der Gesamtbewegung aus (Hambrey und Alean, 2004, S. 70). Im Auflagerbereich eines Gletschers (*Gletschersohle*) herrschen hohe Drücke vor. Dadurch verringert sich der Druckschmelzpunkt (Kap. 3) des Eises. In temperierten Gletschern findet man deswegen besonders in den Sommermonaten einen konstanten basalen Wasserfilm ( $\sim 1\mu\text{m}$ ; Paterson, 1994, S. 136) zwischen Gletscher und dem Gletscherbett (Abb. 5.6, Abb. 5.7, Abb. 2.3). Aufgrund der resultierenden geringeren Reibung zwischen Gletscher und Gletscherbett sind besonders bei temperierten Gletschern in den Sommermonaten höhere Fließgeschwindigkeiten zu beobachten.

Der Wasserdruck am Gletscherbett sowie dessen Beschaffenheit sind wichtige Randbedingungen für quantitative Aussagen bezüglich des basalen Gleitens. Diese Informationen sind aber durch Messungen nur schwer bis gar nicht zu erhalten. Weiters variieren diese Randbedingungen nicht nur von Gletscher zu Gletscher sondern auch kleinräumig innerhalb eines einzigen Gletschers. Aus diesen Gründen ist man besonders in der Gleittheorie der Gletscher auf stark abstrahierte, aber realistisch vertretbare Annahmen angewiesen. Weertman (1957, 1964) stellte als erster eine quantitative Theorie für das Gleiten eines Eiskörpers über ein ebenes, rigides Gletscherbett, bedeckt mit einem Wasserfilm, vor. Über das Modellgletscherbett in *Weertmans Gleittheorie* sind gleichmäßig Hindernisse verteilt (Abb. 5.7). Ein Hindernis ist dabei ein Würfel mit der Kantenlänge  $L$  (vergl. Abb. 5.7, Abb. 5.8, Abb. 5.9). Durch diese theoretische Versuchsanordnung konnten erste quantitative Aussa-

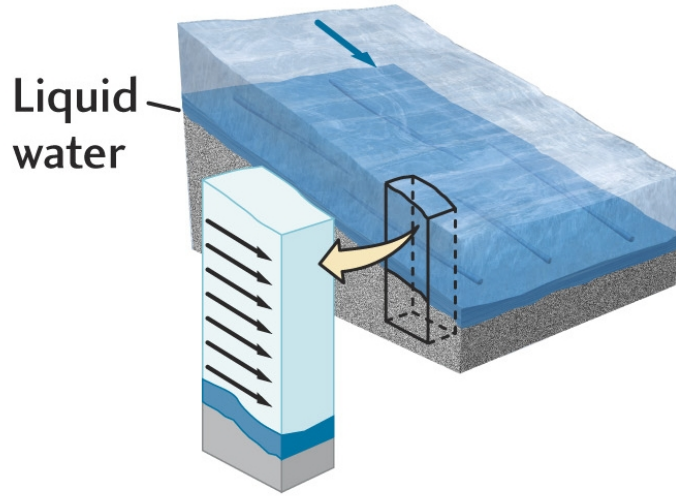


Abbildung 5.6: Die schwarzen Pfeile stellen relative Geschwindigkeitsvektoren dar. Das basale Gleiten äußert sich in einem konstanten Versatz der Eismasse. Das Extrembeispiel stellen *Surge*-Gletscher dar. Diese Gletscher haben aktive Phasen, in denen sie Fließgeschwindigkeiten an den Tag legen, die ihre durchschnittliche Fließgeschwindigkeit um mehr als das 100fache übersteigen (100te Meter in wenigen Tagen). Diese aktiven Phasen von *Surge*-Gletschern sind wahrscheinlich auch auf einen Mechanismus des basalen Gleitens zurückzuführen. Der genaue Ablauf eines Surges ist aber noch Gegenstand aktueller Forschungen. (Grotzinger et al., 2007)

gen der basalen Gleitmechanismen **Regelation** und dem **erhöhtem plastischen Fließen**<sup>10</sup> gemacht werden.

Ein wichtiger Parameter der Weertman Gleittheorie ist die *Rauhigkeit des Gletscherbetts*<sup>11</sup>. Der Rauigkeitsparameter ist über

$$R = \frac{L}{L_b} \quad (5.10)$$

definiert.  $L_b$  ist der Abstand zwischen den einzelnen Hindernissen (Abb. 5.7).  $R$  quantifiziert die Verteilung der einzelnen Hindernisse und kann somit auch als Hindernisdichte verstanden werden. Ist  $\tau_{b,mean}$  die mittlere Scherspannung vom gesamten Gletscherbett in Abbildung 5.7, so wirkt auf jede angeströmte Seite der einzelnen Hindernisse eine Kraft von  $\tau_{b,mean} L_b^2$ . Die Spannungsdifferenz  $\tau_{Luv} - \tau_{Lee}$  (vergl. Abb. 5.8) für jedes einzelne Hinderniss ist somit (Hooke, 2005)

$$\tau_{Luv} - \tau_{Lee} = \frac{\tau_{b,mean} L_b^2}{L^2} = \frac{\tau_{b,mean}}{R^2} \quad (5.11)$$

Da nach Gleichung 5.5 die Deformationsrate  $\dot{\epsilon}$  über ein Potenzgesetz mit der effektiv

<sup>10</sup>im Englischen *enhanced plastic flow*

<sup>11</sup>im Englischen *glacier bed roughness*

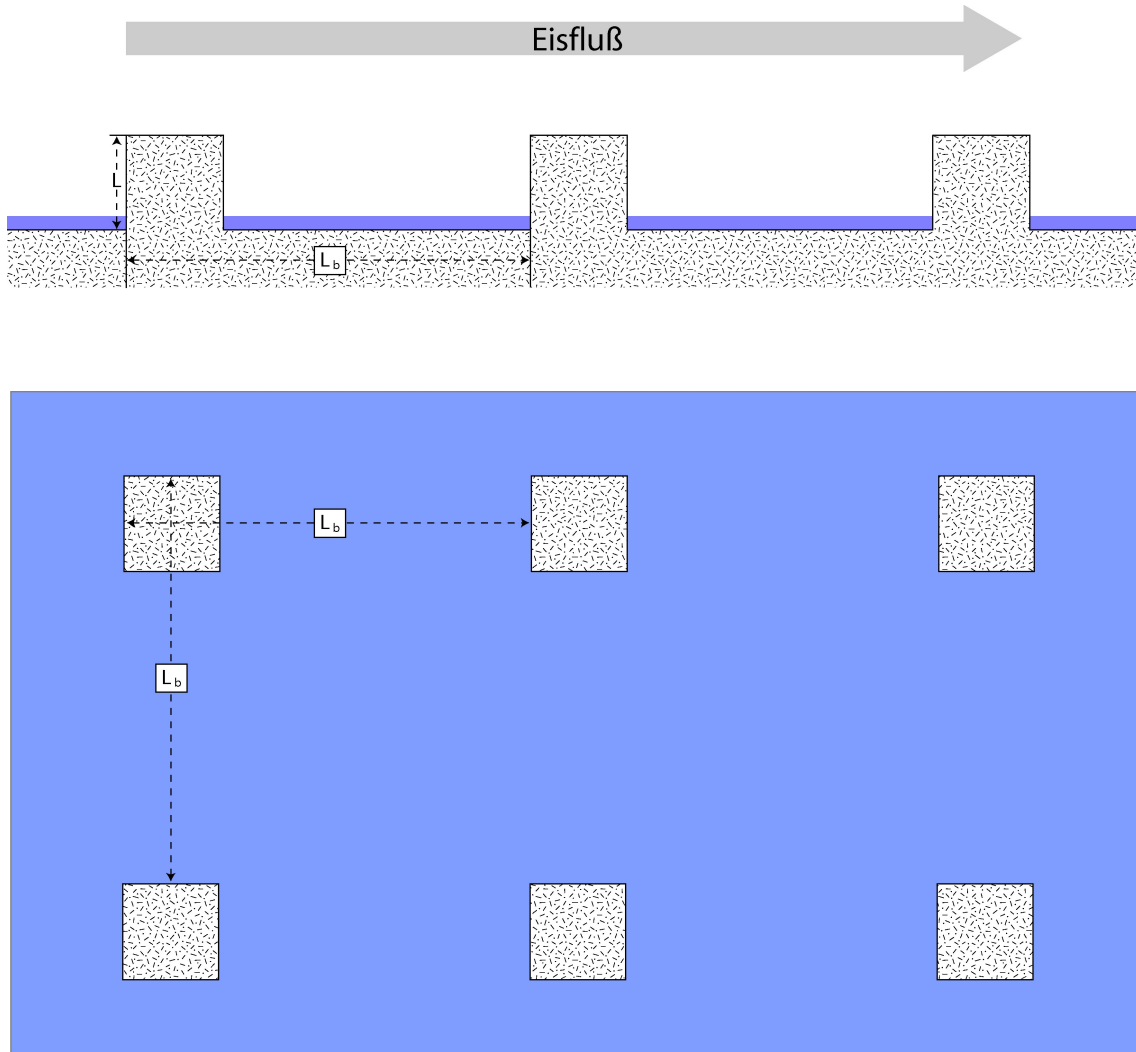


Abbildung 5.7: Ebenes, rigides Gletscherbett mit gleichmäßig verteilten Hindernissen. Ein einzelnes Hindernis ist ein Würfel der Kantenlänge  $L$ . Die einzelnen Hindernisse haben jeweils einen Abstand von  $L_b$  voneinander. Der Wasserfilm direkt am Gletscherbett ist durch die blaue Farbe gekennzeichnet.

wirkenden Spannung verbunden ist, bedeutet ein gleicher Rauigkeitsparameter  $R$  eine idente Deformationsrate  $\dot{\epsilon}$  bei konstantem  $\tau_{b,mean}$ . Der Rauigkeitsparameter  $R$  ist bei der Berechnung der globalen basalen Fließgeschwindigkeit des gesamten Eiskörpers von großer Bedeutung (Hooke, 2005, S. 147).

Die sehr abstrakte Modellvorstellung von Weertman (1957, 1964) zum basalen Gleiten wurde durch die *Nye–Kamb Theorie* erweitert (Nye, 1969; Kamb, 1970). Das Gletscherbett mit den einzelnen, regelmäßig verteilten Hindernissen wurde durch ein realistischeres, glatt verlaufendes, sinusförmig undulierendes Gletscherbett ersetzt.

Die Gleitmechanismen Regulation und erhöhtes plastisches Fließen werden in den nächsten zwei Unterkapiteln anhand einem einzelnen Hindernis (Abb. 5.8, Abb. 5.9) erklärt. Ein weiterer wichtiger Mechanismus des basalen Gleitens ist die **Defor-**

**mation subglazialer Geschiebemergelhorizonte**, auf den auch noch in diesem Kapitel eingegangen wird.

### 5.2.1 Regelation

Den Vorgang der Regelation kennt man von einem bekannten Experiment: Ein mit Gewichten an beiden Enden belasteter Draht wird quer über einen Eisblock gelegt. Durch den Druck, den der belastete Draht auf das Eis ausübt, schmilzt es direkt unter ihm, gefriert aber unmittelbar über ihm sofort wieder zu Eis. So wandert der Draht von oben nach unten durch den Eisblock, ohne ihn in zwei Stücke zu zerteilen (Lenz und Wiedersich, 1993, S. 207).

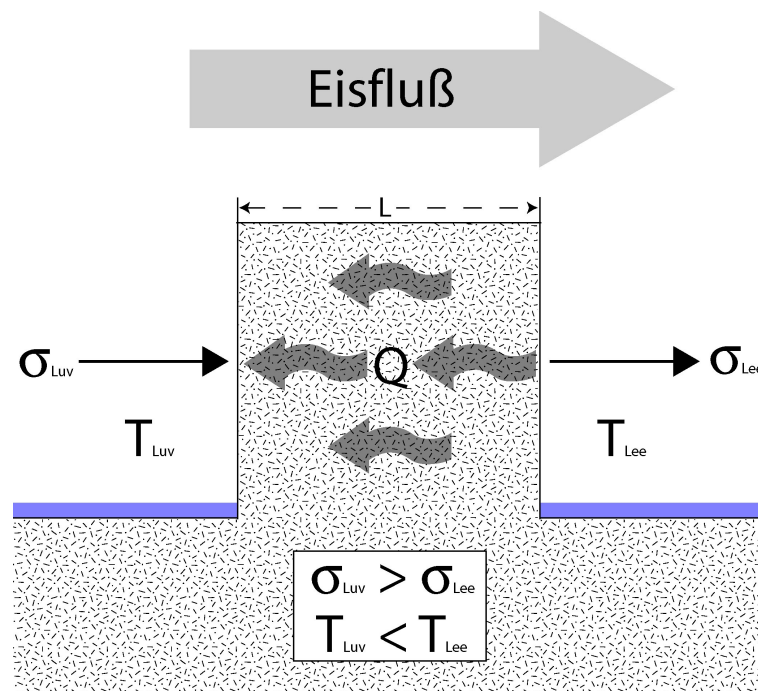


Abbildung 5.8: Skizze zum Regelationsmechanismus.

Der gleiche Mechanismus, der den Draht durch den Eisblock wandern läßt, ohne diesen dabei zu zerstören, läßt sich auch beim basalen Gleiten eines Gletschers finden. Geht man von einer Versuchsanordnung wie in Abbildung 5.8 aus, so besitzt ein Hindernis zwei ausgezeichnete Seiten. Die Luvseite des Hindernisses wird frontal vom Gletscher angeströmt, und ist daher einem größeren Druck ausgesetzt wie die strömungsabgewandte Leeseite ( $\sigma_{Luv} > \sigma_{Lee}$ ). Aufgrund dem größeren Druck an der Luvseite des Hindernisses sinkt der Druckschmelzpunkt (Kap. 3). Überschreitet jetzt die basale Eistemperatur des Gletschers den Druckschmelzpunkt, so wird Eis geschmolzen. Beim Schmelzvorgang selbst geht Energie (Wärme) in Form von Schmelzwärme verloren, die Temperatur an der Luvseite des Hindernisses ist somit niedriger wie an der Leeseite ( $T_{Luv} < T_{Lee}$ , Abb. 5.8). Diese Temperaturdifferenz

$\Delta T$  hat einen Temperaturgradienten  $\Delta T/L$  zur Folge. Der auftretende Temperaturgradient verursacht einen Wärmefluß  $Q$  durch das Hindernis in die entgegengesetzte Richtung des Eisflusses. Eine ausreichend hohe Wärmeflußdichte  $q$  ist schließlich der entscheidende Parameter, ob ein Hindernis durch Regelation überwunden werden kann.

$$q = \frac{Q}{L^2} = \frac{\Delta T}{L} K_r \quad (5.12)$$

$L^2$  ist die Querschnittsfläche des Hindernisses und  $K_r$  die Wärmeleitfähigkeit von Fels ( $K_r = 2.2 \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-1}(\text{K/m})^{-1}$ ). Der Wärmefuß  $Q$  verursacht eine Schmelzrate ( $[m^3\text{s}^{-1}]$ ) von  $Q/W\rho$ .  $W$  ist die Schmelzwärme für Eis von  $3.3 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$ , und  $\rho$  ist die Eisdichte von  $900 \text{ kg m}^{-3}$ . Solange die Wärmefußdichte  $q$  genügend Energie liefert um Eis an der Luvseite zu schmelzen, kann ein Gletscher mittels der Regelation ein Hindernis mit der Fließgeschwindigkeit  $S_r$  überwinden. Die Fließgeschwindigkeit  $S_r$  läßt sich daher folgendermassen herleiten

$$\begin{aligned} Q \cdot dt &= W\rho L^2 \cdot dL \\ S_r &= \frac{dL}{dt} = \frac{Q}{W\rho L^2} \\ &= \frac{q}{W\rho} \end{aligned} \quad (5.13)$$

Die auftretende Drücke ( $\sigma_{Luv}, \sigma_{Lee}$ ) sowie die anderen entscheidenden Parameter ( $K_r, W, \dots$ ) sind bei den meisten Gletschern sehr ähnlich. Das Überwinden von Hindernissen mittels Regelation ist daher insbesondere eine Funktion der Hinderniskantenlänge  $L$ , die quadratisch indirekt proportional bei der Gleichung 5.13 eingeht. Bei Hindernissen mit einer Kantenlänge von  $L > 1 \text{ m}$  (Paterson, 1994, S. 136) ist ein anderer Mechanismus dominant, dieser wird im nächsten Abschnitt besprochen.

### 5.2.2 Erhöhtes plastisches Fließen

Hindernisse die aufgrund zu großer Dimensionen nicht mehr mit dem Regelationsmechanismus überwunden werden können, werden mit dem Gleitmechanismus des erhöhten plastischen Fließens überwunden.

An der Luvseite des Objekts wirken wiederum hohe Spannungen. Aufgrund der Dimensionen des Hindernisses reicht die Wärmeflussdichte  $q$  nicht mehr aus, ausreichend Gletschereis an der Luvseite zu schmelzen. Das Gletschereis umströmt daher das Hindernis mittels erhöhtem plastischem Fließen. Die unmittelbare Umgebung des am Hindernis anstehenden Eises bewegt sich mit einer konstanten Geschwin-

digkeit  $v_1$  (Abb. 5.9). Geht man davon aus, daß keine spröden Brüche entstehen, muß das am Hindernis anstehende Eis einen längeren Weg in der gleichen Zeit zurücklegen. Das bedeutet erhöhte Fließgeschwindigkeiten  $S_p$  für das das Hindernis umströmende Gletschereis ( $v_1 < v_2 < v_3$ ; Abb. 5.9). Eine Konsequenz ist der direkte Zusammenhang zwischen der Hindernishöhe  $L$  und der Fließgeschwindigkeit  $S_p$ .

$$S_p \approx \int_0^L \dot{\epsilon} dL \quad (5.14)$$

Der Bereich in dem ein Hindernis das Fließgeschwindigkeitsfeld beeinflusst ist ebenso abhängig von den Hindernisdimensionen. Der Einflußbereich des Hindernisses ist in Abbildung 5.9 grau schattiert dargestellt.

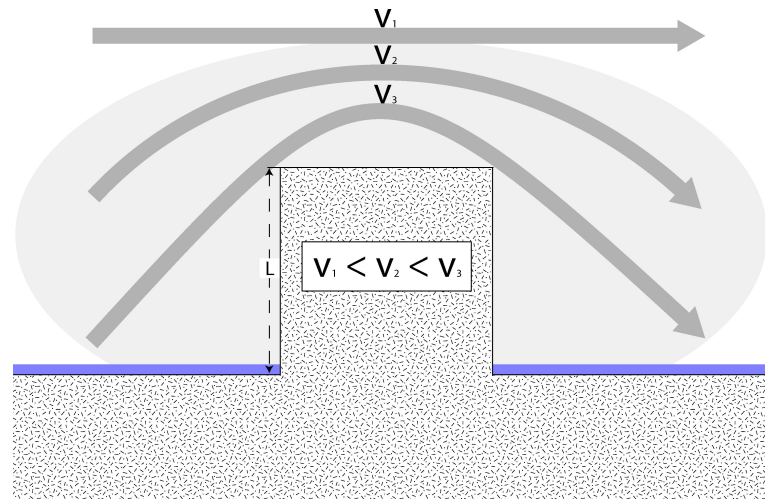


Abbildung 5.9: Skizze zum Mechanismus des erhöhten plastischen Fließens. Die grauen Pfeile sollen qualitativ den Verlauf einzelner Fließlinien veranschaulichen. Jeder Fließlinie wurde noch eine qualitative Fließgeschwindigkeit ( $v_1, v_2, v_3$ ) zugewiesen. Der schattierte Bereich soll den Einflußbereich eines Hindernisses auf das Fließverhalten skizzieren. Dieser Einflußbereich hängt direkt von der Hindernisgröße  $L$  ab.

Beim basalen Gleiten eines Gletschers sind die zwei besprochenen Mechanismen (Regelation, erhöhtes plastisches Fließen) immer latent präsent. Je nach Dimensionen des zu überwindenden Hindernisses sind die Anteile der zwei Gleitmechanismen unterschiedlich. Die Summe beider ergibt die tatsächliche Fließgeschwindigkeit  $S$ , aufgrund den basalen Gleitmechanismen Regelation und erhöhtem plastischen Fließen.

$$S = S_r + S_p \quad (5.15)$$

### 5.2.3 Deformation subglazialer Geschiebemergelhorizonte

Forschungsergebnisse zeigen, daß bei vielen Gletschern ein großer Anteil der gemessenen Oberflächengeschwindigkeit seinen Ursprung in der Deformation dieser subglazialen Sedimentschicht hat (z.B. Blankenship et al., 1986). Oft befindet sich zwischen der Gletschersohle und dem Felsgletscherbett eine Schicht aus wassergesättigten, unkonsolidierten glazigenen Sedimenten (*subglazialer Geschiebemergelhorizont*). Diese Sedimentschicht hat einen geringeren inneren Reibungswiderstand als das Eis. Wirkt nun eine ausreichend große, abwärts gerichtete Kraft, wird aufgrund des geringeren inneren Reibungswiderstandes die Schicht der glazigenen Sedimente abgeschert und nimmt dabei die aufliegende Eismasse mit.

Ziel dieser spezifischen Untersuchungen ist die Quantifizierung des Fließgeschwindigkeitsanteils aufgrund der Deformation des angesprochenen Horizonts. Daher ist die Rheologie dieser subglazialen Geschiebemergelhorizonte von größtem Interesse. Kann man bei einem Fließgesetz für Gletschereis von einem mehr oder weniger homogenen Körper ausgehen, unterscheidet sich die Zusammensetzung subglazialer Sedimentschichten von Gletscher zu Gletscher und selbst innerhalb eines Gletschers.

Über einen plastizitätstheoretischen Ansatz läßt sich allgemein für körniges Material, wie Geschiebemergelhorizonte, eine Fließgrenzspannung  $\tau_0$  definieren (Hooke, 2005, S. 168). Über das **Mohr-Coulomb Gesetz**

$$\tau_0 = c + N_e \tan \varphi \quad (5.16)$$

kann man  $\tau_0$  berechnen.  $c$  ist die Kohäsion zwischen den einzelnen Partikel der Matrix und  $\varphi$  ist der Winkel der inneren Reibung zwischen den einzelnen Partikeln. Zum Bestimmen dieser Parameter ( $c$  und  $\varphi$ ) ist besonders die Kenntnis des Anteils an tonigem Material in der Geschiebemergelmatrix entscheidend.  $N_e$  beschreibt den effektiv wirkende Normaldruck, der über

$$N_e = N - p \quad (5.17)$$

definiert ist. Wobei  $N$  die Normalspannung, und  $p$  der entgegengesetzt wirkende Porenwasserdruck ist. In unserem Fall ist  $p$  der subglaziale Wasserdruck. Kompensiert der subglaziale Wasserdruck den Auflastdruck des Gletschers ( $N_e = 0$ ), so ist die innere Reibung zwischen den einzelnen Partikeln des subglazialen Geschiebemergelhorizonts gleich 0, lediglich die Kohäsion  $c$  ist wirksam. Die Fließgrenzspannung  $\tau_0$  eines subglazialen Geschiebemergelhorizonts ist daher bei hohem subglazialen Wasserdruck kleiner.

Besonders bei polaren Ausflußgletscher vermutet man einen großen Einfluß der

Deformation von subglazialen Geschiebemergelhorizonte auf die teilweise sehr variablen Fließgeschwindigkeiten. Den Auslöser einer beschleunigten Fließgeschwindigkeit der Deformation der Geschiebemergelhorizonte, oder einer totalen Entkoppelung des Eiskörpers vom Gletscherbett zuzuschreiben, ist Gegenstand aktueller Forschungen (Hooke, 2005).

Das genauere Verständnis des Zusammenwirkens vom plastischen Fließen und basalen Gleiten ist eine der Schlüsselfragen der heutigen Gletscherphysik. Die Beziehungen zwischen der basalen Fließgeschwindigkeit, Scherspannung, Wasserdruck und den Gletscherbettcharakteristiken sind grundlegend für Modelle von Gletschern. Die genaue Formulierung der Beziehungen dieser Prozesse sind essentiell, um Modelle zu entwickeln, die z.B die Folgen veränderter Massenbilanzen der Gletscher voraussagen (Paterson, 1994, S. 132).



### 5.3 Abschätzung der Eisdicken auf Basis der Plastizitätstheorie

Die Eisdicken der Gletscher weltweit unterliegen aufgrund globaler sowie regionaler Klimaänderungen ständigen Schwankungen. Seit dem letzten größeren Gletscherhöchststand um 1850 schrumpfen die Mehrzahl aller Gletscher weltweit. Um die Verteilung der Eisdicken eines Gletschers zu berechnen, müssen grundsätzlich drei entscheidende Parameter bekannt sein

- Die Topographie des Gletscherbetts.
- Die Verteilung von Akkumulation und Ablation am Gletscher.
- Die Temperaturverteilung des Gletschers.

Diese Parameter sind aber nur für wenige Gletscher bekannt. Man ist daher meistens auf Berechnungsansätze angewiesen, die mit weniger Eingangsparameter auskommen. Generell gewinnt ein Endergebnis mit der Anzahl an verlässlichen Eingangsparameter an Qualität. Daher soll man Eisdickenberechnungen mit einfachen Beziehungen, wie z.B. in diesem Kapitel vorgestellt wird, nur als eine erste Eisdickenabschätzung verstehen. In diesem Kapitel werden wir über grundlegende gletschermechanische Beziehungen eine erste Eisdickenabschätzung auf Basis der Plastizitätstheorie vornehmen (z.B. Brückl, 1970, 1972; Greuell, 1992; Schlosser, 1997; Schmeits und Oerlemann, 1997; Wallinga und van de Wal, 1998).

Dazu gehen wir von einem stationären, alpinen Talgletscher (Kap. 4, Kap. 3) aus. Ein Gletscher im stationären Zustand bleibt in seinen Dimensionen zeitlich konstant. Die Massenbilanz eines stationären Gletschers ist über einen längeren Zeitraum ausgeglichen ( $\overline{b_n} = 0$ , Kap. 4). Der Gletscher akkumuliert in den Wintermonaten demnach gleichviel Masse wie er in den Sommermonaten verliert. Würde eine positive Massenbilanz ( $\overline{b_n} > 0$ ) vorliegen, würde die Gletschermasse und somit die Eisdicken sowie die Gletscherlänge wachsen.

Die basale Scherspannung  $\tau_b$  in einem rotierten Koordinatensystem wie in Abbildung 5.4 ist (siehe Kap. 5.1)

$$\tau_b = \rho g H_z \cdot \sin \alpha$$

Wobei  $\rho$  die Eisdichte ( $900 \text{ kg/m}^3$ ),  $g$  die Erdbeschleunigung ( $9.81 \text{ m/s}^2$ ) in Lotrichtung,  $H_z$  die Eisdicke im rotierten System in Meter und  $\alpha$  die Neigung der Auflagefläche in Radiant ist. Für  $H_z$  setzen wir jetzt Gleichung 5.3 ein

$$\tau_b = \rho g H \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha$$

Entwickelt man  $\cos \alpha$  in eine Taylorreihe

$$\cos \alpha = 1 - \frac{\alpha^2}{2!} + \frac{\alpha^4}{4!} \dots$$

kann man aufgrund der geringen auftretenden Neigungen die Reihe bereits nach dem Term erster Ordnung abbrechen. Somit erhält man

$$\tau_b = \rho g H \cdot \sin \alpha$$

Wir befinden uns jetzt nicht mehr im rotierten sondern im horizontalen Koordinatensystem, in dem die z-Achse parallel zur Lotrichtung verläuft (vergl. Abb. 5.4).

Der Neigungswinkel  $\alpha$  entspricht der Neigung des Gletscherbetts, der jedoch in den seltensten Fällen bekannt ist. Wir treffen jetzt die Annahme, daß der Neigungswinkel des Gletscherbetts  $\alpha$ , sowie die Oberflächenneigung des Gletschers  $\alpha_s$  unterschiedlich, aber klein sind. Das führt zu (Paterson, 1994, S.241)

$$\tau_b = \rho g H \cdot \alpha_s \quad (5.18)$$

Die Verteilung der basalen Scherspannung  $\tau_b$  eines Gletschers ist daher mit einer bekannten Eisdickenkarte, sowie eines bekannten Digitalen Geländemodells (DGM) relativ einfach zu berechnen. Gleichung 5.4 ist eine Näherungslösung der basalen Scherspannung  $\tau_b$  für den vereinfachten Fall in Abbildung 5.4 und unter Vernachlässigung auftretender Längsspannungen. Ein Gletscher fließt prinzipiell entlang des größten Gradienten der Oberflächenneigung  $\alpha_s$ . Kleinräumige, subglaziale Topographieundulationen haben keinen Einfluß auf das Fließverhalten eines Gletschers. Um auftretende Längsspannungen vernachlässigen zu können, müssen lokale Eisdicken sowie Oberflächenneigungen geglättet werden. Als horizontale Glättungsdistanz wird ein Vielfaches der lokalen Eisdicke empfohlen (Bindshadler, 1982; Paterson, 1994; Hooke, 2005).

Für das Modell in Abbildung 5.4 ist  $\tau_b$  für den gesamten Bereich konstant. Berechnete Werte für die basale Scherspannung  $\tau_b$  eines Gletschers variieren relativ gering. Sie bewegen sich größtenteils in einem Bereich von 50 bis 150 *kPa* (Nye, 1952a, 1952b; Kuhn und Hermann, 1990, S. 303) und können in den zentralen Bereichen von Gletschern als konstant angesehen werden. Trifft man für Eis die Annahme, dass es sich um einen perfekt plastischen Körper handelt, und die Fließgrenzspannung  $\tau_0 = 100 \text{ kPa}$  für Gletschereis ist (Paterson, 1994, S. 240; Schlosser, 1997), so kann man nur mit der Information über die Oberflächenneigung Eisdicken für Gletscher abschätzen (Abb. 5.11). Wobei die horizontale Glättungsdistanz für die

Oberflächenneigung  $\alpha_s$  entscheidend für die Qualität des Ergebnisses ist.

$$H = \frac{\tau_0}{f_{typ} \cdot \rho g \cdot \bar{\alpha}_s} \quad (5.19)$$

$\bar{\alpha}_s$  ist die geglättete Oberflächenneigung.  $f_{typ}$  ist ein dimensionsloser Faktor, der die Reibung der seitlichen Felswände des Gletscherbetts berücksichtigt.  $f_{typ}$  wird über die Gletscherquerschnittsfläche  $A$ , die Länge der Kontaktfläche Gletscher/Gletscherbett  $P$  und der Eisdicke  $H$  berechnet (Abb. 5.10).

$$\begin{aligned} f_{typ} &= \frac{A}{PH} = \frac{r_h}{H} \\ r_h &= \frac{A}{P} \end{aligned} \quad (5.20)$$

Wobei  $r_h$  für den hydraulischen Radius steht. Im Falle eines Eisschildes (Kap. 3) geht  $f_{typ}$  gegen 1, handelt es sich um einen Gletscher mit einem halbkreisförmigen Querschnitt so ist  $f_{typ}$  0.5 (vergl. Glg. 5.20). Für alpine Talgletscher bewegt sich  $f_{typ}$  zwischen 0.5 und 0.9 (Nye, 1965).

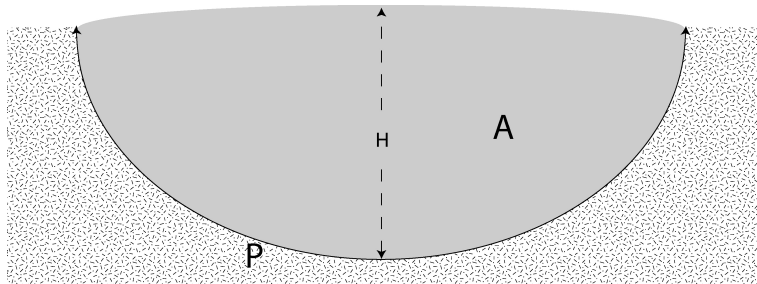


Abbildung 5.10: Skizze zum Parameter  $f_{typ}$ .

Die Gleichung 5.19 impliziert

$$\frac{\tau_0}{f_{typ} \cdot \rho g} = H \cdot \bar{\alpha}_s = \textit{konstant} \quad (5.21)$$

Das ist die mathematische Formulierung für die Gesetzmäßigkeit eines stationären Gletschers, dass sich große Eisdicken im Bereich kleiner Oberflächenneigungen befinden sowie vice versa. Gleichung 5.21 werden wir noch in Kapitel 10.2 für die Interpolation der Messdaten verwenden.

Abbildung 5.11 zeigt mit der Gleichung 5.19 modellierte Eisdicken für die zwei untersuchten Sonnblickgletscher (Kleinfleisskees und Goldbergkees). Der wichtigste Eingangsparameter ist die geglättete Oberflächenneigung  $\bar{\alpha}_s$ .

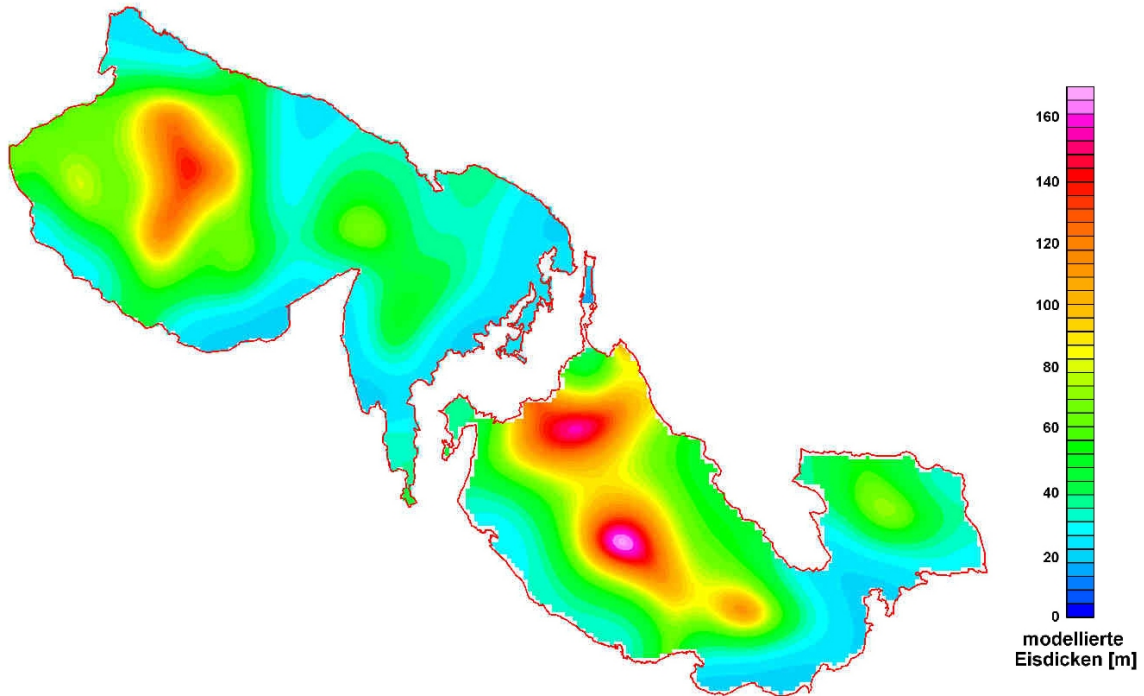


Abbildung 5.11: Modellierte Eisdicken  $H$  für die zwei untersuchten Gletscher am Hohen Sonnblick (3106 m). Die rote Berandung zeigt die Gletscherumrisse vom Jahre 2003.

## 6 Glazialmorphologie

Gletscher sind ein imposantes Naturphänomen mit nicht zu unterschätzenden landschaftsformenden Kräften. Bedenkt man, daß heute noch glazigene Landschaftsformen der letzten großen Eiszeiten (2.5 Millionen–10 000 Jahre b.p.) ganze Gebiete prägen, so bekommt man eine Idee von ihrer enormen erosiven Kraft, die die des Wassers oder Windes bei weiten übersteigt (Press und Siever, 2003, S. 397).

Prinzipiell lassen sich folgende Einzelprozesse der Glazialerosion unterscheiden (Stahr und Hartmann, 1999, S. 259):

- **Detersion**<sup>12</sup>
  - die Schleif-, Schramm- und Kratzwirkung der im Eis eingeschlossenen Gesteinstrümmer auf das Gletscherbett
- **Detraktion**<sup>13</sup>
  - durch die Bewegung der Eismassen werden einzelne angefrorene Gesteinstrümmer aus dem Gletscherbett gerissen (→ kalte Gletscher)
- **Exaration**<sup>14</sup>
  - das Aufschieben von Lockersedimenten bis zum Herauslösen einzelner Gesteinsschollen an der Gletscherstirn



Abbildung 6.1: Gletscherschliff im Wasserfallwinkel im Gletschervorfeld des Südlichen Bockkarkees. Der Südliche Bockkarkees befindet sich orographisch links vom Hufeisenbruch der Pasterze. Die einstige Fließrichtung des Gletschers ist eindeutig festzustellen und durch Pfeile gekennzeichnet. Foto: G.Weyss, 2005

---

<sup>12</sup>von lateinisch *deterere* = zerreiben

<sup>13</sup>von lateinisch *detrahere* = abreißen

<sup>14</sup>von lateinisch *exarare* = durchfurchen

### 6.1 Landschaftsformen im Akkumulationsgebiet

Die folgenden Begriffe beschreiben typische glazial geprägte Landschaftsformen, die in ehemaligen Akkumulationsgebieten von Gletschern gefunden werden können:

**Kar** Das Akkumulationsgebiet eines alpinen Talgletschers (Kap. 3) bildet sich oft zu einem Kar aus. Es ist eine lehnsesselförmige Hohlform, die durch zwei Vorgänge aus dem Fels gearbeitet wird. Oben beginnend entsteht die steile *Karwand* durch *Frostverwitterung*. Die abschleifende und übertiefende Tätigkeit des Gletschers formt *Karboden* und *Karschwelle*. Beim Abschmelzen des Gletschers bleibt oft ein *Karsee* zurück.

Wachsen benachbarte Kare aufgrund der Glazialerosion allmählich zusammen, so entstehen langgestreckte scharfe *Felsgrate*.

Abbildung 6.2: Das Imbachhorn (2470 m) besitzt ein ausgeprägtes Kar (Imbachkar), das sich nach Norden in Richtung Zeller See (Sbg.) erstreckt. Bei dem Gipfel linker Hand des Imbachhorns handelt es sich um das Große Wiesbachhorn (3564 m), rechter Hand um den Hohen Tenn (3368 m). Foto: D.Binder, 2008



**Kartreppe** Folgen mehrere Kare hintereinander so spricht man vom *Stufen-* oder *Treppenkar*.

**Transfluenzpass** Eisstromnetzgletscher, die in ein benachbartes Tal über hochgelegene Pässe fließen, arbeiten aus dem Gratverlauf hoher Bergkämme U-förmige Einschnitte raus. Relikte dieser ehemaligen Transfluenzpässe sind die im Hochgebirge zahlreich vorhandenen *Scharten* (Abb. 6.3).





Abbildung 6.3: Die Fleisscharte am Hohen Sonnblick (3106 m) verbindet den Kleinfleisskees (rechte Bildhälfte) mit dem Goldbergkees. Der gegenüberliegende Gipfel ist der Golbergspitz mit 3073 m. Das Eis ist nicht mehr sehr mächtig in diesem Bereich (siehe Kap. 11). Die Scharte, die bei völligem Verschwinden des Eises zum Vorschein kommen wird, ist schon gut nachvollziehbar. Foto: G.Weyss, 2005

**Rundhöcker** Sind vom Eis überflossene Felserrhebungen. Die Luvseite ist zu einer glatten ansteigenden konvexen Oberfläche abgeschliffen ( $\rightarrow$  *Detersion*), während die Leeseite eine raue, kantig abfallende Oberfläche bildet ( $\rightarrow$  *Detraktion*). Rundhöcker werden auch *roches moutonnées*<sup>15</sup> genannt (Abb. 6.4).

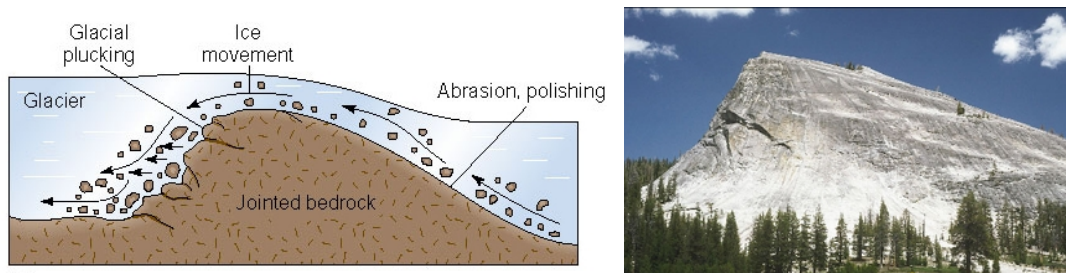


Abbildung 6.4: Skizze zur Entstehung eines Roches Moutonné (glacial plucking ...Detraktion; Abrasion, polishing ...Detersion). Das Foto zeigt den Lembert Dome im Yosemite National Park, Kalifornien, USA. (piru.alexandria.ucsb.edu, 2008)

<sup>15</sup>von französisch *roches moutonnées* = Hammelrücken

**Trogtal** Unterhalb der Karschwelle folgen Talgletscher dem Verlauf von bereits präglazial angelegten Talstrukturen (→ Tektonik, Fließgewässer) und überformen es zu einem Trogtal mit U- bis parabelförmigem Querschnitt.

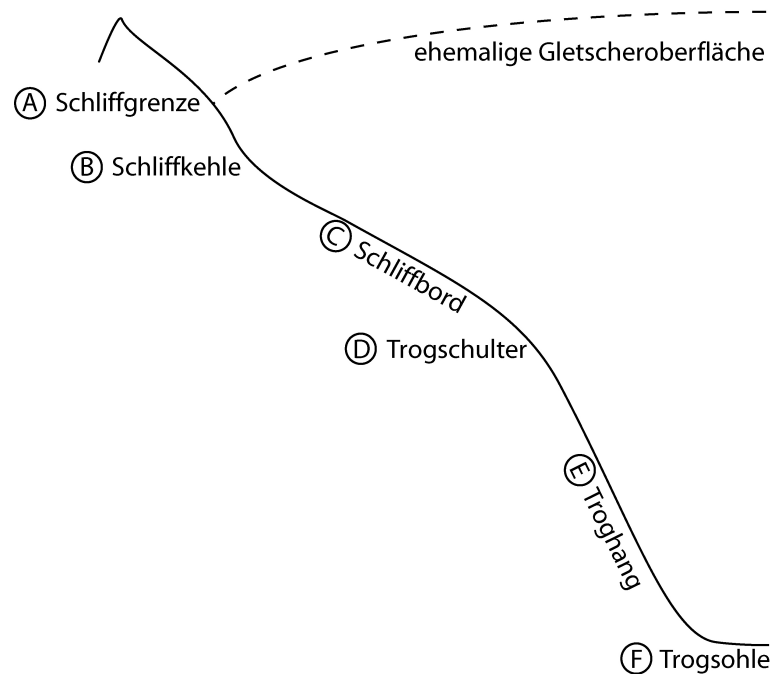
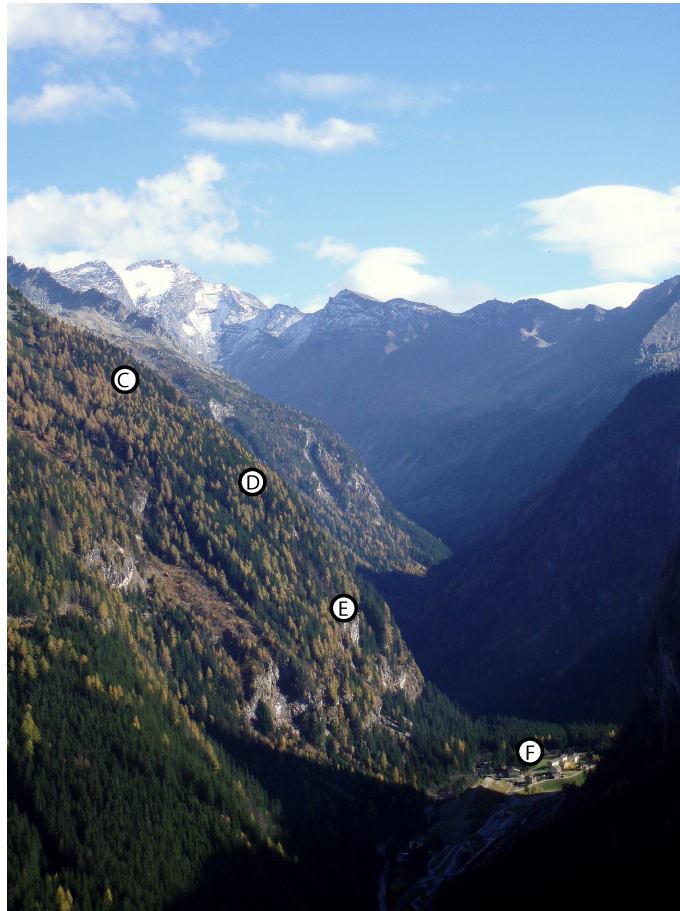


Abbildung 6.5: Skizze zu einem Trogtal.

Die felsigen Hänge dieser Täler sind in der Regel steilwandig und weisen an ihrer Basis ein gerundetes Querprofil (Trogsohle, Troghang und Trogschulter; Abb. 6.5, Abb. 6.6) auf. Die Obergrenze der Glazialerosion wird *Schliffgrenze* (Abb. 6.5) genannt. Im Grenzbereich zwischen Gletscher und Fels befindet sich, ähnlich wie bei einem Kar, eine Randkluft. Dort setzt die Frostverwitterung an und erzeugt die *Schliffkehle* (Abb. 6.5). Darunter folgt der flach abgeschliffene *Schliffbord* (Abb. 6.5, Abb. 6.6), der zwischen Auffüllen und Abschmelzen des Tales mit Gletschereis am kürzesten der Glazialerosion unterworfen war (Lenz und Wiedersich, 1993, S. 261).



Abbildung 6.6: Das Anlauftal im südöstlichen Talschluß des Gasteiner-Tals ist ein glazial geprägtes Trogtal. Vergleiche mit Abbildung 6.5. Der markante Berggipfel im Hintergrund ist der Ankogel (3252 m). Foto: D.Binder, 2006



## 6.2 Landschaftsformen im Ablationsgebiet

Die folgenden Begriffe beschreiben typische glazial geprägte Landschaftsformen, die in ehemaligen Ablationsgebieten von Gletschern gefunden werden können:

**Moränen** Vom Eis abgelagerte Sedimente. Sie bestehen aus einer ungeordneten Matrix von unterschiedlichsten Korngrößen (→ Ton, Sand, Steine) die auch als *Geschiebemergel* bezeichnet wird.

Die *Endmoräne* befindet sich an der Gletscherstirn und kennzeichnet den weitesten über einen längeren Zeitraum stationären Vorstoß eines Gletschers (Abb. 6.7).

Die *Seitenmoräne* setzt sich aus vom Gletscher erodiertem Material, sowie Frostschutt angrenzender Berghänge zusammen.

Die *Mittelmoräne* bildet sich aus zwei Seitenmoränen, wenn zwei Talgletscher zusammenfließen (Abb. 4.1).

Die *Grundmoräne* findet man an der Gletschersohle. Sie entsteht aus vom Gletscher an der Sohle erodierten und mitgeführten Material.

**Sander** Größere, flache Sedimentfächer nach der Austrittsstelle eines Gletscherbachs. Im Gebirge werden sie auch als *Schotterfluren* bezeichnet (Abb. 6.7).

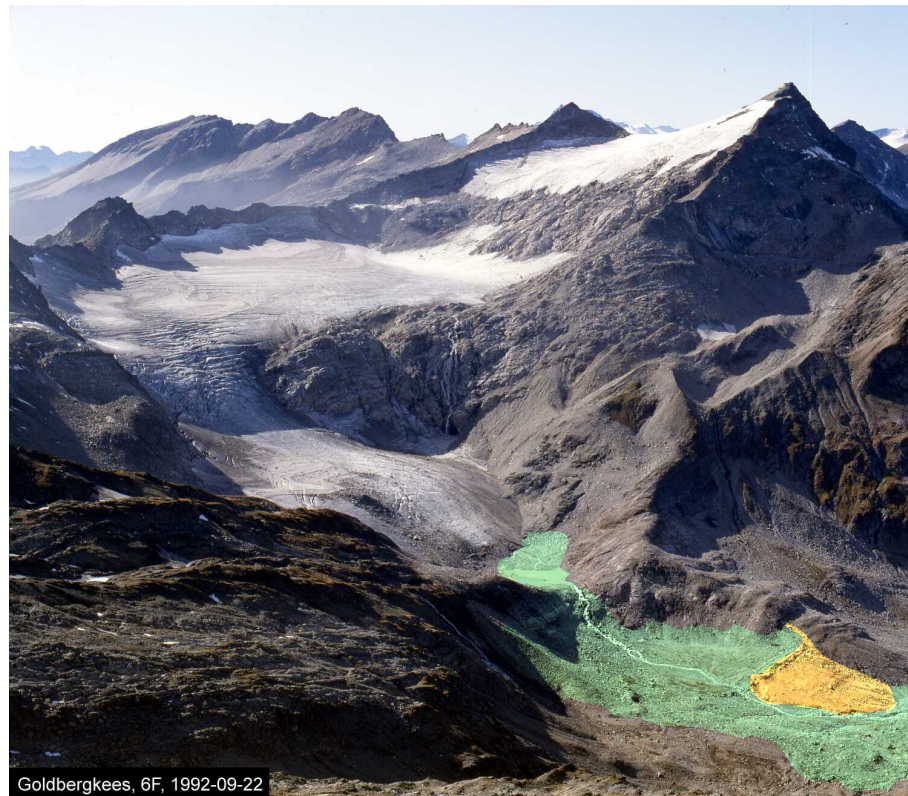


Abbildung 6.7: Der Goldbergkees im Jahre 1992. Transparent gelb skizziert ist die noch sichtbare Endmoräne des letzten größeren Gletschervorstößes im Jahre 1920. Transparent grün skizziert ist der Sanderbereich mit dem Gletscherbach des Goldbergkeeses. Foto: Fotoarchiv Sonnblickverein, 1992

**erratischer Block** Auch *Findling* genannt. Großer ortsfremder Felsblock, der durch Gletscher oder Inlandeismassen von seinem Ursprungsort zu seinem heutigem Fundort transportiert worden ist (Murawski und Meyer, 1998, S. 54).

### 6.3 Die geomorphologische Interpolation

Sieht man über kurzweilige Vorstöße (z.B. 1920–30, 1980,...) hinweg, nehmen seit der kleinen Eiszeit um 1850 die Gletscher in unseren Breiten mehr oder weniger kontinuierlich an Masse ab (Gross, 1987; Lambrecht und Kuhn, 2007). Die Erosionsformen von Gletschern unterscheiden sich von allen anderen exogenen Prozesse (Wasser, Wind,...) grundlegend in ihrem geomorphologischen Abdruck. Die drei untersuchten Gletscher dieser Arbeit kann man alle in den Gletschertyp der alpinen Talgletscher einordnen, wobei die Gletscherzungen aufgrund der fortgeschrittenen Klimaerwärmung meist nicht mehr sehr ausgeprägt (Goldbergkees, Abb. 6.7) bis überhaupt nicht mehr vorhanden (Kleinfleisskees, Abb. 3.3) sind.

Noch heute kann man in Regionen, die seit 10.000 Jahren keine Vereisung mehr erlebt haben, eindeutig glazial geprägte Landschaftsformen beobachten. Diese Tat-

sache gibt uns eine Idee von den Zeiträumen, die die anderen exogenen Erosionsformen (Wasser, Wind,...) benötigen um glazial geprägtes Gelände wieder umzuformen. Oft läßt sich bei alpinen Gletschern allein über den Vegetationsbewuchs der Gletscherhöchststand der kleinen Eiszeit nachvollziehen. Die sich rezent zurückziehenden Gletscher im Alpenraum sind demnach von einem stark glazial geprägten Umland umgeben, das zum Teil in der kleinen Eiszeit ( $\sim 1850$ ) noch eisbedeckt war, und zum Gletscherbett zu rechnen war. Anhand der typischen alpinen U-Täler und Kare kann man sich ein Bild der Morphologie eines Gletscherbetts machen. Es zeichnet sich durch steile, aber glatt verlaufende Seitenwände aus, die U- bis parabelförmig in den Talboden übergehen.

Über digitale Geländemodelle (DGM) ist das glazial geprägte Umland der hier untersuchten Gletscher bekannt. Diese Zusatzinformation wird in dieser Arbeit genutzt um einen bestmöglichen, realistisch glatten Übergang vom gerechneten Gletscherbett zum bekannten Gletscherumfeld zu bewerkstelligen (siehe Kap. 10.4).

## 7 Ground Penetrating Radar (GPR)

### 7.1 Grundlagen

Alle elektromagnetischen Phänomene können theoretisch durch vier miteinander gekoppelten Differentialgleichungen, die **Maxwell – Gleichungen**, beschrieben werden. In ihrer differentiellen Form lauten sie wie folgt:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (7.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (7.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (7.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (7.4)$$

Wobei die Beziehung zwischen den Feldgrößen durch die *Materialgleichungen*

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (7.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (7.6)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (7.7)$$

definiert ist.  $\mathbf{H}$  ist die magnetische Feldstärke ( $[\text{A/m}]$ ),  $\mathbf{J}$  die Stromdichte ( $[\text{A/m}^2]$ ),  $\mathbf{D}$  die elektrische Verschiebung ( $[\text{As/m}^2] = [\text{C/m}^2]$ ),  $\mathbf{E}$  die elektrische Feldstärke ( $[\text{V/m}]$ ),  $\mathbf{B}$  die magnetische Induktion ( $[\text{Vs/m}^2] = [\text{T}]$ ) und  $\rho$  die Raumladungsdichte ( $[\text{As/m}^3] = [\text{C/m}^3]$ ). In diesem Kapitel stellen fettgedruckte Großbuchstaben Vektorfelder und fettgedruckte Kleinbuchstaben Vektoren dar.  $\sigma$  ist die spezifische elektrische Leitfähigkeit eines Mediums ( $[\text{A/Vm}] = [\text{S/m}] = [1/\Omega\text{m}]$ ),  $\epsilon$  die Dielektrizität oder elektrische Permittivität ( $[\text{As/Vm}] = [\text{C/Vm}]$ ) und  $\mu$  die magnetische Permeabilität ( $[\text{Vs/Am}]$ ). Wobei gilt

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$$

$$\mu = \mu_0 \mu_r$$

Die relative Dielektrizität  $\epsilon_r$  und die relative magnetische Permeabilität  $\mu_r$  sind Materialkonstanten und im Falle von Vakuum  $= 1$ . Für die meisten Materialien ist,

mit Ausnahme von ferromagnetischen Substanzen,  $\mu_r \sim 1$  ( $\rightarrow \mu \approx \mu_0$ ) eine realistische Annahme. Im Vakuum besteht zwischen der magnetischen Permeabilität  $\mu_0$ , der Dielektrizität  $\epsilon_0$  und der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c_0$  folgender von Maxwell vorhergesagte und 1857 von Wilhelm Eduard Weber und Rudolf Kohlrausch experimentell bestätigte Zusammenhang

$$c_0^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} \quad (7.8)$$

$\mu_0$  ist  $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$  und  $c_0 = 299\,792\,458 \text{ m/s}$ . Mit diesen zwei Naturkonstanten ergibt sich für

$$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c_0^2} = 8.854187... \cdot 10^{-12} \text{ C/Vm}$$

Die erste Maxwell-Gleichung (Glg. 7.1) wird als *Durchflutungs-* oder *Ampère'sches-Gesetz* bezeichnet. Es besagt, dass bewegte Ladungen oder zeitlich variable Verschiebungsströme Magnetfelder erzeugen.

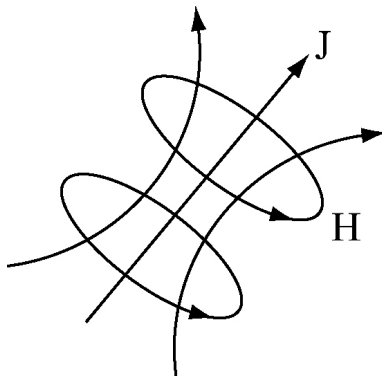


Abbildung 7.1: Die erste Maxwell-Gleichung, oder das Durchflutungs- bzw. Ampère'sches-Gesetz (Glg. 7.1).

Die zweite Maxwell-Gleichung (*Induktions- bzw. Faraday'sche-Gesetz*, Glg. 7.2) beschreibt, dass jede zeitliche Änderung des  $\mathbf{B}$ -Feldes ein  $\mathbf{E}$ -Feld induziert.

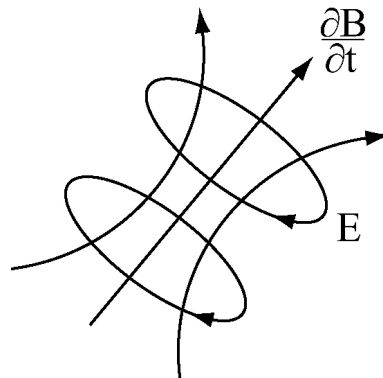


Abbildung 7.2: Die zweite Maxwell-Gleichung, oder das Induktions- bzw. Faraday'sche-Gesetz (Glg. 7.2).

Die dritte Maxwell-Gleichung (Glg. 7.3) wird als *Gauss'sches Gesetz* bezeichnet. Es besagt, dass das elektrische Feld  $\mathbf{E}$  ein Quellenfeld ist. Die Quelle  $q$  ist eine positive oder negative Ladung.

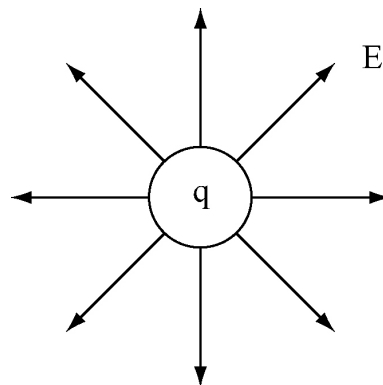


Abbildung 7.3: Die dritte Maxwell-Gleichung, oder das Gauss'sche-Gesetz (Glg. 7.3).

Die letzte Maxwell-Gleichung (Glg. 7.4) bedeutet, daß  $\mathbf{B}$  quellenfrei ist, folglich keine magnetischen Monopole existieren.

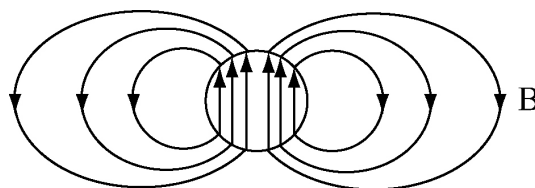


Abbildung 7.4: Die vierte Maxwell-Gleichung (Glg. 7.4).

Unter der Annahme eines stückweise homogenen Mediums können die Maxwell-Gleichungen in die sogenannten **Telegraphengleichungen** umgeformt werden. Dazu wendet man den Rotationsoperator auf die Gleichungen 7.1 und 7.2 an. Eine anschließende Substitution der Materialgleichungen 7.5–7.7 führt zu

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (7.9)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (7.10)$$

Transformiert man diese Gleichungen in den Frequenzbereich, so erhält man die **Helmholtzgleichungen**

$$\nabla^2 \hat{\mathbf{H}} - \underbrace{(\mu\epsilon\omega^2 - i\mu\sigma\omega)}_{k^2} \hat{\mathbf{H}} = 0 \quad (7.11)$$

$$\nabla^2 \hat{\mathbf{E}} - \underbrace{(\mu\epsilon\omega^2 - i\mu\sigma\omega)}_{k^2} \hat{\mathbf{E}} = 0 \quad (7.12)$$

Wobei  $\hat{\mathbf{H}}$  und  $\hat{\mathbf{E}}$  die Fouriertransformierten von  $\mathbf{H}$  und  $\mathbf{E}$  sind. Die genaue Herleitung der Helmholtzgleichungen kann zum Beispiel in Ward und Hohmann (1988) gefunden werden. Bei den Gleichungen 7.9–7.12 handelt es sich um entkoppelte Wellengleichungen. Die Helmholtzgleichungen (7.11, 7.12) enthalten die komplexe Wellenzahl  $k$  und die Kreisfrequenz  $\omega$  ( $\omega = 2\pi \cdot f$ ,  $f \dots$  Frequenz  $[1/s] = [Hz]$ ). Die allgemeine Schreibweise für die komplexe Wellenzahl  $k$  lautet

$$k = k_r - i\alpha \quad (7.13)$$

wobei der Realteil von  $k$  die *Wellenausbreitung*, und der Imaginärteil die *Dämpfung* beschreibt. Betrachtet man die Gleichungen 7.9–7.12 kann man erkennen, dass  $\mathbf{H}$  und  $\mathbf{E}$  bzw.  $\hat{\mathbf{H}}$  und  $\hat{\mathbf{E}}$  jeweils austauschbar sind. Es gelten demnach die gleichen Gesetzmäßigkeiten für beide Felder.

Trifft man die Annahme  $\sigma \gg \omega\epsilon$

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{H} &= \underbrace{\mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}}_{\text{vernachlässigbar}} + \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla^2 \mathbf{E} &= \underbrace{\mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}}_{\text{vernachlässigbar}} + \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}$$

so erhält man

$$\Rightarrow \nabla^2 \mathbf{H} = \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (7.14)$$

$$\Rightarrow \nabla^2 \mathbf{E} = \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (7.15)$$

bzw. im Frequenzbereich

$$\Rightarrow \nabla^2 \hat{\mathbf{H}} = -i\mu\sigma\omega \hat{\mathbf{H}} \quad (7.16)$$

$$\Rightarrow \nabla^2 \hat{\mathbf{E}} = -i\mu\sigma\omega \hat{\mathbf{E}} \quad (7.17)$$

Gleichungen 7.14–7.17 bezeichnet man als **Diffusionsgleichungen**. Sie beschreiben die Ausbreitung niederfrequenter elektromagnetischer Felder.

Trifft man andererseits die Annahme  $\omega\epsilon \gg \sigma$ , so erhält man

$$\Rightarrow \nabla^2 \mathbf{H} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (7.18)$$

$$\Rightarrow \nabla^2 \mathbf{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (7.19)$$

und im Frequenzbereich

$$\Rightarrow \nabla^2 \hat{\mathbf{H}} = \mu\epsilon\omega^2 \hat{\mathbf{H}} \quad (7.20)$$

$$\Rightarrow \nabla^2 \hat{\mathbf{E}} = \mu\epsilon\omega^2 \hat{\mathbf{E}} \quad (7.21)$$



Hierbei handelt es sich um **Wellengleichungen**. Sie beschreiben die Ausbreitung hochfrequenter elektromagnetischer Wellen ( $\rightarrow$  GPR). Mit dem allgemeinen Lösungsansatz für eine gedämpfte harmonische Schwingung

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{H}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}\end{aligned}$$

und den Gleichungen 7.13, 7.18 und 7.19 erhält man die Beziehung

$$k^2 = \omega^2 \mu \left( \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega} \right)$$

Auf Basis dieser Beziehung können die elektrischen und magnetischen Felder in einen von  $k_r$  abhängigen *Schwingungsteil* und einen von  $\alpha$  abhängigen *Dämpfungsteil* aufgespalten werden.

$$k_r = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \right)^2} + 1 \right)} \quad (7.22)$$

$$\alpha = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \right)^2} - 1 \right)} \quad (7.23)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit (= die frequenzabhängige Phasengeschwindigkeit)  $v$  kann man folgendermaßen definieren

$$v = \frac{\omega}{k_r} \quad (7.24)$$

Betrachtet man den hochfrequenten Fall  $\omega \epsilon \gg \sigma$ , so vereinfacht sich die Gleichung 7.22 zu

$$k_r \approx \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad (7.25)$$

setzt man nun 7.25 in 7.24 ein

$$v \approx \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \approx \underbrace{\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}}_{=c_0} \underbrace{\frac{1}{\sqrt{\mu_r}}}_{\sim 1} \sqrt{\epsilon_r}$$

so erhält man

$$v \approx \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (7.26)$$

als Näherung für die Ausbreitungsgeschwindigkeit hochfrequenter elektromagnetischer Felder. Der von  $\alpha$  abhängige Dämpfungsteil vereinfacht sich zu

$$\alpha \approx \sqrt{\frac{\mu\sigma^2}{4\epsilon}} \sim \sigma \quad (7.27)$$

Die Dämpfung ist demnach proportional zur Leitfähigkeit  $\sigma$ . Wäre  $\sigma$  unabhängig von der Kreisfrequenz  $\omega$ , wäre die Dämpfung des GPR Signals frequenzunabhängig. Wie man in Abbildung 7.5 aber erkennen kann, ist die Dämpfung hochfrequenter elektromagnetischer Wellen nicht nur proportional zur Leitfähigkeit  $\sigma$ , sondern auch eine Funktion der Messfrequenz.

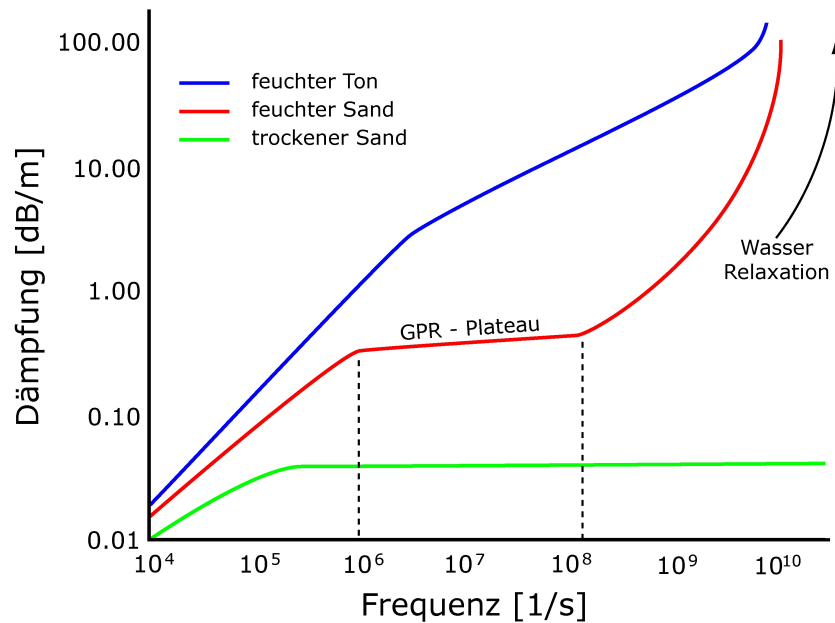


Abbildung 7.5: Die Dämpfung als Funktion der Messfrequenz für drei representative Materialien. Das GPR-Plateau beschreibt den sinnvollen Einsatzbereich des GPRs. Bei Messfrequenzen  $>10^8$  Hz (100 MHz) nimmt die Dämpfung überproportional zu. Der starke Anstieg im Gigahertzbereich ( $>10^9$ ) ist dem Relaxationseffekt des Wassermoleküls zuzuschreiben.

Die Dämpfung wird üblicherweise in Dezibel ([dB]) angegeben

$$[dB] = 20 \cdot \lg \frac{A_0}{A}$$

wobei  $A_0$  die Amplitude am Beginn und  $A$  die Amplitude am Ende einer Beobachtungsstrecke ist. Die folgende Tabelle zeigt die von elektromagnetischen Parameter ausgewählter natürlicher Materialien.

	$\epsilon_r$	$\sigma$	$v$	$\alpha$
Luft	1	0	0.3	0
destilliertes Wasser	80	0.01	0.033	0.002
<b>Wasser</b>	<b>80</b>	<b>0.5</b>	<b>0.033</b>	<b>0.1</b>
Salzwasser	80	3000	0.01	1000
trockener Sand	3–5	0.01	0.15	0.01
gesättigter Sand	20–30	0.1–1.0	0.06	0.03–0.3
Schluff	5–30	1–100	0.07	1–100
Ton	5–40	2–1000	0.06	1–300
Granit	4–6	0.01–1.0	0.13	0.01–1.0
<b>Eis</b>	<b>3–4</b>	<b>0.01</b>	<b>0.167</b>	<b>0.01</b>

Tabelle 7.4: Elektrische Eigenschaften einiger typischer Materialien der Erdoberfläche.  $\epsilon_r$ ...relative Dielektrizität [ ],  $\sigma$ ...elektrische Leitfähigkeit [mS/m],  $v$ ...Ausbreitungsgeschwindigkeit [m/ns],  $\alpha$ ...Dämpfung [dB/m]. (Hubbard und Glasser, 2005, S. 149)

In der Tabelle fällt auf, dass bei gleichbleibendem  $\epsilon_r$  aber unterschiedlichem  $\sigma$  ( $\rightarrow$  destilliertes Wasser/Wasser) die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  konstant bleibt, während sich die Dämpfung  $\alpha$  markant ändert. Das stimmt mit den zuvor hergeleiteten Näherungen für die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  (Glg. 7.26) und der Dämpfung  $\alpha$  (Glg. 7.27) überein.

## 7.2 Datenqualität

Die Datenqualität wird im wesentlichen von folgenden Phänomenen bestimmt:

**Sphärische Divergenz** Geht man in erster Näherung von einer sich radial ausbreitenden Kugelwelle aus, nimmt die Energie mit  $1/d^2$  ab. Wobei  $d$  die Distanz von der Quelle (–Sendeantenne) ist. In der Praxis besitzt jede Sendeantenne eine individuelle Abstrahlcharakteristik, die durch Laborversuche bestimmt werden kann.

**Dämpfung** Wie schon im letzten Abschnitt beschrieben, ist die Dämpfung  $\alpha$  eine Funktion der Dielektrizität  $\epsilon$  und vor allem der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  (Glg. 7.27). Die Dämpfung von Eis ist mit 0.01 dB/m im Gegensatz zu anderen natürlichen Materialien sehr niedrig (vergl. Tab. 7.4).

**Refraktion & Reflexion** Trifft ein Wellenstrahl unter kritischem Winkel  $\alpha$  ( $\sin \alpha = v_{Schicht1}/v_{Schicht2}$ ) auf eine Schichtgrenze, so entsteht ein refrakterter Wellenstrahl (Kopfwelle, Mintropwelle,...), der sich mit der Geschwindigkeit  $v_{Schicht2}$  ausbreitet. Eine notwendige Bedingung für die Refraktion ist  $v_{Schicht2} > v_{Schicht1}$ . Trifft eine Welle auf eine Schichtgrenze, transmittiert ein Teil der Wellenenergie ins Medium 2 und der andere Anteil wird reflektiert. Der *Transmissionskoeffizient* ( $T$ ) und der *Reflexionskoeffizient* ( $R$ ) quantifizieren die Anteile. Die Summe der beiden Koeffizienten ergibt theoretisch, lässt man alle anderen Energieverlustprozesse ausser Acht, immer 1. Der Reflexionskoeffizient eines GPR Signals, das sich in einem Medium mit der Dielektrizität  $\epsilon_1$  ausbreitet und normal auf einen Reflektor mit der Dielektrizität  $\epsilon_2$  trifft, kann durch

$$R = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} \quad |R| \leq 1$$
$$T = 1 - R$$

berechnet werden. Ein negativer Reflexionskoeffizient ( $\epsilon_1 < \epsilon_2$ ) bedeutet einen Polaritätswechsel (*Phasensprung*) des reflektierten Signals an der Schichtgrenze (z.B. Eis/Wasser, vergl. Tab. 7.5).

	Luft <sub>ε<sub>2</sub></sub>	Eis <sub>ε<sub>2</sub></sub>	Sediment <sub>ε<sub>2</sub></sub>	Wasser <sub>ε<sub>2</sub></sub>
Luft <sub>ε<sub>1</sub></sub>		<0	<0	<0
Eis <sub>ε<sub>1</sub></sub>	>0		<0	<0
Sediment <sub>ε<sub>1</sub></sub>	>0	>0		<0
Wasser <sub>ε<sub>1</sub></sub>	>0	>0	>0	

Tabelle 7.5: Vorzeichen von Reflexionskoeffizienten an ausgewählten Schichtgrenzen. Ein negativer Reflexionskoeffizient (<0) hat einem Phasensprung des reflektierten GPR Signals zufolge.

**Diffraktion** Entsteht an kleinräumigen, punktförmigen ( $\varnothing < \text{Wellenlänge } \lambda$ ) Objekten und äußert sich im Radargramm als *Diffraktionshyperbel*. Über eine **Diffraktionshyperbelanalyse** lässt sich die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit ( $v_{rms}$ ) des überliegenden Mediums bestimmen.

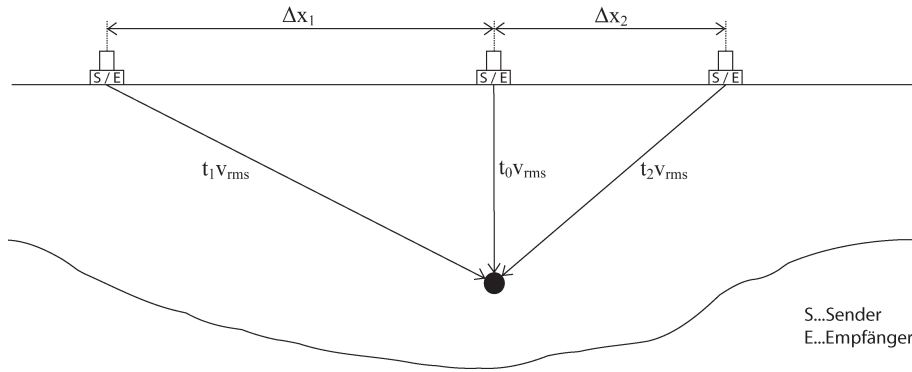


Abbildung 7.6: Prinzipskizze zur Entstehung einer Diffraktionshyperbel in einem Radargramm.

Bei den Laufzeiten ( $t_0, t_1, t_2$ ) in der Abbildung 7.6 handelt es sich um Ein-Weg-Laufzeiten einer Zero Offset Messung (siehe Kap. 7.4.1).  $v_{rms}$  ist die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit und  $\Delta x_1$  bzw.  $\Delta x_2$  sind die relativen Abstände zur mittleren Sender-/ Empfängerinheit (vergl. Abb. 7.6). Anhand dieser Skizze wird hergeleitet, dass man über die Krümmung der Diffraktionshyperbel  $v_{rms}$  bestimmen kann. Es gilt

$$\begin{aligned}\Delta x_1^2 + (t_0 v_{rms})^2 &= (t_1 v_{rms})^2 \\ \Delta x_2^2 + (t_0 v_{rms})^2 &= (t_2 v_{rms})^2\end{aligned}$$

Nach Summation dieser zwei Gleichungen erhält man

$$2(t_0 v_{rms})^2 = v_{rms}^2(t_1^2 + t_2^2) - (\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2)$$

nach Division durch  $2(t_0 v_{rms})^2$  erhalten wir eine Hyperbelgleichung

$$1 = \frac{(t_1^2 + t_2^2)}{2t_0^2} - \frac{(\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2)}{2t_0^2 v_{rms}^2} \quad (7.28)$$

Jede Hyperbel besitzt zwei Asymptoten. Der Asymptotenwinkel  $\alpha$  der Hyperbelgleichung 7.28 lässt sich durch

$$\tan \alpha = \frac{2t_0^2 v_{rms}^2}{2t_0^2} = v_{rms}^2$$

berechnen, und ist somit eine Funktion der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{rms}$ . Diffraktionshyperbeln mit dem gleichen Asymptotenwinkel  $\alpha$ , beschreiben die gleiche  $v_{rms}$  Geschwindigkeit. Steigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{rms}$ , steigt der Asymptotenwinkel  $\alpha$ , und die Hyperbelkrümmung nimmt für jedes einzelne  $t_0$  ab.

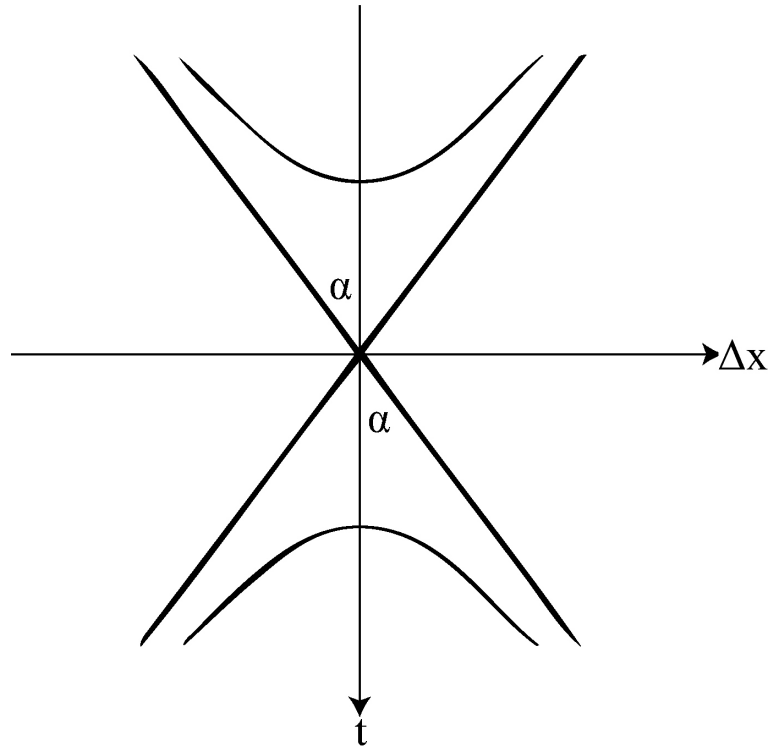


Abbildung 7.7: Der Asymptotenwinkel  $\alpha$  ist eine Funktion der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{rms}$ .

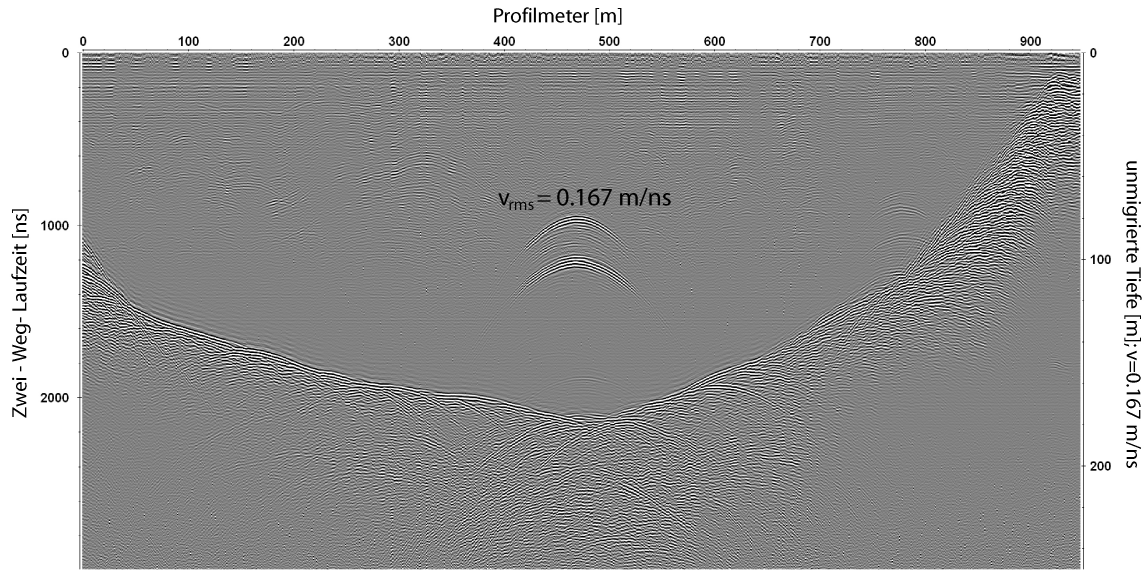


Abbildung 7.8: Beispiel für Diffraktionshyperbeln in einem Radargramm. Die bestimmte Geschwindigkeit  $v_{rms}$  von 0.167 m/ns entspricht der Ausbreitungsgeschwindigkeit in Eis.

### 7.3 Auflösungsvermögen

Generell ist das allgemeine Auflösungsvermögen einer GPR Messung von vielen Parametern abhängig (Objekttiefe, Objektgestalt, Objektorientierung, dielektrischer Kontrast, Noise, GPR-Performance,...). Grundlegend für das Auflösungsvermögen eines Signals ist aber die Wellenlänge.

Allgemein gilt

$$\text{Wellenlänge } \lambda = \frac{\text{Ausbreitungsgeschwindigkeit } v}{\text{Messfrequenz } \nu}$$

Die maximal mögliche **vertikale Auflösung** ist theoretisch  $\lambda/4$ . In der Praxis zeigt sich aber, dass eine vertikale Auflösung von  $\lambda/3$ – $\lambda/2$  realistischer ist (Hubbard und Glasser, 2005, S. 155). Die maximal mögliche **laterale Auflösung** wird über die *1. Fresnelsche Zone* definiert. Mithilfe der Abbildung 7.9 kann der Radius der 1. Fresnelsche Zone  $F_r$  hergeleitet werden und ergibt sich zu

$$F_r = \sqrt{\frac{\lambda h}{2} + \frac{\lambda^2}{16}}$$

bzw. mit der Annahme  $\lambda \ll h$  zu

$$F_r \approx \sqrt{\frac{\lambda h}{2}}$$

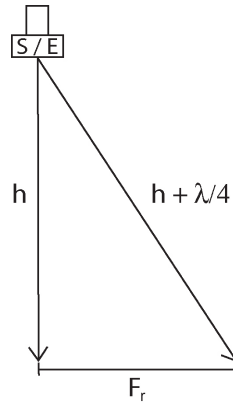
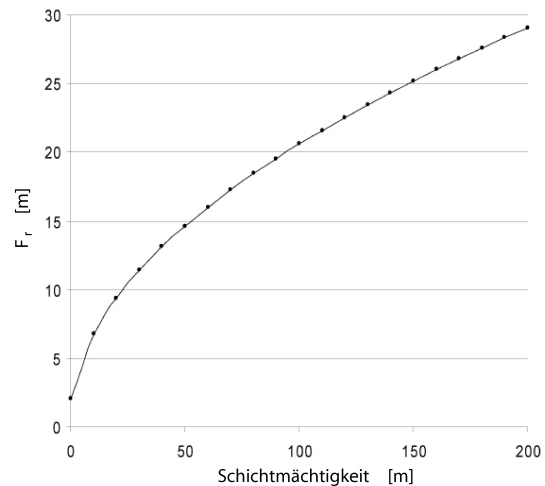


Abbildung 7.9: Skizze zur Herleitung von  $F_r$ .

Wobei  $h$  die Objektiefe ist (Robin et al., 1969). Besitzt die Fläche des Reflektors einen kleineren Radius als  $F_r$ , so wird der Reflektor als Punktquelle dargestellt. Im Falle einer Common Offset Messung (siehe Kap. 7.4.1) stellt sich eine Punktquelle als Diffraktionshyperbel dar. In der Praxis ist unter anderem die tatsächliche Abstrahlcharakteristik der verwendeten Antenne noch mit zu berücksichtigen. Die praktisch resultierende horizontale Auflösung der verwendeten Antenne wird in der englischen Literatur auch als *foot print* einer GPR Messung bezeichnet.

Abbildung 7.10: Der Radius der 1. Fresnelschen Zone  $F_r$  für Eis ( $v_{Eis}=0.167$  m/ns) variabler Mächtigkeit. Für eine Messfrequenz von 20 MHz ( $\lambda=8.4$  m) ist der Radius der 1. Fresnelschen Zone  $F_r$  als Funktion der Mächtigkeit der Eisschicht dargestellt.



Welch et al. (1998) zeigten, dass bei optimaler Messgeometrie und geeigneter 3D Wellenfeld Migration (siehe Kap. 8) für temperierte Gletscher eine theoretisch maximale laterale Auflösung des Gletscheruntergrunds von  $\lambda/2 \times \lambda/2$  möglich ist. Folglich ist bei einer 20 MHz Untersuchung eine theoretisch maximale laterale Auflösung von  $4.2m \times 4.2m$  der basalen Topographie eines temperierten Gletschers möglich.



## 7.4 Messgeometrien

Je nach Fragestellung kommen verschiedene Messgeometrien zum Einsatz. In den folgenden Abschnitten werden zwei gängige GPR Messgeometrien genauer erklärt.

### 7.4.1 Common Offset Geometrie

Die Common bzw. Constant Offset Geometrie stellt das Standardverfahren bei GPR Messungen dar. Bei Hubschrauber-, oder Flugzeugmessungen ist sie auch die einzig technisch mögliche Messgeometrie. Die Sende- und Empfangsantenne werden mit einem fixem Abstand entlang eines Profils bewegt (Abb. 7.11). Der optimale Antennenabstand soll etwa einer Antennenlänge ( $\sim \lambda/2$ ) entsprechen, maximal mögliche horizontale Auflösung erhält man mit einem maximalen Messpunktabstand von  $\sim \lambda/4$  (vergl. Tab. 7.6). Für viele theoretische Überlegungen wird die Annahme einer Zero Offset Geometrie getroffen. Eine Zero Offset Messung entspricht einer Common Offset Messung mit sehr kleinem Abstand zwischen Sender und Empfänger (Abb. 7.6, Abb. 7.9).

$\nu$	$\lambda$	$l_a$	$\Delta x_a$	$\Delta x$	$\phi_{ver}$	$\phi_{hor}$
200	0.8	0.4	0.5	0.25	0.21	0.42
20	8.4	4.2	5	2.5	2.09	4.18
5	33.4	16.7	20	10	8.35	16.7

Tabelle 7.6: Parameter für Common Offset Messungen verschiedener Messfrequenzen in Eis (Hubbard und Glasser, 2005, S. 163).  $\nu$ ...Messfrequenz in [MHz],  $\lambda$ ...Wellenlänge in [m],  $l_a$ ...Antennenlänge in [m],  $\Delta x_a$ ...optimaler Antennenabstand in [m],  $\Delta x$ ...optimaler Messpunktabstand in [m],  $\phi_{ver}$ ...vertikale Auflösung in [m],  $\phi_{hor}$ ...horizontale Auflösung in [m]

Die Common Offset Messgeometrie liefert keine Information über die Ausbreitungsgeschwindigkeit des GPR-Signals. Diese kann nur indirekt, z.B. mittels Diffraktionshyperbelanalyse (Kap. 7.2), bestimmt werden.

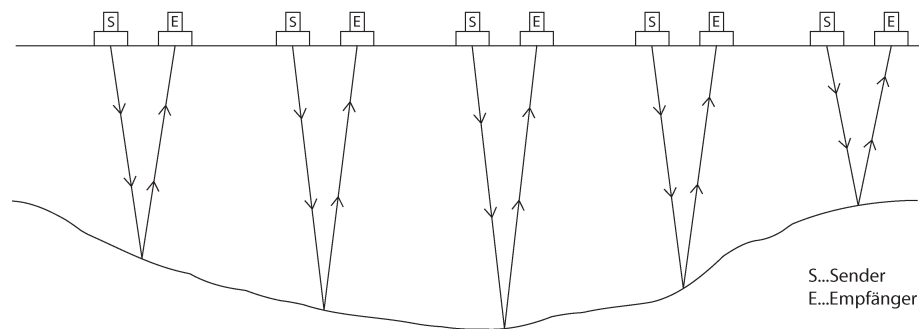


Abbildung 7.11: Prinzipskizze einer Common Offset Messung.

#### 7.4.2 Multi Offset Geometrie

Der Multi Offset Geometrie liegt zugrunde, dass der Abstand Sender-/ Empfänger-antenne variabel ist. Dadurch kann man direkt ein Ausbreitungsgeschwindigkeitsprofil des Untergrunds bestimmen. Zwei gängige Multi Offset Geometrien sind die *Wide Angle Reflection and Refraction (WARR)* und die *Common Midpoint (CMP)* Messanordnung. Generell kann man zum Auswerten von WARR und CMP Daten die gleichen Techniken anwenden, die für die Auswertung von Reflexions- bzw. Refraktionsseismik entwickelt worden sind. Bei der WARR Messgeometrie bewegt man jeweils die Sendereinheit oder die Empfängereinheit entlang eines Profils. Der Mittelpunkt von Sende- und Empfangsantenne verändert sich entlang des Profils mit jeder Einzelmessung (Abb. 7.12). Diese Methode funktioniert allerdings nur bei annähernd ebenen, horizontalen Reflektoren gut.

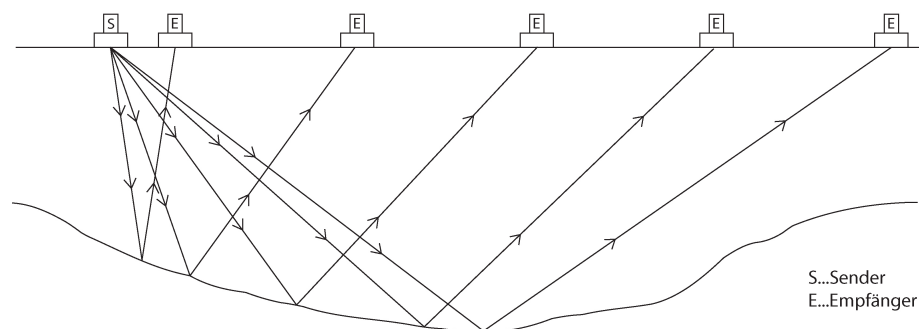


Abbildung 7.12: Prinzipskizze einer WARR Messung.

Weist der zu untersuchende Untergrund komplexere Strukturen auf, ist die CMP Geometrie zu bevorzugen. Dabei wird für jede Einzelmessung die Sende- und Empfangsantenne so entlang des Profils bewegt, dass jede Einzelmessung den gleichen Mittelpunkt zwischen Sender- und Empfangsantenne hat (Abb. 7.13). Um ein ganzes

Profil zu messen, muss man viele einzelne CMP Messungen machen.

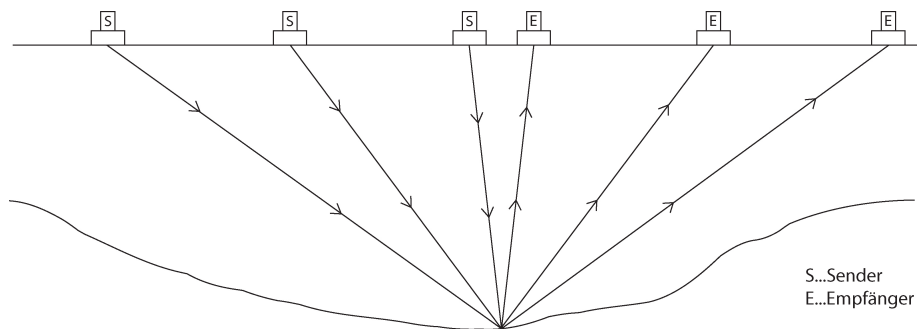


Abbildung 7.13: Prinzipskizze einer CMP Messung.

## 7.5 Das GPR als glaziologische Feldmessmethode: Vergangenheit – Gegenwart – Zukunft

GPR wird auch als Georadar, Radio Echo Sounding (RES) und in der Glaziologie als Ice Penetrating Radar (IPR) bzw. Ice Radar bezeichnet. Es ist ein **Reflexionsverfahren** bei dem kurze, hochfrequente elektromagnetische Impulse in den Untergrund abgestrahlt werden.

In den Jahren von 1900–1950 sind zahlreiche Publikationen über den Einsatz von elektromagnetischen Wellen als geophysikalische Erkundungsmethode erschienen. 1956 wurde der erste erfolgreiche Einsatz dieser neuen Technik dokumentiert (El Said, 1956). Schnell erkannte die glaziologische Gemeinschaft das Potential dieser Methode. Von allen geologischen Materialien der Erde eignet sich Eis am besten für elektromagnetische Aufschlussmethoden. Elektromagnetische Felder breiten sich im Eis, im Gegensatz zur diffusen Ausbreitung z.B. in Fels, als Wellen aus. Seit 1957 werden 'Radio Detection And Ranging' (RADAR) Messungen in der Glaziologie verwendet (Evans, 1963 und 1967). Den Startschuss für *Airborne Radio Echo Soundings* Erkundungstechniken in der Kryosphäre bildete das auftretende Phänomen des beträchtlichen Flughöhenfehlers bei Landeanflügen auf das Inlandeis Grönlands (Waite and Schmidt, 1961). Die Ursache des massiven Flughöhenfehlers war die Transparenz des Inlandeises und dessen Schnee- und Firnauflage für die elektromagnetischen Signale des Flugzeugradars (Annan, 2002). Daraufhin wurde mittels airborne RES das Inlandeis der Antarktis und Grönlands vermessen (Harrison, 1970).

Der glaziologische Einsatzbereich dieser neuen vielversprechenden Methode beschränkte sich bis dato allerdings nur auf kalte bzw. polythermale Gletscher. Das Problem temperierter Gletscher war das ganzjährig vorhandene freie, flüssige Wasser im und am Gletscher (Kap. 3). Aufgrund des großen Dielektrizitätskontrasts zwischen Eis ( $\epsilon_r=3-4$ ) und flüssigem Wasser ( $\epsilon_r=80$ ) stellen die zahlreichen Wassereinschlüsse in einem temperierten Gletscher eine natürliche Barriere für elektromagnetische Wellen dar. Im Falle einer Eisdickenmessung maskieren die von den Wassereinschlüssen verursachten Streusignale, die eigentlich interessanten Reflexionen des Gletscherbetts (Davis, 1973). Dieses Problem bekam man durch intensive Forschung und technische Neuerungen in den Griff. Watts und England (1976) bestimmten durch Feldforschung Kenngrößen für eine im temperierten Gletschereis funktionierende GPR Apparatur. In ihrer Arbeit treffen sie die Modellannahme kugelförmiger Wassereinschlüsse ( $\phi=0.1-1$  m) in den ersten 200 m eines temperierten Gletschers. Diese Annahme stützt sich auf das beobachtete plötzliche Absinken von 0.1–1 m der Bohrsonde bei Dampfbohrungen. Weiters war über die Dampfbohrungen

eine lokale Verteilung bekannt. Mit diesen Parametern entwickelten sie Modelle und kamen zur Erkenntnis, dass aufgrund der angenommenen Verteilung, Form und Ausmaß der Streukörper, die starke Streuung des GPR Signals bei Frequenzen kleiner als 10 MHz rasch abnimmt. Aufbauend auf den gewonnenen Erkenntnissen wurden die Apparaturparameter für RADAR-Messungen in temperiertem Eis folgendermassen festgelegt:

- $\nu_{\text{Sendeimpuls}} \sim 5 \text{ MHz}$
- $\tau_{\text{Sendeimpuls}} \sim 1/\nu_{\text{Sendeimpuls}}$
- Empfänger mit großer Bandbreite
- Empfänger zeichnet  $\mathbf{E}(t)$  auf

wobei  $\nu_{\text{Sendeimpuls}}$  die Sendefrequenz,  $\tau_{\text{Sendeimpuls}}$  die Dauer des Sendeimpulses und  $\mathbf{E}$  die elektrische Feldstärke ist.

In den Alpen wurden erste Erfahrungen mit dieser neuen glaziologischen Feldmethode Anfang der 90er Jahre gesammelt (Haeberli, 1983). Über die Jahre manifestierte sich das GPR als eine nicht mehr wegzudenkende Feldmethode der Glaziologie, die aufgrund weiterer intensiver Forschungsarbeit sowie zahlreicher technischer Neuentwicklungen eine große Bandbreite an Anwendungen hat (vergl. Woodward and Burke, 2007):

- **Eisdickenmessung** und in weiterer Folge das Erzeugen von Gletscherbett- und Eismächtigkeitskarten (Blindow und Thyssen, 1986; Fountain und Jacobel, 1997; Welch et al., 1998; Moran et al., 2000; Bamber und Layberry, 2001; Sénéchal et al., 2003; Binder et al., 2009)
- **Schnee-, Firn-, Eisstratigraphie**(Ellerbruch, 1980; P  lli et al., 2002)
- **Gletscherinterne Strukturen**, wie Spalten, Scherzonen (Goodsell et al., 2002), interne Strukturen des Gletscherbetts (King et al., 2007).
- **Gletscherkinematik** (Dowdeswell et al., 2004)
- **Glazialhydrologie**(Moorman und Mitchel, 2000; Irvine-Fynn et al., 2006; Murray et al., 2007)
- **Glazialmorphologie**(Jakobsen und Overgaard, 2002; Carrick et al., 2007)
- **Periglaziale Landformen und Permafrost**(Moorman et al., 2003)
- **Blockgletscher**(Degenhardt et al., 2003; Hausmann et al., 2007)

- **Treiberis, Eisdecke von Seen und Flüssen**(Maijala et al., 1998)

Zukünftig kann man mit einem vermehrten Einsatz von Vorwärtsmodellierungen rechnen, um diverse GPR–Reflektoren vorherzusagen. Weiters können Ergebnisse von GPR Untersuchungen vermehrt die Randbedingungen für Modellierungen bilden. Modelle zur Hydrologie von Gletschern verlangen z.B. genaue Kenntnis über die hydrologischen Parameter (Anteil an flüssigen Wasser im Eis, glazialinterne Kanalsysteme,...) des Gletschers. Um diese zu bestimmen ist eine optimale Messgeometrie zu wählen, was wahrscheinlich zu einem vermehrten Einsatz von 3–D und 4–D Surveys führen wird.

Generell ist der parallele Einsatz mehrerer geophysikalischer Methoden immer von Vorteil. Methoden, die auf unterschiedliche physikalische Eigenschaften des Untergrunds reagieren, und zu ein und demselben Ergebnis führen, verifizieren sich gegenseitig. Genaue GPR–Reflektorentiefen waren und sind im Bereich der Kryosphäre oft ein Problem. Über direkte Aufschlüsse (z.B. Bohrungen) lassen sich Reflektoren genau zuordnen. Direkte Aufschlüsse sind aber, falls noch nicht vorhanden, teuer. Daher wird in Zukunft sicher auch vermehrt Arbeit in die Verbesserung von Dataprocessing (Moore und Grinsted, 2006) und der Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung des GPR Signals gesteckt. Bohrlochmessungen (Downhole-, Uphole-Messungen, Tomografie,...) wären eine mögliche Quelle für genauere Geschwindigkeitsinformationen des Untergrunds, werden aber bis jetzt nur selten verwendet.

Das GPR zeichnet sich bei Standardanwendungen durch relativ einfache Handhabung aus. Im Idealfall ist eine Aufnahme bereits in Echtzeit ohne aufwendiges Dataprocessing eindeutig zu interpretieren. Daher besitzt das GPR sicher das Potential, einer breiteren Masse für verschiedene Standardanwendungen zugänglich gemacht zu werden. Ein bereits heute existierendes Beispiel dafür ist das Snowscan GPR. Das Snowscan GPR liefert seinem Anwender eine automatische Interpretation über die Schneetiefen. Für Betreiber von Schigebieten kann diese Information z.B. zu einer zeitlichen sowie lokalen Optimierung der Schneeproduktion verarbeitet werden und somit Kosten sparen (www.sensoft.ca, 2006).

## 8 Migration

Die einfache Zeit/Tiefen-Konvertierung mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Mediums ist nur für horizontale, leicht geneigte, oder weit entfernte Reflexionshorizonte zulässig. Im Falle eines alpinen Talgletschers ist mit einem U-förmigen Querschnitt zu rechnen, daher muss man zum korrekten Darstellen des Gletscheruntergrunds auf Migrationstechniken zurückgreifen (Blindow und Thyssen, 1986; Fountain und Jacobel, 1997; Welch et al., 1998; Moran et al., 2000).

Ein Gedankenexperiment (vergl. Abb. 8.1):

Eine Zero Offset Messung (Kap. 7.4.1) wird entlang eines Profils durchgeführt. Der zu erkundende Untergrund ist durch eine Anzahl von  $n$  geologischen Schichten gekennzeichnet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten  $v_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) der einzelnen Schichten sind bekannt. Die registrierten Reflexionen lassen sich durch Strahlenwege, die normal auf die Schichtgrenzen stehen, erklären ( $\rightarrow$  kürzester Abstand Empfänger-Reflexionshorizont). Jetzt werden kontinuierlich Sender entlang jeder Schichtgrenze verteilt. An der Oberfläche wird an jedem Messpunkt ein Empfänger fixiert. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der einzelnen Schichten wird jetzt mit  $v_i/2$  angenommen. Die Sender schicken gleichzeitig ihren Sendeimpuls aus und die Empfänger registrieren an der Oberfläche. Diese virtuelle Messanordnung würde zweifellos die Zero Offset Messung reproduzieren. Das ist die Idee des **Exploding Reflectors**.

Ursprünglich ein Produkt der seismischen Forschung, ist dieses Gedankenexperiment auch auf GPR Daten übertragbar. Generell ist die Migration eine Inversion, die durch eine **Downward Continuation** und ein **Imaging** bewerkstelligt wird. Zero Offset Daten sind ein Wellenfeldabbild des Untergrunds. Sie visualisieren das Wellenfeld für ein gegebenes Beobachtungsniveau ( $z = 0$ ) zu einem bestimmten Zeitpunkt ( $t > 0$ ).

Die Downward Continuation ist eine Wellenfeldfortsetzung nach unten. Schrittweise ( $\Delta z$ ) wird das Wellenfeld nach unten fortgesetzt, und zeigt das Wellenfeld für eine Tiefe  $-i \cdot \Delta z$  ( $i = 1, \dots, n$ ) zu einem bestimmten Zeitpunkt ( $t > 0$ ). Die Aufgabe des Imaging ist dann das Darstellen des nach unten fortgesetzten Wellenfelds zu einem definierten Zeitpunkt  $t = t_{Imag}$  (*Imaging Bedingung*). Für Zero Offset Daten ist die Imaging Bedingung  $t = 0$  ( $\rightarrow$  Lage des Exploding Reflectors). Die Summe der für jede Tiefe  $-i \cdot \Delta z$  ( $i = 1, \dots, n$ ) durch Downward Continuation und Imaging berechneten  $n$  Tiefenstreifen ist dann der migrierte Datensatz.

Um eine Migration durchführen zu können, muß das Wellenfeld sowie ein da-

zugehöriges, bestmögliches Geschwindigkeitsfeld ( $v_{rms}$  oder  $v_{intervall}$ ) bekannt sein. Das  $v_{rms}$ -Geschwindigkeitsfeld ist homogen, während das inhomogene  $v_{intervall}$ -Geschwindigkeitsfeld Unstetigkeiten und Gradienten der Ausbreitungsgeschwindigkeit beinhalten kann. Die Migration ordnet dann den aus Laufzeiten und Geschwindigkeiten berechneten Tiefen die richtige räumliche Position zu.

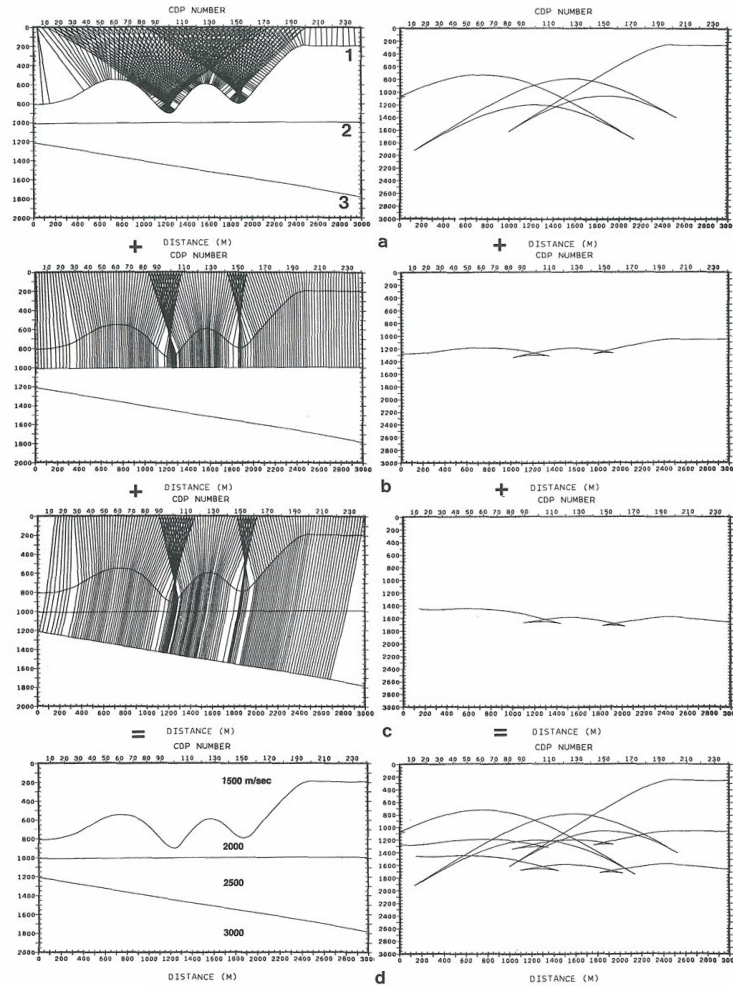


Abbildung 8.1: Eine Exploding Reflector Laufzeit-Modellierung von Zero Offset Daten eines 4-Schicht-Modells. Wobei der erste Reflektor undulierend (a), der zweite horizontal (b) und der dritte geneigt (c) verläuft. Die linken Abbildungen (a,b,c) zeigen den Verlauf der Wellenstrahlen für die einzelnen Reflektoren. Die korrespondierenden rechten Abbildungen zeigen die berechneten Laufzeiten. Das letzte Abbildungspaar (d) zeigt einerseits das Geschwindigkeits-Tiefen Verteilung des verwendeten 4-Schicht-Modells, andererseits die Superposition der vorher gerechneten Laufzeiten der einzelnen Reflektoren. (Yilmaz, 1987, S. 469)



## 8.1 2D – Migration

Eine Messung mit GPR oder Seismik entlang einer an der Oberfläche festgelegten Strecke, entspricht einem vertikalen Schnitt des Untergrunds. Dieser vertikale 2D-Schnitt des Untergrunds wird anhand von Radar- bzw. Seismogrammen als dessen Wellenfeldabbild visualisiert. Bei der 2D-Migration trifft man die Annahme, dass alle registrierten Reflexionen aus dieser vertikalen Schnittebene stammen.

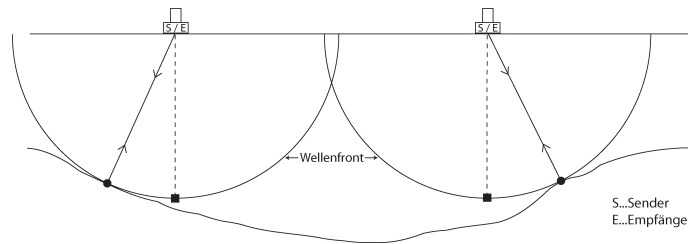


Abbildung 8.2: Bei der 2D-Migration geht man davon aus, dass alle Reflexionen ihren Ursprung in der vertikalen Schnittebene, durch das oberflächlich festgelegte Profil, haben. Das schwarze Quadrat am unteren Ende der strichlierten Linie ist der unmigrierte Tiefenpunkt. Der schwarze Punkt am Ende der durchgezogenen Linie stellt den migrierten Tiefenpunkt dar.

Grundsätzlich lässt sich die 2D-Migration für geneigte Reflektoren mit folgender einfachen Gleichung und der dazugehörigen Skizze (Abb. 8.3) erklären.

$$\tan \alpha = \sin \beta \quad \alpha < \beta \quad (8.1)$$

Wobei  $\alpha$  der unmigrierte, und  $\beta$  der migrierte Neigungswinkel ist.

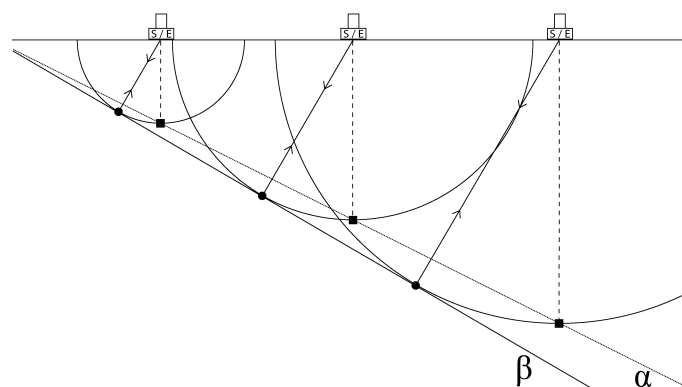


Abbildung 8.3: Mit der einfachen Beziehung 8.1 kann man gleichmäßig geneigte Horizonte migrieren. Geneigte Reflektoren weisen nach einer Migration einen steileren Winkel auf ( $\alpha < \beta$ ).

Vor dem Computerzeitalter wurde noch händisch migriert. Die **Dip Bar Migration**, oder die **Wellenfrontmethode** (Harrison, 1970) waren damals gängige Methoden. Die Wellenfrontmethode wird im Prinzip von Abbildung 8.2 und 8.3 be-

schrieben. Man zeichnet die Wellenfronten der registrierten Reflexionen auf, und verbindet sie durch eine Einhüllende. Die erste computergestützte Migrationsmethode ist die **Diffraktionssummation**. Für jeden einzelnen Datenpunkt werden entlang einer Diffraktionshyperbel (Kap. 7.2) alle Amplituden aufsummiert, und die Gesamtsumme im Apex der Hyperbel dargestellt. Die Krümmung der einzelnen Diffraktionshyperbeln wird mit dem bekannten  $v_{rms}$ -Geschwindigkeitsfeld berechnet. Ein wichtiger Parameter dieser Migrationsmethode ist die *Apertur*. Diese legt die Anzahl der Spuren über die summiert wird fest. Die bis jetzt angeführten Migrationstechniken beruhen alle auf strahlentechnische Ansätze.

Die rasante Entwicklung im Bereich der Datenverarbeitung eröffnete die Möglichkeit, Migrationsstrategien basierend auf der Wellengleichung (Glg. 8.2) anzuwenden.

$$\Delta\Phi(x, y, z, t) = \frac{1}{v^2(x, y, z)} \cdot \frac{\partial^2\Phi(x, y, z)}{\partial t^2} \quad (8.2)$$

Wobei  $\Phi$  ein *skalares Potential*,  $v$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Mediums und  $t$  die Zeit ist.  $x, y, z$  sind die Raumkoordinaten. Mit dem skalaren Potential  $\Phi$  beschreibt Gleichung 8.2 eine *Longitudinalwelle* (Schallwelle, P-Welle, ...). Verwendet man anstatt  $\Phi$  ein *vektorielles Potential*  $\Psi$ , so stellt Gleichung 8.2 die Wellengleichung für eine *Transversalwelle* (elektromagnetische Welle, S-Welle, ...) dar.

Es wurden Migrationsstrategien entwickelt, die sich unterschiedliche Lösungsansätze der Wellengleichung zu Nutze machen:

- Integrallösung
- Finite Differenzen Lösung
- Lösung im Wellenzahl-Frequenz Bereich

Diese Migrationsstrategien gehören zur Gruppe der **Wellenfeldmigration**, und verlangen eine optimale Feldgeometrie beim Aquirieren der Daten (Kap. 7.4.1, Tab. 7.6). Generell wird von den verschiedenen Migrationstechniken verlangt, geneigte Reflektoren lagerichtig darzustellen, mit vertikalen und lateralen Geschwindigkeitsvariationen umgehen zu können und Diffraktionshyperbeln in ihrem Apex als Punktstreuquelle darzustellen.

Die **Kirchhoff Migration** (Schneider, 1978) ist eine Integralform der Migration. Sie ist im Prinzip eine Diffraktionssummation mit Amplituden- und Phasenkorrektur, die vor der Summation an den Daten angebracht wird. Diese Korrekturen machen die Kirchhoff Migration konsistent mit der Wellengleichung, da sie Welleneigenschaften wie sphärische Divergenz, Winkelabhängigkeit der Amplituden und Phasenänderungen berücksichtigt. Wie bereits bei der Diffraktionssummation wird

dafür das homogene  $v_{rms}$ -Geschwindigkeitsfeld benötigt, und die Apertur ist optimal zu wählen.

Bei der Migration oder Downward Continuation mittels **Finite Differenzen** (Claerbout, 1985) benötigt man das  $v_{intervall}$ -Geschwindigkeitsfeld. Da die Wellengleichung (Glg. 8.2) unbrauchbare interne Reflexionen an jeder Schichtgrenze produziert wird die *unidirektionale Wellengleichung* verwendet. Die unidirektionale Wellengleichung beschreibt eine Welle, die sich nur in eine Richtung ausbreitet. Aufgrund der unidirektionalen Wellengleichung ist bei dieser Migrationstechnik im vorhinein eine Annahme über den maximal auftretenden Neigungswinkel des Reflektors zu treffen.

Die **Stolt Migration** (Stolt, 1978) operiert im Wellenzahl–Frequenz Bereich und geht von einer konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit des Mediums aus. Vertikale Geschwindigkeitsgradienten ( $v_{rms}$ ) können durch den *Stolt Stretch* berücksichtigt werden.

Verwendet man 2D-Migrationsstrategien zum bestimmen der basalen Topographie von Gletschern, so geht man von der Annahme aus, daß sämtliche registrierte Reflexionen aus der vertikalen Profilschnittebene (Abb. 8.2) stammen. Deshalb sollte man im Falle von 2D-Migration die Profile entlang des größten zu erwartenden topographischen Gradienten des Reflektors anlegen. Im Falle eines alpinen Talgletschers wären die Profile normal auf die Fließrichtung des Gletschers anzuordnen. Mit dieser Profilanordnung minimiert man Reflexionen, die ihren Ursprung außerhalb der vertikalen Profilebene haben (Fountain and Jacobel, 1997).

## 8.2 3D – Migration

2D–Migrationstrategien lassen sich auch in die 3. Dimension überführen. Voraussetzung für eine sinnvolle 3D–Migration von Zero Offset Daten ist das Vorhandensein eines optimal dicht gemessenen Profilnetzes an Profilen (Kap. 7.4.1, Tab. 7.6). Allgemein gibt es bei der 3D–Migration zwei Varianten:

- Die **Two Pass** – Variante
- Die **One Pass** – Variante

Die Two Pass–Variante ist im Prinzip eine Hybridform zwischen der 2D– und 3D–Migration. Anhand der **3D–Kirchhoff Migration** (Schneider, 1978) in einem Medium konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit, werden die grundlegenden Ansätze dieser Variante der 3D–Migration erklärt. Die Diffraktionshyperbel wird unter Zunahme der 3. Dimension zum **Diffraktionshyperboloid**, entlang dessen wiederum die Summation der im Sinne der Wellengleichung korrigierten Amplituden durchgeführt wird. Wir gehen von einem alpinen Talgletscher (Kap. 3) aus. Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass die x–Achse normal auf die Fließlinie des Gletschers, und die y–Achse parallel dazu verläuft (Abb. 8.4).

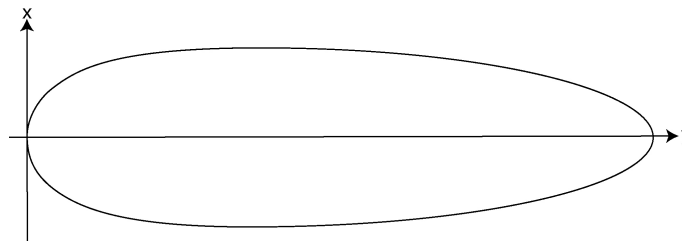


Abbildung 8.4: Gewähltes Koordinatensystem für einen schematischen alpinen Talgletscher. Die y–Achse verläuft parallel zur Fließlinie des Gletschers, die x–Achse normal dazu.

Dann kann die Two Pass–Variante der 3D–Kirchhoff Migration folgendermaßen erreicht werden:

1. Die y–Koordinate wird konstant gehalten. Jetzt wird für jede x–Koordinate entlang der einzelnen Diffraktionshyperboloidschnitte (→Diffraktionshyperbeln) die Summation vorgenommen. Die einzelnen Gesamtsummen werden in dem Apex der einzelnen Diffraktionshyperboloidschnitte dargestellt. Der Diffraktionshyperboloid ist jetzt zu einer Diffraktionshyperbel entlang der konstant gehaltenen y–Koordinate kollabiert.

2. Jetzt wird entlang der  $y$ -Koordinate summiert und die Gesamtsumme wiederum im Apex dargestellt. Der Apex der zuletzt aufsummierten Diffraktionshyperbel ist zugleich der Apex des ursprünglichen Diffraktionshyperboloid, wo die Gesamtsumme auch abgebildet werden soll.

Die Two Pass Migration kann theoretisch mit jeder Migrationstechnik, die sich im zweidimensionalen bewährt hat, durchgeführt werden. Welch et al. (1998) verwendeten z.B. eine Two Pass Migration im Wellenzahl–Frequenz Bereich um eine hochauflösende Karte der basalen Topographie eines temperierten Gletschers zu bestimmen. Wobei sinnvollerweise zuerst in Richtung des maximalen topographischen Gradienten ( $x$ -Achse in Abb. 8.4; Fountain and Jacobel, 1997), und danach in der Richtung normal dazu ( $y$ -Achse in Abb. 8.4) migriert wird.

Die One Pass–Variante der 3D–Migration ist keine Hybridform. Schrittweise werden bei der Downward Continuation die einzelnen Datenpunkte in  $x$ -, und  $y$ - Richtung migriert.

Generell ist die One Pass Migration besser für sehr inhomogene Geschwindigkeitsfelder geeignet. Die Two Pass Migration eignet sich hingegen mehr zum Korrigieren von stark geneigten Reflexionshorizonten (Yilmaz, 1987, S. 1074). Für das korrekte Darstellen der basalen Topographie alpiner Talgletscher eignet sich daher die Two Pass–Variante besser (Welch et al., 1998; Moran et al., 2000). Eine 3D–Wellenfeldmigration verlangt aber, wie bereits erwähnt, eine optimale Feldgeometrie bei der Datenaquisition (Kap. 7.4.1, Tab. 7.6). Moran et al. (2000) wählten z.B. eine Feldgeometrie von  $\Delta x=10$  m und  $\Delta y=20$  m für eine 50 MHz GPR Messung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden von 2002–2004 drei Gletscher mit einer Gesamtfläche von 3.11 km<sup>2</sup> vermessen. Trotz  $\sim 15$  km Gesamtprofillänge ist das Messnetz für eine 3D–Wellenfeldmigration nicht geeignet. Im Falle der zu erwartenden komplexen Beckenstrukturen ist die 3D–Migration aber ein sehr wichtiger Processingschritt. Daher wird im nächsten Abschnitt noch eine 3D–Migrationstechnik basierend auf strahlentheoretischen Annahmen näher ins Auge gefasst.

### 8.2.1 Die Eikonalgleichung

Eine ebene Welle ist eine Lösung der Wellengleichung (Glg. 8.2). Wir gehen hier von einer *ebenen Longitudinalwelle* (P–Welle)  $A(x,y,z,t)$  mit einer räumlich konstanten Amplitude  $A_0$  aus.

$$A(x, y, z, t) = A_0 \cdot e^{-i\omega[t-\tau(x,y,z)]} \quad (8.3)$$

$\omega$  ist die Kreisfrequenz

$$\omega = 2\pi\nu$$

$\nu$  die Frequenz ([1/s]) und  $\tau(x, y, z)$  die Ausbreitungszeit ([s]) der Longitudinalwelle.  $\tau(x, y, z)$  variiert räumlich und ist für eine ebene Welle über

$$\tau(x, y, z) = \frac{k_x}{\omega}x + \frac{k_y}{\omega}y + \frac{k_z}{\omega}z$$

definiert. Wobei

$$k_{x,y,z} = \frac{2\pi}{\lambda_{x,y,z}} = \textit{konstant}$$

die Wellenzahl und  $\lambda$  die Wellenlänge ([m]) in x,y,z-Richtung ist. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  ist über

$$v = \frac{\omega}{k} = \textit{konstant} \quad (8.4)$$

definiert, und ist für die Ausbreitung einer ebenen Welle *konstant*.

Substituieren wir nun Gleichung 8.3 in die Wellengleichung (Glg. 8.2), erhalten wir

$$(\nabla\tau)^2 = \left(\frac{\partial\tau}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau}{\partial z}\right)^2 = \frac{1}{v^2} \quad (8.5)$$

Das ist die **Eikonalgleichung**, die genaue Ableitung ist z.B. in Yilmaz (1987, S. 1346) zu finden. Die Eikonalgleichung stellt den Übergang der *Wellenseismik* zur *Strahlenseismik* dar, und gilt exakt für eine ebene Welle mit räumlich konstanter Amplitude  $A_0$  entlang der Wellenfront (Glg. 8.3).

Die Wellengleichung (Glg. 8.2) beschreibt die Amplitude  $A(x, y, z, t)$  einer Welle an einem Raumpunkt  $(x, y, z)$ , zu einer bestimmten Zeit  $t$ . Die Eikonalgleichung hingegen beschreibt die Ausbreitungszeit  $\tau(x, y, z)$  für einen Wellenstrahl durch einen Raumpunkt  $(x, y, z)$ , in einem Medium mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$ .  $\tau(x, y, z) = \textit{konstant}$  stellt eine Wellenfront zu einem bestimmten Zeitpunkt dar. Die Welle breitet sich von einer Wellenfront zur nächsten auf den von der Eikonalgleichung beschriebenen Strahlenwege aus. Dabei stehen die Strahlenwege normal auf die einzelnen Wellenfronten.

Im nächsten Abschnitt werden wir die wichtige Frage der Anwendung der Eikonalgleichung (Glg. 8.5) allgemein auf Raumwellen klären. Dabei ist die Wellenlänge  $\lambda$  eine grundlegende Größe. Durch Umformung der Glg. 8.4 erhält man den Ausdruck

$$\lambda = \frac{2\pi v}{\omega} \quad (8.6)$$

für die Wellenlänge. Die Forderungen der Eikonalgleichung nach

- **konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit**  $v$ , und
- einer **räumlich konstanten Amplitude**  $A_0$

sind erfüllt, wenn Änderungen von  $v$  und  $A_0$  über die Wellenlänge  $\lambda$  vernachlässigbar sind. Das ist vor allem bei **hochfrequenter Wellenausbreitung** der Fall. Die Forderung nach hochfrequenter Wellenausbreitung ist bei einer kleinen Wellenlängen erfüllt (Glg. 8.6). Eine Wellenlänge kann als klein betrachtet werden, wenn die Dimensionen des Mediums  $D$ , in dem sich die Welle ausbreitet, viel größer als die Wellenlänge  $\lambda$  ist.

$$D \gg \lambda$$

Änderungen von  $v$  sind praktisch über die Wellenlänge  $\lambda$  vernachlässigbar, wenn keine scharfen  $v$ -Kontraste im Medium vorhanden sind, sowie die Dimensionen von etwaigen Geschwindigkeitsanomalien  $D_v$  nicht in der Größenordnung der Wellenlänge  $\lambda$  sind.

$$D_v \gg \lambda$$

Generell ist diese Forderung für ein Medium erfüllt, in dem  $v$  nicht stark variiert und keine plötzlichen Geschwindigkeitssprünge aufweist.

Werden die oben besprochenen Forderungen erfüllt, so kann man eine Raumwelle durch die Eikonalgleichung beschreiben. Geht man von den Randbedingungen dieser 20 MHz GPR Untersuchung aus

- $v_{Eis} \approx \textit{konstant}$  ( $\sim 0.167$  m/ns, Tab. 7.4)
- $\lambda_{Eis} \sim 8.4$  m (Tab. 7.6)

so stellt die Eikonalgleichung eine zulässige Näherung der Wellengleichung dar. In Kapitel 10.3 wird auf Basis der Eikonalgleichung eine strahlentheoretische 3D-Migration hergeleitet.

## 9 Datenaquisition

### 9.1 Untersuchungsgebiet

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden drei kleine Gletscher ( $< 2 \text{ km}^2$ ) in der Ostalpenregion der Hohen Tauern in Zentralösterreich untersucht. Kleine Gletscher sind in der Klimadiskussion aufgrund ihrer relativ direkten Reaktion auf klimatische Veränderungen wichtige Beobachtungsobjekte (Abb. 4.2). Alle drei Gletscher sind thermal als temperierte Gletscher zu klassifizieren. Geomorphologisch gehören sie zu den Relief untergeordneten alpinen Talgletschern (Kap. 3), wobei keiner der drei eine ausgeprägte Gletscherzunge aufweist. Seit Ende der Kleinen Eiszeit ( $\sim 1850$ ) zieht sich der Großteil der Gletscher Österreichs zurück (Gross, 1987; Lambrecht und Kuhn, 2007). So zeigen auch diese drei Gletscher eine mittlere negative Massenbilanz in den jeweiligen Beobachtungszeiträumen (Tab. 4.2, Abb. 4.9). Die Massenbilanz aller drei Gletscher wird mit der glaziologischen Methode (Kap. 4; Paterson, 2004) bestimmt.

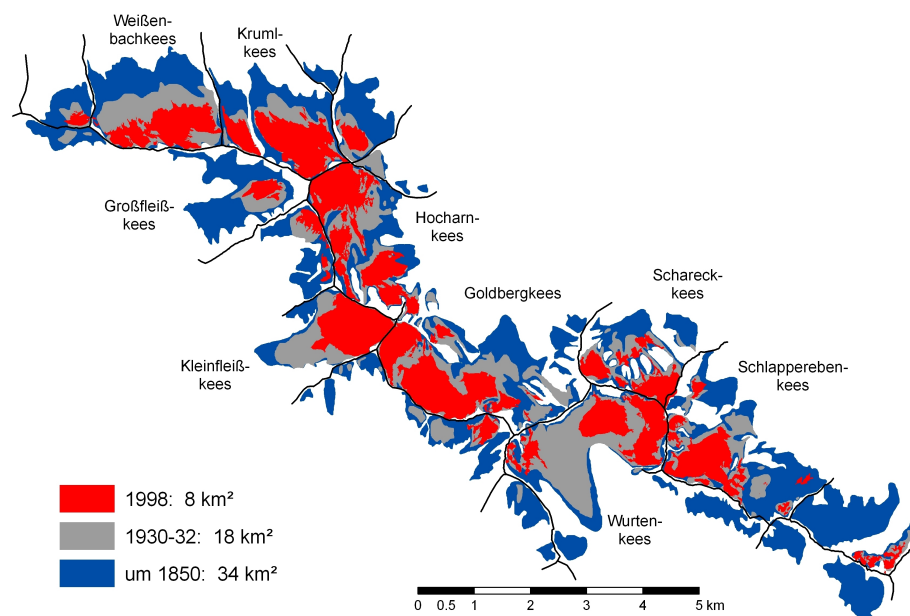


Abbildung 9.1: Die Goldberggruppe im Laufe der letzten 150 Jahre. Etwa ein Viertel der vergletscherten Fläche von 1850 ist 1998 noch vorhanden, eine Trendumkehr ist noch nicht in Sicht. (Hynek, 2007)

Im Falle der zwei Gletscher am Sonnblick nimmt das Verhältnis der Flächen vom Akkumulationsgebiet zur Gesamtfläche des Gletschers (*Accumulation Area Ratio* – 'AAR'; Bahr, 1997) in den letzten 7 Jahren einen mittleren Wert von 0.35 ein (interne Gletscherdatenbank ZAMG, 2008). Aufgrund allgemeinen stetigen Schrumpfens der Fläche des Akkumulationsgebiets, weist dieser charakteristische Gletscherparameter einen negativen Trend auf. Folglich sind Firnbereiche immer spärlicher vor-



## 9.1 Untersuchungsgebiet

handen und die Fläche der maximalen Ausaperung im Herbst jeden Jahres steigt (Auer et al., 2002).

Der Wurtenkees (Wuk) liegt am Südhang des Scharecks (3123 m; 47°02'04"N, 13°01'04"O) und beherbergt ein Schigebiet. Aufgrund seines Rückzugs spaltet er sich seit dem Jahre 1991 in einen unteren und einen oberen Teil auf. Im Jahre 1998 nahm der untere Wurtenkees (Wuk1) eine Fläche von 0.44 km<sup>2</sup> und der obere Wurtenkees (Wuk2) eine Fläche von 0.51 km<sup>2</sup> ein. Bei der Befliegung im Jahre 2003 stellte man für den Wuk1 eine Fläche von 0.38 km<sup>2</sup> und für den Wuk2 eine Fläche von 0.43 km<sup>2</sup> fest (Abb. 9.2). Der Wuk1 befindet sich in einer Seehöhe von 2534–2734 m und stellt einen klassischen Kargletscher (Kap. 3) dar. Basierend auf GPR und Gravimetrie Daten berechnete Frischling (2003) bereits die basale Topographie sowie eine Eismächtigkeitskarte des Wuk1 und stellte Maximaltiefen von bis zu 78 m fest. Der Wuk2 ist in einer Seehöhe von 2809–3099 m zu finden und war ein Ziel dieser Untersuchung. Seit dem hydrologischen Jahr 1982/83 wird für den Wuk die Massenbilanz jährlich bestimmt (Tab. 4.2).



Abbildung 9.2: Das Luftbild des Untersuchungsgebiets aus dem Jahre 1998 (Auer et al., 2002). Die Gletscherränder aus der Befliegung im Jahre 2003 sind rot eingezeichnet (interne Gletscherdatenbank ZAMG, 2008). Grenzen von Felsinseln innerhalb des Gletschers sind nicht gekennzeichnet. Die strichlierte Linie deutet die Fleisscharte an, die den Flk vom Gok1 trennt. Die gelben Rechtecke verweisen auf den Gipfel des Hohen Sonnblicks (3106 m), bzw. auf den des Scharecks (3123 m).

Die zwei Hauptgletscher des Hohen Sonnblicks (3106 m; 47°03'16"N, 12°57'25"O) sind die anderen zwei Untersuchungsobjekte (Kleinfleisskees und Goldbergkees). Der nach Norden orientierte Goldbergkees (Gok) nahm 1998 eine Fläche von 1,49 km<sup>2</sup>

und 2003 eine Fläche von  $1,43 \text{ km}^2$  ein. Der Gletscherterminus des Gok befindet sich in einer Seehöhe von etwa 2380 m. Dort findet man ein für temperierte Gletscher typisch ausgebildetes Gletschertor (Kap. 3), aus dem ein Gletscherbach hervortritt und den vorgelagerten Gletschersee speist. Der Gok zieht sich bis in eine Seehöhe von 3060 m hinauf, knapp unterhalb des Gipfels des Hohen Sonnblicks. Seit den siebziger Jahren ist der Gok in zwei Teile zerissen (Gok1 und Gok2). Wobei der höher gelegene Gok1 über die Fleisscharte (Abb. 9.2, Abb. 6.3) mit dem Kleinfleisskees verbunden ist. Allein nimmt der Gok1 2003 eine Fläche von  $0.39 \text{ km}^2$  ein. Der Kleinfleisskees (Flk) ist am Südhang des Hohen Sonnblicks situiert. Während der Flk 1998 noch eine Fläche von  $0.95 \text{ km}^2$  einnahm, sind es 2003 nur noch  $0.87 \text{ km}^2$ . Der Flk erstreckt sich von 2740–3060 m Seehöhe (Auer et al., 2002). Aufgrund der fortschreitenden Erwärmung ereignete sich im Jahre 2002 am Flk ein Eissturz, bei dem die Überreste der spärlich vorhandenen Gletscherzunge abgetrennt wurden (Abb. 9.3).



Abbildung 9.3: Aufgrund der fortschreitenden Erwärmung ereignete sich im Jahre 2002 ein kleiner Eissturz, bei dem die spärlichen Überreste der Gletscherzunge des Kleinfleisskeeses in die Tiefe stürzten. Fotos: Fotoarchiv ZAMG, 2002

Die Massenbilanz des Gok wird seit dem hydrologischen Jahr 1987/88 und die des Flk seit 1998/99 bestimmt (Tab. 4.2). Während es sich beim Flk um einen klassischen Kargletscher handelt (Kap. 3), ist beim Gok, besonders beim tiefer gelegenen Gok2, mit einer weitaus komplexeren Geometrie des Gletscherbetts zu rechnen.

Das aktuellste Digitale Gelände Model (DGM) des Untersuchungsgebiets hat die Befliegung im Herbst 1998 zur Grundlage, und weist eine horizontale Auflösung von  $10\text{m} \times 10\text{m}$  auf (Auer et al., 2002). Das DGM 1998 wurde als Referenz für Seehöhe, Eisdicke und Topographie des Gletscheruntergrunds verwendet.

Das Sonnblick Observatorium befindet sich am Gipfel des Hohen Sonnblicks (3106 m) und zeichnet seit 1886 kontinuierlich Klimadaten auf. Das ist für diese Seehöhe eine der längsten Klimareihen weltweit. Das benachbarte Sonnblick Observatorium und die Größe der drei untersuchten Gletscher macht sie zu äußerst interessanten Untersuchungsobjekten.

## 9.2 GPR Equipment

### 9.2.1 Apparatur

Als Aufnahmeapparatur stand das Subsurface Interface Radar-2 (SIR-2) des Herstellers Geophysical Survey Systems (GSSI) zur Verfügung. Die Apparatur wird von einem 12 V Bleiakku (16 Ah) mit Strom versorgt. GPR und Akku befinden sich in einer Alukiste, die auf einem Traggestell (Kraxe) montiert ist. Das Gesamtgewicht der Ausrüstung beträgt in etwa 20 kg. Prinzipiell hat man bei der SIR-2 Apparatur die Wahl zwischen einem kontinuierlichen und einem punktweisen Messmodus. Für alle Messkampagnen wurde der punktwise Messmodus verwendet. Die GPR Grundeinstellungen wurden wie folgt gewählt:

<b>Range</b>	1600 – 2000 ns	Ist die Aufnahmezeit der Apparatur. Die maximal mögliche Erkundungstiefe wird über diese Einstellung festgelegt. Eine Aufnahmezeit von 2000 ns entspricht einer Erkundungstiefe von 167 m im Eis.
<b>Samples/Scan</b>	2048	Definiert mit der Aufnahmezeit die Samplerate. Für eine Aufnahmezeit von 2000 ns würde das einer Sample-rate von $\sim 1$ ns entsprechen.
<b>Bits/Sample</b>	16	Ein Sample wird mit einer Auflösung von 16 bit abgespeichert.
<b>Filter</b>	HP = 5 MHz LP = 80 MHz	Signalanteile $< 5$ MHz und $> 80$ MHz werden unterdrückt.
<b>static stack</b>	32	Für eine Punktmessung werden 32 Einzelmessungen gestapelt.
<b>Gain</b>	variabel	Eine Verstärkungsfunktion, die die Dämpfung des GPR Signals durch den Untergrund ausgleicht. Muß vor Ort an einer geeigneten Stelle eingestellt werden.

Tabelle 9.7: Wichtige Parameter für eine punktwise GPR Messung.

### 9.2.2 Antenne

Bei der verwendeten Antenneneinheit handelt es sich um die Multi Low Frequency Antenne (MLF 3200) von GSSI. Bei dieser ungeschirmten Antenne können durch variable Dipollängen unterschiedliche Grundfrequenzen eingestellt werden ( $\rightarrow$  15, 20, 35, 40 oder 80 MHz). Für die Eisdickenmessung wurde die Einstellung für eine Messfrequenz von 20 MHz verwendet. Diese Messfrequenz wurde aufgrund von guten Ergebnissen vergangener Messkampagnen auf temperierten Gletschern mit wahrscheinlich ähnlichen Eismächtigkeiten gewählt (Frischling, 2003). Wie man der Tabelle 7.6 entnehmen kann, beträgt die vertikale Auflösung für die ausgewählte Messfrequenz etwa 2 m. Dieser Wert gilt aber nur bei optimalen Messbedingungen.

Die Sende- bzw. Empfängerantenne wurden auf einen Fiberglasrahmen fix befestigt. Der fixe Antennenabstand ( $\sim 3$  m) dieser Common Offset Konfiguration (Kap. 7.4.1) ist ein Kompromiss für die Anwendung aller anderen möglichen Messfrequenzen der MLF Antenne. Für eine Messfrequenz von 20 MHz ist der Abstand von etwa 3 m nicht optimal (vergl. Tab. 7.6), vergangene Messungen lieferten aber bereits zufriedenstellende Ergebnisse mit dieser Vorrichtung (Frischling, 2003). Für die erforderliche Manövrierbarkeit wurde der Fiberglasrahmen auf einer Plane befestigt (Abb. 9.4). Diese mobile Konstruktion für GPR Messungen in der Kryosphäre wird mit *Cryosledge* bezeichnet. Das Gesamtgewicht von Antennen, Fiberglasrahmen und Plane beträgt ungefähr 33 kg.



Abbildung 9.4: Die MLF Antenne mit 20 MHz Einstellung fixiert auf dem Fiberglasrahmen. Zur besseren Manövrierbarkeit wurde noch eine Plane untergelegt und befestigt. Foto: B.Hynek, 2004



### 9.3 Messkampagnen

Die Messkampagne am Wurtenkees fand im November 2003 statt. Die gegebene Infrastruktur des Gletscherschigebiets erleichterte die Logistik.



Abbildung 9.5: Die gegebene Infrastruktur der Mölltaler Gletscherbahnen erleichterte die Feldarbeiten am Wurtenkees. Mitte rechts sieht man den Hohen Sonnblick (3106 m) mit dem auf der Nordseite des Alpenhauptkammes situierten Goldbergkees. Foto: G.Pistotnik, 2004

Das Messteam bestand aus fünf Personen, wobei eine für die Erfassung der GPS Daten (Garmin handheld), sowie die Dokumentation der Profile zuständig war. Die Horizontalkoordinaten mit einer Genauigkeit von  $\pm 5\text{--}10$  m wurden übernommen. Aufgrund des relativ hohen Fehlers einer GPS Seehöhenmessung wurden die Vertikalkoordinaten dem DGM 1998 entnommen.

Eine weitere Person des Messteams bediente das Messgerät, die restlichen drei manövierten den Cryosledge über den Gletscher. Der Messpunktabstand für die 20 MHz Messung wurde mit 2 m festgelegt (vergl. Tab. 7.6). Auf diese Art wurden innerhalb von drei Tagen vier Querprofile und ein Längsprofil mit einer Gesamtlänge von  $\sim 3$  km am Wuk2 gemessen (Abb. 9.6). Bei alpinen Talgletschern ist mit einem U-förmigen Querprofil zu rechnen (Kap. 3, Kap. 6). Um Reflexionen die ihren Ursprung nicht in der vertikalen Profilebene (Kap. 8.1, Abb. 8.2) haben zu minimieren, wurden vorwiegend Profile normal zur Fließrichtung des Gletschers (Querprofile) gemessen.



Abbildung 9.6: Die dicken schwarzen Linien zeigen die Profile, die in einem Zeitraum von November 2003 bis Mai 2004 gemessen wurden. Die dünnen schwarzen Linien zeigen Profile früherer (Wuk1 – November 2002, Sonnblick – Mai 2003) Messkampagnen, deren Daten im Rahmen dieser Diplomarbeit mit ausgewertet wurden.

Die zwei Messkampagnen zur Eisdickenerkundung der zwei Sonnblick Gletscher (Gok und Flk) wurden im Frühjahr (Ende April/Anfang Mai) des Jahres 2003 und 2004 durchgeführt. Bedenkt man Wetterbedingungen, Zugänglichkeit, Gletscherspalten und den Wassergehalt des Gletschers, so war das Frühjahr der ideale Kompromiss für die GPR Messungen auf den zwei schwer zugänglichen Gletschern. Die Vorgehensweise während der Messung war die gleiche wie bereits am Wuk2. In den zwei Messkampagnen wurden insgesamt 30 Profile gemessen mit einer Gesamtlänge von etwa 15 km. Wobei aus den bereits angeführten Gründen vermehrt Querprofile angelegt wurden. Mit der beschriebenen Messanordnung (Kap. 9.2.2) sind maximale Erkundungstiefen von mehr als 100 m erzielt worden (Abb. 9.7). Generell ist die Datenqualität variabel, nicht in jedem Profil ist ein eindeutiger Reflexionshorizont des Gletscherbetts zu identifizieren. Das kann man vor allem auf den hohen Gehalt an freiem Wasser bei einem temperierten Gletscher zurückführen (Kap. 3), der sich in der Existenz gletscherinterner Wassertaschen ( $\varnothing \sim 0.1\text{-}1\text{ m}$ ; Watts und England, 1976; Kap. 7.5) manifestiert.

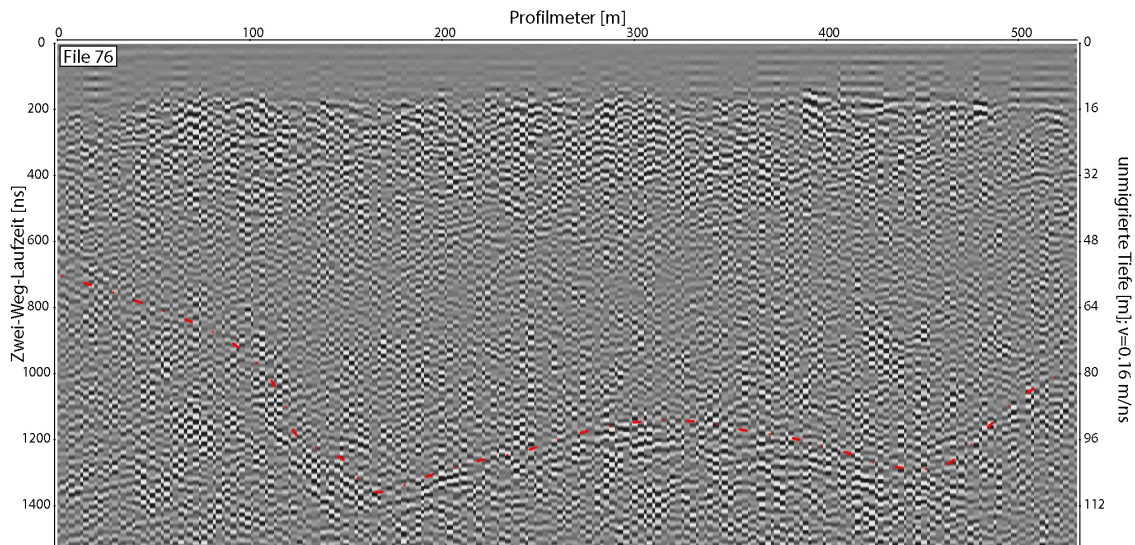


Abbildung 9.7: Maximale Eismächtigkeiten von bis zu 110 m konnten gemessen werden. Der Reflexionshorizont des Gletscherbetts ist durch die rot strichliert, punktierte Linie gekennzeichnet. Bei den Daten handelt es sich um ein bereits processiertes Radargramm (Kap. 10.1).

Neben einer ausreichenden Aufnahmezeit (Range, Tab. 9.7) ist bei GPR Eisdickenmessungen ein besonderes Augenmerk auf die Einstellung der Verstärkung (Gain, Tab. 9.7) zu richten. Ideale Plätze zum Bestimmen einer brauchbaren Verstärkungsfunktion sind Bereiche maximaler Eisdicke. Einstellen der Verstärkung in Randbereichen des Gletschers mit wenig oder gar keinem Eis resultiert in übersteuerten und somit wenig brauchbaren GPR Signalen. Das ist auf die relative hohe Leitfähigkeit und infolgedessen hohe Dämpfung (Glg. 7.27) der feuchten bis wassergesättigten glazialen Sedimente im Randbereich eines Gletschers zurückzuführen.

## 10 Auswertung

### 10.1 Dataprocessing

Die Datenqualität des GPR Signals wird durch sphärische Divergenz, Dämpfung, Reflexion, Refraktion sowie Diffraktion bestimmt (Kap. 7.2). Reflexionen werden nur dann registriert, wenn die Amplitude der Reflexion größer als der Schwellenwert<sup>16</sup> des Aufnahmegeräts ist. Weiters muß die Amplitude der Reflexion größer als das Rauschen<sup>17</sup> sein, um sie als echte Reflexion identifizieren zu können (Yilmaz, 1987). Sind diese zwei Tatsachen gegeben, kann man mittels Dataprocessing das Signal/Noise-Verhältnis verbessern. Stimmt die Qualität der aufgenommenen Daten, so ist meist ein Standardprocessing (siehe unten) ausreichend.

Die Qualität der bei den einzelnen Messkampagnen gewonnenen GPR Daten ist sehr variabel (siehe Anhang A). Von Radargrammen mit eindeutig sichtbaren Reflexionshorizont (Abb. 10.1) bis zu absolut nicht interpretierbaren Daten war alles vorhanden. Durch Spektralanalyse stellte sich heraus, das die 20 MHz Einstellung der MLF Antenne einer tatsächlichen GPR Messfrequenz von etwa 30 MHz entspricht (Abb. 10.3). Prinzipiell konnte man die gewonnenen Daten in 5 Qualitätsgruppen (Q-Gruppen) einteilen:

1. Eindeutiger kontinuierlicher Reflexionshorizont. (Abb. 10.1)
2. Einzeln vorhandene Reflexionshorizonte. (Abb. 10.2)
3. Kein eindeutiger Reflexionshorizont vorhanden, aber zahlreiche Diffraktionshyperbeln. (Abb. 10.2)
4. Stark übersteuerte Signale wegen schlechter Einstellung der Verstärkungsfunktion.
5. Nicht auswertbare Radargramme (z.B. zu kurze Aufnahmezeit).

Aufgrundessen mußten verschiedene Processing- und Pickstrategien verfolgt werden. GPR Daten der ersten und zweiten Q-Gruppe wurden einem Standardprocessing (Bandpassfilter, Background Removal, Automatic Gain Control) unterzogen, wobei bei den Daten der zweiten Q-Gruppe nur die eindeutig als Reflexion des Gletscherbetts identifizierten Einsätze gepickt worden sind (Abb. 10.1, Abb. 10.2).

---

<sup>16</sup>im Englischen *threshold*

<sup>17</sup>im Englischen *noise*



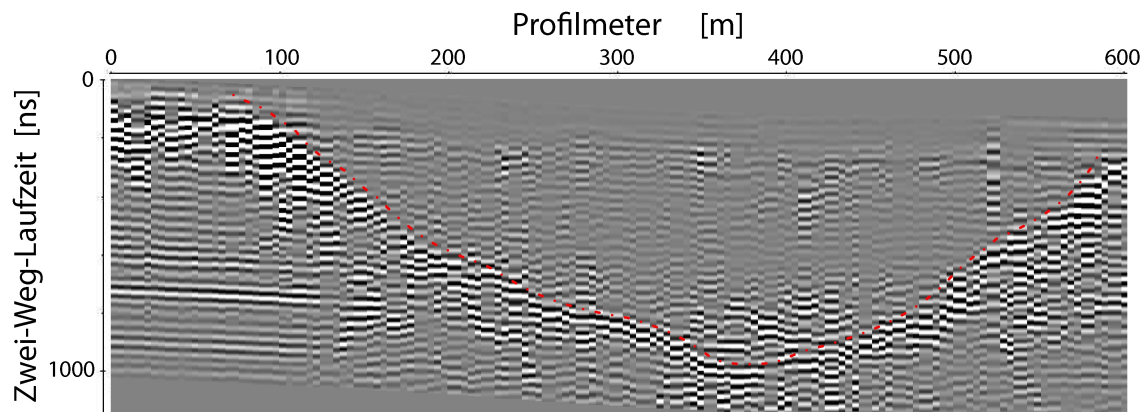


Abbildung 10.1: Topographisch korrigiertes Radargramm mit eindeutiger Gletscherbettreflexion. Der Reflexionshorizont des Gletscherbetts ist durch die rot strichliert, punktierte Linie gekennzeichnet.

Daten der dritten Q-Gruppe eigneten sich besonders zum Bestimmen der GPR Ausbreitungsgeschwindigkeit in den untersuchten Gletschern. Über eine Diffraktionshyperbelanalyse (Kap. 7.2) konnte eine mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit von  $0.16 \text{ m/ns} \pm 5\%$  festgestellt werden. Sénéchal et al. (2003) bestimmten über CMP Messungen (Kap. 7.4) die gleiche GPR Ausbreitungsgeschwindigkeit für einen temperierten Gletscher in den französischen Alpen. Bei Hybridformen zwischen der zweiten und dritten Q-Gruppe konnte man die zahlreich vorhandenen, der ermittelten Eisgeschwindigkeit entsprechend gekrümmten, Diffraktionshyperbeln nutzen, um Reflexionshorizonte zu verbinden und somit Eismindesttiefen abzuschätzen (Abb. 10.2). Weiters konnte in vereinzelt Radargrammen der 3. Q-Gruppe durch 2D-Wellenfeldmigration (Kap. 8.1) ein Reflexionshorizont ausgemacht werden. Die in die migrierten Daten ausgemachten Gletscherbettreflexionen wurden aber stets im unmigrierten Zeitbereich gepickt.

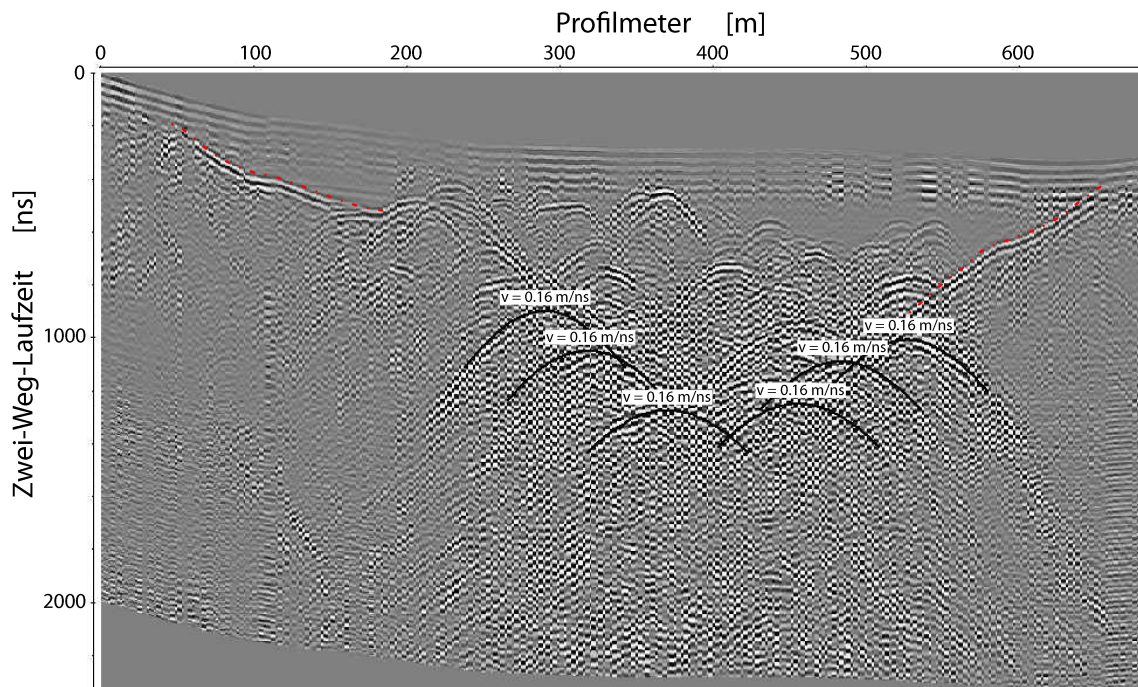


Abbildung 10.2: Neben dem Bestimmen der GPR Ausbreitungsgeschwindigkeit in den untersuchten temperierten Gletschern, eignen sich die Diffraktionshyperbeln zum Abschätzen von Mindesteisdicken. Zum korrekten Picken von Diffraktionshyperbeln ist eine topographische Korrektur an den Daten anzubringen. Die einzelnen Reflexionshorizonte des Gletscherbetts sind durch rot strichliert, punktierte Linien gekennzeichnet.

Radargramme der 4. Q-Gruppe verlangten viel Fingerspitzengefühl. In einzelnen konnte man einen Reflexionshorizont vermuten, doch nicht eindeutig identifizieren. Das auffällige dieser Daten war der hohe Anteil an übersteuerten Signalen. Ein übersteuertes Signal ist theoretisch dem Rechtecksignal sehr nah.

**Rechtecksignal** Nimmt man eine harmonische Schwingung der Frequenz  $\nu$  und summiert dieser alle ungeraden vielfachen der Frequenz  $\nu$  ( $3\nu$ ,  $5\nu$ , ...) auf, so erhält man als Grenzwert eine harmonische Rechteckschwingung. Die harmonischen ungeraden Vielfachen der Grundschwingung werden ihre Oberwellen genannt.

Über eine Spektralanalyse ließ sich die Existenz der harmonischen Oberwellen bestätigen (Abb. 10.3).

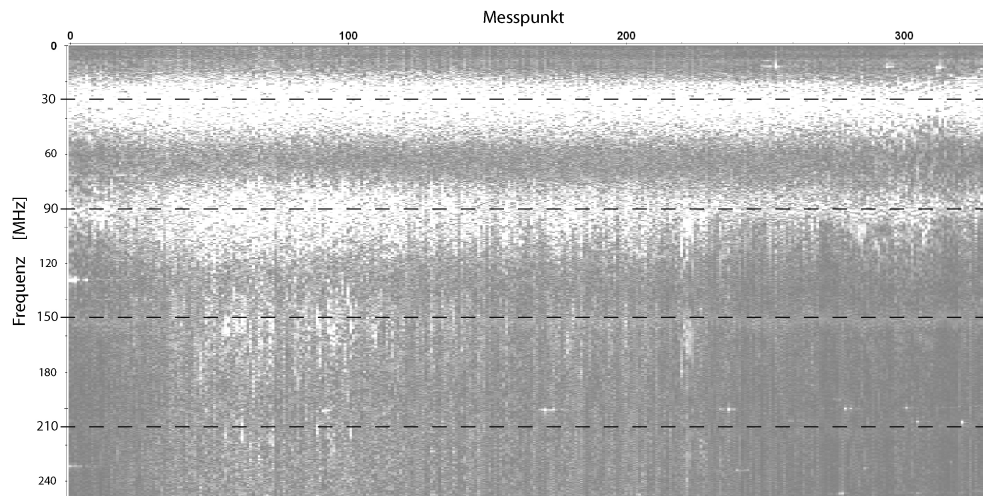


Abbildung 10.3: Das Spektrum für jeden einzelnen Messpunkt eines GPR Profils mit hohem Anteil an übersteuerten Signalen. Die 20 MHz Einstellung der MLF 3200 Antenne entspricht einer 30 MHz GPR Messung im Eis. Man kann eindeutig die Existenz der einzelnen Oberwellen feststellen.

Die Idee hinter der Processingstrategie für die qualitativ schlechten Daten der 4. Q-Gruppe ist, daß die am Gletscherbett entstandenen übersteuerten Reflexionen eine wesentlich höhere Energie haben, als die übersteuerten Signale gletscherinterner Reflexionen. Je höher der Energieinhalt von übersteuerten Signalen ist, desto größer ist der Anteil der einzelnen Oberwellen (Abb. 10.3).

Auf diesen Überlegungen basierend, wurde über dementsprechend gewählte Bandpass oder Spectral Shaping Filter einzelne Oberwellenfrequenzen sichtbar gemacht. Für einzelne Datensätze der 4. Q-Gruppe konnte mit dieser Processingstrategie noch ein brauchbares Ergebnis erzielt werden (Abb. 10.4), und Reflexionshorizonte des Gletscherbetts gepickt werden. Diese Processingstrategie ist eine Möglichkeit aus Daten schlechter Qualität noch Informationen zu gewinnen, jedoch ist dabei sehr vorsichtig vorzugehen ( $\rightarrow$ Gegenkontrolle mit benachbarten Daten). Die GPR Daten der 5. Q-Gruppe wurden nicht weiter bearbeitet.

Der absolute Fehler für gepickte Laufzeiten eines eindeutig sichtbaren Reflexionshorizonts (Q-Gruppe 1 und 2) wurde mit  $\pm\lambda/4$  (Kap. 7.3) abgeschätzt. Bei gepickten Laufzeiten von Reflexionen, die über Diffraktionshyperbeln oder der Oberwellenmethode bestimmt wurden (Q-Gruppe 3 und 4), wurde ein absoluter Fehler von  $\pm\lambda + \lambda/4$  angenommen.

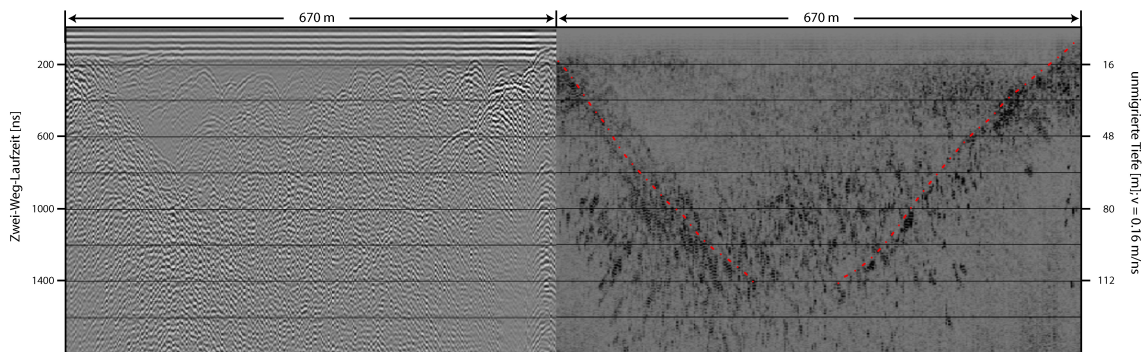


Abbildung 10.4: Die gewählte Processingstrategie für Daten der 4. Q-Gruppe kann in Einzelfällen noch brauchbare Ergebnisse liefern. Die Reflexionshorizonte des Gletscherbetts im rechten Bild sind durch eine rot strichlierte, punktierte Linie gekennzeichnet.

Im weiteren Verlauf wurde noch jede gepickte Zwei-Weg-Laufzeit in eine Ein-Weg-Laufzeit umgerechnet und mit der zugehörigen räumlichen Koordinate (Österreich Bundesmeldenetz, Österreichisches Datum MGI) versehen.

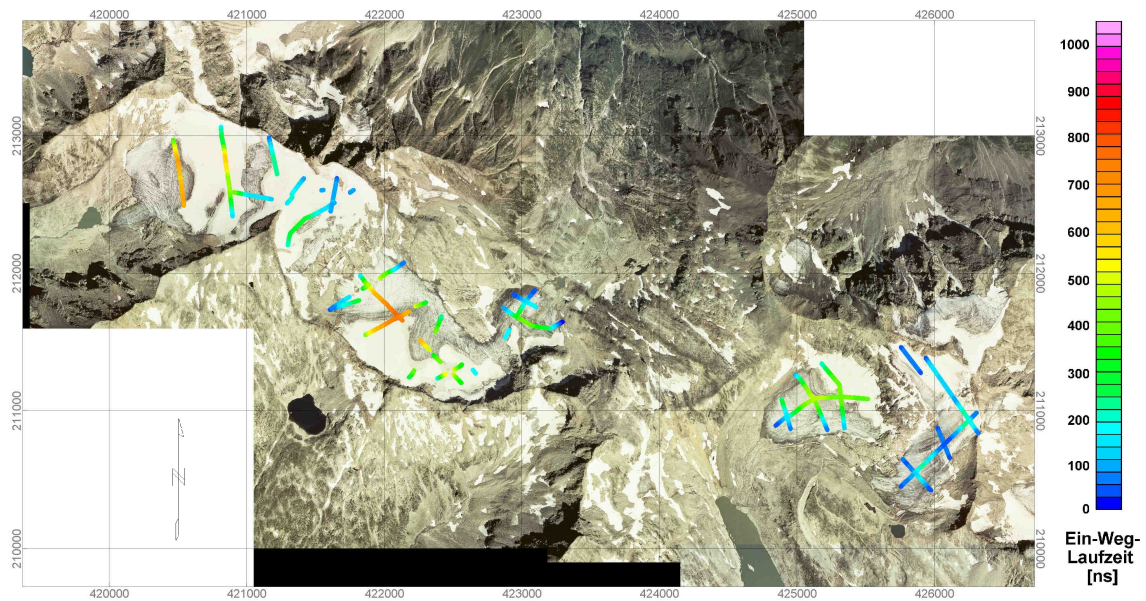


Abbildung 10.5: Die Ein-Weg-Laufzeiten der gepickten Gletscherbette-reflexionen aller drei untersuchten Gletscher. Der Ein-Weg-Laufzeiten Datensatz für den Wuk1 ist von Frischling (2003) übernommen worden.

Betrachtet man die gepickten Daten (Abb. 10.5), so fällt besonders bei den zwei Gletschern am Sonnblick (Flk und Gok) eine unregelmäßige und verhältnismäßig spärliche Datenverteilung auf. Während die gepickten Laufzeiten des Wuks alle der Q-Gruppe 1 und 2 angehören, mußten wir beim Flk und Gok auch auf gepickte Laufzeiten der Q-Gruppe 3 und 4 zurückgreifen (Abb. 10.11)

## 10.2 Interpolation

Aufgrund ökonomischer und logistischer Gründe ist generell die räumliche Verteilung von Eisdickenmessungen schwer zugänglicher Gletscher spärlich und nicht regelmäßig. Aufgründessen sind Standardinterpolationsmethoden oft nicht ausreichend um zufriedenstellende Karten der basalen Topographie und folglich der Eisdicke eines Gletschers zu erzeugen. Besonders auf die Datensätze des Kleinfleisskeeses (Flk) und Goldbergkeeses (Gok) treffen diese Attribute zu (Abb. 10.5). Daher verlangt der vorliegende Datensatz nach einer wohlüberlegten Interpolationsstrategie, um plausible basale Topographie– sowie Eismächtigkeitskarten der drei untersuchten Gletscher (Kleinfleisskees, Goldbergkees und Wurtenkees) zu erhalten. Das konkrete Ziel der Interpolation ist das Erzeugen von kontinuierlichen Ein-Weg-Laufzeitfelder basierend auf den Ausgangsdaten (Abb. 10.5), an denen dann im nächsten Processing-schritt eine 3D-Migration durchgeführt werden kann. Die Interpolation sowie die weiteren Processingschritte bis zum Erhalt der gewünschten Gletscherkarten werden anhand den Ein-Weg-Laufzeiten Datensätzen der beiden Sonnblickgletscher (Flk und Gok) veranschaulicht.

Aufgrund der gegebenen Zustände der beiden Gletscher wurden zwei zusammenhängende Gebiete (PP1 und PP2) definiert, um die nächsten Processingschritte bestmöglich durchzuführen. Wobei PP1 aus den zusammenhängenden Gletschern Flk und Gok1, und PP2 aus Gok2 besteht (Abb. 10.6).

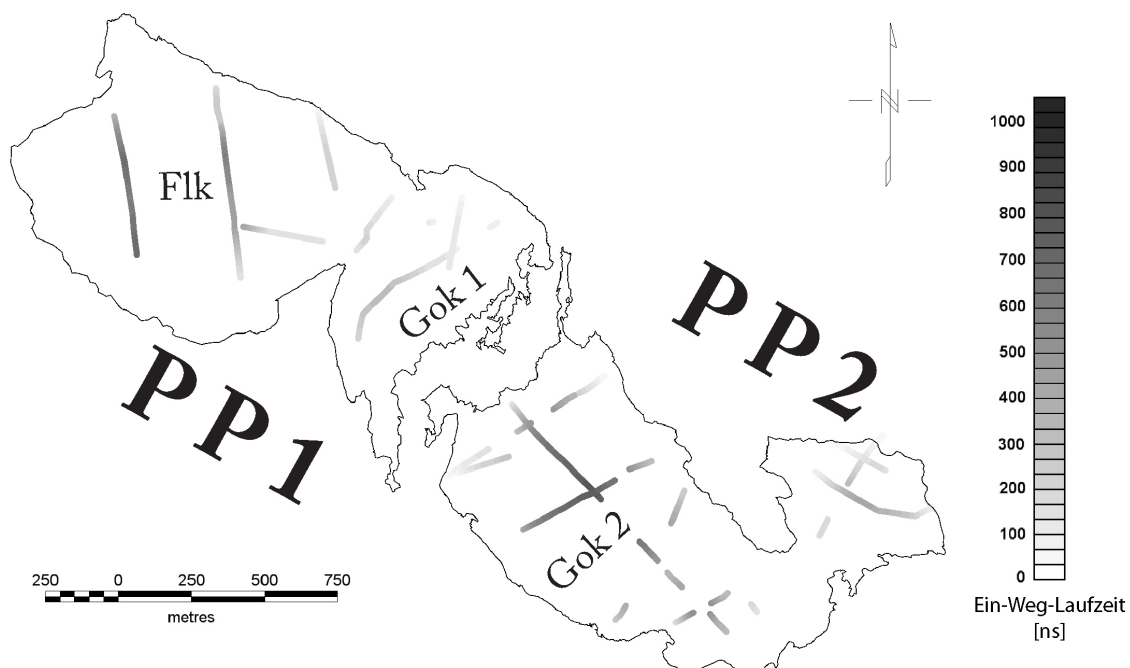


Abbildung 10.6: Aufgrund der gegebenen Zustände der zwei Gletscher (Kleinfleisskees und Goldbergkees) wurden für die nächsten Processingschritte zwei Processinggebiete (PP1 und PP2) definiert.



Das DGM 1998 wurde als Referenz für Seehöhe, Eisdicke und Topographie des Gletscheruntergrunds verwendet. Aufgrund des fortschreitenden Abschmelzens der untersuchten Gletscher liefert das DGM 1998 nicht die korrekten Seehöhen innerhalb der Gletschergrenzen für den Zeitpunkt der Messungen. Mittels Differential Global Positioning System (DGPS) Messungen im Herbst 2005 konnten wir eine mittlere Seehöhendifferenz für den Zeitraum Herbst 1998 bis Herbst 2005 feststellen. Durch lineare Interpolation wurden die Seehöhendifferenzen für Herbst 2004 berechnet. PP1 zeigte eine mittlere Seehöhendifferenz von  $-2$  m und PP2 eine mittlere Seehöhendifferenz von  $-5$  m. Die Messkampagnen am Sonnblick fanden zur Zeit maximaler Akkumulation statt (Ende April/ Anfang Mai). Für PP1 konnte eine mittlere Mächtigkeit der Schneedecke von  $3.5$  m und für PP2 von  $4$  m festgestellt werden. Unter Rücksichtnahme der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten des GPR Signals in Schnee ( $\sim 0.22$  m/ns; Frolov und Macheret, 1999) und Eis ( $\sim 0.16$  m/ns) wurden die resultierenden mittleren Seehöhendifferenzen berechnet. Schließlich ergaben die resultierenden mittleren Seehöhendifferenzen eine Seehöhenkorrektur von  $+1$  m für PP1, und eine Seehöhenkorrektur von  $-2$  m für PP2.

Die Kriging Interpolationstechnik versteht es sehr gut mit unregelmäßiger und spärlicher Datenverteilung umzugehen, und wurde bereits erfolgreich für vergleichbare Datensätze verwendet (Herzfeld et al., 1993; Bamber et al., 2001). Daher eignet sich Kriging auch in unserem Fall sehr gut als Interpolationsmethode. Kriging ist eine Methode der kleinsten Quadrate abgeleitete Prädiktionsform. Der Name Kriging kommt von Daniel Krige, der in den 1950er Jahren empirische Methoden für die Beurteilung der Erzverteilung aufgrund von Erzproben entwickelte. Eine allgemeinere Bezeichnung für dieses Verfahren ist *Best Linear Unbiased Estimator* (BLUE). Darin stecken auch die wesentlichen Forderungen an das Verfahren. *Best* ist hier mit *wirksam* zu übersetzen. Die Varianz des geschätzten Wertes soll also minimal sein. *Linear* bedeutet, dass die Schätzfunktion linear sein soll. *Unbiased* bedeutet *erwartungstreu*, das heißt, der Erwartungswert des Schätzwertes soll gleich dem wahren Wert sein. (vergl. Dutter, 1985, S.185)

Grundlegend für die Anwendung von Kriging ist das *Variogramm*. Das Variogramm ist ein geostatistisches Werkzeug, das die räumliche Korrelation der untersuchten Größe beschreibt. In unserem Fall ist die untersuchte Größe die Ein-Weg-Laufzeit der gepickten Gletscherbettreflexionen von PP1 bzw. PP2. *Sill* und *Range* sind zwei grundlegende Variogrammparameter, die die geostatistische räumliche Korrelation der untersuchten Größe definieren (Abb. 10.7). Der Variogrammparameter *Nugget* berücksichtigt den mittleren Fehler der zu interpolierenden Datenpunkte.

Um die Variogramme zweier Datensätze direkt vergleichen zu können, muss man die relativen Varianzen in Bezug auf den jeweiligen Mittelwert der einzelnen Datensätze berechnen.

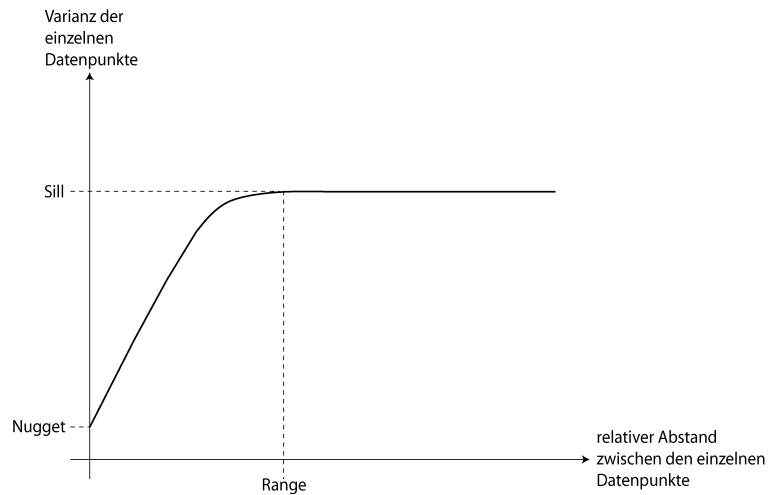


Abbildung 10.7: Die zwei Variogrammparameter *Sill* und *Range* definieren die geostatistische räumliche Korrelation der untersuchten Größe. Der Variogrammparameter *Nugget* berücksichtigt den mittleren Fehler der zu interpolierenden Datenpunkte.

Ein weiterer Vorteil der Kriging Technik ist die Möglichkeit, einen Fehler der geostatistischen berechneten Schätzung angeben zu können. Dieser Fehler ist allerdings weniger als absoluter Fehler, als als Grad der Verlässlichkeit des mit Kriging geschätzten Wertes aufzufassen.

Variogrammanalysen der einzelnen Datensätze zeigen einen Trend in den Daten. Aufgrunddessen verwenden wir im weiteren Verlauf die Methode des *Universal Kriging* (Dutter, 1985), welche den vorhandenen Trend berücksichtigt. Weiters zeigen die Variogrammanalysen relativ hohe räumliche Varianz der einzelnen Ein-Weg-Laufzeiten Datensätze von PP1 und PP2. Hohe räumliche Varianz ist gleichbedeutend mit einer geringen räumlichen Korrelation der einzelnen Datensätze. Geringe räumliche Korrelation und die unregelmäßige, spärliche Datenverteilung lassen berechnete Zweifel aufkommen, ob die Ein-Weg-Laufzeit der geeignete Interpolationswert ist.

Brückl (1970) kam zum Schluss, dass für Interpolation von Eisdicken die Annahme einer konstanten basalen Scherspannung sehr geeignet ist. Ist die basale Scherspannung konstant, so gilt auch Gleichung 5.21

$$H \cdot \bar{\alpha}_s = \text{konstant}$$

Die basale Scherspannung kann als eine Materialkonstante angesehen werden (Kap. 5.3; Kuhn und Hermann (1990)) und variiert für Gletschereis gewöhnlich zwi-

schen 50–150 kPa (Nye, 1952a, 1952b). Tabelle 10.8 zeigt angenommene konstante basale Scherspannungswerte für alpine Talgletscher. Diese Werte wurden verwendet, um vollständige Eisdickenkarten der Gletscher zu erzeugen (Glg. 5.19), und auf Basis dieser Eisdickenkarten die Dynamik der Gletscher zu modellieren. Banks und Pelletier (2008) zeigten die Werte einer konstanten Scherspannung, die außerhalb eines Bereichs von  $\pm 10$  kPa liegen, unterschiedliche Eisdicken erzeugen. Auffällig ist daher die relativ hohe Variabilität der angenommenen Werte in Tabelle 10.8, besonders im Falle von Greuell (1992) und Schlosser (1997), die den gleichen Gletscher innerhalb eines relativ kurzen Zeitraums untersuchten.

Haeberli und Schweizer (1988) berechneten auf Basis von historischen Gletscher-

Schlosser (1997)	Hintereisferner (Österreich)	100 kPa
Greuell (1992)	Hintereisferner (Österreich)	140 kPa
Schmeits und Oerlemann (1997)	Unterer Grindelwaldgletscher (Schweiz)	150 kPa
Wallinga und van de Wal (1998)	Rhonegletscher (Schweiz)	210 kPa

Tabelle 10.8: Angenommene Werte für konstante basale Scherspannungen verschiedener Alpengletscher, zum Erzeugen von vollständigen Eisdickenkarten mit der Gleichung 5.19.

ständen des Rhonegletschers (Schweiz) dessen Verteilung der basalen Scherspannung. Sie kamen zum Schluss, dass die basale Scherspannung in oberflächlich steileren Passagen generell höhere Werte annimmt wie in flacheren Bereichen. Betrachtet man die obigen Argumente ist die Annahme einer konstanten basalen Scherspannung zumindest für alpine Talgletscher problematisch (Schmeits und Oerlemann, 1997).

Die Schlußfolgerung aus der vorangegangenen Diskussion ist, daß sich die Einweg-Laufzeit aufgrund ihrer hohen Varianz, sowie der zu statische plastizitätstheoretische Ansatz einer konstanten basalen Scherspannung nicht besonders gut als Interpolationswerte in unserem konkreten Fall eignen. Ein optimaler Interpolationswert müßte zwischen den zwei Extremen liegen. Gleichung 5.21 bietet die Möglichkeit einen weiteren alternativen Interpolationswert zu entwickeln.

Aufbauend auf Gleichung 5.21

$$H \cdot \bar{\alpha}_s = \textit{konstant}$$

treffen wir die Annahme

$$\begin{aligned} H_i &\approx v_{ice} \cdot t_{0,i} \\ i &= 1, \dots, n \end{aligned}$$



wobei  $v_{ice}$  die konstante GPR Ausbreitungsgeschwindigkeit in Eis ist, und  $t_{0,i}$  die gepickten Ein-Weg-Laufzeiten. Für PP1 wurden 1799 Ein-Weg-Laufzeiten ( $n_{PP1} = 1799$ ), und für PP2 2033 Ein-Weg-Laufzeiten ( $n_{PP2} = 2033$ ) gepickt. Infolgedessen können wir

$$\begin{aligned}\iota_i &= t_{0,i} \cdot \bar{\alpha}_{s,i} \\ i &= 1, \dots, n\end{aligned}$$

als alternative Interpolationswerte  $\iota_i$  anschreiben. Der entscheidende Parameter neben den gepickten Ein-Weg-Laufzeiten  $t_{0,i}$  ist die optimale horizontale Glättungsdistanz für die geglätteten Oberflächenneigungen  $\bar{\alpha}_{s,i}$  (vergl. Kap. 5.3).

Bindschadler (1982) schlug eine horizontale Glättungsdistanz von  $8\text{--}16\times$  der Eisdicke vor. Maximale Eisdicken von mehr als 100 m (Kap. 9.3) konnten für die zwei Gletscher (Flk und Gok) in den GPR Daten bestimmt werden. Für eine Eisdicke von 100 m würde das einer horizontalen Glättungsdistanz von 800–1600 m entsprechen. Für die Dimensionen der untersuchten Gletscher ist diese Distanz allerdings sehr groß.

Schließlich treffen wir zum Bestimmen der optimal geglätteten Oberflächenneigungen  $\bar{\alpha}_{s,opt,i}$ , die Annahme, daß die räumliche Varianz  $Var_{xy}$  der basalen Scherspannung  $\tau_{b,i}$  ein Minimum ist. Infolgedessen muss die räumliche Varianz  $Var_{xy}$  von  $\iota_i$  auch ein Minimum sein.

$$Var_{xy}(\tau_{b,i}) = Var_{xy}(\iota_i) = Minimum \quad (10.1)$$

Mit dieser Optimierungsbedingung erhalten wir die angestrebten variierenden  $\tau_{b,i}$  bzw.  $\iota_i$  mit geringer räumlichen Varianz. Der Optimierungsprozess wird mithilfe des Variogramms durchgeführt. Die optimalen horizontalen Glättungsdistanzen wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht quantifiziert.

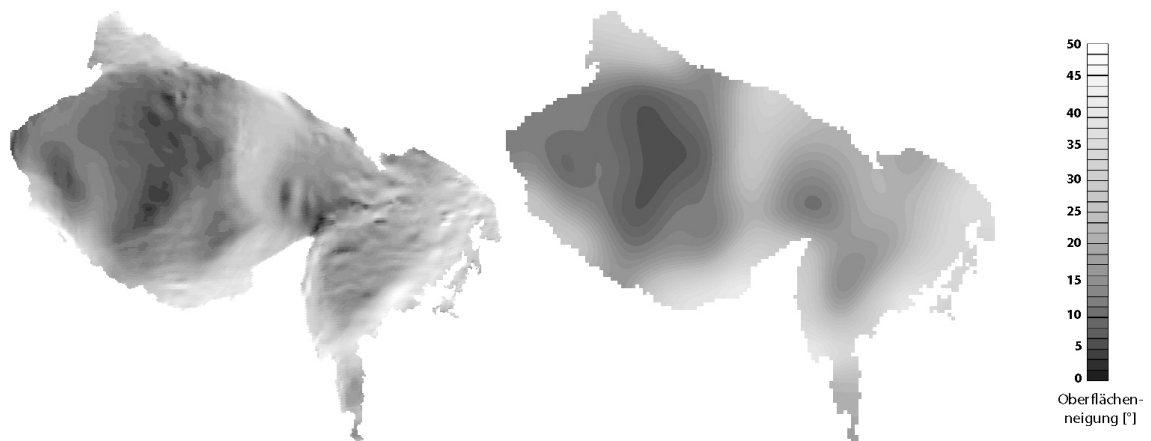


Abbildung 10.8: Gegenüberstellung der ungeglätteten und optimal geglätteten Oberflächenneigungen am Beispiel von PP1. Die genaue horizontale Glättungsdistanz wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht quantifiziert.

Der Optimierungsprozeß liefert die Interpolationswerte

$$\begin{aligned} \iota_{opt,i} &= t_{0,i} \cdot \bar{\alpha}_{s,opt,i} \\ i &= 1, \dots, n \end{aligned} \tag{10.2}$$

für PP1 ( $n_{PP1} = 1799$ , Abb. 10.9) und für PP2 ( $n_{PP1} = 2033$ ). In Abbildung 10.9 und Abbildung 10.10 sind drei charakteristische Variogramme der Interpolationswerte  $\iota_{mean,i}$ ,  $\iota_i$  und  $\iota_{opt,i}$  von PP1 dargestellt. Abbildung 10.9 und Abbildung 10.10 veranschaulichen den Optimierungsprozess der horizontalen Glättung der Oberflächenneigung  $\alpha_s$ . Wobei  $\iota_{mean,i}$  das Produkt aus der mittleren Oberflächenneigung  $\bar{\alpha}_{s,mean}$  und den gepickten Ein-Weg-Laufzeiten  $t_{0,i}$  von PP1 ist. Die geostatistischen Eigenschaften von  $\iota_{mean,i}$  und  $t_{0,i}$  sind dieselben.

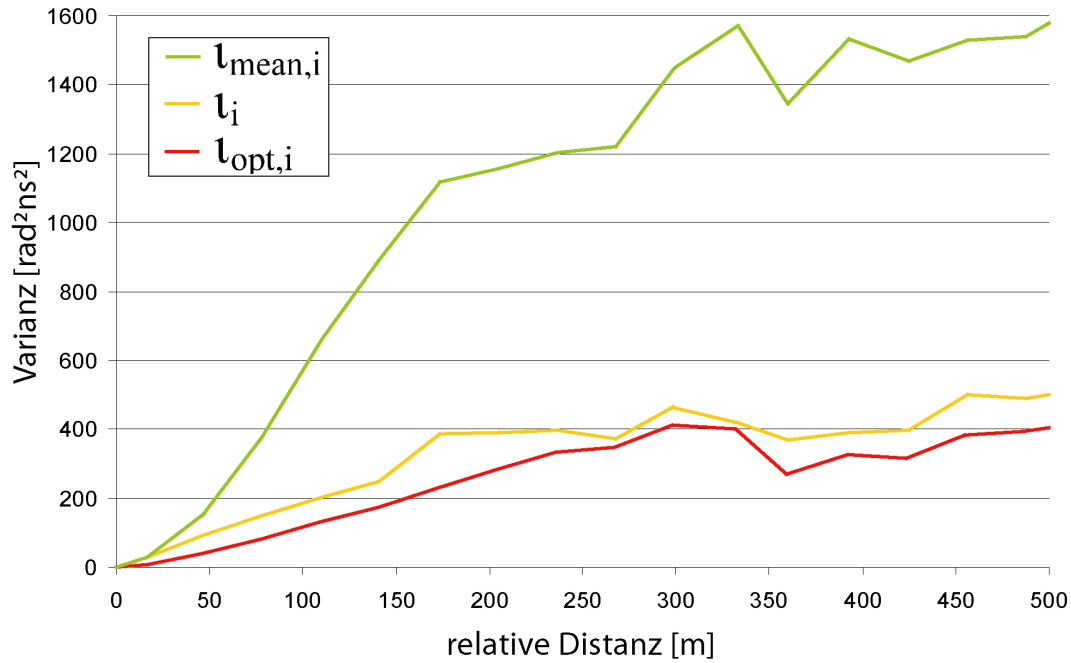


Abbildung 10.9: Drei charakteristische Variogramme der Interpolationswerte  $l_{mean,i}$ ,  $l_i$  und  $l_{opt,i}$  für PP1.

Vergleicht man die Mittelwerte  $M$  von  $l_{mean,i}$ ,  $l_i$  und  $l_{opt,i}$  von PP1

$M_{l_i}$	66 rad ns
$M_{l_{opt,i}}$	68 rad ns
$M_{l_{mean,i}}$	105 rad ns

so ist eine Normierung der Varianzen auf den jeweiligen Mittelwert ( $M_{l_i}$ ,  $M_{l_{opt,i}}$ ,  $M_{l_{mean,i}}$ ) notwendig.

Die optimierten Interpolationswerte  $l_{opt,i}$  zeichnen sich durch eine kleine Varianz und hoher räumlicher Korrelation aus. Daher eignet sich  $l_{opt,i}$  besser als Interpolationswert, wie die Ein-Weg-Laufzeiten  $t_{0,i}$ , oder einer konstant angenommenen basalen Scherspannung  $\tau_b$ . Die optimierten Interpolationswerte  $l_{opt,i}$  werden jetzt mit der Universal Kriging Technik interpoliert, um ein kontinuierliches Feld  $I_{opt}$  jeweils für PP1 und PP2 zu erhalten. Für die Universal Kriging Interpolation wurde ein sphärisches Variogramm-Modell verwendet. Im Falle von PP1 wurde ein Range von 300 m und ein Sill von 420 rad²ns² verwendet, für PP2 wurden ähnliche Variogrammparameter gewählt.

Um schließlich das interpolierte, kontinuierliche Ein-Weg-Laufzeitfeld  $T_{opt}$  zu erhalten, wurde die Division

$$T_{opt} = \frac{I_{opt}}{A_{opt}} \quad (10.3)$$

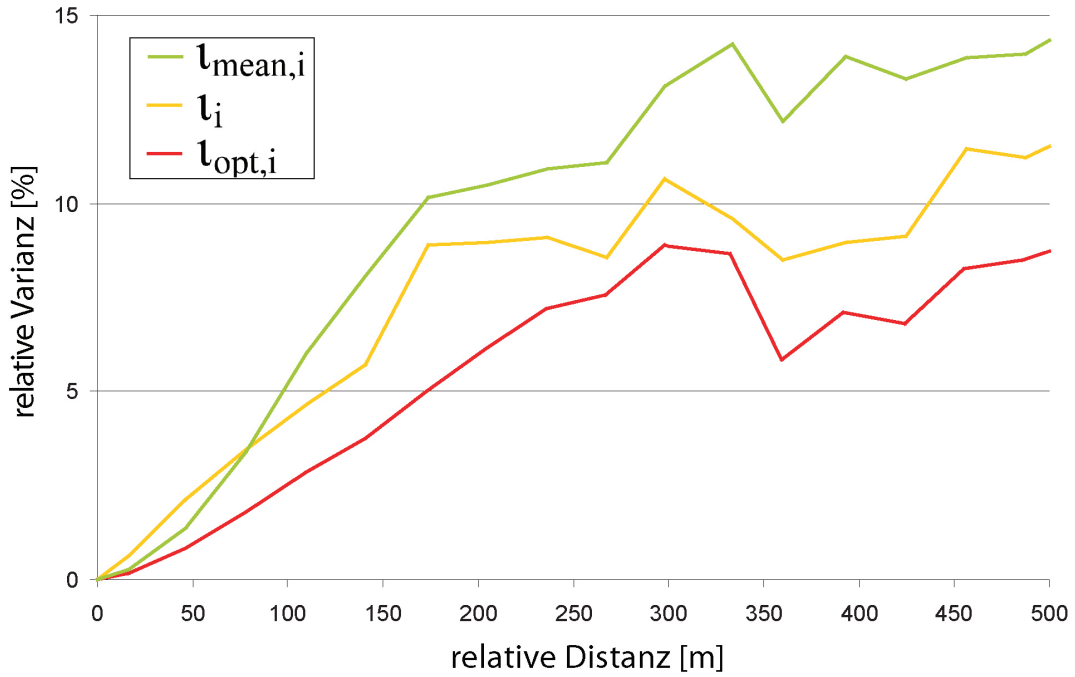


Abbildung 10.10: Die drei charakteristische Variogramme der Interpolationswerte  $l_{\text{mean},i}$ ,  $l_i$  und  $l_{\text{opt},i}$  für PP1. Die Varianzen sind in dieser Abbildung auf den jeweiligen Mittelwert normiert, und daher als relative Varianzen in Prozent dargestellt. Die Variogramme zeigen den Optimierungscharakter der horizontalen Glättung der Oberflächenneigung  $\alpha_s$ . Das Variogramm von  $l_{\text{opt},i}$  zeichnet sich durch kleine Varianz und hoher räumlicher Korrelation aus.

durchgeführt.  $A_{\text{opt}}$  stellt das optimal geglättete Feld der Oberflächenneigung von PP1 bzw. PP2 dar.

Der größte berechnete Kriging Fehler ist für  $T_{\text{opt},PP1} \pm 213$  ns ( $\sim \pm 34$  m), und befindet sich im Bereich der größten interpolierten Ein-Weg-Laufzeiten. Der mittlere Kriging Fehler für  $T_{\text{opt},PP1}$  ist  $\pm 56$  ns, was einer Eisdicke von etwa  $\pm 9$  m entspricht.

$T_{\text{opt},PP2}$  zeigt einen maximalen Kriging Fehler von  $\pm 225$  ns ( $\sim \pm 36$  m), zu finden ebenfalls im Bereich der größten interpolierten Ein-Weg-Laufzeiten. Der mittlere Kriging Fehler von  $T_{\text{opt},PP2}$  ist  $\pm 69$  ns ( $\sim \pm 11$  m). Für die Umrechnung des Ein-Weg-Laufzeit Kriging Fehlers in Eisdicken wurde die vorher bestimmte GPR Ausbreitungsgeschwindigkeit von  $0.16$  m/ns  $\pm 5\%$  (Kap. 10.1) verwendet. Abbildung 10.11 zeigt die berechneten Kriging Fehler, sowie die Datenverteilung der unterschiedlichen Pickqualitäten (Kap. 10.1).

Mithilfe des Variogrammparameters *Nugget* wurden Tests durchgeführt inwiefern die unterschiedlichen angenommenen absoluten Pickingfehler der einzelnen Q-Gruppen, den berechneten Kriging Fehler beeinflussen. Die Nugget-Tests zeigten keinen signifikanten Einfluß der unterschiedlichen Pickqualitäten auf den berechneten Kriging Fehler.

Interpolationswerte  $l_{\text{mean},i}$  von PP1 (Abb. 10.9) und PP2 wurden auf die glei-

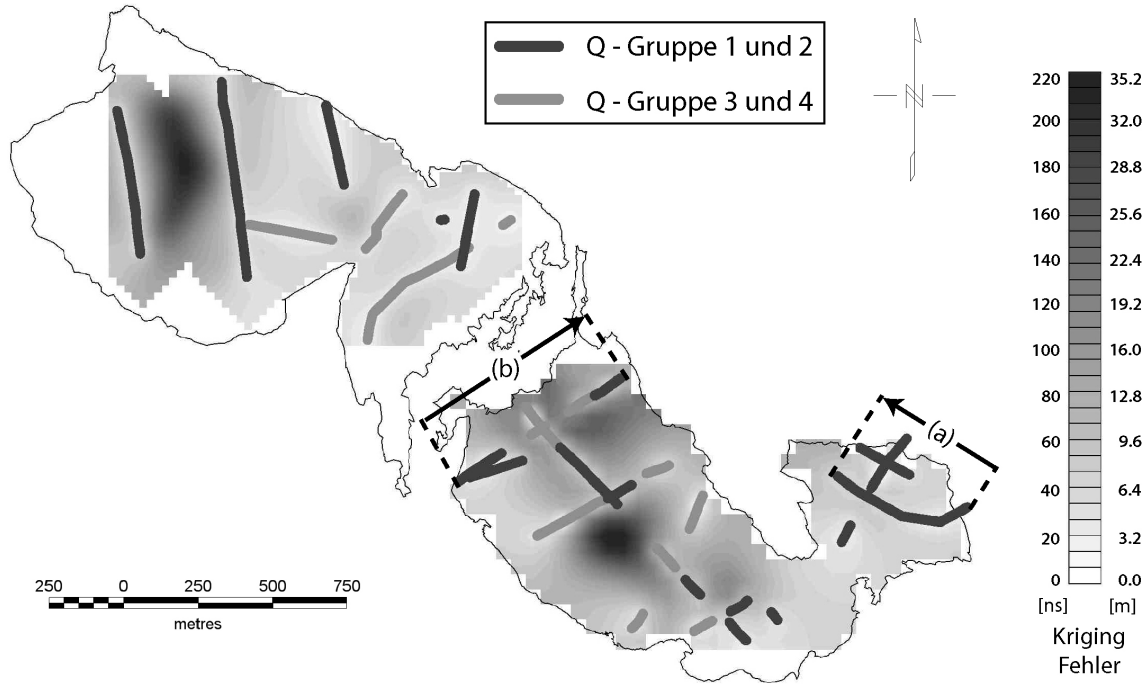


Abbildung 10.11: Q-Gruppen-Verteilung der gepickten Laufzeiten. Das in Grautönen dargestellte Feld stellt den Kriging Fehler dar. Maximale berechnete Kriging Fehler befinden sich im Bereich interpolierter, maximaler Ein-Weg-Laufzeiten. Der mittlere Kriging Fehler für PP1 und PP2 wurde mit etwa  $\pm 60$  ns, was einer Eisdicke von  $\pm 9.6$  m entspricht, bestimmt. Für die Ein-Weg-Laufzeit/ Eisdicken – Umrechnung wurde die vorher bestimmte GPR Ausbreitungsgeschwindigkeit von  $0.16$  m/ns verwendet. Beim Interpolieren selbst und im weiteren Verlauf konnte keine auffällige Abhängigkeit der Ergebnisse von den verwendeten Daten unterschiedlicher Q-Gruppen festgestellt werden. Das mit (a) gekennzeichnete Profil entspricht der Qualität der gepickten Laufzeiten des in Abbildung 10.1 dargestellten Profils. Das mit (b) gekennzeichnete Profil entspricht der Pickqualität des Radargramms der Abbildung 10.2.

che Art und Weise interpoliert. Die Interpolationswerte  $\iota_{mean,i}$  sind das Produkt der gepickten Laufzeiten  $t_{0,i}$  und der mittleren Oberflächenneigung  $\alpha_{s,mean}$ . Die Interpolationswerte  $\iota_{mean,i}$  können auch als gepickte Laufzeiten  $t_{0,i}$  skaliert mit der konstanten mittleren Oberflächenneigung  $\alpha_{s,mean}$  verstanden werden. Sieht man über den konstanten Skalierungsfaktor  $\alpha_{s,mean}$  hinweg, so sind die geostatistischen Eigenschaften von  $t_{0,i}$  und  $\iota_{mean,i}$  ident. Das aus  $\iota_{mean,i}$  berechnete Laufzeitfeld  $T_{mean}$  hat daher den gleichen berechneten Kriging Fehler wie das aus  $t_{0,i}$  berechnete Laufzeitfeld  $T_0$ . Neben unplausibel erscheinenden interpolierten Laufzeitfeldern  $T_{mean,PP1}$  und  $T_{mean,PP2}$ , wurde ein mittlerer Kriging Fehler von  $\pm 70$  ns ( $\sim \pm 11$  m) für PP1 und ein mittlerer Kriging Fehler von  $\pm 156$  ns ( $\sim \pm 25$  m) für PP2 berechnet.

Die plausible Datenverteilung bei den interpolierten Ein-Weg-Laufzeitfeldern  $T_{opt,PP1}$  und  $T_{opt,PP2}$  (Abb. 10.12), sowie der relativ kleine Kriging Fehler, zeichnen

$\iota_{opt,i}$  als optimale Interpolationswerte aus. Die berechneten Ein-Weg-Laufzeitfelder  $T_{opt,PP1}$  und  $T_{opt,PP2}$  werden im nächsten Auswertungsschritt einer Migration unterzogen.

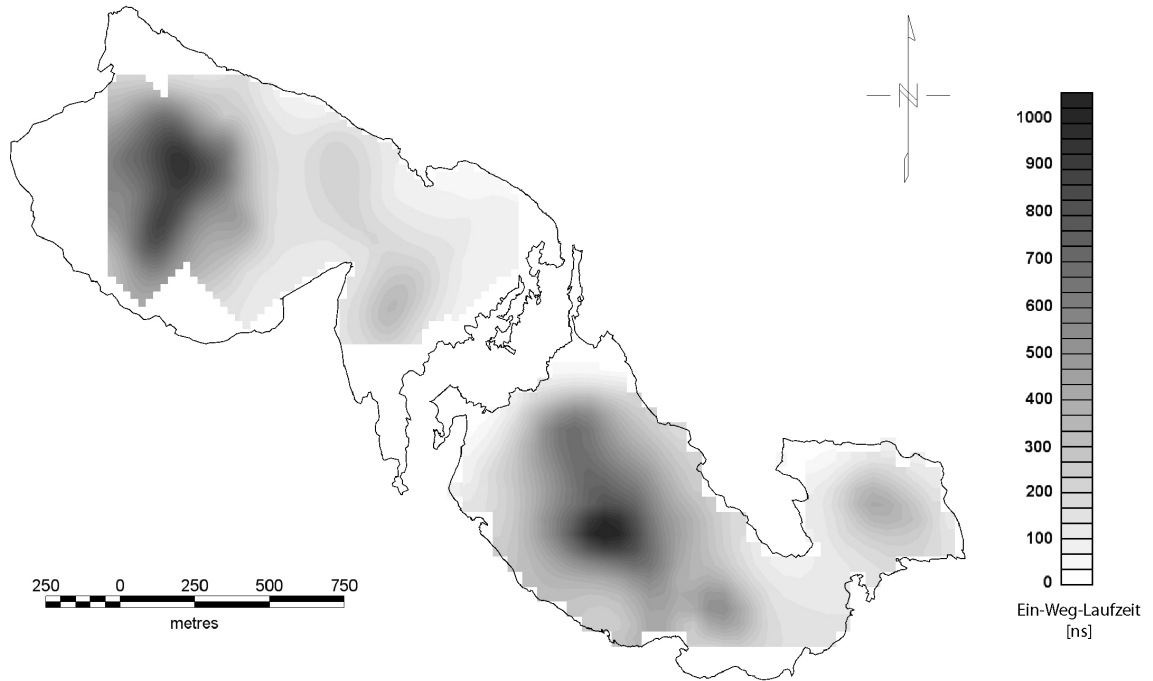


Abbildung 10.12: Interpolierte Ein-Weg-Laufzeitfelder für PP1 und PP2. Universal Kriging wurde als Interpolationstechnik verwendet.

### 10.3 3D – Migration

Die Migration ordnet den aus Laufzeiten und Geschwindigkeiten berechneten Tiefen die richtige räumliche Position zu. (Kap. 8, Abb. 8.3). Im Falle eines alpinen Talgletschers ist mit einem U-förmigen Querschnitt zu rechnen, daher muß man zum korrekten Darstellen des Gletscheruntergrunds auf Migrationstechniken zurückgreifen (Blindow und Thyssen, 1986; Fountain und Jacobel, 1997; Welch et al., 1998; Moran et al., 2000). Besonders im Akkumulationsgebiet und im Bereich von Inhomogenitäten des Gletscherbetts weisen alpine Talgletscher komplexe 3 dimensionale Beckenstrukturen auf (z.B. Kar, Kap. 6). Aus diesem Grund wurde für die interpolierten Ein-Weg-Laufzeitfelder eine 3D-Migrationsstrategie gewählt. Aufgrund ökonomischer und logistischer Einschränkungen war die Geometrie des Messnetzes nicht optimal (Kap. 7.4.1, Tab. 7.6), und somit nicht geeignet für eine 3D-Wellenfeldmigration (Kap. 10.3). Deshalb wurde als alternativer Ansatz eine 3D-Migration auf strahlentheoretischer Basis (Kap. 8.2.1) gewählt.

Die Eikonalgleichung lautet (Glg. 8.5)

$$(\nabla\tau)^2 = \left(\frac{\partial\tau}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau}{\partial z}\right)^2 = \frac{1}{v^2}$$

wobei

$$\begin{aligned}\frac{\partial\tau}{\partial x} &= \frac{t_0(i+1, j) - t_0(i, j)}{\Delta x} = |\vec{S}_x| = S_x \\ \frac{\partial\tau}{\partial y} &= \frac{t_0(i, j+1) - t_0(i, j)}{\Delta y} = |\vec{S}_y| = S_y \\ \frac{\partial\tau}{\partial z} &= |\vec{S}_z| = S_z\end{aligned}$$

$t_0(i, j)$  sind die interpolierten Ein-Weg-Laufzeiten (Abb. 10.12) und  $\Delta x$  bzw.  $\Delta y$  die horizontalen Abstände der einzelnen  $t_0$ -Werte.  $|\dots|$  zeigt den Betrag des jeweiligen Vektors an.

Abbildung 10.13 zeigt die Berechnung von  $\vec{S}_x$  und  $\vec{S}_y$  in einer Horizontalebene. In unserem Fall hat die x-Achse der Horizontalebene eine West-Ost, und die y-Achse eine Süd-Nord Orientierung.

$\vec{S}_x$ ,  $\vec{S}_y$  und  $\vec{S}_z$  sind Vektoren die jeweils normal aufeinander stehen

$$\vec{S}_x = \begin{pmatrix} S_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{S}_y = \begin{pmatrix} 0 \\ S_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{S}_z = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ S_z \end{pmatrix}$$

$$\vec{S}_x \cdot \vec{S}_y = \vec{S}_y \cdot \vec{S}_z = \vec{S}_z \cdot \vec{S}_x = 0$$

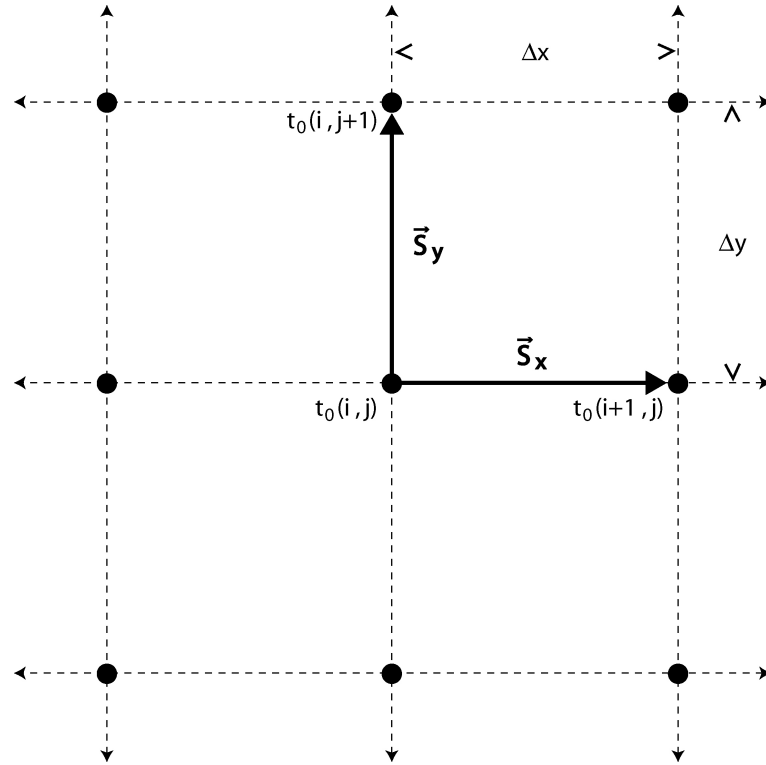


Abbildung 10.13: Skizze zur Berechnung von  $\vec{S}_x$  und  $\vec{S}_y$  in einer Horizontalebene.

Hier führen wir jetzt den Begriff der *Langsamkeit*<sup>18</sup> ( $[s/m]$ ) ein. Die Langsamkeit ist ein Vektor, der den Wellenstrahlenvektor beschreibt. Der Langsamkeitsvektor  $\vec{S}$  steht daher auch normal auf die sich ausbreitende Wellenfront.

$$\vec{S} = \vec{S}_x + \vec{S}_y + \vec{S}_z$$

$$|\vec{S}|^2 = |\vec{S}_x|^2 + |\vec{S}_y|^2 + |\vec{S}_z|^2 = \frac{1}{v^2}$$

Der auf die Länge 1 normierte Langsamkeitsvektor  $\vec{S}$  ist

$$\|\vec{S}\| = \begin{pmatrix} vS_x \\ vS_y \\ vS_z \end{pmatrix}$$

---

<sup>18</sup>im Englischen *slowness*



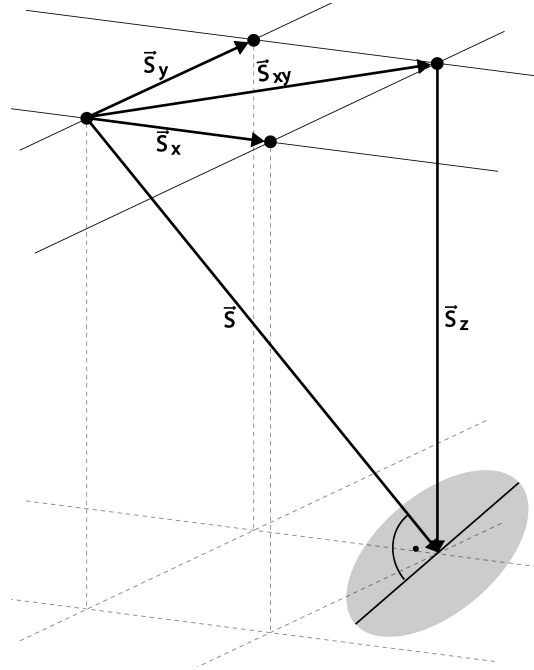


Abbildung 10.14: Skizze zum Langsamkeitsvektor  $\vec{S}$ . Die grau schattierte, elliptische Fläche stellt die Wellenfront oder einen Reflektor dar.

Über den normierten Langsamkeitsvektor  $\|\vec{S}\|$  erhält man durch Multiplikation mit der interpolierten Ein–Weg–Laufzeit  $t_0(i, j)$  und der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  die migrierten Koordinaten  $x_{mig}$ ,  $y_{mig}$  und  $z_{mig}$ .

$$\begin{pmatrix} x_{mig} \\ y_{mig} \\ z_{mig} \end{pmatrix} = t_0(i, j) \cdot v \cdot \begin{pmatrix} vS_x(i, j) \\ vS_y(i, j) \\ -vS_z(i, j) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x(i, j) \\ y(i, j) \\ z(i, j) \end{pmatrix} \quad (10.4)$$

Aufgrund der Tatsache, dass die Eistiefen in negativer  $z$ -Richtung zu rechnen sind, wurde das Vorzeichen der  $z$ -Komponente von  $\|\vec{S}\|$  negativ gewählt.

### 10.3.1 3D–Migration auf einer geneigten Ebene

Gletscher weisen meist eine glatt verlaufende Oberflächentopographie auf, so auch die drei untersuchten Gletscher. Diese glatte Oberfläche kann man kleinräumig ( $\sim 20m \times 20m$ ) durchaus als eben annehmen. Die Fragestellung ist in diesem Abschnitt wie sich die Zerlegung der Ein–Weg–Laufzeit im Sinne der Eikonalgleichung auf einer geneigten Ebene verhält.

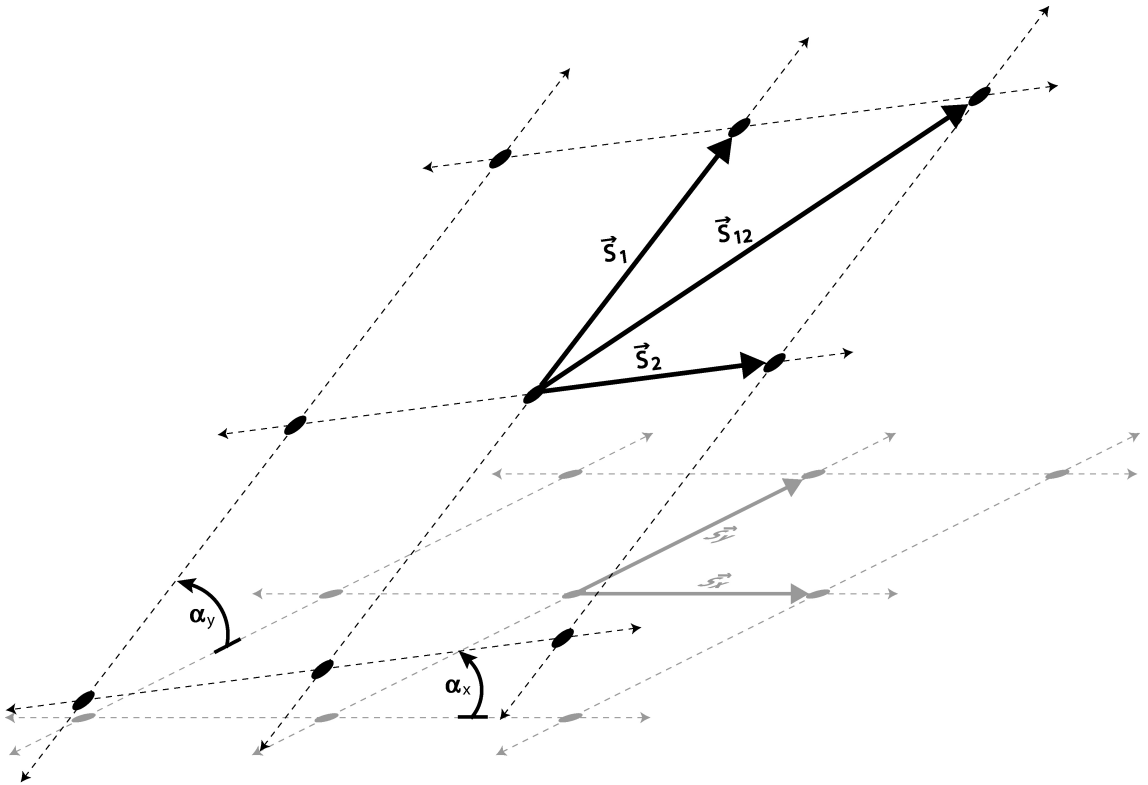


Abbildung 10.15: Skizze zu den Langsamkeiten  $\vec{S}_1$ ,  $\vec{S}_2$  und  $\vec{S}_{12}$  auf einer mit den Winkel  $\alpha_x$  und  $\alpha_y$  geneigten Ebene.

Die Richtungen  $\vec{R}_1$  und  $\vec{R}_2$  von  $\vec{S}_1$  und  $\vec{S}_2$  sind im ursprünglich West–Ost/ Nord–Süd orientierten, horizontalen Koordinatensystem

$$\vec{R}_1 = \begin{pmatrix} \cos \alpha_x \\ 0 \\ \sin \alpha_x \end{pmatrix} \quad \vec{R}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \alpha_y \\ \sin \alpha_y \end{pmatrix}$$

mit den bekannten Beträgen für  $S_1$  und  $S_2$  (vergl. Abb. 10.13 und Abb. 10.15) können wir

$$\vec{S}_1 = S_1 \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha_x \\ 0 \\ \sin \alpha_x \end{pmatrix} \quad \vec{S}_2 = S_2 \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \alpha_y \\ \sin \alpha_y \end{pmatrix}$$

anschreiben. Die ersten zwei Gleichungen zum Lösen dieser Aufgabe sind

$$S_1 = |\vec{S}_1| = \begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha_x \\ 0 \\ \sin \alpha_x \end{pmatrix} \quad (10.5)$$

$$S_2 = |\vec{S}_2| = \begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \alpha_y \\ \sin \alpha_y \end{pmatrix} \quad (10.6)$$

Gesucht ist die dritte Gleichung für  $S_3$ , damit wäre das Gleichungssystem bestimmt. Die Einheitsvektoren  $\vec{R}_1$  und  $\vec{R}_2$  sind nicht orthogonal aufeinander

$$\vec{R}_1 \cdot \vec{R}_2 = \sin \alpha_x \sin \alpha_y \neq 0$$

Für die nächsten Ausführungen benötigen wir den resultierenden Vektor  $\vec{S}_{12}$

$$\vec{S}_{12} = \begin{pmatrix} S_1 \cos \alpha_x \\ 0 \\ S_1 \sin \alpha_x \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ S_2 \cos \alpha_y \\ S_2 \sin \alpha_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_1 \cos \alpha_x \\ S_2 \cos \alpha_y \\ S_1 \sin \alpha_x + S_2 \cos \alpha_y \end{pmatrix}$$

Mit dessen Betrag

$$S_{12} = |\vec{S}_{12}|$$

können wir über die Eikonalgleichung (Glg. 8.5) den Betrag von der bis jetzt unbekannten dritten Komponente des Langsamkeitsvektors auf der geneigten Ebene  $\vec{S}_s$  (Abb. 10.15) bestimmen.

$$S_3 = |\vec{S}_3| = \sqrt{\left(\frac{1}{v}\right)^2 - S_{12}^2}$$

Damit wir die Richtung des Langsamkeitsvektors  $\vec{S}_s$  vollständig bestimmen können, fehlt jetzt noch die Richtung  $\vec{r}_3$ .  $\vec{r}_3$  steht normal auf die Einheitsvektoren  $\vec{R}_1$  und  $\vec{R}_2$ .

$$\vec{r}_3 = \vec{R}_1 \times \vec{R}_2 = \begin{pmatrix} \cos \alpha_x \\ 0 \\ \sin \alpha_x \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \alpha_y \\ \sin \alpha_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \alpha_x \cos \alpha_y \\ -\cos \alpha_x \sin \alpha_y \\ \cos \alpha_x \cos \alpha_y \end{pmatrix}$$

damit wir den Einheitsvektor  $\vec{R}_3$  erhalten, müssen wir  $\vec{r}_3$  noch auf die Länge 1

normieren

$$\vec{R}_3 = \frac{1}{|\vec{r}_3|} \cdot \begin{pmatrix} -\sin \alpha_x \cos \alpha_y \\ -\cos \alpha_x \sin \alpha_y \\ \cos \alpha_x \cos \alpha_y \end{pmatrix}$$

Somit können wir die dritte und letzte notwendige Gleichung zum Lösen dieser Aufgabe anschreiben

$$S_3 = \begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\frac{1}{|\vec{r}_3|} \sin \alpha_x \cos \alpha_y \\ -\frac{1}{|\vec{r}_3|} \cos \alpha_x \sin \alpha_y \\ \frac{1}{|\vec{r}_3|} \cos \alpha_x \cos \alpha_y \end{pmatrix} \quad (10.7)$$

Wir kennen somit die Beträge ( $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$ ), sowie die Richtungen ( $\vec{R}_1$ ,  $\vec{R}_2$  und  $\vec{R}_3$ ) des Langsamkeitsvektors  $\vec{S}_s$  (Glg. 10.5, Glg. 10.6, Glg. 10.7). Damit ist das Gleichungssystem

$$\begin{pmatrix} \cos \alpha_x & 0 & \sin \alpha_x \\ 0 & \cos \alpha_y & \sin \alpha_y \\ -\frac{1}{|\vec{r}_3|} \sin \alpha_x \cos \alpha_y & -\frac{1}{|\vec{r}_3|} \cos \alpha_x \sin \alpha_y & \frac{1}{|\vec{r}_3|} \cos \alpha_x \cos \alpha_y \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}$$

bestimmt, und man kann es nach den Unbekannten  $S_x$ ,  $S_y$  und  $S_z$  auflösen

$$\begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha_x & 0 & \sin \alpha_x \\ 0 & \cos \alpha_y & \sin \alpha_y \\ -\frac{1}{|\vec{r}_3|} \sin \alpha_x \cos \alpha_y & -\frac{1}{|\vec{r}_3|} \cos \alpha_x \sin \alpha_y & \frac{1}{|\vec{r}_3|} \cos \alpha_x \cos \alpha_y \end{pmatrix}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}$$

Kennt man  $S_x$ ,  $S_y$  und  $S_z$  so kann man wie zuvor die Migration der einzelnen Datenpunkte mit der Gleichung 10.4 durchführen.

Aufbauend auf den vorangegangenen Überlegungen zu einer 3D-Migration auf einer geneigten Ebene wurde in MatLab (c) ein 3D-Migrationsprogramm erstellt (siehe Anhang B). In unserem Fall ist die Forderung der Eikonalgleichung nach einer konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit (Kap. 8.2.1) für die untersuchten Gletscher aufgrund der geringen Ausbreitung von Firnflächen erfüllt. Die durch Diffraktionshyperbelanalyse bestimmte Ausbreitungsgeschwindigkeit von  $0.16 \text{ m/ns} \pm 5\%$  (Kap. 10.1) wurde für die 3D-Migration verwendet. Um die basale Topographie der drei Untersuchungsobjekte (Kleinfleisskees, Goldbergkees und Wurtenkees) zu erhalten wurden die interpolierten Ein-Weg-Laufzeitfelder migriert und in Seehöhen umgerechnet.

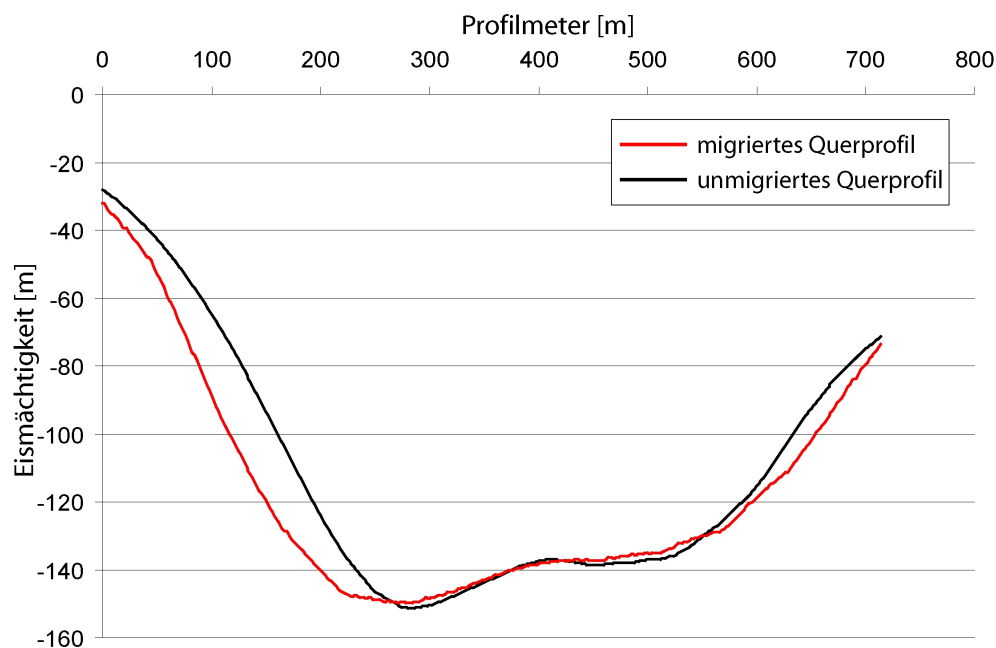


Abbildung 10.16: Die schwarze Linie zeigt die mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit ( $v = 0.16 \text{ m/ns}$ ) in unmigrierte Eisdicken umgerechnete, interpolierte Ein-Weg-Laufzeiten. Die rote Linie zeigt die migrierten Daten für das Querprofil am Kleinfleisskees (siehe Abb. 10.17). Man kann deutlich das zu erwartende Ansteigen des Böschungswinkels in den migrierten Daten beobachten. Die im mittleren Bereich seichter gelegenen migrierten Eisdicken sind auf 3D-Migrationseffekte zurückzuführen.

Abbildung 10.17 zeigt das Ergebnis der 3D-Migration für PP1 und PP2. Abbildung 10.16 zeigt eine Gegenüberstellung von migrierten und unmigrierten Daten eines Querprofils am Kleinfleisskees (siehe Abb. 10.17). Bei den unmigrierten Daten handelt es sich um mit der bestimmten Ausbreitungsgeschwindigkeit ( $v = 0.16$  m/ns) umgerechnete interpolierte Ein-Weg-Laufzeiten. Wie bei einer Migration zu erwarten, werden die Böschungswinkel der Flanken steiler. Die im mittleren Bereich seichter gelegenen, migrierten Eisdicken sind auf 3D-Migrationseffekte zurückzuführen. Bei genauerer Betrachtung der Abbildung 10.17 läßt sich bei PP1, und da vor allem beim Kleinfleisskees ein für einen Kargletscher typische basale Topographie erkennen. PP2 dagegen besitzt eine weitaus komplexeren Untergrund.

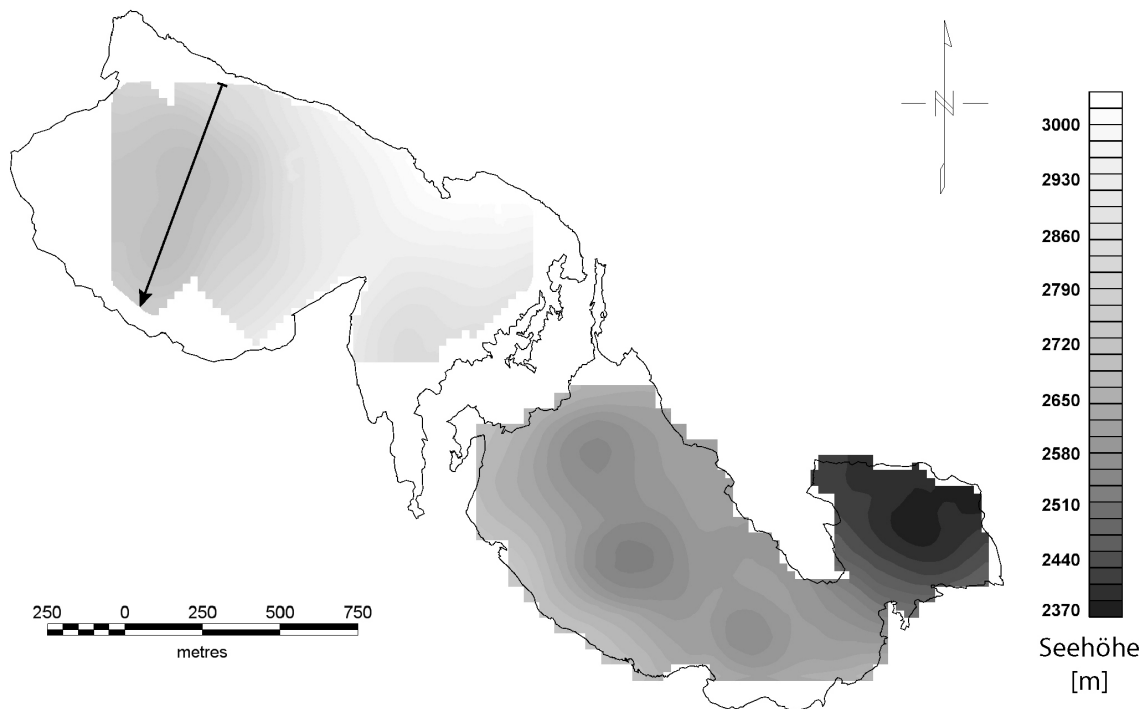


Abbildung 10.17: Ergebnis der 3D-Migration für PP1 und PP2. PP1, besonders der Kleinfleisskees zeigt schon hier eine klassische Kargletscherform, während PP2 eine weitaus komplexere Untergrundstruktur aufweist. Für das schwarz eingezeichnete Profil am Kleinfleisskees sind in der obigen Abbildung 10.16 migrierte und unmigrierte Daten gegenübergestellt.

## 10.4 Konstruktion des Gletscheruntergrunds

Durch das DGM 1998 ist das glazial geprägte Umland der hier untersuchten Gletscher bekannt. Diese Zusatzinformation wird im Sinne der geomorphologischen Interpolation (Kap. 6.3) genutzt, um einen bestmöglichen realistisch glatten Übergang vom berechneten Gletscherbett zum bekannten Gletscherumfeld zu bewerkstelligen. Als ersten Schritt definierten wir das glazial geprägte Umland der Gletscher und schnitten die Gletscherflächen aus. Nachdem wir die Randbereiche des gerechneten Gletscherbetts (Abb. 10.17) beschnitten hatten, wurden das vorbereitete DGM und die beschnittenen gerechneten Daten zusammengespield (Abb. 10.18). Als letzter Schritt wurden die Datenlöcher mittels der robusten Nearest Neighbour Interpolationsmethode geschlossen.

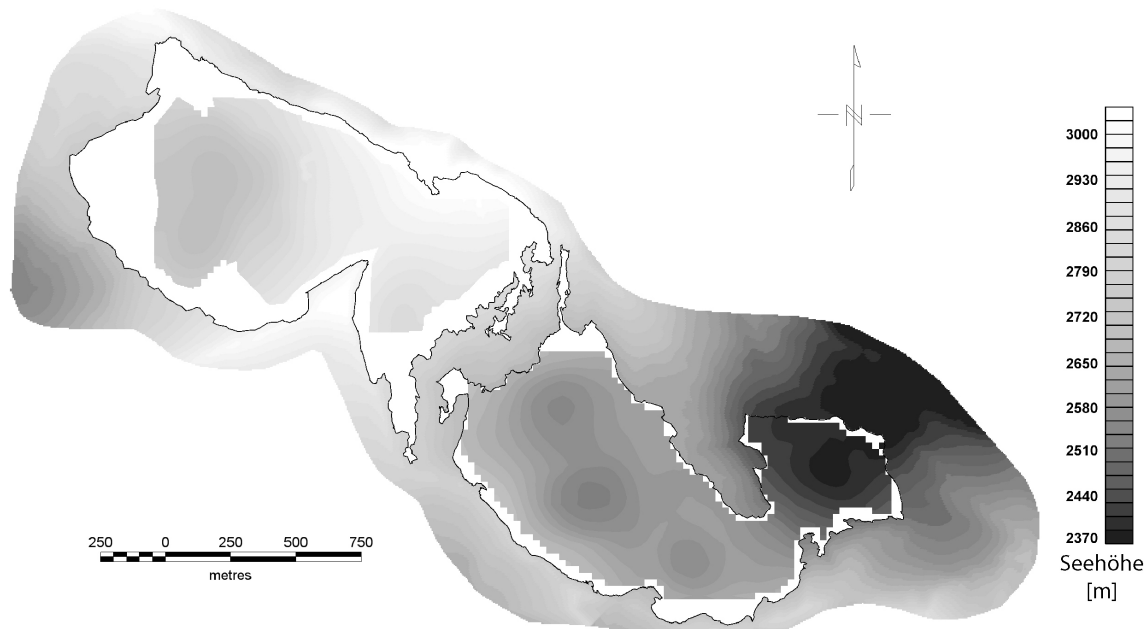


Abbildung 10.18: Das glazial geprägte Umland zusammengespield mit der beschnittenen gerechneten basalen Topographie von PP1 und PP2. Die geomorphologische Interpolation stellt einen realistisch glatten Übergang von den gerechneten zu den bekannten Geländedaten sicher.

## 11 Ergebnisse und Diskussion

Das berechnete Gesamteisvolumen von PP1 (Flk und Gok1, Abb. 10.6) ist  $0.053 \pm 0.011 \text{ km}^3$ . Die berechnete maximale Eisdicke befindet sich im zentralen Gebiet geringer Oberflächenneigung des Flks und ist  $153 \pm 34 \text{ m}$ . Die mittlere Eisdicke von PP1 ist  $42 \pm 9 \text{ m}$ .

Der Kleinfleisskees (Flk) allein besitzt ein Gesamteisvolumen von  $0.045 \pm 0.010 \text{ km}^3$  und eine mittlere Eisdicke von  $53 \pm 11 \text{ m}$ . Der vom Großteil getrennte obere Teil des Goldbergkeeses (Gok1) hat ein Gesamteisvolumen von  $0.007 \pm 0.002 \text{ km}^3$  und eine mittlere Eisdicke von  $18 \pm 5 \text{ m}$ . Für die maximale Eisdicke des Gok1 ergaben die Berechnungen  $54 \pm 9 \text{ m}$ .

Für PP2 ergeben die Berechnungen ein Gesamteisvolumen von  $0.050 \pm 0.011 \text{ km}^3$ . Die maximale Eisdicke von  $162 \pm 36 \text{ m}$  findet man im im höher gelegenen Teil ( $\rightarrow$ oberer Boden, Abb. 11.6) von PP2. Für die mittlere Eisdicke ergeben die Berechnungen  $48 \pm 11 \text{ m}$ .

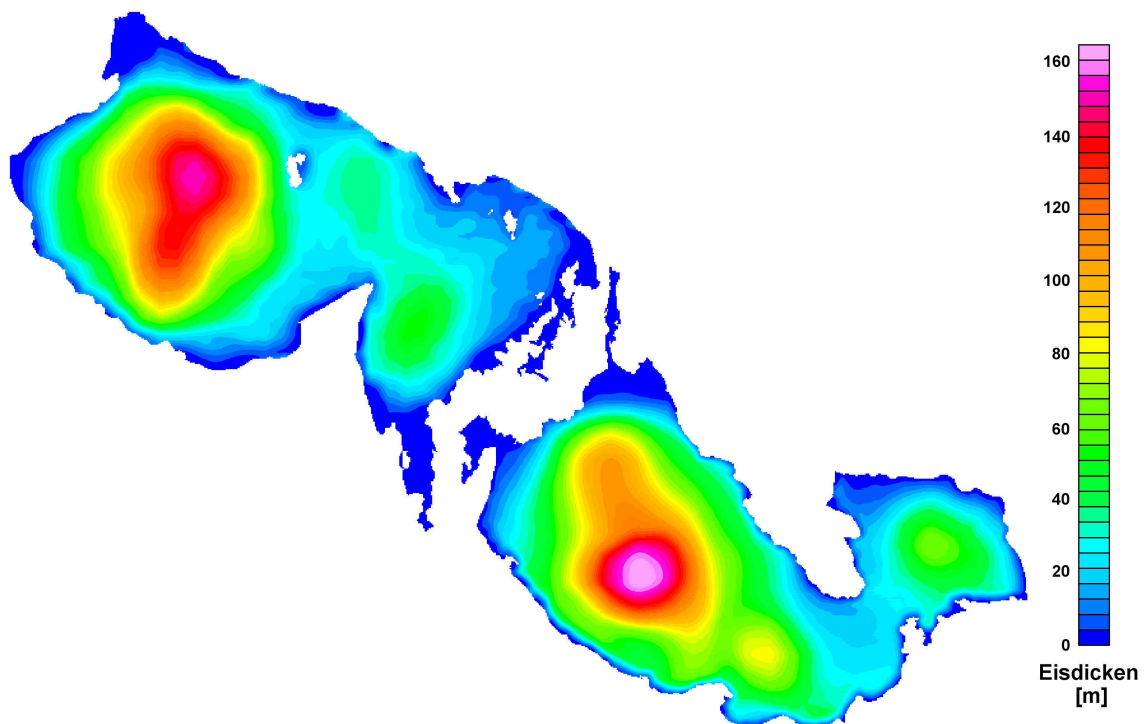


Abbildung 11.1: Die berechneten Eisdicken für den Kleinfleisskees (Flk) und den Goldbergkees (Gok). Die mittleren Eisdicken bewegen sich zwischen 42–52 m, die maximalen zwischen 152–164 m. Die Berechnungen für das Gesamteisvolumen ergaben  $0.045 \text{ km}^3$  für den Kleinfleisskees (Flk) und  $0.059 \text{ km}^3$  für den gesamten Goldbergkees (Gok1 + Gok2). Die weißen Flecken innerhalb von Flk und Gok1 sind Felsinseln.



Für den gesamten Goldbergkees (Gok1 + Gok2) ergeben die Einzelergebnisse ein Gesamteisvolumen von  $0.057 \pm 0.014 \text{ km}^3$  und eine mittlere Eisdicke von  $42 \pm 10 \text{ m}$ .

Vor dieser Studie wurden für die zwei Sonnblickgletscher (Flk und Gok) Eisdicken von um die 70 m erwartet, diese Ergebnisse übertreffen die Spekulationen im Vorfeld dieser Untersuchungen bei weiten. Betrachtet man die berechnete basale Topographie für den Kleinfleisskees (Flk), so zeigt diese ein klassisches Kar (Kap. 6.1). Der Goldbergkees (Gok), insbesondere der untere Teil des Goldbergkeeses (Gok2), weist eine viel komplexere Gletscherbettstruktur auf (Abb. 11.2). Bei vollständigem Abschmelzen der beiden Gletscher, legt die berechnete Untergrundstruktur die Bildung von Seen in den stark ausgeprägten Becken nahe.

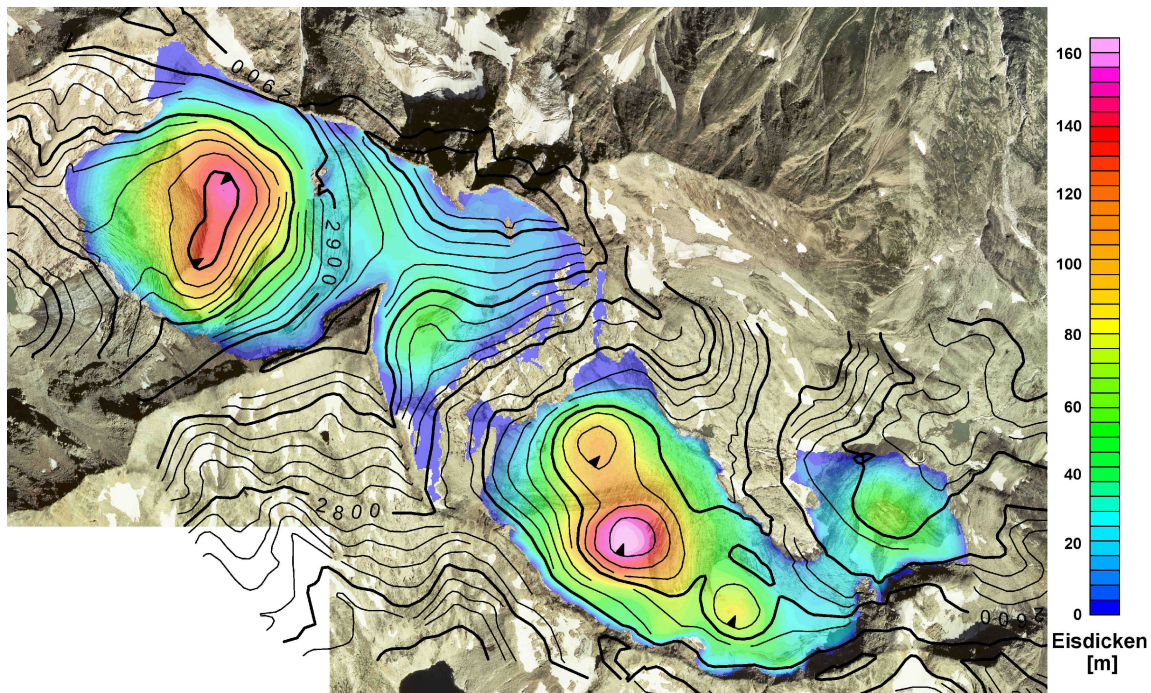


Abbildung 11.2: Die Contourlinien zeigen das berechnete Gletscherbett für den Kleinfleisskees (Flk) bzw. für den Goldbergkees (Gok). Die Eismächtigkeitskarten für die zwei Gletscher ist halbtransparent über das Orthofoto der Befliegung im Jahre 1998 gelegt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der GPR-Datensatz von Frischling (2003) für den unteren Wurtenkees (Wuk1) noch einmal mit der hier präsentierten Auswertestrategie bearbeitet. Die Berechnungen ergeben ein Gesamteisvolumen von  $0.015 \pm 0.003 \text{ km}^3$  und eine mittlere Eisdicke von  $40 \pm 8 \text{ m}$ . Die maximale Eisdicke ist  $79 \pm 15 \text{ m}$ . Diese Ergebnisse sind konsistent mit denen Frischlings (2003) (Tab. 11.9).

Für den oberen Wurtenkees (Wuk2) wurde ein Gesamteisvolumen von  $0.006 \pm 0.002 \text{ km}^3$  und eine mittlere Eisdicke von  $13 \pm 5 \text{ m}$  berechnet. Die berechnete maximale Eisdicke ist  $40 \pm 15 \text{ m}$ .

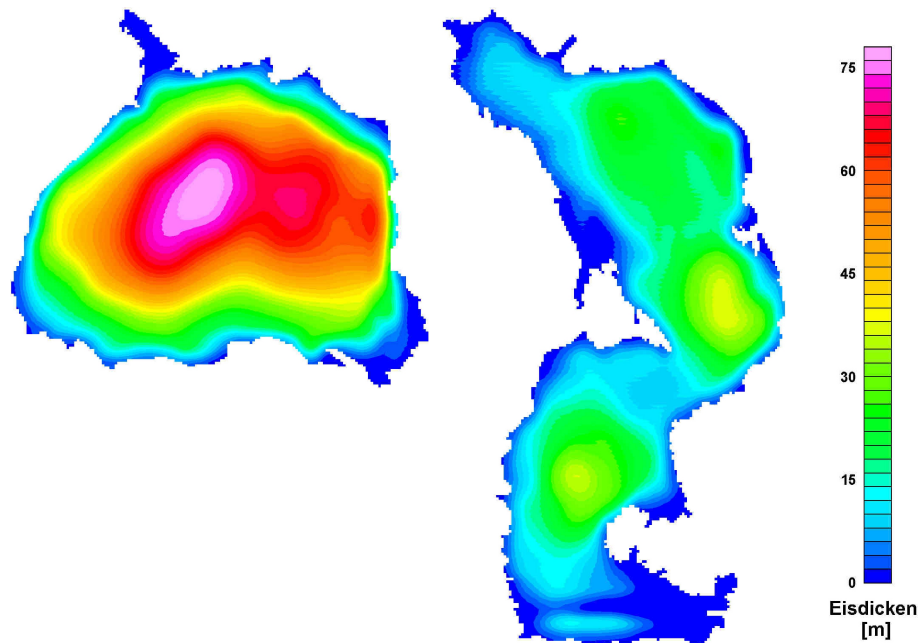


Abbildung 11.3: Die berechneten Eisdicken für den unteren (Wuk1) und den oberen Wurtenkees (Wuk2). Die mittleren Eisdicken bewegen sich zwischen 13–40 m, die maximalen zwischen 40–79 m. Die Berechnungen für das Gesamteisvolumen ergaben  $0.015 \text{ km}^3$  für den unteren (Wuk1) und  $0.006 \text{ km}^3$  für den oberen Wurtenkees (Wuk2).

Die Gletschergeometrie des unteren Wurtenkeeses (Wuk1) weist eine klassische Karstruktur auf (Kap. 6.1). Der obere Wurtenkees (Wuk2) ist nur noch spärlich vorhanden, und zeigt leichte beckenförmige Vertiefungen (Abb. 11.4).

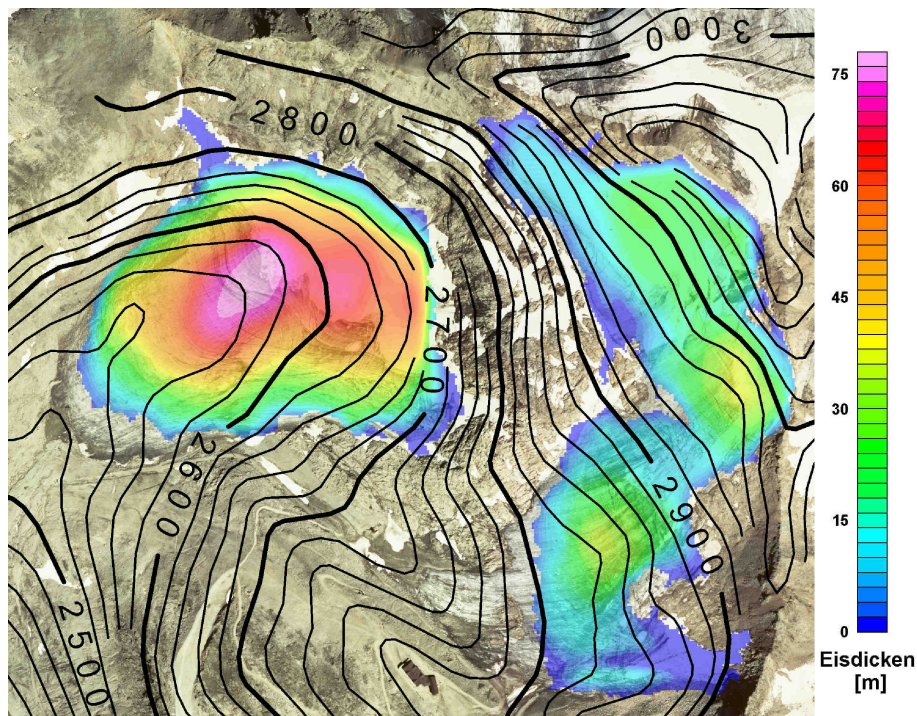


Abbildung 11.4: Die Contourlinien zeigen das berechnete Gletscherbett für den unteren (Wuk1) bzw. für den oberen Wurtenkees (Wuk2). Die Eismächtigkeitskarten für die zwei Gletscher ist halbtransparent über das Orthofoto der Befliegung im Jahre 1998 gelegt.

Abbildung 11.5 stellt die berechneten Eismächtigkeitskarten der untersuchten Gletscher mit einer einheitlichen Farbcodierung gegenüber. Der Hohe Sonnblick (3106 m) beherbergt wesentlich dickere Gletscher wie der Schareck (3123 m).

Die Ergebnisse der ausgeführten Nugget-Tests (Kap. 10.2) bezüglich der zwei unterschiedlichen abgeschätzten Fehler der gepickten Ein-Weg-Laufzeiten von Q-Gruppen 1 und 2 bzw. 3 und 4 (Kap. 10.1), implizieren, daß die größten Fehler beim Interpolieren der Ein-Weg-Laufzeiten entstehen. Daher wurden die berechneten Kriging Fehler auch als Eisdickenfehler der angegebenen mittleren und maximalen Eisdicken verwendet. Der Fehler des Gesamteisvolumens wurde über die Fortpflanzung der einzelnen Varianzen bestimmt. Der Fehler des Gesamteisvolumens ist relativ groß ( $\pm 20\%$ ). Da die Hauptfehlerquelle aber im interpolieren der gemessenen Daten liegt, kann man den Fehler nur durch eine größere Datendichte verringern. Alles in allem machen die gerechneten Gletscherbett- sowie Eismächtigkeitskarten einen plausiblen Eindruck, und werden von den unten folgenden qualitativen Validierungssargumenten gestützt.



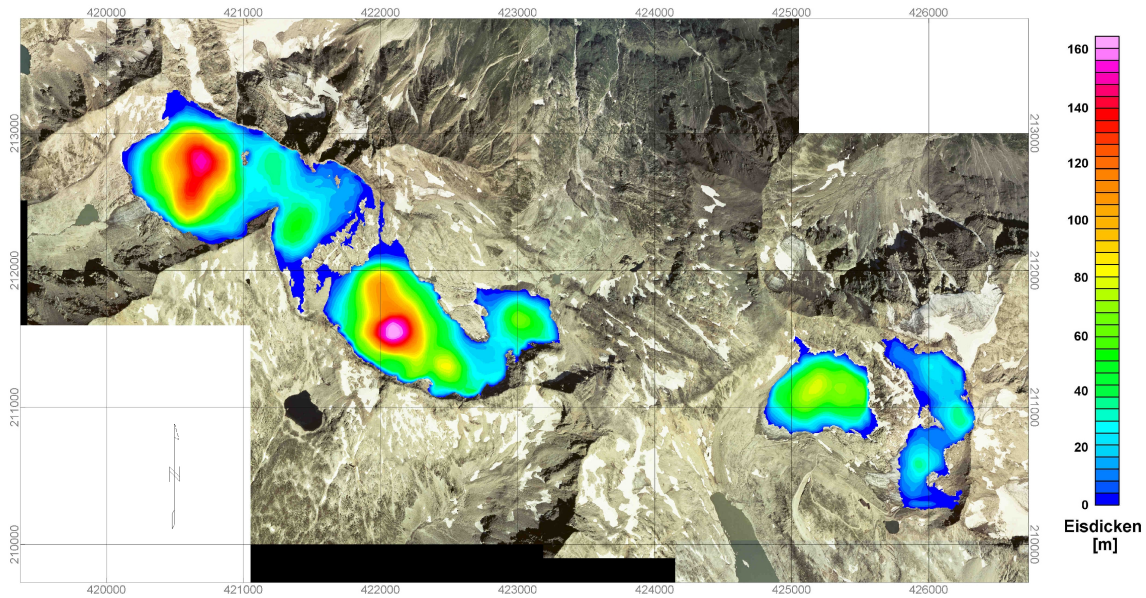


Abbildung 11.5: Die berechneten Eisdicken der vier untersuchten Gletscher im direkten Vergleich.

	$D_{mean}$ [m]	$V$ [km <sup>3</sup> ]	$D_{max}$ [m]	$F_{2003}$ [km <sup>2</sup> ]
Kleinflaiskees	$53 \pm 11$	$0.045 \pm 0.010$	$153 \pm 34$	0.87
Goldbergkees	$42 \pm 10$	$0.057 \pm 0.014$	$162 \pm 36$	1.43
oberes Wurtenkees	$13 \pm 5$	$0.006 \pm 0.002$	$40 \pm 15$	0.43
unteres Wurtenkees	$40 \pm 8$	$0.015 \pm 0.003$	$79 \pm 15$	0.38
	32*	0.012*	78*	

Tabelle 11.9: Endergebnisse für die untersuchten Gletscher.  $D_{mean}$  ist die mittlere Eisdicke,  $V$  das Volumen,  $D_{max}$  die maximale Eisdicke und  $F_{2003}$  die Gletscherfläche im Jahr 2003. Die mit dem Stern (\*) gekennzeichneten Werte sind die Ergebnisse von Frischling (2003) für den unteren Wurtenkees. Die Ergebnisse Frischlings (2003) sind konsistent mit den Ergebnissen dieser Studie.

Aus finanziellen Gründen war es leider nicht möglich eine direkte Validierung (z.B. Eisbohrung bis zum Gletscherbett) dieser Ergebnisse durchzuführen. Eine qualitative Validierung ist aber durch den gletschermechanischen Zusammenhang zwischen der Eisdickenverteilung und der Verteilung der Oberflächenneigungen bei stationären Gletschern möglich. Dieser Zusammenhang findet in der Gleichung 5.21 seinen mathematischen Ausdruck, und besagt, dass tiefes Eis im Bereich geringer Oberflächenneigung und vice versa gefunden werden kann. Die Annahme eines stationären Gletschers trifft auf die untersuchten Gletscher zwar nicht zu, aufgrund den lokalen Gegebenheiten ist aber anzunehmen, dass die Eisdickenverteilung dieser drei Gletscher noch sehr stark von diesem gletschermechanischen Zusammenhang geprägt ist. Die in dieser Studie berechneten maximalen Eistiefen aller drei Gletscher befinden sich in Gebieten geringer Oberflächenneigung. Eine weniger mäch-

tige Eisdecke ist vor allem in den steileren Bereichen der untersuchten Gletscher zu finden. Weiters korrelieren Bereiche geringer Eismächtigkeit mit dem Auftreten von Gletscherspalten ( $\rightarrow$ Inhomogenitäten des Gletscherbetts, Kap. 5.1). Gletscherspaltenregionen wurden aus Luftbildaufnahmen und Bereichen stark erhöhter GPR Reflektivität klassifiziert. Ein besonders anschauliches Beispiel dafür ist der Gok2. Der obere Boden des Gok2 ist durch den Bruch vom unteren Boden getrennt (Abb. 11.6). Die Spaltenzone des Bruchs ist die direkte Folge einer basalen Felstufe und korreliert mit den berechneten geringen Eisdicken (Abb. 11.1, Abb. 11.2, Abb. 11.5).



Abbildung 11.6: Der obere Boden des Gok2 ist vom unteren Boden durch eine basale Steilstufe, den Bruch, getrennt. Typischerweise treten an der Inhomogenität des Gletscherbetts Spalten (Querspalten) auf. Foto: G.Weyss, 2005

Im folgenden Abschnitt werden wir die berechneten Ergebnisse mit einfachen Abschätzungen für die Eismächtigkeitsverteilung und das Gesamteisvolumen vergleichen.

Basierend auf der Annahme einer konstanten basalen Scherspannung  $\tau_b$  (Kap. 5.3) für stationäre Gletscher (Kap. 4), und der Annahme Eis als perfekt plastisches Material mit einer Fließgrenzspannung  $\tau_0$  von 100 kPa (Paterson, 1994; Schlosser, 1997) zu betrachten, kann man mit Gleichung 5.19

$$H = \frac{\tau_0}{f_{typ} \cdot \rho g \cdot \bar{\alpha}_s}$$

die Eisdicken  $H$  abschätzen. Wie bereits bei Abbildung 5.11 wurde als Oberflächenneigung jeweils die im Sinne der Minimierung der räumlichen Varianz der Interpola-

PP1	102 kPa
PP2	109 kPa
Wuk1	43 kPa
Wuk2	86 kPa

Tabelle 11.10: Berechnete  $\tau_b$ -Werte für die vier Untersuchungsobjekte.

tionswerte (Glg. 10.1) optimal geglätteten Neigungsfelder  $A_{opt}$  (Glg. 10.3) verwendet. Die mit Gleichung 5.19 modellierten Eisdicken wurden mit den in dieser Studie berechneten Eisdicken für die zwei Processinggebiete (PP1 und PP2, Abb. 10.6) des Sonnblicks verglichen. Regressionsanalysen zeigen hohe Korrelation für PP1 ( $R^2 = 0.84$ ) und einen geringeren Korrelationskoeffizienten für PP2 ( $R^2 = 0.49$ ). Der niedrige Korrelationskoeffizient für PP2 ist auf seine komplexere subglaziale Geometrie zurückzuführen, die die Annahme einer konstanten basalen Scherspannung problematisch macht.

Basierend auf der gleichen Beziehung (Glg. 5.19) wurden Werte für die basale Scherspannung  $\tau_b$  berechnet, die das in dieser Studie berechnete Volumen reproduzieren würden. Tabelle 11.10 zeigt die Ergebnisse für die vier Untersuchungsgebiete. Die berechneten  $\tau_b$ -Werte der Untersuchungsobjekte PP1, PP2 und Wuk2 liegen alle im von Nye (1952a und 1952b) berechneten Bereich von 50–150 kPa. Wobei der berechnete Wert für PP1 (Flk + Gok1) von 102 kPa größtenteils das Kleinfleisskees (Flk, Abb. 9.2) repräsentiert. Für zukünftige Berechnungen wäre sicher eine Trennung des Kleinfleisskeeses und des Gok1 sinnvoll.

Der geringe Wert für Wuk1 von 43 kPa ist ein Hinweis auf den starken Rückgang des Gletschers im letzten Jahrhundert (vergl. Abb. 4.1) und den aktuellen Zustand. Die berechnete mittlere Eisdicke von  $13 \pm 5$  m und die im Vergleich zu den anderen Untersuchungsobjekten größere mittlere Oberflächenneigung, legen diesen geringen Wert für die basale Scherspannung nahe.

Über ein Potenzgesetz

$$V = S^\gamma$$

wo  $V$  das Eisvolumen in  $[\text{km}^3]$ ,  $S$  die Gletscherfläche in  $[\text{km}^2]$  und  $\gamma$  der dimensionslose Volumen–Flächen Exponent ist; läßt sich das Gesamteisvolumen eines Gletschers abschätzen. Bahr et al. (1997) leiten über physikalische Gletschercharakteristiken einen Volumen–Flächen Exponent  $\gamma$  von 1.375 für alpine Talgletscher ab. Danach würde PP1 ein Gesamteisvolumen von  $1.37 \text{ km}^3$  und PP2 eines von  $1.06 \text{ km}^3$  besitzen. Beide Werte sind weit weg von den berechneten Eisvolumina und legen somit den Schluß nahe, das Standard Volumen–Flächen Beziehungen für kleine ( $< 2 \text{ km}^2$ ), sich zurückziehende alpine Talgletscher (Kap. 3) nicht zutreffen.

Typischerweise lassen sich Beziehungen charakteristischer Werte über Potenzgesetze beschreiben (Schmidt und Housen, 1995). Neben der Volumen–Flächen Beziehung bestimmte Bahr (1997) statistisch noch andere Exponenten von Potenzgesetzen zwischen gletschercharakteristischen Werten. Aber wie die Volumen–Flächen Beziehung zuvor, waren die bestimmten Exponenten nicht brauchbar für die drei untersuchten Gletscher. Die von Bahr (1997) statistisch bestimmten gletschercharakteristischen Parameter unterscheiden sich völlig von den gletschercharakteristischen Parametern der drei untersuchten Gletschern. Bei den untersuchten Gletschern handelt es sich um kleine ( $<2 \text{ km}^3$ ), sich zurückziehende Gletscher. Aufgrund der Klimageschichte des letzten Jahrhunderts besitzen sie keine ausgeprägte Gletscherzunge mehr, die sich in einem U-förmigen Tal ausbreitet. Das könnten Erklärungen für das Nichtübereinstimmen der gletschercharakteristischen Parameter sein.

Die Frage der optimalen horizontalen Glättungsdistanz bei der Minimierung der räumlichen Varianz der Interpolationswerte (Glg. 10.1) bleibt in dieser Arbeit unbeantwortet. Die von Bindschadler (1982) vorgeschlagene Definition einer horizontalen Glättungsdistanz von  $8\text{--}16\times$  der Eisdicke ist im Falle von alpinen Talgletschern aufgrund der kleinräumigen großen Varianz der Eisdicke nicht brauchbar. Ein möglicher Ansatz wäre, die horizontale Glättungsdistanz über ein Vielfaches der mittleren Eisdicke des Gletschers zu definieren. Im Falle der zwei untersuchten Gletscher am Sonnblick würde man mit dem empfohlenen Faktor von  $8\text{--}16\times$  und unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen auf eine Distanz von 264–816 m für PP1, und 296–944 m für PP2 kommen. Diese Werte für die horizontale Glättungsdistanz scheinen in ihrer Größenordnung realistisch zu sein. Um diese offene Frage zu beantworten sind aber noch weitere Datenanalysen, sowie Daten von anderen alpinen Talgletschern notwendig.

Eine weitere interessante, offene Frage ist die Quantifizierung des absoluten Fehlers aufgrund der vollständigen in dieser Arbeit präsentierten Auswertetechnik (Interpolation + 3D-Migration + geomorphologische Interpolation). Dafür würde sich ein Experiment mit synthetisch erzeugten Daten anbieten. Weiters wäre für die Zukunft eine direkte Validierung der berechneten Daten mithilfe von z.B. Gletscherbett-Bohrungen an geeigneten Punkten interessant, oder alternativ weitere geophysikalische Messungen um z.B. die berechneten maximalen Eisdicken zu validieren.

## 12 Schlussfolgerung

Das Ziel dieser Arbeit war das Erzeugen von Gletscherbett- sowie Eismächtigkeitskarten, und folglich das Bestimmen des Gesamteisvolumens basierend auf GPR Daten. Die Untersuchungsobjekte waren der Kleinfleisskees (Flk) und der Goldbergkees (Gok) am Hohen Sonnblick (3106 m), sowie der Wurtenkees (Wuk) am Scharek (3123 m). Die gewonnenen Datensätze sind besonders für die zwei Sonnblickgletscher durch eine unregelmäßige und spärliche Datenverteilung charakterisiert. Aufgrund dessen war ein Schwerpunkt dieser Studie, das Entwickeln einer geeigneten Interpolationsstrategie um plausible Ergebnisse zu erhalten. Schließlich wurde die Kriging Interpolationstechnik und ein auf gletschermechanische Überlegungen basierender Interpolationswert verwendet.

Geophysikalische Untersuchungen von kleinen, schwer zugänglichen Gletschern haben oft mit ökonomischen sowie logistischen Einschränkungen zu kämpfen. Diese Umstände haben meist eine unregelmäßige und spärliche Datenverteilung zur Folge. Die in dieser Arbeit präsentierte Interpolationsstrategie liefert objektive, reproduzierbare und plausible Ergebnisse auf Basis derartiger Datensätze. Allgemein kann dieser Interpolationsansatz für alle Zero Offset Daten (GPR, Seismik), aber auch direkt für die Interpolation von Eisdicken verwendet werden. Im Falle der direkten Interpolation von Eisdicken würde man auf das Produkt der Eisdicke mit der Oberflächenneigung als Interpolationswert zurückgreifen müssen.

Bedenkt man das Standard Volumen–Flächen Beziehungen für kleine alpine Talgletscher nicht geeignet sind, könnten Gesamteisvolumina, berechnet mit der hier entwickelten Interpolationsmethode, die Basis für ein passendere Volumen–Flächen Beziehung für kleine alpine Talgletscher bilden. Das würde eine genauere Abschätzung des globalen Gesamteisvolumen liefern. Unter anderem ist das globale Gesamteisvolumen ein grundlegender Parameter für Prognosen des Meeresspiegelanstiegs.

Neben der Interpolation von Daten kleiner Gletscher, kann man den hier präsentierten Ansatz auch für größere Gletscher verwenden, die eine komplexere basale Geometrie besitzen.



## Abbildungsverzeichnis

1.1	Verlauf der globalen CO <sub>2</sub> -Emissionen in den letzten 10.000 Jahren. Seit etwa 40 Jahren existieren instrumentell erfasste CO <sub>2</sub> -Daten (rote Datenpunkte). Die Daten davor wurden aus Eisbohrkernen rekonstruiert, haben daher auch einen größeren Fehlerschwankungsbereich. Man beachte den globalen CO <sub>2</sub> -Anstieg mit Beginn der Industrialisierung ( $\sim 1750$ , kleines Fenster in Abb.). (IPCC, 2007) . . . . .	1
1.2	Rekonstruierter Temperaturverlauf der letzten 2000 Jahre. Auf instrumentell erfasste Temperaturdaten kann man für die letzten 150 Jahre zurückgreifen. Spätere Daten sind durch Analyse von Proxydaten (Eisbohrkerne, Baumringanalysen,...) rekonstruiert worden. Der typische Temperaturverlauf ist weitläufig auch als <i>hockey stick</i> bekannt. Diese Abbildung ist aus mehreren wissenschaftlichen Veröffentlichungen der letzten Jahre erzeugt worden. (Rohde, 2005) . . . .	2
1.3	Temperaturverlauf am Hohen Sonnblick (3106 m) in der Hohen Tauern Region der Ostalpen. (Auer et al., 2006) . . . . .	4
1.4	Untersuchungsgebiet in der Goldberggruppe (Hohen Tauern Region, Zentralösterreich). . . . .	5
1.5	Seit 1886 werden am Sonnblick Observatorium Klimadaten aufgezeichnet, seit 1896 wird ein Gletschermonitoring betrieben. Foto: L.Rasser, 2002 . . . . .	6
2.1	Gebiete in denen die Vorraussetzungen für die Genese eines Gletschers gegeben sind erstrecken sich vom Meeresniveau in den polaren Regionen, bis in Seehöhen von $>5500$ m am Equator. In den Alpen findet man potentielle Gebiete in einer Seehöhe von $\geq 2800$ m über Meeresniveau. Diese Angaben gelten für das derzeitige Klima. (Grotzinger et al., 2007) . . . . .	7
2.2	Die Metamorphose von Schnee zu Gletschereis. (Grotzinger et al., 2007) . . . . .	8
2.3	Schematische Skizze eines alpinen Gletschers. Auf die hier schon eingezeichnete Moräne wird später noch genauer eingegangen (siehe Kap.6, $\rightarrow$ <i>Endmoräne</i> ). . . . .	10
3.1	Schematische Darstellung eines alpinen Talgletschers. (Grotzinger et al., 2007) . . . . .	12

3.2	Die Pasterze ist der größte Gletscher der Ostalpen und somit auch Österreichs (18.5 km <sup>2</sup> ). Sie gehört zur alpinen Talgletscher-Untergruppe der Firnuldengletscher. Im Hintergrund kann man den Johannisberg (3453 m) erkennen, der zentral im Akkumulationsgebiet der Pasterze steht. Im Vordergrund, an der Gletscherstirn, entsteht ein neues Gletschertor. Foto: G.Weyss, 2006 . . . . .	13
3.3	Das Kleinfleisskees (0.87 km <sup>2</sup> ) am Hohen Sonnblick (3106 m) ist ein Kargletscher. Seit 1896 wird ein Gletschermonitoring betrieben und seit 1999 wird jährlich die Massenbilanz bestimmt. Foto: Fotoarchiv Sonnblickverein, 2006 . . . . .	13
3.4	Der Alteckteil des Wurtenkeeses unter dem Alteck (2942 m) im Jahre 1999. Im Jahr 2001 ist schließlich der Alteckteil des Wurtenkeeses zur Gänze verschwunden. Foto: Fotoarchiv Sonnblickverein, 1999 . . . . .	14
3.5	Diese Aufnahme zeigt einen polaren Piedmontgletscher. Foto: Alfred Wegener Institut (AWI), Bremerhaven, 2006 . . . . .	14
3.6	Piedmontgletscher oder Vorlandgletscher gehören wohl zu den bizarrsten Naturerscheinungen. Diese Piedmontgletscher befinden sich in der Nähe des Surprise Fjords, im Süden der Axel Heiberg Insel in der kanadischen Arktis. Foto: www.swisseduc.ch, 2008 (J.Alean) . . . . .	14
3.7	Die Berge der Sentinel Range überragen als Nunataker die Hochfläche der antarktischen Inlandeis Massen. Foto: Grotzinger et al., 2007. . . . .	15
3.8	Ein kalbender Gletscher im Glacier Bay National Park, Alaska. Foto: Grotzinger et al., 2007 . . . . .	15
3.9	Eismächtigkeitskarte der Antarktis, erzeugt aus Daten geophysikalischer Messungen und Bohrungen. (Grotzinger et al., 2007) . . . . .	16

- 3.10 In Island treffen bekanntlich die Naturgewalten aufeinander. Diese spektakulären Aufnahmen entstanden beim Ausbruch des vom Vatnajökull begrabenen Vulkans Grímsvötn im Oktober 1996. Die 400–700 m dicke Eisdecke des Vatnajökull wurde größtenteils im Bereich des Ausbruchs (9 x 2-3 km) innerhalb kurzer Zeit geschmolzen. Das Schmelzwasser sammelte sich über mehrere Wochen in der Grímsvötn–Caldera und kam ein Monat später in Form einer Flutwelle zum Vorschein (volcanoes.usgs.gov, 2008). Foto: Magnús Tumi Guðmundsson, Science Institute, University of Iceland, 1996 . . . . . 16
- 3.11 Am Hochkönig (2941 m) trifft man mit der 'Übergossenen Alm' einen Plateaugletscher in unseren Breiten an. Im mittelalterlichen Klimaoptimum (9.-14. Jhdt.) wurde der Sage nach, unter den heutigen Eisfeldern Almwirtschaft betrieben (www.sagen.at, 2008). Foto: G.Summere, 2007 . . . . . 17
- 3.12 Am Kilimandjaro trifft man aufgrund seiner Höhe von 5895 m auf Bedingungen, die noch das ewige Eis entstehen lassen. Das Bild zeigt den Furtwängler–Gletscher. Der Gletscher ist ein Teil des verbliebenen Rests der gewaltigen Eiskappe, die früher den Kilimandjaro bedeckte. Foto: unbekannt, 2003 . . . . . 17
- 4.1 Fotoserie Wurtenkees, Standpunkt 'Staudamm B' mit Blick aufs Alteck (2942 m). Die Aufspaltung des Wurtenkeeses in einen westlichen Wurtenkees (Alteck-Gletscherteil) und einen östlichen Wurtenkees (Schareck-Gletscherteil) vollzog sich im Jahre 1976. Im Jahr 2001 ist schließlich das westliche Wurtenkees zur Gänze verschwunden. 1978 wurde ein Staudamm errichtet, um Wasser zur Energiegewinnung zu speichern. Fotos: Fotoarchiv Sonnblickverein, 1896,1949,1959,1969,1983,2001 18
- 4.2 Die Längenänderungen von drei schweizer Gletscher. Der Aletsch ( $\sim 86 \text{ km}^2$ ) und Morteratschgletscher ( $\sim 16 \text{ km}^2$ ) zeigen fast keine Reaktion auf kurzweilige Klimaschwankungen (1910-1925, 1970-1990). Der viel kleinere Steingletscher ( $\sim 4 \text{ km}^2$ ) reagiert hingegen auf die kurzweiligen Klimaschwankungen. Um derartige Vergleiche zu ziehen muss man stets sicher sein, dass die verglichenen Gletscher ähnlichen regionalen Klimabedingungen ausgesetzt sind da diese regional stark variieren können. (Hambrey und Alean, 2004, S. 51) . . . . . 19

4.3	Mittels eines Dampfbohrers werden Ablationspegel (z.B. Plastikrohre) im Eis versenkt. Durch regelmäßiges ablesen kann man dadurch punktuell die Ablation bestimmen. Foto: G.Weyss, 2005 . . . . .	21
4.4	Über Schneeprofile wird zusätzlich zur Schneemächtigkeit die Schneedichte bestimmt. Foto: G.Weyss, 2005 . . . . .	21
4.5	Die klassische Schneesondierung. Foto: G.Weyss, 2005 . . . . .	21
4.6	GPR-Schneemächtigkeitsmessung mit einer Messfrequenz von 500 MHz. Foto: G.Koboltschnig, 2005 . . . . .	21
4.7	Die Jahresbilanz $b_n$ der zwei Sonnblickgletscher (Kleinfleisskees und Goldbergkees) des Haushaltsjahres 2003-2004.(Hynek, in Druck) . . .	22
4.8	Die spezifischen Massenbilanzen $\overline{b_n}$ vom Goldbergkees am Hohen Sonnblick (3106 m) mit der jeweils beobachteten spezifischen Winterbilanz $\overline{b_w}$ und spezifischen Sommerbilanz $\overline{b_s}$ . In den ersten zwei Beobachtungsjahren wurde lediglich die Winterbilanz bestimmt. (Hynek, 2007)	23
4.9	Die spezifischen Massenbilanzen $\overline{b_n}$ der beobachteten Gletscher in der Goldberggruppe im Zeitraum von 1982/83 – 2006/07. WUK...Wurtenkees, GOK...Goldbergkees, FLK...Kleinfleisskees. (Hynek, 2007) . . . . .	24
5.1	Der obere Boden des Goldbergkees ist vom unteren Boden durch eine basale Steilstufe, den Bruch, getrennt. Typischerweise treten an der Inhomogenität des Gletscherbetts Spalten (Querspalten) auf. Im Randbereich lassen sich noch zahlreiche Randspalten (Bergschrund) beobachten. Foto: G.Weyss, 2005 . . . . .	26
5.2	Graphische Darstellung der Gleichung 5.1 für viskose Materialien. Der Exponent $n$ wurde variiert. Der Grenzwert $n = \infty$ beschreibt einen perfekt plastischen Körper. . . . .	27
5.3	Die schwarzen Pfeile stellen relative Geschwindigkeitsvektoren dar. Für einen alpinen Talgletscher erhält man durch den Fließmechanismus der inneren Deformation die typische horizontale sowie vertikale parabolische Fliessgeschwindigkeitsverteilung. (Grotzinger et al., 2007)	28

5.4	Längsschnitt einer unendlich ausgedehnten Platte zum Herleiten einer Beziehung für die Scherspannung $\tau_{xz}$ . Das Koordinatensystem ist rotiert. Die x-Achse verläuft parallel und die z-Achse normal zur Auflagefläche der Platte. $H$ ist die Plattendicke in Lotrichtung, parallel zur Richtung der Erdbeschleunigung $g$ . $H_z$ ist die Plattendicke in z-Richtung. . . . .	29
5.5	Veränderung des Durchflusses als Funktion von Eisdickenänderungen nach Gleichung 5.9. . . . .	32
5.6	Die schwarzen Pfeile stellen relative Geschwindigkeitsvektoren dar. Das basale Gleiten äußert sich in einem konstanten Versatz der Eismasse. Das Extrembeispiel stellen <i>Surge</i> -Gletscher dar. Diese Gletscher haben aktive Phasen, in denen sie Fließgeschwindigkeiten an den Tag legen, die ihre durchschnittliche Fließgeschwindigkeit um mehr als das 100fache übersteigen (100te Meter in wenigen Tagen). Diese aktiven Phasen von Surge-Gletschern sind wahrscheinlich auch auf einen Mechanismus des basalen Gleitens zurückzuführen. Der genaue Ablauf eines Surges ist aber noch Gegenstand aktueller Forschungen.(Grotzinger et al., 2007) . . . . .	33
5.7	Ebenes, rigides Gletscherbett mit gleichmäßig verteilten Hindernissen. Ein einzelnes Hindernis ist ein Würfel der Kantenlänge $L$ . Die einzelnen Hindernisse haben jeweils einen Abstand von $L_b$ voneinander. Der Wasserfilm direkt am Gletscherbett ist durch die blaue Farbe gekennzeichnet. . . . .	34
5.8	Skizze zum Regulationsmechanismus. . . . .	35
5.9	Skizze zum Mechanismus des erhöhten plastischen Fließens. Die grauen Pfeile sollen qualitativ den Verlauf einzelner Fließlinien veranschaulichen. Jeder Fließlinie wurde noch eine qualitative Fließgeschwindigkeit $(v_1, v_2, v_3)$ zugewiesen. Der schattierte Bereich soll den Einflußbereich eines Hindernisses auf das Fließverhalten skizzieren. Dieser Einflußbereich hängt direkt von der Hindernisgröße $L$ ab. . . . .	37
5.10	Skizze zum Parameter $f_{typ}$ . . . . .	42
5.11	Modellierte Eisdicken $H$ für die zwei untersuchten Gletscher am Hohen Sonnblick (3106 m). Die rote Berandung zeigt die Gletscherumrisse vom Jahre 2003. . . . .	43

6.1	Gletscherschliff im Wasserfallwinkel im Gletschervorfeld des Südlichen Bockkarkees. Der Südliche Bockkarkees befindet sich orographisch links vom Hufeisenbruch der Pasterze. Die einstige Fließrichtung des Gletschers ist eindeutig festzustellen und durch Pfeile gekennzeichnet. Foto: G.Weyss, 2005 . . . . .	44
6.2	Das Imbachhorn (2470 m) besitzt ein ausgeprägtes Kar (Imbachkar), das sich nach Norden in Richtung Zeller See (Sbg.) erstreckt. Bei dem Gipfel linker Hand des Imbachhorns handelt es sich um das Große Wiesbachhorn (3564 m), rechter Hand um den Hohen Tenn (3368 m). Foto: D.Binder, 2008 . . . . .	45
6.3	Die Fleisscharte am Hohen Sonnblick (3106 m) verbindet den Kleinfleisskees (rechte Bildhälfte) mit dem Goldbergkees. Der gegenüberliegende Gipfel ist der Golbergspitz mit 3073 m. Das Eis ist nicht mehr sehr mächtig in diesem Bereich (siehe Kap. 11). Die Scharte, die bei völligem Verschwinden des Eises zum Vorschein kommen wird, ist schon gut nachvollziehbar. Foto: G.Weyss, 2005 . . . . .	46
6.4	Skizze zur Entstehung eines Roches Moutonné (glacial plucking ...Detraktion; Abrasion, polishing ...Detersion). Das Foto zeigt den Lembergt Dome im Yosemite National Park, Kalifornien, USA. (piru.alexandria.ucsb.edu, 2008) . . . . .	46
6.5	Skizze zu einem Trogtal. . . . .	47
6.6	Das Anlauftal im südöstlichen Talschluß des Gasteinertals ist ein glazial geprägtes Trogtal. Vergleiche mit Abbildung 6.5. Der markante Berggipfel im Hintergrund ist der Ankogel (3252 m). Foto: D.Binder, 2006 . . . . .	48
6.7	Der Goldbergkees im Jahre 1992. Transparent gelb skizziert ist die noch sichtbare Endmoräne des letzten größeren Gletschervorstoßes im Jahre 1920. Transparent grün skizziert ist der Sanderbereich mit dem Gletscherbach des Goldbergkeeses. Foto: Fotoarchiv Sonnblickverein, 1992 . . . . .	49
7.1	Die erste Maxwell-Gleichung, oder das Durchflutungs- bzw. Ampère'sches-Gesetz (Glg. 7.1). . . . .	52
7.2	Die zweite Maxwell-Gleichung, oder das Induktions- bzw. Faraday'sche-Gesetz (Glg. 7.2). . . . .	53
7.3	Die dritte Maxwell-Gleichung, oder das Gauss'sche-Gesetz (Glg. 7.3). . . . .	53
7.4	Die vierte Maxwell-Gleichung (Glg. 7.4). . . . .	53

7.5	Die Dämpfung als Funktion der Messfrequenz für drei representative Materialien. Das GPR-Plateau beschreibt den sinnvollen Einsatzbereich des GPRs. Bei Messfrequenzen $>10^8$ Hz (100 MHz) nimmt die Dämpfung überproportional zu. Der starke Anstieg im Gigaherzbereich ( $>10^9$ ) ist dem Relaxationseffekt des Wassermoleküls zuzuschreiben. . . . .	57
7.6	Prinzipskizze zur Entstehung einer Diffraktionshyperbel in einem Radargramm. . . . .	60
7.7	Der Asymptotenwinkel $\alpha$ ist eine Funktion der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_{rms}$ . . . . .	61
7.8	Beispiel für Diffraktionshyperbeln in einem Radargramm. Die bestimmte Geschwindigkeit $v_{rms}$ von 0.167 m/ns entspricht der Ausbreitungsgeschwindigkeit in Eis. . . . .	62
7.9	Skizze zur Herleitung von $F_r$ . . . . .	63
7.10	Der Radius der 1. Fresnelschen Zone $F_r$ für Eis ( $v_{Eis}=0.167$ m/ns) variabler Mächtigkeit. Für eine Messfrequenz von 20 MHz ( $\lambda=8.4$ m) ist der Radius der 1. Fresnelschen Zone $F_r$ als Funktion der Mächtigkeit der Eisschicht dargestellt. . . . .	63
7.11	Prinzipskizze einer Common Offset Messung. . . . .	65
7.12	Prinzipskizze einer WARR Messung. . . . .	65
7.13	Prinzipskizze einer CMP Messung. . . . .	66
8.1	Eine Exploding Reflector Laufzeit-Modellierung von Zero Offset Daten eines 4-Schicht-Modells. Wobei der erste Reflektor undulierend (a), der zweite horizontal (b) und der dritte geneigt (c) verläuft. Die linken Abbildungen (a,b,c) zeigen den Verlauf der Wellenstrahlen für die einzelnen Reflektoren. Die korrespondierenden rechten Abbildungen zeigen die berechneten Laufzeiten. Das letzte Abbildungspaar (d) zeigt einerseits das Geschwindigkeits-Tiefen Verteilung des verwendeten 4-Schicht-Modells, andererseits die Superposition der vorher gerechneten Laufzeiten der einzelnen Reflektoren. (Yilmaz, 1987, S. 469)	71
8.2	Bei der 2D-Migration geht man davon aus, dass alle Reflexionen ihren Ursprung in der vertikalen Schnittebene, durch das oberflächlich festgelegte Profil, haben. Das schwarze Quadrat am unteren Ende der strichlierten Linie ist der unmigrierte Tiefenpunkt. Der schwarze Punkt am Ende der durchgezogenen Linie stellt den migrierten Tiefenpunkt dar. . . . .	72

8.3	Mit der einfachen Beziehung 8.1 kann man gleichmäßig geneigte Horizonte migrieren. Geneigte Reflektoren weisen nach einer Migration einen steileren Winkel auf ( $\alpha < \beta$ ). . . . .	72
8.4	Gewähltes Koordinatensystem für einen schematischen alpinen Talgletscher. Die y-Achse verläuft parallel zur Fließlinie des Gletschers, die x-Achse normal dazu. . . . .	75
9.1	Die Goldberggruppe im Laufe der letzten 150 Jahre. Etwa ein Viertel der vergletscherten Fläche von 1850 ist 1998 noch vorhanden, eine Trendumkehr ist noch nicht in Sicht. (Hynek, 2007) . . . . .	79
9.2	Das Luftbild des Untersuchungsgebiets aus dem Jahre 1998 (Auer et al., 2002). Die Gletscherränder aus der Befliegung im Jahre 2003 sind rot eingezeichnet (interne Gletscherdatenbank ZAMG, 2008). Grenzen von Felsinseln innerhalb des Gletschers sind nicht gekennzeichnet. Die strichlierte Linie deutet die Fleisscharte an, die den Flk vom Gok1 trennt. Die gelben Rechtecke verweisen auf den Gipfel des Hohen Sonnblicks (3106 m), bzw. auf den des Scharecks (3123 m). . . .	80
9.3	Aufgrund der fortschreitenden Erwärmung ereignete sich im Jahre 2002 ein kleiner Eissturz, bei dem die spärlichen Überreste der Gletscherzunge des Kleinfleisskeeses in die Tiefe stürzten. Fotos: Fotoarchiv ZAMG, 2002 . . . . .	81
9.4	Die MLF Antenne mit 20 MHz Einstellung fixiert auf dem Glasrahmen. Zur besseren Manövrierbarkeit wurde noch eine Plane untergelegt und befestigt. Foto: B.Hynek, 2004 . . . . .	83
9.5	Die gegebene Infrastruktur der Mölltaler Gletscherbahnen erleichterte die Feldarbeiten am Wurtenkees. Mitte rechts sieht man den Hohen Sonnblick (3106 m) mit dem auf der Nordseite des Alpenhauptkammes situierten Goldbergkees. Foto: G.Pistotnik, 2004 . . . . .	84
9.6	Die dicken schwarzen Linien zeigen die Profile, die in einem Zeitraum von November 2003 bis Mai 2004 gemessen wurden. Die dünnen schwarzen Linien zeigen Profile früherer (Wuk1 – November 2002, Sonnblick – Mai 2003) Messkampagnen, deren Daten im Rahmen dieser Diplomarbeit mit ausgewertet wurden. . . . .	85
9.7	Maximale Eismächtigkeiten von bis zu 110 m konnten gemessen werden. Der Reflexionshorizont des Gletscherbetts ist durch die rot strichliert, punktierte Linie gekennzeichnet. Bei den Daten handelt es sich um ein bereits processiertes Radargramm (Kap. 10.1). . . . .	86



10.1	Topographisch korrigiertes Radargramm mit eindeutiger Gletscherbetteflexion. Der Reflexionshorizont des Gletscherbetts ist durch die rot strichliert, punktierte Linie gekennzeichnet. . . . .	88
10.2	Neben dem Bestimmen der GPR Ausbreitungsgeschwindigkeit in den untersuchten temperierten Gletschern, eignen sich die Diffraktionshyperbeln zum Abschätzen von Mindesteisdicken. Zum korrekten Picken von Diffraktionshyperbeln ist eine topographische Korrektur an den Daten anzubringen. Die einzelnen Reflexionshorizonte des Gletscherbetts sind durch rot strichliert, punktierte Linien gekennzeichnet. . . .	89
10.3	Das Spektrum für jeden einzelnen Messpunkt eines GPR Profils mit hohem Anteil an übersteuerten Signalen. Die 20 MHz Einstellung der MLF 3200 Antenne entspricht einer 30 MHz GPR Messung im Eis. Man kann eindeutig die Existenz der einzelnen Oberwellen feststellen. . .	90
10.4	Die gewählte Processingstrategie für Daten der 4. Q-Gruppe kann in Einzelfällen noch brauchbare Ergebnisse liefern. Die Reflexionshorizonte des Gletscherbetts im rechten Bild sind durch eine rot strichliert, punktierte Linie gekennzeichnet. . . . .	91
10.5	Die Ein-Weg-Laufzeiten der gepickten Gletscherbetteflexionen aller drei untersuchten Gletscher. Der Ein-Weg-Laufzeiten Datensatz für den Wuk1 ist von Frischling (2003) übernommen worden. . . . .	91
10.6	Aufgrund der gegebenen Zustände der zwei Gletscher (Kleinfleisskees und Goldbergkees) wurden für die nächsten Processingschritte zwei Processinggebiete (PP1 und PP2) definiert. . . . .	92
10.7	Die zwei Variogrammparameter <i>Sill</i> und <i>Range</i> definieren die geostatistische räumliche Korrelation der untersuchten Größe. Der Variogrammparameter <i>Nugget</i> berücksichtigt den mittleren Fehler der zu interpolierenden Datenpunkte. . . . .	94
10.8	Gegenüberstellung der ungeglätteten und optimal geglätteten Oberflächenneigungen am Beispiel von PP1. Die genaue horizontale Glättungsdistanz wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht quantifiziert. . . .	97
10.9	Drei charakteristische Variogramme der Interpolationswerte $\iota_{mean,i}$ , $\iota_i$ und $\iota_{opt,i}$ für PP1. . . . .	98

10.10	Die drei charakteristische Variogramme der Interpolationswerte $\iota_{mean,i}$ , $\iota_i$ und $\iota_{opt,i}$ für PP1. Die Varianzen sind in dieser Abbildung auf den jeweiligen Mittelwert normiert, und daher als relative Varianzen in Prozent dargestellt. Die Variogramme zeigen den Optimierungscharakter der horizontalen Glättung der Oberflächenneigung $\alpha_s$ . Das Variogramm von $\iota_{opt,i}$ zeichnet sich durch kleine Varianz und hoher räumlicher Korrelation aus. . . . .	99
10.11	Q-Gruppen-Verteilung der gepickten Laufzeiten. Das in Grautönen dargestellte Feld stellt den Kriging Fehler dar. Maximale berechnete Kriging Fehler befinden sich im Bereich interpolierter, maximaler Ein-Weg-Laufzeiten. Der mittlere Kriging Fehler für PP1 und PP2 wurde mit etwa $\pm 60$ ns, was einer Eisdicke von $\pm 9.6$ m entspricht, bestimmt. Für die Ein-Weg-Laufzeit/ Eisdicken – Umrechnung wurde dir vorher bestimmte GPR Ausbreitungsgeschwindigkeit von 0.16 m/ns verwendet. Beim Interpolieren selbst und im weiteren Verlauf konnte keine auffällige Abhängigkeit der Ergebnisse von den verwendeten Daten unterschiedlicher Q-Gruppen festgestellt werden. Das mit (a) gekennzeichnete Profil entspricht der Qualität der gepickten Laufzeiten des in Abbildung 10.1 dargestellten Profils. Das mit (b) gekennzeichnete Profil entspricht der Pickqualität des Radargramms der Abbildung 10.2. . . . .	100
10.12	Interpolierte Ein-Weg-Laufzeitfelder für PP1 und PP2. Universal Kriging wurde als Interpolationstechnik verwendet. . . . .	101
10.13	Skizze zur Berechnung von $\vec{S}_x$ und $\vec{S}_y$ in einer Horizontalebene. . . .	103
10.14	Skizze zum Langsamkeitsvektor $\vec{S}$ . Die grau schattierte, elliptische Fläche stellt die Wellenfront oder einen Reflektor dar. . . . .	104
10.15	Skizze zu den Langsamkeiten $\vec{S}_1$ , $\vec{S}_2$ und $\vec{S}_{12}$ auf einer mit den Winkel $\alpha_x$ und $\alpha_y$ geneigten Ebene. . . . .	105
10.16	Die schwarze Linie zeigt die mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit ( $v = 0.16$ m/ns) in unmigrierte Eisdicken umgerechnete, interpolierte Ein-Weg-Laufzeiten. Die rote Linie zeigt die migrierten Daten für das Querprofil am Kleinfleisskees (siehe Abb. 10.17). Man kann deutlich das zu erwartende Ansteigen des Böschungswinkels in den migrierten Daten beobachten. Die im mittleren Bereich seichter gelegenen migrierten Eisdicken sind auf 3D-Migrationseffekte zurückzuführen. .	108

10.17	Ergebnis der 3D-Migration für PP1 und PP2. PP1, besonders der Kleinfleisskees zeigt schon hier eine klassische Kargletscherform, während PP2 eine weitaus komplexere Untergrundstruktur aufweist. Für das schwarz eingezeichnete Profil am Kleinfleisskees sind in der obigen Abbildung 10.16 migrierte und unmigrierte Daten gegenübergestellt. .	109
10.18	Das glazial geprägte Umland zusammengespielt mit der beschnittenen gerechneten basalen Topographie von PP1 und PP2. Die geomorphologische Interpolation stellt einen realistisch glatten Übergang von den gerechneten zu den bekannten Geländedaten sicher. . . . .	110
11.1	Die berechneten Eisdicken für den Kleinfleisskees (Flk) und den Goldbergkees (Gok). Die mittleren Eisdicken bewegen sich zwischen 42–52 m, die maximalen zwischen 152–164 m. Die Berechnungen für das Gesamteisvolumen ergaben 0.045 km <sup>3</sup> für den Kleinfleisskees (Flk) und 0.059 km <sup>3</sup> für den gesamten Goldbergkees (Gok1 + Gok2). Die weißen Flecken innerhalb von Flk und Gok1 sind Felsinseln. . . . .	111
11.2	Die Contourlinien zeigen das berechnete Gletscherbett für den Kleinfleisskees (Flk) bzw. für den Goldbergkees (Gok). Die Eismächtigkeitskarten für die zwei Gletscher ist halbtransparent über das Orthofoto der Befliegung im Jahre 1998 gelegt. . . . .	112
11.3	Die berechneten Eisdicken für den unteren (Wuk1) und den oberen Wurtenkees (Wuk2). Die mittleren Eisdicken bewegen sich zwischen 13–40 m, die maximalen zwischen 40–79 m. Die Berechnungen für das Gesamteisvolumen ergaben 0.015 km <sup>3</sup> für den unteren (Wuk1) und 0.006 km <sup>3</sup> für den oberen Wurtenkees (Wuk2). . . . .	113
11.4	Die Contourlinien zeigen das berechnete Gletscherbett für den unteren (Wuk1) bzw. für den oberen Wurtenkees (Wuk2). Die Eismächtigkeitskarten für die zwei Gletscher ist halbtransparent über das Orthofoto der Befliegung im Jahre 1998 gelegt. . . . .	114
11.5	Die berechneten Eisdicken der vier untersuchten Gletscher im direktem Vergleich. . . . .	115
11.6	Der obere Boden des Goks2 ist vom unteren Boden durch eine basale Steilstufe, den Bruch, getrennt. Typischerweise treten an der Inhomogenität des Gletscherbetts Spalten (Querspalten) auf. Foto: G.Weyss, 2005 . . . . .	116

## Tabellenverzeichnis

2.1	Typische Dichten [ $kg/m^3$ ](Paterson, 1994, S. 9) . . . . .	9
4.2	Die mittlere spezifische Massenbilanz $\overline{b_n}$ der drei beobachteten Gletscher in der Goldberggruppe im Beobachtungszeitraum $\Delta t$ . $\overline{d_{Eis/Jahr}}$ ist der durchschnittliche Eisdickenverlust im Beobachtungszeitraum $\Delta t$ . (Hynek, 2007) . . . . .	24
5.3	Liste von üblichen Werten für den Viskositätsparameter A bei einem konstanten Exponenten $n = 3$ (Paterson, 1994, S. 97). . . . .	30
7.4	Elektrische Eigenschaften einiger typischer Materialien der Erdoberfläche. $\epsilon_r$ ...relative Dielektrizität [ ], $\sigma$ ...elektrische Leitfähigkeit [mS/m], $v$ ...Ausbreitungsgeschwindigkeit [m/ns], $\alpha$ ...Dämpfung [dB/m]. (Hubbard und Glasser, 2005, S. 149) . . . . .	58
7.5	Vorzeichen von Reflexionskoeffizienten an ausgewählten Schichtgrenzen. Ein negativer Reflexionskoeffizient ( $<0$ ) hat einem Phasensprung des reflektierten GPR Signals zufolge. . . . .	60
7.6	Parameter für Common Offset Messungen verschiedener Messfrequenzen in Eis (Hubbard und Glasser, 2005, S. 163). $\nu$ ...Messfrequenz in [MHz], $\lambda$ ...Wellenlänge in [m], $l_a$ ...Antennenlänge in [m], $\Delta x_a$ ...optimaler Antennenabstand in [m], $\Delta x$ ...optimaler Messpunkt Abstand in [m], $\phi_{ver}$ ...vertikale Auflösung in [m], $\phi_{hor}$ ...horizontale Auflösung in [m] . . . . .	64
9.7	Wichtige Parameter für eine punktweise GPR Messung. . . . .	82
10.8	Angenommene Werte für konstante basale Scherspannungen verschiedener Alpengletscher, zum Erzeugen von vollständigen Eisdickenkarten mit der Gleichung 5.19. . . . .	95
11.9	Endergebnisse für die untersuchten Gletscher. $D_{mean}$ ist die mittlere Eisdicke, $V$ das Volumen, $D_{max}$ die maximale Eisdicke und $F_{2003}$ die Gletscherfläche im Jahr 2003. Die mit dem Stern (*) gekennzeichneten Werte sind die Ergebnisse von Frischling (2003) für den unteren Wurtenkees. Die Ergebnisse Frischlings (2003) sind konsistent mit den Ergebnissen dieser Studie. . . . .	115
11.10	Berechnete $\tau_b$ -Werte für die vier Untersuchungsobjekte. . . . .	117

## Literatur

ACIA (Arctic Climate Impact Assessment) (2004), *Impacts of a warming Arctic*, Cambridge University Press: Cambridge.

Annan, A.P. (2002), *GPR-History, Trends, and Future Developments*, Sub-surface Sensing Technologies and Applications, 3(4), 253-270.

Auer, I., Böhm, R., Leymueller, M. und Schoener W. (2002), *The Climate of Sonnblick*, Oesterr. Beitrage zu Meteorologie und Geophysik, 28.

Auer, I., Böhm, R., Jurkovic, A., Lipa, W., Orlik, A., Potzmann, R., Schöner, W., Ungersböck, M., Matulla, C., Briffa, K., Jones, P.D., Efthymiadis, D., Brunetti, M., Nanni, T., Maugeri, M., Mercalli, L., Mestre, O., Moisselin, J-M., Begert, M., Müller-Westermeier, G., Kveton, V., Bochnicek, O., Stastny, P., Lapin, M., Szalai, S., Szentimrey, T., Cegnar, T., Dolinar, M., Gajic-Capka, M., Zaninovic, K., Majstorovic, Z. und Nieplova, E. (2007), *HISTALP - Historical instrumental climatological surface time series of the greater Alpine region*, Int. J. Climat., 27(1), 17-46.

Bahr, D. B. (1997), *Width and length scaling of glaciers*, J. Glaciol., 43(145), 557-562.

Bahr, D.B., Meier, M.F. und Peckham, S.D. (1997), *The physical basis of glacier volume-area scaling*, J. Geoph. Res., 102(B9), 20355-20362.

Bamber, J.L. und Layberry, R.L. (2001), *A new ice Thickness and bed data set for the Greenland ice sheet:1.Measurement, data reduction, and errors*, J. Geoph. Res., 106, D24, 33,773-33,780.

Banks, M. E. und Pelletier, J. D. (2008), *Forward modelling of ice topography on Mars to infer basal shear stress conditions*, J. Geophys. Res., 113, E01001, doi: 10.1029/2007JE002895.

Behm, M., Raffener, G. und Schöner, W. (2006), *Auswirkungen der Klima- und Gletscherränderungen auf den Alpinismus*, Umweltdachverband.

Binder, D., Brückl, E., Roch, K.H., Behm, M. und Schöner, W. (2009),

*Determination of total ice volume and ice thickness distribution of two glaciers in the Hohen Tauern (Eastern Alps) by ground penetrating radar (GPR)*, A. Glaciol., 51, accepted.

Bindschadler, R.A. (1982), *A Numerical Model of Temperate Glacier Flow Applied to the Quiescent Phase of a Surge-Type Glacier*, J. Glaciol., 28(99), 239-265.

Blatter, H. und Hutter, K. (1991), *Polythermal conditions in Arctic glaciers*, J. Glaciol., 37(126), 261-269.

Blankenship, D. D., Bentley, C. R., Rooney, S. T. and Alley, R. B. (1986), *Seismic measurements reveal a saturated, porous layer beneath an active Antarctic ice stream*, Nature, 322(6074), 54-57.

Blindow, N. und Thyssen, F. (1986), *Ice Thickness and Inner Structure of the Vernagtferner(Oetztal Alps):Results of Electromagnetic Reflection Measurements*, Zeitschrift f. Gletscherkunde u. Glazialgeologie, 22, Heft 1, 43-60.

Brückl, E. (1970), *Eine Methode zur Volumbestimmung von Gletschern auf Grund der Plastizitätstheorie*, Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser.A, 19, 317-328.

Brückl, E., (1972), *Zusammenhänge zwischen topographischen, elastischen und plastischen Größen von Gletschern*, Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie, Bd.VIII, Heft 1-2, 107-112.

Carrick, J.L., Pringle, J.K., Russell, A.J. and Cassidy, N.J. (2007), *GPR-derived sedimentary architecture and stratigraphy of outburst flood sedimentation with a bedrock valley system, Hraundalur, Iceland*, Journal of Enviromental and Engineering Geophysics (JEEG), Special Issue 'The Geophysics of Glacial and Frozen Materials', 127-143.

Claerbout, J.F. (1985), *Imaging the earth's interior*, Blackwell Scientific Publications.

Davis, J.L. (1973), *The Problem of depth sounding temperate glaciers*, M.Sc. thesis, University of Cambridge, Unpublished.

Degenhardt Jr., J.J., Giardino, J.R. and Junck, M.B. (2003), *GPR survey of a lobate rock glacier in Yankee Boy Basin, Colorado, USA*, in Ground Penetrating Radar in Sediments, Bristow, C.S. and Jol, H.M.(eds.), Geol.Soc., Special Publication 211, 167-179.

Dowdeswell, J.A. et al. (2004), *Investigations of the form and flow of ice sheets and glaciers using radio-echo sounding*, Rep. Prog. Phys., (67), 1821-1861.

Dutter, R. (1985), *Geostatistik: eine Einführung mit Anwendungen*, B.G. Teubner Verlag, München.

El Said, M.A.H. (1956), *Geophysical prospection of underground water in the desert by means of electromagnetic interference fringes*, Pro. I.R.E., 44, 24-30 und 940.

Ellerbruch, D.A. (1980), *Snow Stratigraphy and water equivalence measured with an active microwave sytem*, J.Glaciol., 26(94), 225-233.

Evans, S. (1963), *Radio techniques for the measurement of ice thickness*, The Polar Record, 11, 406-410.

Evans, S. (1967), *Progress report on radio echo sounding*, The Polar Record, 13, 413-420.

Fountain, A.G. und Jacobel, R.W. (1997), *Advances in ice-radar studies of a temperate alpine glacier, South Cascade Glacier, Washington, U.S.A.*, Annals of Glaciol., 24, 303-308.

Frischling, R. (2003), *Die Bestimmung der Eisdicke des Wurtenkees mit Georadar und Gravimetrie*, Diplomarbeit, Inst. für Geodäsie und Geophysik, TU Wien.

Frolov, A. D. und Macheret, Y. Y. (1999), *On dielectric properties of dry and wet snow*, Hydrolog. Proc., 13, 1755-1760.

Glen, J.W. (1955), *The Creep of Polycrystalline Ice*, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 228, No. 1175, 519-538.

- Goodsell, B., Hambrey, M.J. und Glasser, N.F. (2002), *Formation of band and associated structures at Bas Glacier d'Arolla, Valais, Switzerland*, J.Glaciol., 48(161), 287-299.
- Greuell, W. (1992), *Hintereisferner, Austria: mass-balance reconstruction and numerical modelling of the historical length variations*, J. Glaciol., 38(129), 233-244.
- Gross, G. (1987), *Der Flaechenverlust der Gletscher in Oesterreich 1850-1920-1969*, Z. Gletscherk. Glazialgeol., 23(2), 131-141.
- Grotzinger, J., Jordan, T.H., Press, F. und Siever, R. (2007), *Understanding Earth (Fifth Edition)*, New York: W.H.Freeman and Company.
- Haeberli, W., Waechter, H.-P., Schmid, W. und Sidler, C. (1983), *Erste Erfahrungen mit dem U.S.-Geological-Survey-Monopuls-Radioecholot im Firn, Eis und Permafrost der Schweizer Alpen*, Zeitschrift f. Gletscherkunde u. Glazialgeologie, 19, Heft 1, 61-72.
- Haeberli, W. und Schweizer, J. (1988), *Rhonegletscher 1850: eismechanische Überlegungen zu einem historischen Gletscherstand*, Eidg. Techn. Hochschule, Zürich. Versuchsanst. Wasserbau, Hydrol. Glaziol. Mitt. 9, 59-70.
- Haeberli, W., Hoelzle, M. und Maisch, M. (1998), *Gletscher-Schlüsselindikatoren der globalen Klimaänderung*, in Lozan, J., Graßl, H. und Hupfer, P. (Hrsg.): Warnsignal Klima-Wissenschaftliche Fakten, Hamburg.
- Hambrey, M. und Alean, J. (2004), *Glaciers (2. ed.)*, Cambridge: Cambridge Univ. Press.
- Harrison, C.H. (1970), *Reconstruction of subglacial relief from radio echo sounding records*, Geophysics, 35(6), 1,099-1,115.
- Hausmann, H., Krainer, K., Brückl, E. und Mostler, W. (2007), *Internal Structure and Ice Content of Reichenkar Rock Glacier (Stubai Alps, Austria) Assessed by Geophysical Investigations*, Permafrost and Periglac. Process., 18, 351-367.



- Herzfeld, U. C., Eriksson, M. G. und Holmlund, P. (1993), *On the influence of kriging parameters on the cartographic output - a study in mapping subglacial topography*, Math. Geol., 25(7), 881-900.
- Hoinkes, H. und Steinacker, R. (1975), *Zur Parametrisierung der Beziehung Klima-Gletscher*, Riv.Ital.Geofis.Sci.Aff., 1, 97-104.
- Hooke, R. Le B. (2005), *Principles of glacier mechanics*, Cambridge: Cambridge University Press.
- Hynek, B. (in Druck), *Massenhaushalt 2003/2004 der Gletscher in der Goldberggruppe*, Jahresbericht des Sonnblickvereins für die Jahre 2005-2006, 103.-104.
- Hynek, B. (2007), *interner Projektbericht 'Mombasa'*.
- IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change)-Working Group 1 Contribution (2001), *The Physical Science Basis*.
- IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change)-Working Group 1 Contribution (2007), *The Physical Science Basis*.
- Irvine-Fynn, T.D.L, Moorman, B.J. und Williams, J.L.M. (2006), *Seasonal changes in ground-penetrating radar signature observed at a polythermal glacier, Bylot Island, Canada*, Earth Surf. Process. Landforms, 31, 892-909.
- Jackobsen, P.R. und Overgaard, T. (2002), *Georadar facies and glacial tectonic structures in ice marginal deposits, northwest New Zealand, Denmark*, Quaternary Sci. Rev., 21, 917-927.
- Kamb, B. (1970), *Sliding motion of glaciers: theory and observation*, Rev. of Geoph. and Space Ph., 8(4), 673-728.
- King, E.C., Woodward, J. und Smith A.M. (2007), *Seismic and radar observations of subglacial bed forms beneath the onset zone of Rutford Ice Stream, Antarctica*, J.Glaciol., 53(183), 665-672.
- Koboltschnig, G., Schöner, W., Zappa, M. und Holzmann, H. (2007), *Con-*

*tribution of glacier melt to stream runoff: if the climatically extreme summer of 2003 had happened in 1979...*, A. Glaciol., 46, 303-308.

Kuhn, M. und Hermann, A. (1990), *Schnee und Eis*, in Baumgartner, A. und Liebscher, H.J., Allg. Hydrologie - Quant. Hydrologie, Lehrbuch der Hydrologie, Bd.1, Gebr. Bartraeger, Berlin, 271-311.

Lambrecht, A. und Kuhn, M. (2007), *Glacier changes in the Austrian Alps during the last three decades*, A. Glaciol., 46, 177-184.

Lang, H. (1968), *Relations between glacier runoff and meteorological factors observed on and outside the glacier*, IASH Publ. 79 (General Assembly of Bern 1967-Snow and Ice), 429-439.

Lenz, L. und Wiedersich, B. (1993), *Grundlagen der Geologie und Landschaftsformen*, Leipzig: Dt. Verl. für Grundstoffindustrie.

Maijala, P., Moore, J.C., Hjelt, S., Palli, A. und Sinisalo, A. (1998), *GPR investigations of glaciers and sea ice in the Scandinavian Arctic*, GPR98-7th Int. Conf. on Ground- Penetrating Radar, Proceedings, 143-147.

Moore, J.C. und Grinsted, A. (2006), *Singular spectrum analysis and envelope detection: methods of enhancing the utility of ground-penetrating radar data*, J. Glaciol., 52(176), 159-163.

Moorman, B.J. und Mitchel, F.A. (2000), *Glacial hydrological system characterization using ground-penetrating radar*, Hydrological Processes, 14, 2645-2667.

Moorman, B.J., Robinson, S.D. und Burgess, M.M. (2003), *Imaging periglacial conditions with ground-penetrating radar*, Permafrost and Periglac. Process., 14(4), 319-329.

Moran, M.L., Greenfield, R.J., Arcone, S.A. und Delaney, A.J. (2000), *Delineation of a complexly dipping temperate glacier bed using short-pulse radar arrays*, J. Glaciol., 46, 274-286.

Murawski, H. und Meyer, W. (1998), *Geologisches Wörterbuch (10. Aufla-*

ge), Stuttgart: Enke Verlag.

Murray, T., Booth, A. und Rippin, D.M. (2007), *Water-Content of Glacier-Ice: Limitations on Estimates from Velocity Analysis of Surface Ground-Penetrating Radar Surveys*, Journal of Environmental and Engineering Geophysics (JEEG), Special Issue 'The Geophysics of Glacial and Frozen Materials', 87-99.

Nye, J.F. (1952a), *The mechanics of glacier flow*, J. Glaciol., 2, 82-93.

Nye, J.F. (1952b), *A method of calculating the thicknesses of the ice-sheets*, Nature, 169, 529-530.

Nye, J.F. (1965), *The flow of a glacier in a channel of rectangular, elliptic or parabolic cross-section*, J. Glaciol., 5, 661-690.

Nye, J. F. (1969), *The calculation of sliding of ice over a wavy surface using Newtonian viscous approximation*, Proceed. of the Royal Soc., London, A311 (1506), 445-467.

Paelli, A., Kohler, J.C., Isaksson, E., Moore, J.C., Pinglot, J.F., Pohjola, V.A. und Samuelsson, H. (2002), *Spatial and temporal variability of snow accumulation using ground-penetrating radar and ice cores on a Svalbard glacier*, J. Glaciol., 48(162), 417-424.

Paterson, W.S.B. (1994), *The Physics of Glaciers (Third Edition)*, Oxford: Butterworth-Heinemann.

Press, F. und Siever, R. (2003), *Allgemeine Geologie (3. Auflage)*, München: Elsevier.

Rahmstorf, S. und Schellnhuber, H. J. (2007), *Der Klimawandel* in der Beck'schen Reihe 'Wissen', München: C. H. Beck.

Rippin, D., Willis, I., Arnoöd, N., Hodson, A., Moore, J., Kohler, J. und Björnsson, H. (2003), *Changes in geometry and subglacial drainage of Midre Lovénbreen, Svalbard, determined from digital elevation models*, Earth Surf. Process. Landforms, 28, 273-298.

- Robin, G.DeQ., Evans, S. und Bailey, J. T. (1969), *Interpretation of Radio Echo Sounding in Polar Ice Sheets*, Phil. Trans. Roy. Soc.(A), Math. and Phys. Sciences, 265(1166), 437-505.
- Schlosser, E. (1997), *Numerical simulation of fluctuations of Hintereisferner, Ötztal Alps, since AD 1850*, A. Glaciol., 24, 199-202.
- Schmeits, M.J. und Oerlemans, J. (1997), *Simulation of the historical variations in length of Unterer Grindelwaldgletscher, Switzerland*, J. Glaciol., 43(143), 152-164.
- Schneider, W. (1978), *Integral formulation for migration in two and three dimensions*, Geophysics, 43, 49-76.
- Schmidt, R. und Housen, K. (1995), *Problem solving with dimensional analysis*, The Industrial Physicist, 1(1), 21-24.
- Schöner, W., Auer, I., Böhm, R., Hynek, B., Holzmann, H. und Koboltschnig, G. (2004), *Extreme glacier melt in Hohe Tauern region (Austrian Alps)*, in Andreas Herrmann: International Conference on Hydrology of Mountain Enviroments, Extended Abstracts, 47, 191-195, Selbstverlag Inst. Geoökologie der TU Braunschweig.
- Sénéchal, G., Rousset, D., Salomé, A.-L. und Grasso, J.-R. (2003), *Georadar and seismic investigations over the Glacier de la Girose (French Alps)*, Near Surface Geophysics, 1, 5-12.
- Stahr, A. und Hartmann, T. (1999), *Landschaftsformen und Landschaftselemente im Hochgebirge*, Berlin, Heidelberg: Springer.
- Stolt, R.H. (1978), *Migration by Fourier Transform*, Geophysics, 43, 23-48.
- Vischer, D. (Hrsg.) (1990), *Mitteilungen 108 der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie der ETH*, Internationale Fachtagung über Schnee, Eis und Wasser der Alpen in einer wärmeren Atmosphäre, Zürich.
- Waite, A.H. und Schmidt, S.J. (1961), *Gross errors in height indication*

*from pulsed radar altimeters operating over thick ice or snow*, IRE International Convention Record, 5, 38-54.

Wanner, H., Gyalistras, D., Luterbacher, J., Rickli, R., Salvisberg, E. und Schmutz, C. (2000), *Klimawandel im Schweizer Alpenraum (NFP31 Schlussbericht)*, Vdf Hochschulverlag AG, ETH Zürich.

Ward, S. H. und Hohmann, G. W. (1988), *Electromagnetic theory for geophysical applications*, in Nabighian, M. N. (Hrsg.), *Electromagnetic methods in applied geophysics*, 01: Society Of Exploration Geophysicists, 131-311.

Watts, R.D. und England, A.W (1976), *Radio-echo sounding of temperate glaciers: ice properties and sounder design criteria*, J.Glaciol., 17(75), 39-48.

Weber, M. und Braun, L. (2004), *Gletscherschmelze ohne Ende? - Hat der Klimawandel bereits begonnen?*, Mitteilungen des Oesterr. Alpenvereins, Heft 1-04, 16-20.

Weertman, J. (1957), *On sliding of glaciers* J. Glaciol., 3(21), 33-38.

Weertman, J. (1964), *Glacier sliding*, J. Glaciol., 5(39), 287-303.

Welch, B.C., Pfeffer, W.T., Harper, J.T. und Humphrey, N.F. (1998), *Mapping subglacial surfaces of temperate valley glaciers by two-pass migration of a radio echo sounding survey*, J.Glaciol., 44, 1-11.

Woodward, J. und Burke, M.J. (2007), *Applications of Ground-Penetrating Radar to Glacial and Frozen Materials*, Journal of Enviromental and Engineering Geophysics (JEEG), Special Issue 'The Geophysics of Glacial and Frozen Materials', 69-85.

Yilmaz, Ö. (1987), *Seismic Data Processing*, Tulsa, Oklahoma: Society of Exploration Geophysicists.

### Online-Quellen

[http://mars.geographie.uni-halle.de/mlucampus/geoglossar/terme\\_datenblatt.php?terme=Druckschmelzpunkt;](http://mars.geographie.uni-halle.de/mlucampus/geoglossar/terme_datenblatt.php?terme=Druckschmelzpunkt;)  
Zugriff am 10.06.2007, 09:00.

[http://piru.alexandria.ucsb.edu/collections/geosystems/geosystems17-14.jpg;](http://piru.alexandria.ucsb.edu/collections/geosystems/geosystems17-14.jpg)  
Zugriff am 21.02.2008, 12:00.

[http://science.nasa.gov/headlines/y2000/ast22aug\\_1.htm;](http://science.nasa.gov/headlines/y2000/ast22aug_1.htm)  
Zugriff am 15.02.2008, 08:30.

[http://volcanoes.usgs.gov/Hazards/What/Lava/Vatnajokull19961003\\_caption.html;](http://volcanoes.usgs.gov/Hazards/What/Lava/Vatnajokull19961003_caption.html)  
Zugriff am 13.02.2008, 11:30.

[http://www.sagen.at/texte/sagen/oesterreich/salzburg/pongau/uebergossenealm.html;](http://www.sagen.at/texte/sagen/oesterreich/salzburg/pongau/uebergossenealm.html)  
Zugriff am 13.02.2008, 12:30.

[http://www.sensoft.ca/products/snowscan/snowscan.html;](http://www.sensoft.ca/products/snowscan/snowscan.html)  
Zugriff am 09.08.2006, 15:30.

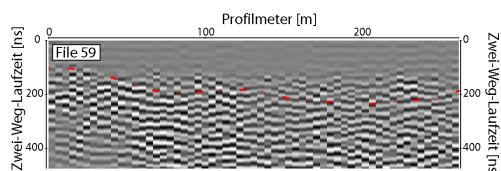
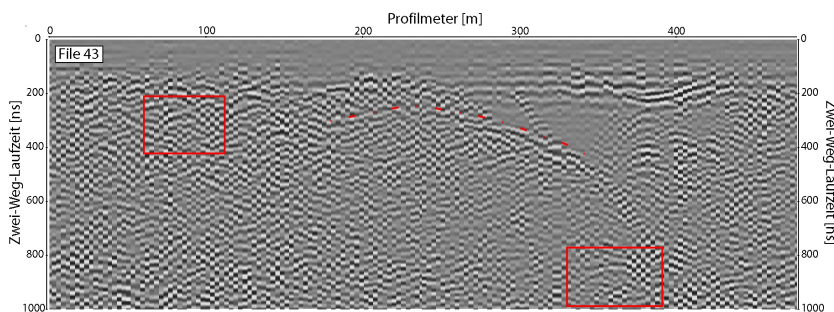
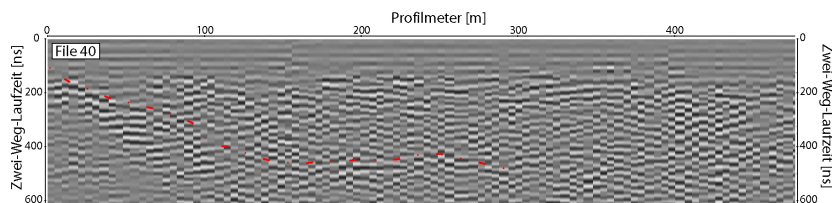
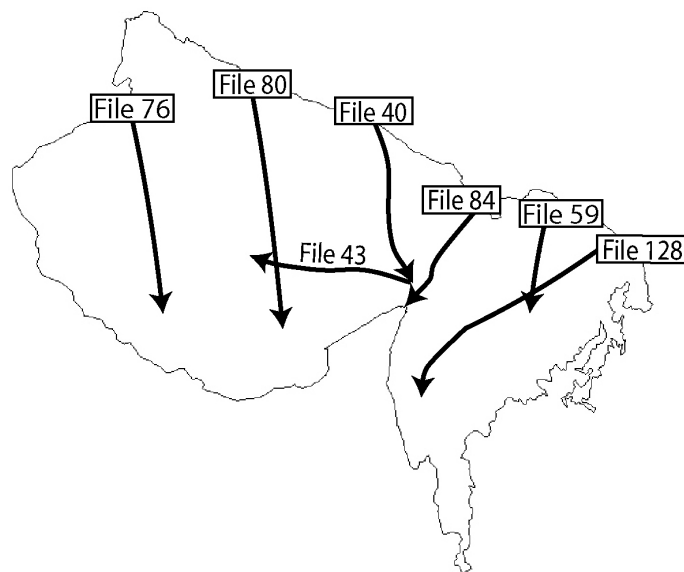
[http://www.swisseduc.ch/glaciers/earth\\_icy\\_planet/glaciers02-en.html?id9;](http://www.swisseduc.ch/glaciers/earth_icy_planet/glaciers02-en.html?id9)  
Zugriff am 13.08.2008, 11:30.

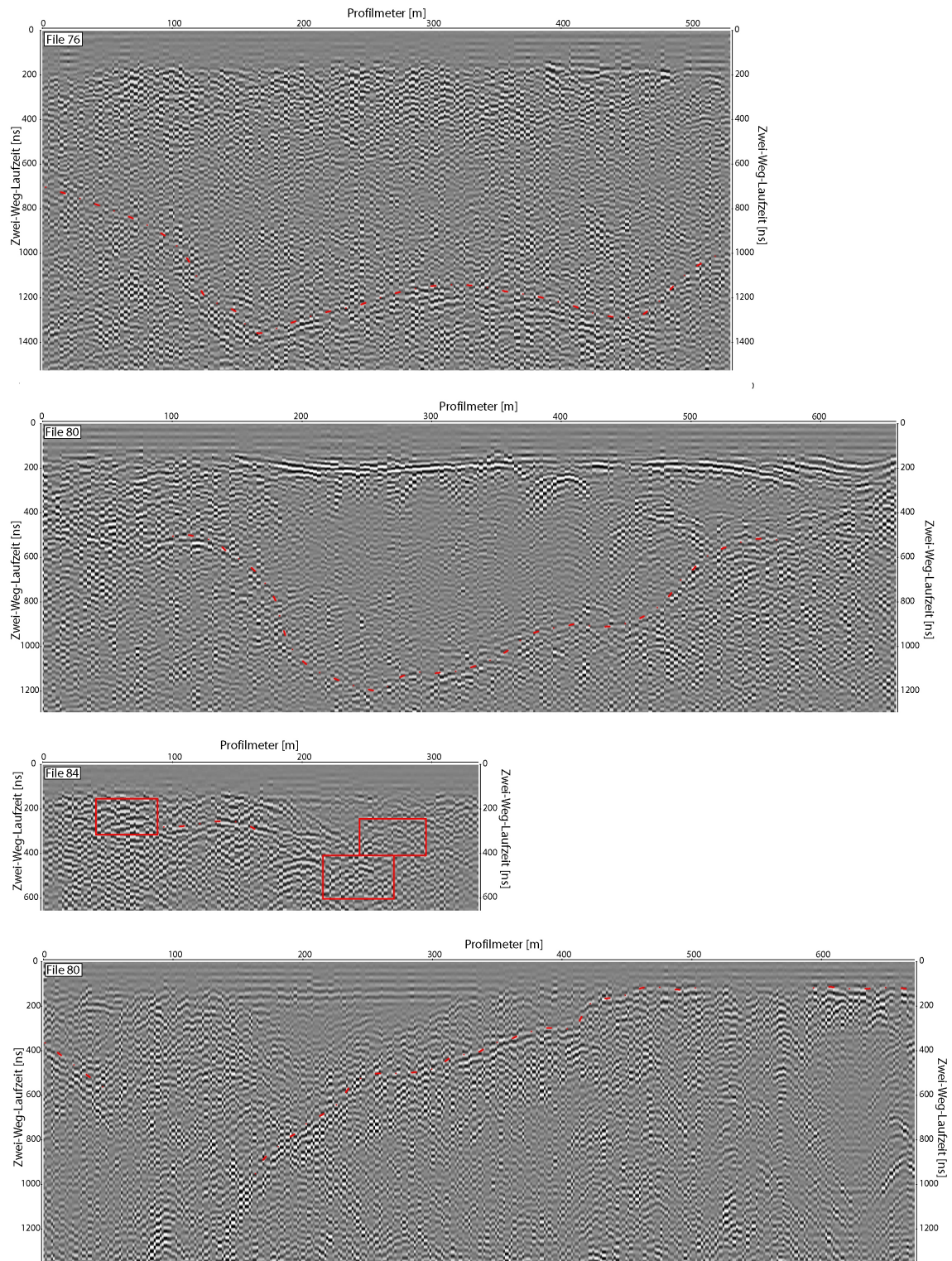
Rohde, R.A. (2005). [http://www.globalwarmingart.com/wiki/Image:1000\\_Year\\_Temperature\\_Comparison\\_png;](http://www.globalwarmingart.com/wiki/Image:1000_Year_Temperature_Comparison_png)  
Zugriff am 28.02.2008, 11:00.

## A Datengrundlage

Die gepickten Horizonte sind in den einzelnen Radargrammen durch die rot strichlierte Linie gekennzeichnet. Diffraktionshyperbeln, die zum Abschätzen einer Mindesteisdicke verwendet worden sind, sind von einem roten Rechteck umrahmt (vergl. Kap. 10.1 und Abb. 10.5). Die Profile sind immer im Verhältnis zum längsten Profil des jeweiligen Untersuchungsgebiet (PP1, PP2, Wuk2) dargestellt.

### Untersuchungsgebiet PP1 (siehe Kap. 10.2)



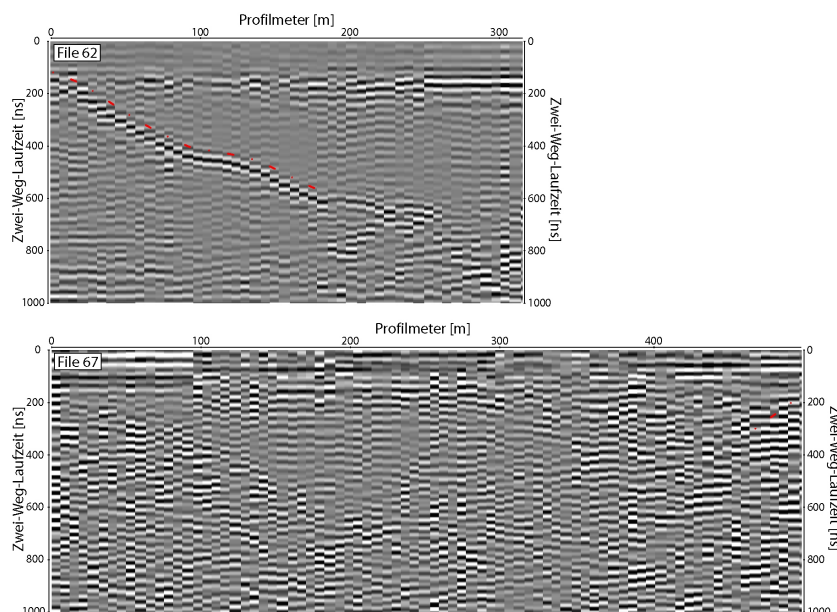
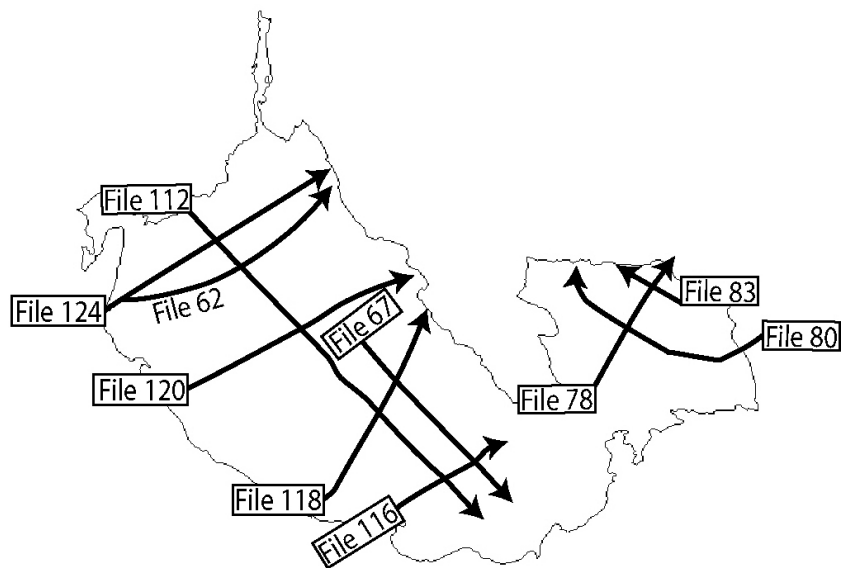


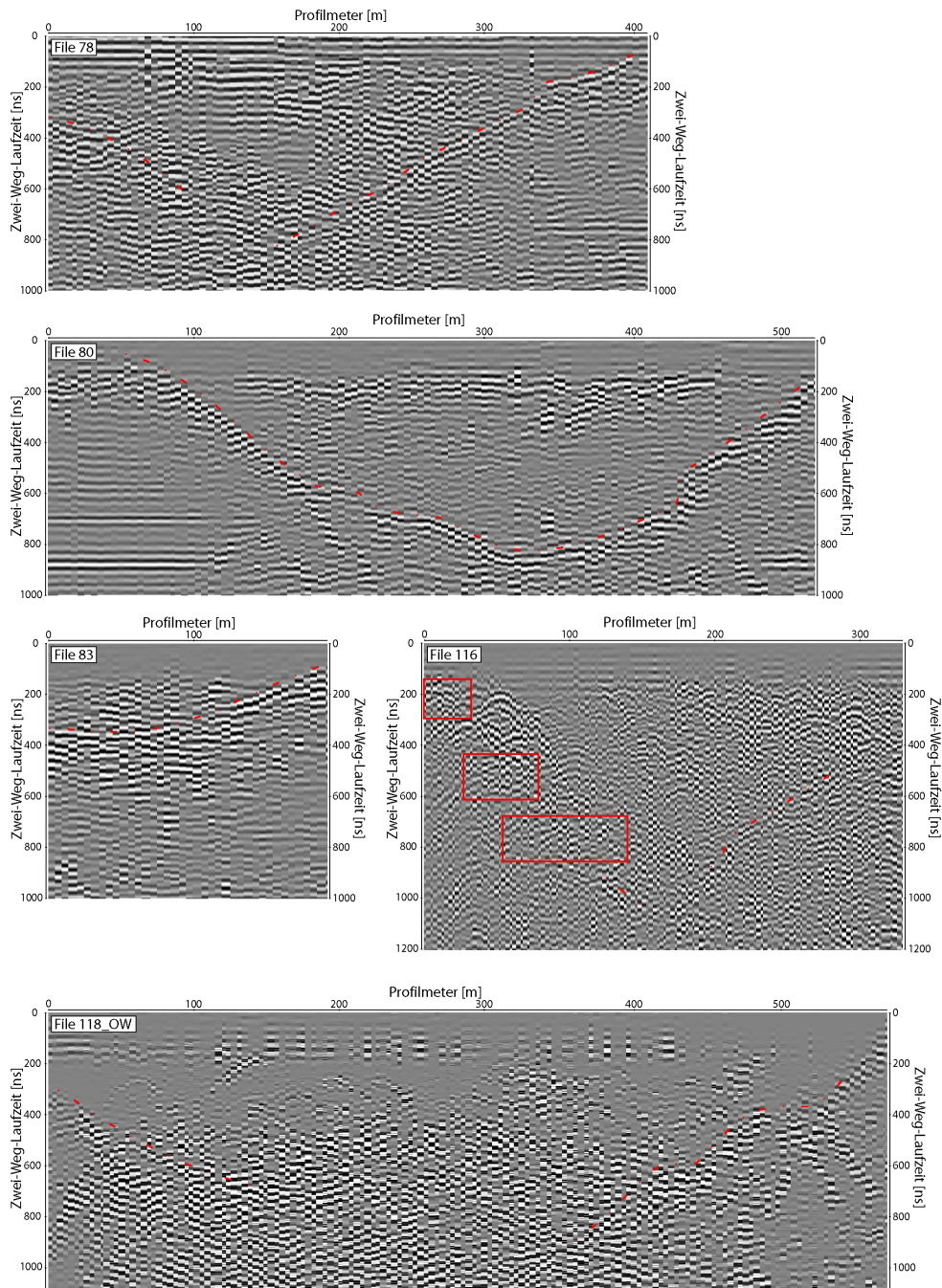


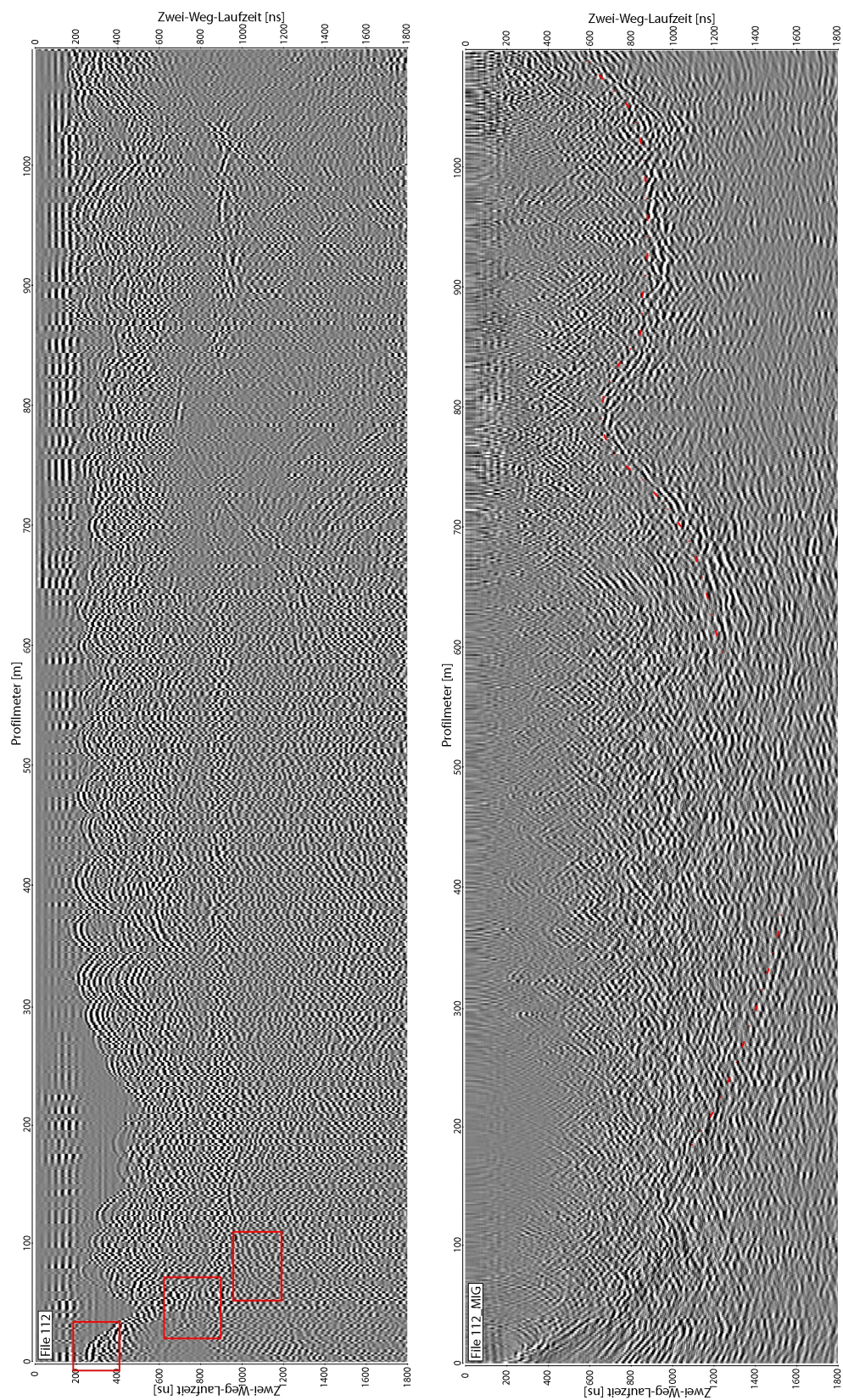


### Untersuchungsgebiet PP2 (siehe Kap. 10.2)

Files, die nicht einem standardmäßigen Processing (Kap. 10.1) unterzogen worden sind, sind mit einer Extension am Filenamen gekennzeichnet. ...\_OW steht für Daten der 4. Q-Gruppe, an denen eine Filterung einzelner Oberwellenfrequenzen gemacht wurde. Files mit der Extension ...\_MIG steht für migrierte Daten, anhand denen man einen Reflexionshorizont sehen kann. Die in den migrierten Daten ausgemachten Reflexionshorizonte wurden aber stets in den unmigrierten Daten gepickt. File 112 besitzt aufgrund der viel größeren Profillänge einen eigenen Maßstab. File 120\_OW wurde bereits in Abbildung 10.4, und File 124 bereits in Abbildung 10.2 gezeigt.





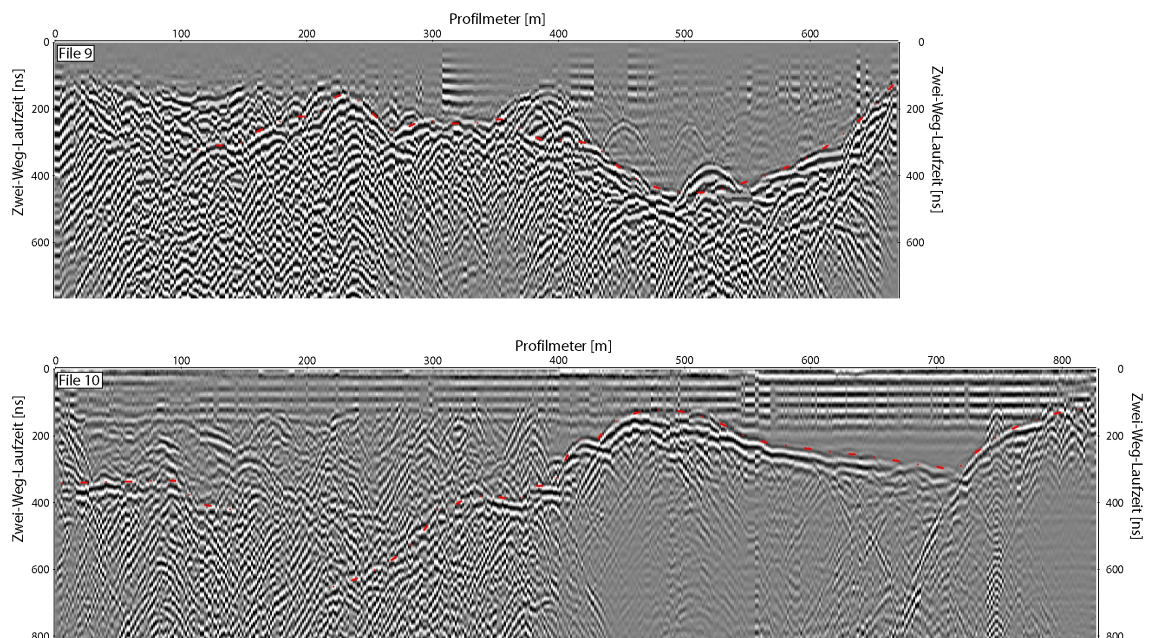
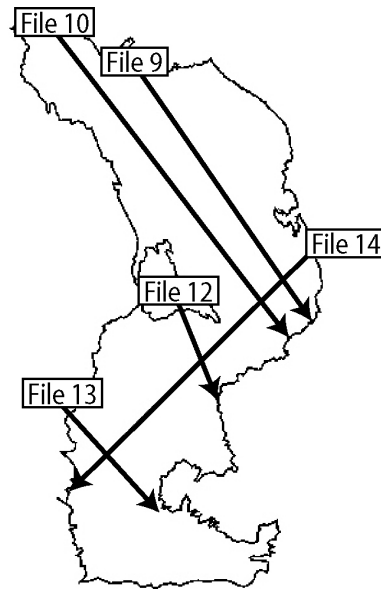


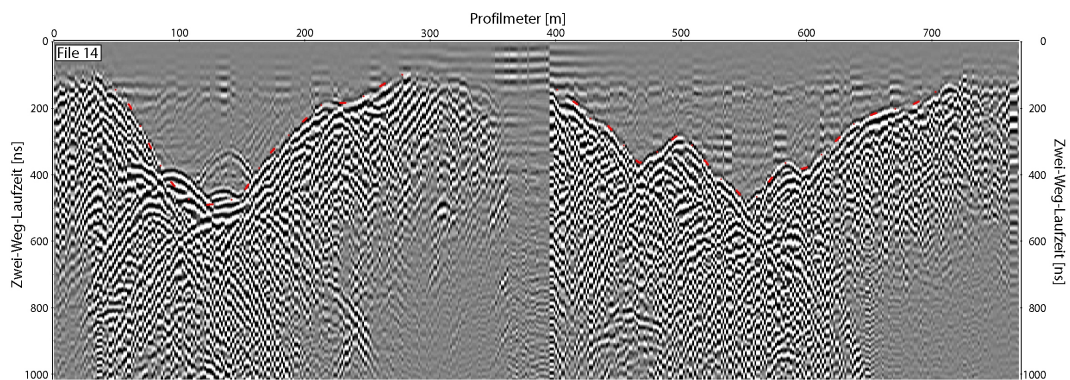
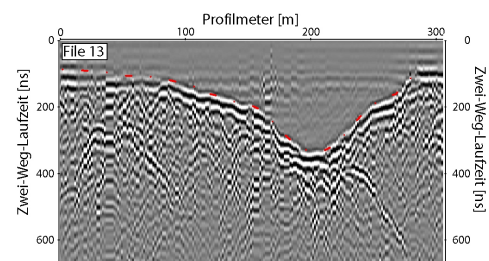
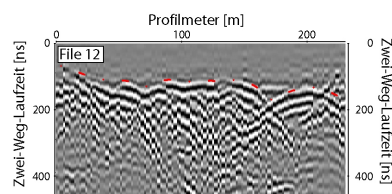




### Untersuchungsgebiet östlicher Wurtenkees (Wuk2, vergl Abb. 9.2)

Radargramme des Wuk1 (vergl. Abb. 9.2) wurden nicht im Rahmen dieser Arbeit gemessen, und sind daher nicht abgebildet. Diese Radargramme sind z.B. in Frischling (2003) zu finden.





## B Matlab(c) Programme

### 3D – Migrationsprogramm

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Dieses Programm fuehrt eine strahlenseismische 3D-Migration basierend
% auf der Eikonalgleichung durch. Die Migration kann auf Ein-Weg-Laufzeit
% Felder mit konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit v angewandt werden.
%
% wichtigste Eingangsparameter:
% xyz_lotzeit...rechteckiger Ausschnitt des DGM mit besetzt mit
%      Wert der Ein-Weg-Laufzeit, wenn fuer jeweiliges
%      x,y-Dupel vorhanden, ansonsten Dummy-Wert (=0).
%
% xyz_rand_poly...Polygon des Gletscherrands
%
% v...Ausbreitungsgeschwindigkeit
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Daniel Binder
% erstellt ~2005
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% EINLESEN DER DATEN %%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% einlesen vom digitalen gelaendemodell & lotzeiten...xyzt
[name, path] = uigetfile('*.csv','Specify DGM + Lotzeiten => xyzt (*.csv)');
xyz_lotzeit = csvread(fullfile(path, name),1);

%einlesen des gletscherrands als polygon
[name, path] = uigetfile('*.csv','Specify xyz-polygon of the border (*.csv)');
xyz_rand_poly = csvread(fullfile(path, name),1);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```



```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% EDITIEREN DER DATEN %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%zuordnen von x,y,z,lotzeit
x = xyz_lotzeit(:,1);
y = xyz_lotzeit(:,2);
z = xyz_lotzeit(:,3);
lotzeit = xyz_lotzeit(:,4);

%kontrolle das keine negativen lotzeiten & dummie-werte(=0) vorkommen
ind = find( lotzeit <= 0 );
lotzeit( ind ) = NaN;

%erzeugen der x_, y_, z_, lotzeit_grids
xyz = horzcat( x, y, z );
xy_lotzeit = horzcat( x, y, lotzeit );
[ z_grid, x_grid, y_grid ] = reshapeOasis2Mat( xyz );
lotzeit_grid = reshapeOasis2Mat( xy_lotzeit );

%berechnung der zeilen-, bzw. der spaltenanzahl der grids
[ nr, nc ] = size( x_grid );

%ordne xy, xyz im matlab-format an
xy = horzcat( x_grid(:), y_grid(:) );
xyz = horzcat( x_grid(:), y_grid(:), z_grid(:) );

%maske lotzeit und z mit gletscherrand, ordne xy_lotzeit_,
%xyz_masked im matlab-format an
[ lotzeit_grid_masked, xy_lotzeit_masked, ind_mask ] = maskArea( x_grid, y_grid,
lotzeit_grid, xyz_rand_poly );

[ z_grid_masked, xyz_masked ] =
maskArea( x_grid, y_grid, z_grid, xyz_rand_poly );

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% MOEGLICHE STATISCHE KORREKTUR VON Z.B. SCHNEEDECKE %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
button = questdlg('Statische Korrektur?', 'Continue Operation','Yes','No','')

if(strcmp(button, 'Yes'))

    [ lotzeit_grid_static, redlayer_grid, redlayer_lotzeit_grid ] =
    upperLayerReduction( x_grid, y_grid, lotzeit_grid_masked );
    lotzeit_grid_masked = lotzeit_grid_static;

    %darstellen der zu reduzierenden schicht in meter und lotzeit
    fig_redlayer = figure;
    surface( x_grid , y_grid , redlayer_grid , 'edgecolor', 'none');
    xlabel('X');
    ylabel('Y');
    colorbar;
    set(gca, 'xgrid', 'on', 'ygrid', 'on', 'zgrid', 'on');
    axis auto;
    view(45, 45);
    set(gcf,'renderer','zbuffer');
    title(['\it Reduktionsschicht in Maechtigkeiten'],'HorizontalAlignment',
    'right','FontSize',12,'FontWeight','demi');
    %waitfor( fig_redlayer );

    fig_redlayer_lotzeit = figure;
    surface( x_grid , y_grid , redlayer_lotzeit_grid , 'edgecolor', 'none');
    xlabel('X');
    ylabel('Y');
    colorbar;
    set(gca, 'xgrid', 'on', 'ygrid', 'on', 'zgrid', 'on');
    axis auto;
    view(45, 45);
    set(gcf,'renderer','zbuffer');
    title(['\it Reduktionsschicht in Lotzeiten'],'HorizontalAlignment',
    'right','FontSize',12,'FontWeight','demi');
    %waitfor( fig_redlayer_lotzeit );

end
```



```
        hold on;
        surface(x_grid , y_grid , lotzeit_grid_masked_shift , 'facecolor',
            'none');
        xlabel('X');
        ylabel('Y');
        colorbar;
        set(gca, 'xgrid', 'on', 'ygrid', 'on', 'zgrid', 'on');
        axis auto;
        view(45, 45);
        set(gcf,'renderer','zbuffer');
        title(['\itgeshiftete Lotzeiten korrigiert auf Ausgleichsflaeche'],
            'HorizontalAlignment','right','FontSize',12,'FontWeight','demi');
        %waitfor( fig2 );
    else
        fig2 = figure;
        surface( x_grid , y_grid , lotzeit_ausglflaeche_grid , 'edgecolor',
            'none');
        hold on;
        surface(x_grid , y_grid , lotzeit_grid_masked , 'facecolor', 'none');
        xlabel('X');
        ylabel('Y');
        colorbar;
        set(gca, 'xgrid', 'on', 'ygrid', 'on', 'zgrid', 'on');
        axis auto;
        view(45, 45);
        set(gcf,'renderer','zbuffer');
        title(['\itLotzeiten korrigiert auf Ausgleichsflaeche'],
            'HorizontalAlignment','right','FontSize',12,'FontWeight',
            'demi');
        %waitfor( fig2 );
    end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%      einfuegen von lotzeit = 0 fuer z.b. felsinseln eines gletschers      %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
button_hole = questdlg('Are there any holes inside the border?',
    'Continue Operation','Yes','No','')
```

```
if(strcmp(button_hole, 'Yes'))

    %einlesen der Anzahl der loecher
    h_input = inputdlg('How many holes?');
    holes = str2double(h_input{1});

    %einlesen der polygone
    for(i = 1:holes)
        getString = sprintf('Specify xyz-polygon of hole
%i inside the border(*.csv)', i);
        [name, path] = uigetfile('*.csv', getString);
        xyz_hole_poly = csvread(fullfile(path, name),1);

        %zuordnen von x- und y-werte des polygons
        pol_x = xyz_hole_poly(:,1);
        pol_y = xyz_hole_poly(:,2);

        %suche pkte innerhalb des polygons und maske die ausserhalb
        [ IN, ON ] = inpolygon( x_grid, y_grid, pol_x, pol_y );
        ind_mask = find( IN == 1 );
        lotzeit_grid_masked( ind_mask ) = 0;

        %neues xyz, nur z-koordinate ist gemasked
        xyz_masked = horzcat( x_grid(:), y_grid(:), lotzeit_grid_masked(:) );

    end
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% M I G R A T I O N   D E R   D A T E N %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

dx = x_grid(1,3) - x_grid(1,1);
dx_grid = repmat( dx, [ nr nc ] );
```

```
dy = y_grid(3,1) - y_grid(1,1);
dy_grid = repmat( dy, [ nr nc ] );

dz_x_grid = repmat(NaN, [ nr nc ]);
dz_y_grid = repmat(NaN, [ nr nc ]);

for ( i = 2:nr-1 )

    for ( j = 2:nc-1 )

        dz_x = z_grid(i,j+1) - z_grid(i,j-1);
        dz_x_grid(i,j) = dz_x;

        dz_y = z_grid(i+1,j) - z_grid(i-1,j);
        dz_y_grid(i,j) = dz_y;

    end
end

ds_x_grid = sqrt( dx_grid.^2 + dz_x_grid.^2 );
ds_y_grid = sqrt( dy_grid.^2 + dz_y_grid.^2 );

%berechnen der lotzeitdifferenzen
dlotzeit_x_grid = repmat(NaN, [ nr nc ]);
dlotzeit_y_grid = repmat(NaN, [ nr nc ]);

for ( i = 2:nr-1 )

    for ( j = 2:nc-1 )

        dlotzeit_x = lotzeit_grid_masked(i,j+1) - lotzeit_grid_masked(i,j-1);
        dlotzeit_x_grid(i,j) = dlotzeit_x;

        dlotzeit_y = lotzeit_grid_masked(i+1,j) - lotzeit_grid_masked(i-1,j);
        dlotzeit_y_grid(i,j) = dlotzeit_y;

    end
end
```

end

%berechnen von s1, s2

s1\_grid = dlotzeit\_x\_grid ./ ds\_x\_grid;

s2\_grid = dlotzeit\_y\_grid ./ ds\_y\_grid;

%s1 und s2 sind nicht orthogonal aufeinander!

%daher berechne ich resultierende von s1 und s2

%und berechne s3 -> normal auf s12

%berechnen des sinus bzw. cosinus der neigung in x-, y-richtung

[ sinus\_alpha\_grid, neigung\_grid, cos\_alpha\_x\_grid, cos\_alpha\_y\_grid,  
sin\_alpha\_x\_grid, sin\_alpha\_y\_grid ] = neigungskarte( xyz ,xyz\_rand\_poly);

%berechnen der resultierenden von s1 und s2, bereits s12^2

s12\_quadr\_grid = s1\_grid.^2 + s2\_grid.^2 + 2.\* s1\_grid .\* s2\_grid .\*  
sin\_alpha\_x\_grid .\* sin\_alpha\_y\_grid;

%berechnen von s3\_grid ueber die eikonalglg

s3\_grid = sqrt( (1/v)^2 - s12\_quadr\_grid );

%komplexe werte entfernen

% ind\_complex = find( ~isreal( s3\_grid ) );

% s3\_grid( ind\_complex ) = NaN;

for( i = 1:nr )

    for( j = 1:nc )

        if( ~isreal( s3\_grid(i,j) ) )

            s3\_grid(i,j) = NaN;

        else

            continue

        end

    end

end

```
%berechnen von A -konstante fuer jeden einzelnen gridpkt.
A_grid = (cos_alpha_y_grid.^2) .* (cos_alpha_x_grid.^2) + (sin_alpha_y_grid.^2)
.* (cos_alpha_x_grid.^2) + (sin_alpha_x_grid.^2) .* (cos_alpha_y_grid.^2);

%berechnen von sx_, sy_, sz_grid
sx1_grid = cos_alpha_x_grid .* ( (cos_alpha_y_grid.^2 + sin_alpha_y_grid.^2)
./ A_grid ) .* s1_grid;
sx2_grid = -sin_alpha_x_grid .* cos_alpha_x_grid .* (sin_alpha_y_grid ./ A_grid)
.* s2_grid;
sx3_grid = -sin_alpha_x_grid .* (cos_alpha_y_grid ./ sqrt(A_grid)) .* s3_grid;
sx_grid = sx1_grid + sx2_grid + sx3_grid;

sy1_grid = -sin_alpha_y_grid .* sin_alpha_x_grid .* (cos_alpha_y_grid ./ A_grid)
.* s1_grid;
sy2_grid = cos_alpha_y_grid .* ( (cos_alpha_x_grid.^2 + sin_alpha_x_grid.^2) ./
A_grid ) .* s2_grid;
sy3_grid = -cos_alpha_x_grid .* (sin_alpha_y_grid ./ sqrt(A_grid)) .* s3_grid;
sy_grid = sy1_grid + sy2_grid + sy3_grid;

sz1_grid = cos_alpha_y_grid.^2 .* (sin_alpha_x_grid ./ A_grid) .* s1_grid;
sz2_grid = cos_alpha_x_grid.^2 .* (sin_alpha_y_grid ./ A_grid) .* s2_grid;
sz3_grid = cos_alpha_x_grid .* (cos_alpha_y_grid ./ sqrt(A_grid)) .* s3_grid;
sz_grid = sz1_grid + sz2_grid + sz3_grid;

%berechnen der verschiebungen
dx_grid = -lotzeit_grid_masked .* v^2 .* sx_grid;
dy_grid = -lotzeit_grid_masked .* v^2 .* sy_grid;
dz_grid = -lotzeit_grid_masked .* v^2 .* sz_grid;

%berechnen des absoluten migrationswegs
ds_grid = sqrt( dx_grid.^2 + dy_grid.^2 );

%migrierte x,y koord. + felsbetthoehen
x_grid_mig = x_grid + dx_grid;
y_grid_mig = y_grid + dy_grid;
felsbett_grid = z_grid + dz_grid;
```



```
%loecher innerhalb des gletscherrands haben z-wert von dgm
if(strcmp(button_hole, 'Yes'))

    %einlesen der polygone
    for(i = 1:holes)
        getString = sprintf('Specify xyz-polygon of hole
%i inside the border(*.csv)', i);
        [name, path] = uigetfile('*.csv', getString);
        xyz_hole_poly = csvread(fullfile(path, name),1);

        %zuordnen von x- und y-werte des polygons
        pol_x = xyz_hole_poly(:,1);
        pol_y = xyz_hole_poly(:,2);

        %suche pkte innerhalb des polygons und maske die außerhalb
        [ IN, ON ] = inpolygon( x_grid, y_grid, pol_x, pol_y );
        ind_mask = find( IN == 1 );
        felsbett_grid( ind_mask ) = z_grid( ind_mask );

    end
end

%zusammenhaengen der daten
xyz_s1s2s12s3_sxyz_dxyzds_xymig_felsbett = horzcat( xyz,s1_grid(:), s2_grid(:),
s12_quadr_grid(:), s3_grid(:), sx_grid(:), sy_grid(:), sz_grid(:), dx_grid(:),
dy_grid(:), dz_grid(:), ds_grid(:), x_grid_mig(:), y_grid_mig(:),
felsbett_grid(:) );
[m,n] = size(xyz_s1s2s12s3_sxyz_dxyzds_xymig_felsbett);

%zeilen mit felsbett=NaN entfernen
rem = find(~isnan(xyz_s1s2s12s3_sxyz_dxyzds_xymig_felsbett(:,n)));
[i,j] = size(rem);
xyz_s1s2s12s3_sxyz_dxyzds_xymig_felsbett_ed = [];

for (m = 1:i)
    xyz_s1s2s12s3_sxyz_dxyzds_xymig_felsbett_ed =
    vertcat(xyz_s1s2s12s3_sxyz_dxyzds_xymig_felsbett_ed,
```

```
        xyz_s1s2s12s3_sxyz_dxyzds_xymig_felsbett(rem(m),:));
end

%exportieren der daten
save('G:\diplom\calculations\oasis\gok\data_export\migration\
xyz_s1s2s12s3_sxyz_dxyzds_xymig_felsbett',
'xyz_s1s2s12s3_sxyz_dxyzds_xymig_felsbett_ed','-ASCII');

%darstellen der migrationswege
fig_ds = figure;
surface( x_grid, y_grid, ds_grid, 'edgecolor', 'none' );
xlabel('X');
ylabel('Y');
colorbar;
set(gca, 'xgrid', 'on', 'ygrid', 'on', 'zgrid', 'on');
axis auto;
view(45, 45);
set(gcf,'renderer','zbuffer');
title(['\it Migrationseffekt '], 'HorizontalAlignment','right', 'FontSize',12,
'FontWeight','demi');

%vektordarstellung der migrationswege
fig_dxdy = figure;
quiver( x_grid, y_grid, dx_grid, dy_grid, 1 );
line( xyz_rand_poly(:,1), xyz_rand_poly(:,2), 'Color', 'k', 'LineWidth', 1 );
xlabel('X');
ylabel('Y');
%colorbar;
set(gca, 'xgrid', 'on', 'ygrid', 'on', 'zgrid', 'on');
axis auto;
view(45, 45);
set(gcf,'renderer','zbuffer');
title(['\it Vektordarstellung Migrationswege '], 'HorizontalAlignment','right',
'FontSize',12, 'FontWeight','demi');
```

### Funktion zur Berechnung einer Ausgleichsfläche

```
function [ xyz, Z_grid ] = ausgleichsflaeche_ed( xyz , nr, nc )

button = questdlg('Berechnen einer Ausgleichsfläche?', 'Continue Operation',
,'Yes','No','')

if(strcmp(button, 'Yes'))

    %entfernen der koordinaten tripel bei denen z = NaN
    [ xyz_ed, ind ] = removeNaN( xyz );

    %korrektur zu hoher koordinatenwerte - sonst schlechtes ergebnis
    %bei
    %ausgleichsrechnung (-singuläre inversionsmatrix!)
    xmin = min( xyz_ed(:,1) );
    ymin = min( xyz_ed(:,2) );

    %zuordnen von x, y, z und reduzieren von x, y
    x = xyz_ed(:,1) - xmin;
    y = xyz_ed(:,2) - ymin;
    z = xyz_ed(:,3);

    %weitere korrektur zu hoher koordinatenwerte
    %eingabe eines reduktionsfaktors, bei polynome höheren grades
    %sinnvoll
    input = inputdlg('Reduktionsfaktor der x-, y-Koordinaten für die
Berechnung einer Ausgleichsfläche.          (z.B.: 1000 )');
    red_factor = str2double(input{1});

    x = x / red_factor;
    y = y / red_factor;
```

```
#####
go_on = 1;
while(go_on)
    % Dies entspricht while(go_on == 1). Die while Schleife wird
    %solange
    %durchlaufen, bis go_on nicht mehr eins ist.
    % Es wird also go_on mit eins initialisiert. Mit Hilfe des
    % questdlg am Ende der Schleife setzt du dann die go_on
    % Variable auf den entsprechenden Wert.
#####

%eingabe des polynomgrads & umwandlung in ein double array
input = inputdlg('Polynomgrad der Ausgleichsfläche?');
max_p = str2double(input{1});

%anordnen der x-,y-koordinaten in 2 Spalten
coord = horzcat(x,y);
size_coord = size(coord);

%berechnung der normalgleichungen und der koeffizienten
for i = 1:max_p
    k = 0:i;
    k = k';
    l = flipdim(k, 1);

    indices = horzcat(l,k);

    coord_mat = reshape(coord, 1, numel(coord));
    coord_mat = repmat(coord_mat, size(k));
    coord_mat = reshape(coord_mat, numel(coord_mat)/2,2);

    ind_mat = repmat(indices, size_coord(1),1);

    tmp = coord_mat .^ ind_mat;

    tmp1 = tmp(:,1) .* tmp(:,2);
```

```
        if(i==1)
            values = reshape(tmp1', numel(k), size_coord(1))';

        else
            values = horzcat(values, reshape(tmp1', numel(k),
            size_coord(1))');
        end

        %proof_values{i} = tmp1';
    end

    one_mat = ones(size(values));
    values = horzcat(one_mat(:,1),values);

    values_trans = values';
    norm_glgén = values_trans*values;
    norm_glgén_inv = inv(norm_glgén);

    koeff = norm_glgén_inv * values_trans * z;

    mgrid = horzcat(x,y);
    size_mgrid = size(mgrid);

    %berechnung der ausgleichswerte
    for i = 1:max_p
        k = 0:i;
        k = k';
        l = flipdim(k, 1);

        indices = horzcat(l,k);

        mgrid_mat = reshape(mgrid, 1, numel(mgrid));
        mgrid_mat = repmat(mgrid_mat, size(k));
        mgrid_mat = reshape(mgrid_mat, numel(mgrid_mat)/2,2);

        ind_mat = repmat(indices, size_mgrid(1),1);
```

```

    tmp = mgrid_mat .^ ind_mat;

    tmp1 = tmp(:,1) .* tmp(:,2);

    if(i==1)
        values = reshape(tmp1', numel(k), size_mgrid(1))';
    else
        values = horzcat(values, reshape(tmp1', numel(k),
            size_mgrid(1))');
    end

    %proof_values{i} = tmp1';
end

one_mat = ones(size(values));
values = horzcat(one_mat(:,1),values);

Z = values * koeff;

%standardabweichung vom ausgeglichenem Z
stabw_dz = std( Z - z );

xyZ_ed = horzcat( xyz_ed(:,1), xyz_ed(:,2), Z );

xy = horzcat( xyz(:,1), xyz(:,2) );
xyZ = getZAfterSort_2 ( xyZ_ed, xy );

x_grid = reshape( xyZ(:,1), nr, nc);
y_grid = reshape( xyZ(:,2), nr, nc);
z_grid = reshape( xyz(:,3), nr, nc);
Z_grid = reshape( xyZ(:,3), nr, nc);

%rausschreiben der ausgleichsfläche
%csvwrite('ausgleichsfläche.dat',X_grid,Y_grid,Z)

```

```
%darstellung der ursprünglichen daten und deren
%ausgleichsfläche
fig_ausglflaeche = figure;
surface( x_grid, y_grid, Z_grid, 'edgecolor', 'none');
hold on;

surface(x_grid, y_grid, z_grid, 'facecolor', 'none',
'edgecolor', 'black')
%scatter3(x(:), y(:), z(:), 'filled', 'k');
%surface( x_grid, y_grid, z_grid, 'facecolor', 'none');
xlabel('X');
ylabel('Y');
set(gca, 'xgrid', 'on', 'ygrid', 'on', 'zgrid', 'on');
axis auto;
view(45, 45);
set(gcf,'renderer','zbuffer');
title(['\itAusgleichsfläche ',input{1},'\it-ten Grades.
\sigma_d_z =',num2str(stabw_dz),'m'],'HorizontalAlignment',
'right','FontSize',12,'FontWeight','demi');
%waitfor( fig_ausglflaeche );

%erzeugen und darstellen eines differenzen grids von z und Z
diff_z_grid = z_grid - Z_grid;

fig_diff_z = figure;
surface( x_grid, y_grid, diff_z_grid, 'edgecolor', 'none');
hold on;
xlabel('X');
ylabel('Y');
colorbar;
set(gca, 'xgrid', 'on', 'ygrid', 'on', 'zgrid', 'on');
axis auto;
view(45, 45);
set(gcf,'renderer','zbuffer');
title(['\it Höhendifferenzen bei Ausgleichsfläche ',input{1},
'\it-ten Grades. \sigma_d_z =',num2str(stabw_dz),'m'],
'HorizontalAlignment','right','FontSize',12,'FontWeight',
'demi');
```

```

        %waitfor( fig_diff_z );

        %abfrage ob polynomgrad verändert werden soll
        button = questdlg('Ändern des Polynomgrads?',
        'Continue Operation','Yes','No','')

#####
        % Hier wird die Abbruchbedingung überprüft. Wenn der User auf
        %No clickt
        % wird go_on auf Null gesetzt. Beim nächsten Durchlauf der
        %Schleife
        % führt dies zum Abbruch.
        if(strcmp(button, 'No'))
            go_on = 0;
        end
        #####

    end

    %xyZ = horzcat( xyz_ed(:,1), xyz_ed(:,2), Z );
    % helpdlg('Zum Fortfahren letztes Fenster schließen')
    % uiwait( fig_ausglflaeche )
    % close all

else
    xyZ = xyz;
    Z_grid = reshape( xyZ(:,3), nr, nc);
end

```



### Funktion zur Berechnung einer statischen Korrektur

```
function [ lotzeit_red_grid, redlayer_grid_ed, d_lotzeit_grid ] =
upperLayerReduction( x_grid, y_grid, lotzeit_grid )

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% ziehe von meiner lotzeit eine schicht (-schnee, firn) mit bekannter
% mächtigkeit und bekannter geschwindigkeit ab
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

go_on = 1;
while(go_on)

%einlesen der abzuziehenden schicht
[name, path] = uigetfile('*.xls','Specify xy+Reduction-Layer[m] (*.xls)');
xy_redlayer = xlsread(fullfile(path, name),1);

%beziehe xyz_redlayer(:,4) auf das x_, y_grid
redlayer_grid = griddata( xy_redlayer(:,1), xy_redlayer(:,2),
xy_redlayer(:,3), x_grid, y_grid, 'nearest' );

%masken des redlayer_grids
ind = find( isnan( lotzeit_grid ) );
redlayer_grid_ed = redlayer_grid;
redlayer_grid_ed(ind) = NaN;

%umrechnen der tiefen in zeit
v_input = inputdlg('Ausbreitungsgeschwindigkeit der abzuziehenden
Schicht [m/ns]?          ( z.B. : 0.2)');
v = str2double(v_input{1});
d_lotzeit_grid = redlayer_grid_ed / v;

%lotzeit korrigieren
lotzeit_red_grid = lotzeit_grid - d_lotzeit_grid;

%negative lotzeiten entfernen
ind = find( lotzeit_red_grid < 0 );
lotzeit_red_grid( ind ) = NaN;
```

```
%abfrage ob eine weitere schicht statisch korrigiert werden soll
button = questdlg('Eine weitere Schicht statisch korrigieren?',
'Continue Operation','Yes','No','')

if( strcmp(button, 'Yes') )
    lotzeit_red_grid = lotzeit_grid;
end

if( strcmp(button, 'No') )
    go_on = 0;
end

end
```

### Funktion zur Berechnung einer Neigungskarte

```
function [ sinus_alpha_grid, neigung_grid, cos_alpha_x_grid,
        cos_alpha_y_grid, sin_alpha_x_grid, sin_alpha_y_grid ]
    = neigungskarte( xyz ,xyz_rand)

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%dieses programm erstellt eine neigungskarte.
%
%xyz...digitales Geländemodell
%xyz_rand...gletscherrand
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%erzeugen der x_, y_, z_grids
[ z_grid, x_grid, y_grid ] = reshapeOasis2Mat( xyz );

[ nr, nc ] = size( x_grid );

dx = x_grid(1,2) - x_grid(1,1);
dx_grid = repmat( dx, [ nr nc ] );
dx2_grid = 2.* dx_grid;

dy = y_grid(2,1) - y_grid(1,1);
dy_grid = repmat( dy, [ nr nc ] );
dy2_grid = 2.* dy_grid;

% dx_,dy_grid *2, da z.b.: dz_x = z_grid(i,j+1) - z_grid(i,j-1);

dz_x_grid = repmat(NaN, [ nr nc ]);
dz_y_grid = repmat(NaN, [ nr nc ]);

for ( i = 2:nr-1 )
    % i_i = i

    for ( j = 2:nc-1 )
%        j_j = j

        dz_x = z_grid(i,j+1) - z_grid(i,j-1);
        dz_x_grid(i,j) = dz_x;
```

```

        dz_y = z_grid(i+1,j) - z_grid(i-1,j);
        dz_y_grid(i,j) = dz_y;

    end
end

%berechnung des sinus und cosinus der neigung in x- bzw. y-richtung
cos_alpha_x_grid = dx2_grid ./ sqrt( dx2_grid.^2 + dz_x_grid.^2);
cos_alpha_y_grid = dy2_grid ./ sqrt( dy2_grid.^2 + dz_y_grid.^2);

sin_alpha_x_grid = dz_x_grid ./ sqrt( dx2_grid.^2 + dz_x_grid.^2);
sin_alpha_y_grid = dz_y_grid ./ sqrt( dy2_grid.^2 + dz_x_grid.^2);

%berechnung des neigungsgradienten
ds_grid = sqrt( dx2_grid.^2 + dy2_grid.^2 );
dz_grid = sqrt( dz_x_grid.^2 + dz_y_grid.^2 );

%berechnung vom sinus des neigungsgradienten alpha an jedem gridpunkt
sinus_alpha_grid = dz_grid ./ sqrt( ds_grid.^2 + dz_grid.^2);
neigung_grid = 180/pi*asin(sinus_alpha_grid);

%gletscherrand auf neigungskarte darstellen
%xy_neigung_rand = griddata( x_grid, y_grid, neigung_grid, xyz_rand(:,1),
%xyz_rand(:,2) );
xy_neigung_rand = xyz_rand;
xy_neigung_rand(:,3) = interp2( x_grid, y_grid, neigung_grid, xyz_rand(:,1)
, xyz_rand(:,2), 'nearest');

%darstellen der neigungskarte
fig = figure;
surface( x_grid , y_grid , neigung_grid , 'edgecolor', 'none');

line( xy_neigung_rand(:,1), xy_neigung_rand(:,2), xy_neigung_rand(:,3),
'Color','k','LineWidth', 3 )
xlabel('X');
```

```
ylabel('Y');  
colorbar;  
set(gca, 'xgrid', 'on', 'ygrid', 'on', 'zgrid', 'on');  
axis auto;  
view(45, 45);  
set(gcf, 'renderer', 'zbuffer');  
title(['\it Neigungskarte'], 'HorizontalAlignment', 'right', 'FontSize', 12,  
      'FontWeight', 'demi');  
%waitfor( fig );
```

## C Lebenslauf

### Persönliche Daten

Name: Binder Daniel  
Adresse: Birkenring 27  
5640 Bad Gastein  
E-mail: dbinder@mail.tuwien.ac.at  
Datum/Geburtsort: 29.12.1978, München  
Nationalität: Österreich/Deutschland



### Ausbildung

Volksschule, 5640 Bad Gastein	1985–1989
Schihaupschule, 5640 Bad Gastein	1989–1993
Bundesoberstufenrealgymnasium (BORG), 5630 Bad Hofgastein	1993–1997
Bundesheer, Heeresfernmelderegiment, 5600 St. Johann i. Pg.	1997–1998
Beginn Studium der Physik und Studium der Astronomie, Uni Wien	1998
Studium der Meteorologie und Geophysik (1. Studienabschnitt), Uni Wien	2000–2002
Studium der Meteorologie und Geophysik (2. Studienabschnitt), Uni Wien	seit 2002
Diplomand am Institut für Geodäsie und Geophysik (TU Wien)	seit 11/2003

### Berufliche Erfahrung

Geologische Bundesanstalt (GBA); regelmäßige Feldarbeiten (Geoelektrik)	2002–2003
Institut für Geodäsie und Geophysik (TU Wien); GPR-Messung & Auswertung (Neotektonik); Gänserndorf	08–09/2003
Institut für Geodäsie und Geophysik (TU Wien); 3D GPR-Messung & Auswertung (Archäologie); Antau	10–11/2003
Institut für Geodäsie und Geophysik (TU Wien); GPR-Messung & erste Auswertung (Eisdicken von Gletschern); Wurtenkees, Goldbergkees, Kleinfleisskees	11/2003–06/2004
Pöyry Infra GmbH; regelmäßige Feldarbeiten (Seismik)	seit 2004
Institut für Geodäsie und Geophysik (TU Wien); Assistent bei Feldübungen (Seismik)	2004–2006

Land Niederösterreich; GPR-Messung & Auswertung, Seismik-Messung (geologischer Aufbau); Burg Schallaburg	10–11/2005
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik (ZAMG), Abteilung für Klimatologie; Assistent bei Gletscherpraktikum	04–05/2005
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik (ZAMG), Abteilung für Klimatologie; GPR-Messung & Auswertung, Endbericht (Akkumulationsmessung für die Gletschermassenbilanz); Wurtenkees, Goldbergkees, Kleinfleisskees, Pasterze	seit 2006
Institut für Geodäsie und Geophysik (TU Wien); GPR-Messung (Eisdicken); Eisriesenwelt Werfen, Dachsteineishöhlen	10–11/2006
Pöyry Infra GmbH; GPR-Messung & Auswertung, Endbericht (Gletscher-Eisdickenkarte); Schmiedingerkees, Maurerkees (Gletscherbahnen Kaprun AG)	10/2006–03/2007
Institut für Geodäsie und Geophysik (TU Wien); Projektassistent; FERMAP-Projekt 'Schools on Ice'	10/2007–12/2008
Institut für Geodäsie und Geophysik (TU Wien); GPR-Messung (Gletscher-Eisdickenkarte, Akkumulation); Freja-Gletscher und A.P. Olsen Ice Cap, Zackenberg (Grönland)	05/2008

### Konferenzen

Alpine Glaciological Meeting (AGM), Innsbruck; Vortrag	2004
Sonnblickvereinssitzung, Wien; Vortrag	2005
Alpine Glaciological Meeting (AGM), München; Poster	2006
European Geosciences Union (EGU), Wien; Poster	2006
Pangeo, Innsbruck; Poster	2006
European Geosciences Union (EGU), Wien; Poster	2008
Sonnblickvereinssitzung, Wien; Vortrag	2008
Radioglaciology and its Application, Madrid; Poster	2008

### **Veröffentlichungen**

Binder, D., E. Brückl, K.H. Roch, M. Behm und W. Schöner (2009),  
*Determination of total ice volume and ice thickness distribution of two glaciers  
in the Hohen Tauern (Eastern Alps) by ground penetrating radar (GPR)*  
Annals of Glaciology, 51, accepted.

### **Fremdsprachen**

Englisch, gute Kenntnisse

### **EDV Kenntnisse**

Gute Kenntnisse in Oasis Montaj, Reflex, Matlab, Latex, Adobe Illustrator und  
Microsoft Office Paket. Grundlagen der Software ProMAX 2D, Surfer und  
Adobe Photoshop.

### **Sonstige Kenntnisse bzw. Bescheinigungen**

Sprengausweis im Rahmen von 80 Stunden

Führerschein für PKW und LKW (B und C)

Besondere Kenntnisse über Lawinen (Kurse, selbstständige Weiterbildung)

Besondere Kenntnisse über Verhalten am Gletscher (Kurse, selbstständige  
Weiterbildung)