

**Das Fließen von Schelfeisen - numerische Simulationen mit
der Methode der finiten Differenzen**

**The flow of ice shelves - numerical simulations using the finite-
difference method**

Jürgen Determann

**Ber. Polarforsch. 83 (1991)
ISSN 0176 - 5027**

Jürgen Determann

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung
Columbusstraße; D-2850 Bremerhaven

Die vorliegende Arbeit ist die inhaltlich unveränderte Fassung einer Dissertation,
die 1990 am Fachbereich Geowissenschaften der Universität Bremen
angefertigt wurde.

Inhaltsverzeichnis	Seite
Zusammenfassung	2
Summary	4
1 Einleitung	6
2 Das Fließen von Schelfeis	10
2.1 Physikalische Grundlagen	10
2.2 Modellvorstellungen	14
3 Modellrechnungen	18
3.1 Gleichungen, die das Fließen beschreiben	18
3.1.1 Das gebremste Fließen bei Bodenkontakt	24
3.2 Die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß	26
3.3 Lösung der Modellgleichungen	27
4 Das Filchner-Ronne Schelfeis	32
4.1 Die Eingangsdaten	34
4.2 Die diagnostische Lösung	37
4.3 Prognostische Studien	40
4.3.1 A: nur Zutrag von oben	46
4.3.2 B: Zutrag von oben, Schmelzen und Anfrieren von unten	48
4.3.3 C: Zutrag von oben, Schmelzen gleichförmig verteilt	50
4.4 Interpretation der Ergebnisse	52
5 Das Ekström-Schelfeis	57
5.1 Die Eingangsdaten	58
5.2 Die diagnostische Lösung	62
5.3 Interpretation der Ergebnisse	64
6 Das gekoppelte System Landeis-Schelfeis	65
6.1 Das erweiterte Modell	66
6.2 Das Modellgebiet und die Eingangsdaten	69
6.3 Zeitliche Entwicklung des Systems	71
6.4 Interpretation der Ergebnisse	74
7 Schlußbemerkungen	75
Literaturverzeichnis	77

Zusammenfassung

Während der Einfluß der Antarktis auf das globale Klima als unbestritten gilt, bleibt die Frage nach dem gegenwärtigen Gleichgewichtszustand des antarktischen Eisschildes weiterhin offen. Bei der Beantwortung der hier anschließenden Frage nach dem Massenhaushalt spielen die den Kontinent säumenden Schelfeise eine wichtige Rolle, da sie ein Großteil des vom Inland abfließenden Eises abführen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Dynamik von Schelfeisen und deren Sensitivität gegenüber veränderten Massenbilanzgrößen.

Unter Berücksichtigung des Fließgesetzes für Eis wird ein Satz von Differentialgleichungen, die die Bewegung eines Schelfeises beschreiben, hergeleitet. Durch die Definition eines Bremsmechanismus, der den Einfluß der Bodenreibung simuliert, wird das berechnete Geschwindigkeitsfeld lokal verbessert.

Nachdem das Modell den beobachteten Fluß des Filchner-Ronne Schelfeises reproduzieren kann, erfolgen Modellrechnungen zur zeitlichen Entwicklung der Schelfeisdynamik. In die dafür zu lösende Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß gehen Akkumulations- und Schmelzraten an Ober- und Unterseite des Schelfeises ein.

Mit Hilfe des simulierten heutigen Geschwindigkeitsfeldes werden erstmals Akkumulationsraten von über 2 m/a an der Schelfeisunterseite für einen räumlich eng begrenzten Bereich abgeleitet. Aus den prognostischen Studien, die hypothetische Verteilungen von Akkumulation und Schmelzen enthalten, wird deutlich, daß das Dickenprofil eines Schelfeises in besonderem Maße von den Wechselwirkungen mit dem Ozean abhängt.

Um zu untersuchen, wie das Gleichgewichtsprofil auf die Position des Übergangsbereiches von Eisschild und Schelfeis einwirkt, wird das Schelfeismodell durch ein

Fließmodell für das Inlandeis erweitert. Das gekoppelte Modell wird wegen fehlender Meßdaten bisher nur auf ein synthetisches Landeis-Schelfeis System angewandt. Für definierte Massenflüsse und eine vorgegebene Bodentopographie ist daran die Evolution der einzelnen Komponenten zu verfolgen.

Erstmals wird das Geschwindigkeitsfeld des Ekström Schelfeises simuliert, jedoch unterbleiben prognostische Rechnungen aufgrund fehlender Massenbilanzgrößen. Werden diese, sowie die Topographie des Untergrundes in künftigen Expeditionen erfaßt, kann das gekoppelte Modell, auf das Ekström Schelfeis angewandt, neue Erkenntnisse über die Dynamik großer Eismassen liefern.

Summary

While Antarctica's influence on the global climate can be taken for granted, questions concerning the present equilibrium condition of the Antarctic Ice Sheet remain open. In answering the relevant question for the mass budget, the ice shelves fringing the continent play an important role because they largely drain the ice flowing from the inland.

This thesis addresses to the dynamics of ice shelves and their sensitivity to changing mass-balance quantities. Using the flow law for ice, a set of differential equations describing ice-shelf flow is developed. The calculated velocity field is improved locally by defining a retarding mechanism which simulates basal friction.

Being able to reproduce the observed flow of the Filchner-Ronne Ice Shelf, the model is used to simulate transient ice-shelf dynamics. This implies solving the mass-conservation equation, involving accumulation rates and ablation rates from the ice-shelf surface and bottom.

By means of the simulated present-day flow field, accumulation rates at the ice-shelf bottom in excess of 2 m/a are derived for a locally limited area. Prognostic studies comprising hypothetical distributions of accumulation and melting reveal that the ice-shelf thickness profile strongly depends on interactions with the ocean.

In order to investigate how steady-state profiles influence the grounding line position, the ice-shelf model is expanded by a flow model for the ice sheet. Due to lack of data, the coupled model is merely applied to a synthetic ice sheet/ice shelf system. For defined mass fluxes and a given sea-bottom topography the evolution of each component can then be followed.

For the first time, the flow of Ekström Ice Shelf is simulated but, because the mass-balance is not known, prognostic calculations have not been performed. If mass balance and bottom topography should be recorded by future expeditions, the

coupled model, when applied to the Ekström Ice Shelf will reveal new findings on the dynamics of large ice masses.

1 Einleitung

Der Eisschild der Antarktis speichert gegenwärtig etwa 30 Mill. km³ Eis, das unter dem Einfluß der Schwerkraft zur Küste hin abfließt. Schwimmende Schelfeise säumen etwa 44% der antarktischen Küstenlinie. Mit rund 1,5 Mill. km² nimmt deren Gesamtfläche rund 11% der Antarktis ein (Drewry, 1983), (Abb. 1.1).

Schelfeise werden gebildet, wenn die Unterseite des Inlandeises unter dem Meeresspiegel liegt und die Ausdünnung so groß ist, daß die vorhandene Wassertiefe ausreicht, das Eis aufschwimmen zu lassen. Den Übergangsbereich zwischen Inlandeis und Schelfeis bezeichnet man als Aufsetzlinie. Besonders bei schnell fließenden Eisströmen, über die der größte Teil des vom Kontinent abfließenden Eises

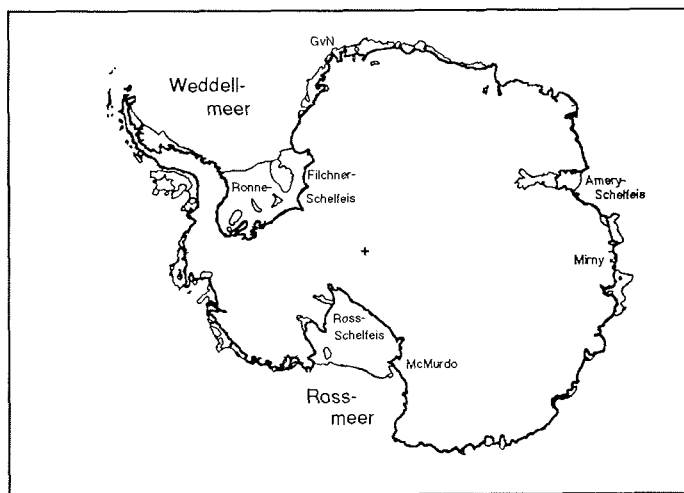


Abb. 1.1: Die Schelfeise der Antarktis säumen mehr als 40% der Küstenlinie. Sie entsorgen ein Großteil der jährlich in der Antarktis akkumulierenden Niederschläge. Neben den großen Schelfeisen Ross und Filchner-Ronne gibt es eine Reihe kleinerer Schelfeise, wie das Ekström Schelfeis, auf dem die deutsche Forschungsstation GvN liegt.

in die Schelfeise gelangt, entartet diese Linie zu einer Übergangszone, deren Breite ein mehrfaches der Eismächtigkeit betragen kann (Doake, 1985; Herterich, 1987; Stephenson & Bindschadler, 1988).

Findet ein Schelfeis in großen Buchten seitlichen Halt, kann es sehr weit ins Meer hinausreichen. Zwischen der Aufsetzlinie und der Schelfeiskante, an der von Zeit zu Zeit große Tafeleisberge abbrechen, beträgt die Länge dann oft mehrere hundert Kilometer.

Die größten Schelfeise sind das Ross-Schelfeis und das Filchner-Ronne Schelfeis mit einer Fläche von zusammen etwa 1 Mill. km². Beide zusammen haben ein Einzugsgebiet, das große Teile der Westantarktis und Teile der Ostantarktis, insgesamt fast 6 Mill. km², also mehr als 40% der Fläche der Antarktis umfaßt.

Dem ungehinderten Ausbreiten eines Schelfeises stehen Scherkräfte an seitlichen Begrenzungen und Reibungskräfte in Gebieten mit Bodenkontakt entgegen. Zwischen antreibenden und bremsenden Kräften besteht ein Gleichgewicht, das das Dickenprofil eines Schelfeises bestimmt. An der Aufsetzlinie übt das Schelfeis einen Rückstau auf das angrenzende Inlandeis aus. Die Eismächtigkeit an der Aufsetzlinie beeinflusst, wenigstens lokal, das Profil des Inlandeises. Das ist besonders bei marinen Inlandeisen wie der Westantarktis, deren Basis großräumig unterhalb des Meeresspiegels liegt, von Bedeutung. Kommt es durch klimatische Änderungen zu einer Schwächung der stützenden Schelfeise, ist ein Rückschreiten der Aufsetzlinie, verbunden mit einer Verminderung des gespeicherten Eisvolumens die Folge. Daraufhin führt ein steigender Meeresspiegel zu einer positiven Rückkopplung, die das Auflösen des Eisschildes beschleunigt. Diese Theorie wurde von zahlreichen Autoren aufgenommen, jedoch ohne daß bisher Gewissheit über den Gleichgewichtszustand der Antarktis erlangt werden konnte (Mercer, 1978; Thomas & Bentley, 1978; Thomas et al., 1979; Lingle, 1984; Van der Veen, 1985,

1987). Diese Frage gewinnt aber angesichts der aktuellen Diskussion über eine CO₂ - induzierte Erwärmung der Erdatmosphäre zunehmend an Bedeutung.

Bevor Fernerkundungsmethoden, wie die Satellitenaltimetrie, mit umfassendem Datenmaterial über ausreichend große Zeitintervalle hinweg Aussagen über relative Änderungen des Eisvolumens der Antarktis ermöglichen, ist man auf Modelle angewiesen, um den Zustand der Antarktis zu beschreiben. Modellrechnungen, die helfen, die den Fließeigenschaften großer Eismassen zugrundeliegenden physikalischen Prinzipien zu verstehen, können an gezielt ausgewählten Stellen durch Feldmessungen verifiziert werden. Umgekehrt erlauben gültige Modelle, lokal gemessene Größen auf Gebiete zu übertragen die nicht direkten Messungen zugänglich sind.

Bis heute gibt es kein Modell, das das komplexe System Eis - Ozean - Atmosphäre umfassend beschreiben könnte. Wechselwirkungen an den Grenzflächen Eis - Ozean oder Eis - Atmosphäre gehen lediglich als vorgegebene Randbedingungen, allenfalls in parametrisierter Form in Simulationen der Eisdynamik ein (Oerlemans, 1982; Huybrechts & Oerlemans, 1988).

Zwei Gründe heben die exponierte Bedeutung von Schelfeisen hinsichtlich klimatisch relevanter Fragestellungen hervor:

- i) aufgrund des großen Einzugsgebietes treten Änderungen der Massenbilanz der Antarktis auf Schelfeisen und besonders auf Eisströmen verstärkt hervor (Stephenson & Bindshadler, 1988)
- ii) Schelfeise reagieren schneller als Eisschilde auf veränderte Wechselwirkungen mit Atmosphäre oder Ozean, das heißt auf veränderte Akkumulations- und Ablationsraten

Damit werden Schelfeise auch zukünftig Gegenstand ausgedehnter Feldmessungen sein, deren Interpretation durch Modelle zu stützen ist.

Aufgrund der unterschiedlich großen Zeitskalen, ein Inlandeis benötigt etwa 10000 - 100000 Jahre zum Aufbau eines stabilen Zustandes, ein Schelfeis nur 1000 Jahre (Oerlemans, 1982; Herterich, 1987), können für die Simulation der Dynamik von Schelfeisen die Randbedingungen an der Aufsetzlinie näherungsweise als stationär betrachtet werden.

Die einfache Geometrie von Schelfeisen erlaubt, vereinfachende Annahmen bezüglich des Fließens zu treffen, ohne die zugrundeliegende Physik wesentlich zu verletzen. Dennoch sind die das Fließen beschreibenden Differentialgleichungen so komplex, daß nur numerische Lösungen möglich sind.

Es gibt eine Reihe von Arbeiten, die sich mit numerischen Simulationen von Schelfeisen, deren Bewegungen und Interaktionen befassen. Den Arbeiten von Van der Veen (1984) mit eher theoretischem Charakter stehen die Ausführungen von MacAyeal & Thomas (1982) und MacAyeal & Lange (1986) gegenüber, um nur einige zu nennen. Letztere behandeln die Dynamik des Ross und des Filchner-Ronne Schelfeises. Das ist möglich, seit umfangreiche, aus geophysikalischen Messungen gewonnene Daten über die Verteilung der Eismächtigkeiten verfügbar sind.

MacAyeal & Thomas (1982) benutzen die Methode der finiten Elemente (FE), die universal einsetzbar ist und auf viele spezielle Probleme angepaßt werden kann (Fastook, 1987). Eine variable Elementgröße ermöglicht eine verbesserte Auflösung in Gebieten mit großen räumlichen Gradienten der für die Modellierung relevanter Größen. Ein Beispiel dafür sind die engen, aber schnell fließenden Eisströme. Die Methode der finiten Differenzen (FD) erfordert dagegen ein äquidistantes Gitter, auf dem die Modellgleichungen zu approximieren sind. Dafür erlaubt sie, einfacher als FE-Methoden, die Ausdehnung des Modellgebietes zu variieren, was bei prognostischen Simulationen von Vorteil ist (Van der Veen, 1987).

2 Das Fließen von Schelfeisen

Bevor ich auf das Fließen von Schelfeisen eingehe, möchte ich kurz einige Grundlagen der Eisdeformation vorausschicken. Dabei verzichte ich auf die mikroskopischen Vorgänge des Kristallgitters zugunsten einer eher phenomänologischen Beschreibung der mechanischen Eigenschaften polykristallinen Eises.

2.1 Physikalische Grundlagen

Aus Laborversuchen, in denen eine polykristalline Eisprobe Scherkräften ausgesetzt wird, lassen sich typische Spannungs - Dehnungs - Kurven, sogenannte Kriechkurven gewinnen. Abbildung 2.1 zeigt solche Kurven für niedrige, mittlere und hohe Scherspannungen. Im zeitlichen Verlauf der Kriechkurven werden die als primäres, sekundäres und tertiäres Kriechen benannten Stadien der Verformung deutlich. Das zeitabhängige Deformationsverhalten kann mit Hilfe einer Fehlstellentheorie, die das Wirken von Versetzungen und Gitterfehlern des Eiskristalls auf die plastischen Eigenschaften der Probe behandelt, erklärt werden. Dabei haben auch Interaktionen von Fehlstellen mit der Migration von Korngrenzen eine wichtige Rolle. In einem Wechselspiel zwischen aufweichenden Mechanismen und Vorgängen, die eine Deformation behindern, stellt das sekundäre Kriechen einen Gleichgewichtszustand dar. Paterson (1981) nimmt an, daß dieser Zustand für große, natürlich vorkommende Eismassen, also auch für Schelfeise gilt.

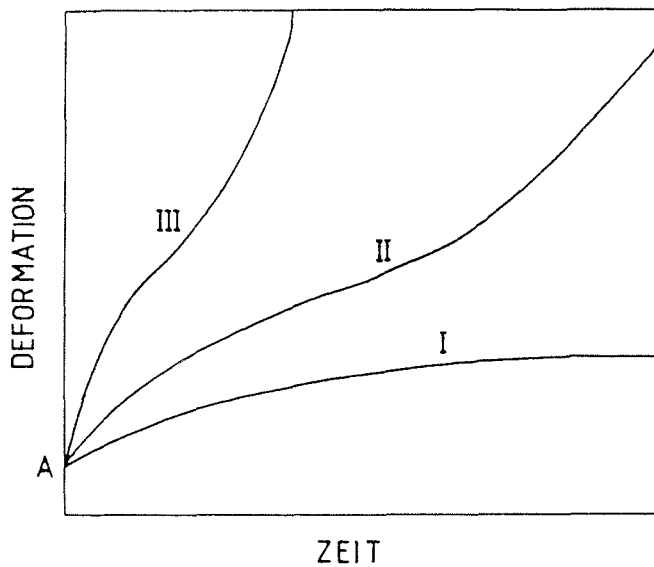


Abb. 2.1.: Kriechkurven aus Scherversuchen mit kleinen (I), mittleren (II) und hohen (III) Scherspannungen. Nach einer sofort einsetzenden elastischen Verformung erfolgen die verschiedenen Stadien der plastischen Deformation, die aus Interaktionen im Kristallgitter resultieren (nach Paterson,1981).

Aus Scherversuchen mit Spannungen von 50 - 200 kPa, die für große natürliche Eiskörper repräsentativ sind, leitete Glen (1955) ein Fließgesetz der Form

$$\dot{\epsilon}_{xy} = A \tau_{xy}^n \quad (2.1)$$

ab, das die Scherungsrate $\dot{\epsilon}_{xy}$ und die anliegende Scherspannung τ_{xy} mit Hilfe der Fließparameter A und n verknüpft. Darin ist n eine Konstante, während A von der Temperatur, der Kristallstruktur, dem Grad der Verunreinigung und weiteren Faktoren abhängt. Der Einfluß der Temperatur auf die Verformbarkeit von Eis findet über die Arrhenius - Relation

$$A(T) = A_0 \exp \frac{Q}{RT} \quad (2.2)$$

Eingang in das Fließgesetz. Darin sind R die allgemeine Gaskonstante und T die absolute Temperatur. Für Eistemperaturen über 263 K wird die Aktivierungsenergie Q mit 60 kJ/mol, für Temperaturen darunter mit 130 kJ/mol angegeben (Paterson, 1981).

T (°C)	A (kPa ⁻³ s ⁻¹)	A(Pa ⁻³ a ⁻¹)
0	5,3 x 10 ⁻¹⁵	1,7 x 10 ⁻¹⁶
-5	1,7	5.4 x 10 ⁻¹⁷
-10	5,2 x 10 ⁻¹⁶	1,6
-15	3,1	9,8 x 10 ⁻¹⁸
-20	1,8	5,7
-25	1,0	3,2
-30	5,4 x 10 ⁻¹⁷	1,7
-35	2,9	9,1 x 10 ⁻¹⁹
-40	1,5	4,7

Tab. 1: Der Fließparameter A in Relation zur Temperatur des Eises (n=3; Paterson, 1981). Die Einheit Pa⁻³a⁻¹ entspricht der üblichen Praxis, die Eisdynamik durch jährliche Bewegungs- und Deformationsraten zu beschreiben.

Es hat sich gezeigt, daß mit n = 3 das Fließgesetz eine Form annimmt, die universell auf die Rheologie von Gletschereis anwendbar ist. Dieser, von Weertman (1957) für das Fließen von Schelfeisen vorgeschlagene Exponent wird von Thomas (1973b) an Feldmessungen verifiziert. Die Deformation von Eis ist damit ein nichtlineares Problem. Im Falle von n = 1 verhielte es sich wie eine Newton'sche Flüssigkeit; A wäre der Kehrwert der dynamischen Viskosität. MacAyeal & Lange (1986) nehmen für vergleichende Rechnungen auch ein lineares Fließgesetz an.

Obwohl Gleichung (2.1) allgemein anerkannt ist und mit einer Fehlstellentheorie ausreichend erklärt werden kann, haben Messungen an Gletschern gezeigt, daß A und n weit gestreute Werte annehmen können (Paterson, 1981).

2.2 Modellvorstellungen

Die Elemente des Systems Eisschild - Übergangszone - Schelfeis unterscheiden sich grundsätzlich im Typ der vorherrschenden Spannungskomponenten, die das Fließen beeinflussen. Bewegungen des weitgehend am Untergrund festgefrorenen Inlandeises werden überwiegend durch die, von Eisdicke und Oberflächenneigung bestimmten Scherspannungen angetrieben. Demgegenüber treten im Schelfeis, da es auf dem Wasser reibungsfrei gelagert ist, kaum vertikale Scherkräfte auf. Stattdessen überwiegen die aus Gradienten der Eismächtigkeiten resultierenden longitudinalen Spannungen (Weertman, 1957; Sanderson & Doake, 1979; Van der Veen, 1987; Whillans, 1987). Die Kopplung zwischen Eisschild und Schelfeis erfolgt in einer Übergangszone lokal variierender Breite. In Fließrichtung werden hier kontinuierlich Scherspannungen abgebaut und durch Longitudinalspannungen ersetzt. (Van der Veen, 1987; Herterich, 1987). Aufgrund fehlender Reibung an der Eisunterseite von Schelfeisen bietet es sich an, vertikal gemittelte Fließparameter zu verwenden und das Fließen in einem, auf die horizontalen Dimensionen reduzierten Modell zu untersuchen.

Erste theoretische Ansätze bezüglich des Fließens von Schelfeisen gehen auf Weertman (1957) und Budd (1966) zurück. Thomas (1973a) erweiterte die Theorie auf Schelfeise unterschiedlicher Geometrie und Sanderson (1979) berechnete Gleichgewichtsprofile der Eismächtigkeiten. Eine ausführliche Diskussion der im Schelfeis auftretenden Kräfte findet man bei Whillans (1987). Die folgenden, der Arbeit von Thomas (1973a) entstammenden Ausführungen, geben einen Einblick in die Mechanismen, die ein Schelfeis antreiben, beziehungsweise dessen Bewegung bremsen.

Die Differenz der vertikal integrierten Longitudinalspannungen im Eis und des vom Seewasser aufgebauten Gegendruckes bestimmt die Spannungskomponente F_D , die das Fließen eines Schelfeises antreibt. Mit der Höhe h der Eisoberfläche be-

züglich des Meeresspiegels, die im Schelfeis aus dem Schwimmgleichgewicht gemäß $h = (1 - \rho_i / \rho_w)H$ zu gewinnen ist, gilt:

$$F_d = \frac{1}{2} \rho_i g h \quad (2.3)$$

ρ_i und ρ_w sind die Dichten von Eis und Meerwasser, g die Erdbeschleunigung und H die Dicke des Schelfeises. Gleichung (2.3) zeigt, daß die über dem Wasserspiegel vorhandene Eismasse Fließbewegungen erzeugt.

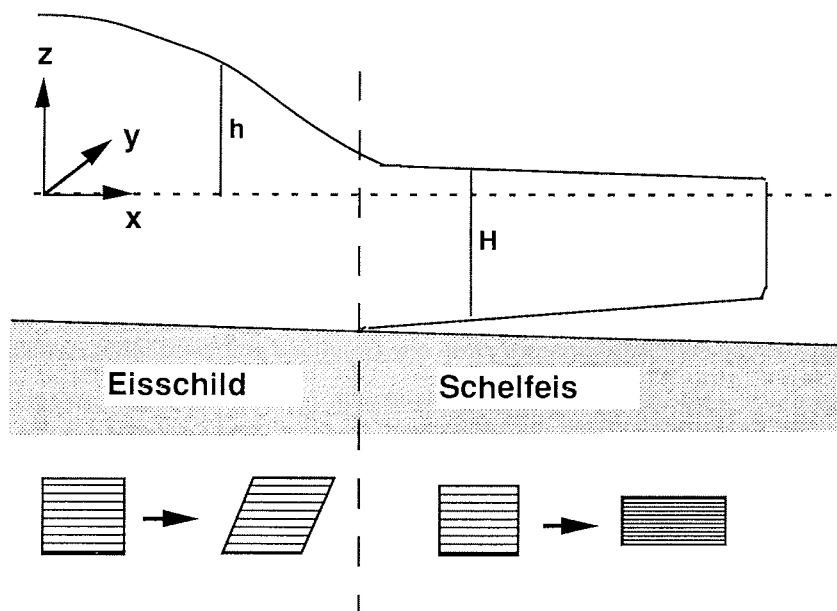


Abb. 2.2: Schematisiertes Querschnittsprofil durch Eisschild und Schelfeis. Es herrschen zwei grundsätzlich verschiedene Deformationstypen vor. Während im Inlandeis am Boden wirkende Scherkräfte für vertikale Scherungen sorgen, erfolgt die Ausdünnung des Schelfeises durch longitudinale Spannungen. x und y nehmen die horizontalen Koordinaten ein, wobei x in Fließrichtung weist. z ist Null auf Meeressniveau und positiv nach oben.

Schelfeise befinden sich oft in Buchten, an deren Rändern das ausfließende Eis Scherkräfte erfährt, die dem Fließen entgegenwirken. Deren Einfluß auf ein Schelfeis mit parallelen seitlichen Begrenzungen läßt sich abschätzen, wenn man annimmt, daß die maximalen Scherspannungen τ_s 50 - 100 kPa betragen. Dann gilt für die Mittellinie des Schelfeises:

$$F_s = -\frac{\tau_s}{a} \int_x^X H_i dx \quad (2.4)$$

Darin sind a die halbe Breite des Schelfeises und H_i die Eismächtigkeiten am seitlichen Rand. Thomas (1973a) berechnet damit die longitudinale Deformationsrate gemäß:

$$\dot{\epsilon}_{xx} = A\theta \left(F_d - \frac{F_s}{H_i} \right)^n \quad (2.5)$$

Der darin enthaltene Faktor θ berücksichtigt den Einfluß der Geometrie des Schelfeises auf die Deformationsrate. Für ein Schelfeis mit parallelen seitlichen Berandungen ist $\theta = 1/3^{(n+1)/2}$. An der Schelfeiskante ($x = X$) ist $F_s = 0$, womit der rechte Term in der Klammer von (2.5) verschwindet. Sind hier die Eismächtigkeiten H_i , beziehungsweise der über dem Meeresspiegel liegende Teil h bekannt, ergibt (2.5) explizit die longitudinalen Deformationsraten $\dot{\epsilon}_{xx}$. Das wird in Abschnitt 3 genutzt, um in der numerischen Lösung der das Fließen beschreibenden Differentialgleichungen die seewärtigen Randbedingungen zu quantifizieren.

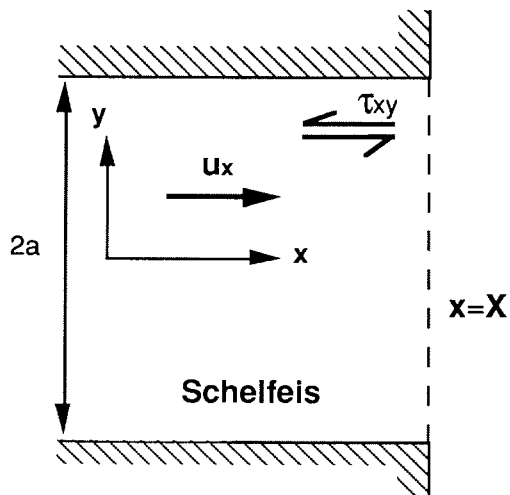


Abb. 2.3: Scherkräfte τ_s an den seitlichen Berandungen eines Schelfeises beeinflussen dessen Fließgeschwindigkeiten umgekehrt proportional zur Breite $2a$. An der Schelfeiskante ($x=X$) verschwindet dieser Einfluß. (nach Thomas, 1973a)

Befinden sich unter dem Schelfeis Untiefen, wo das Eis den Meeresboden berührt, treten durch basales Gleiten (Gleiten über den Untergrund) zusätzliche Reibungskräfte auf, die den Fluß des Schelfeises hemmen. Gegenwärtig ist die diesem Prozeß zugrundeliegende Physik noch wenig verstanden. Weertman (1964), Budd et al. (1979) und Bindschadler (1983) versuchen, mit empirisch abgeleiteten Gesetzen, den Vorgang des basalen Gleitens bei Gletschern zu beschreiben. Wegen fehlender Daten hinreichender Genauigkeit über vertikale Scherspannungen und Oberflächenneigungen ist es sehr schwierig, die Gesetze für Schelfeise anzuwenden.

Ein Ansatz, der die antreibenden Druckgradienten vermindert, kann den bei Bodenkontakt lokal gebremsten Fluß von Schelfeisen simulieren. MacAyeal (1989) macht einen derartigen Ansatz für einen Eisstrom, der auf wasserführenden Sedimenten aufliegt. Ist die Viskosität dieser basalen Sedimente gering verglichen mit

der des aufliegenden Eises, erfolgt die Scherung überwiegend im Sediment. Der Eisstrom verformt sich dann ähnlich wie ein schwimmendes Schelfeis bei verringerten longitudinalen Spannungen.

3 Modellrechnungen

In diesem Abschnitt wird ein Formalismus entwickelt, der die Dynamik von Schelfeisen beschreibt. Basierend auf den Grundsätzen der Kontinuumsmechanik und unter Verwendung eines nichtlinearen Fließgesetzes nach Glen (1955) lassen sich zwei Differentialgleichungen herleiten, die die horizontalen Bewegungen eines Schelfeises erfassen. Für die Übergangzone zwischen Eisschild und Schelfeis führte Herterich (1987) entsprechende Überlegungen aus, um sie in einem vertikalen 2D - Modell zu verwenden. Sind die Fließgeschwindigkeiten als Lösung der Differentialgleichungen bestimmt, gehen sie in die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß ein, aus der zeitliche Änderungen der Eismächtigkeiten resultieren.

3.1 Gleichungen, die das Fließen beschreiben

Die auf ein gedachtes Volumenelement des Schelfeises (Abb. 3.1) wirkenden Kräfte bilden die Grundlage der zu beschreibenden Bewegungsgleichungen. Man unterscheidet zwischen Volumenkräften, in diesem Fall Gewichtskräften, und an der Körperoberfläche angreifenden Kräften.

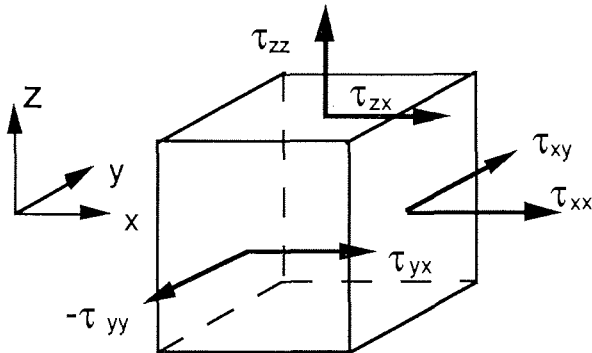


Abb. 3.1: Das Gleichgewicht der auf ein Volumenelement wirkenden Kräfte ist Grundlage für die aufzustellenden Bewegungsgleichungen. Man unterscheidet Longitudinalspannungen (τ_{xx} , τ_{yy} , τ_{zz}) senkrecht zur Oberfläche und Scherspannungen (τ_{xz} , τ_{xy} , ...) parallel dazu. Es sind nur sechs der neun Elemente des Spannungstensors gezeigt.

Unter der Annahme vernachlässigbarer Beschleunigungen erlaubt die Anwendung des zweiten Newton'schen Gesetzes, im Kräftegleichgewicht folgende Gleichungen aufzustellen (Jaeger, 1969).

$$\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} = -\rho_i g \quad (3.3)$$

Die Gleichungen 3.1) bis 3.3) zeigen, daß die Divergenz des Spannungstensors T im Gleichgewicht mit der durch die Schwerebeschleunigung erzeugten Volumenkraft $\rho_i g$ steht. Die Erdbeschleunigung g ist hier wegen der Wahl des

Koordinatensystems negativ. Wie bereits erwähnt, sind vertikale Scherspannungen in weiten Bereichen eines Schelfeises sehr gering, weshalb die folgenden Abschätzungen gelten:

$$\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \gg \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} ; \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \gg \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y}$$

Damit führt (3.3) mit anschließender Integration über z auf

$$\tau_{zz}(z) = -\rho_i g(z_s - z) \quad (3.4)$$

mit z_s als Höhe der Eisoberfläche.

Der hydrostatische Druck P, definiert als Summe der Spurelemente von T ($P=1/3(\tau_{xx} + \tau_{yy} + \tau_{zz})$) hat keinen merkbaren Einfluß auf das Fließverhalten von Eis (Jaeger, 1969; Paterson, 1981). Dann führt die Subtraktion des hydrostatischen Anteils gemäß:

$$\tau_{ij}' = \tau_{ij} - \delta_{ij}P$$

auf die Elemente des Spannungsdeviators T', die allein das Fließverhalten bestimmen. Insbesondere lauten die longitudinalen Spannungsdeviatoren in x- und y- Richtung dann:

$$\tau_{xx}' = \tau_{xx} - \frac{1}{3}(\tau_{xx} + \tau_{yy} + \tau_{zz}) \quad (3.5)$$

$$\tau_{yy}' = \tau_{yy} - \frac{1}{3}(\tau_{xx} + \tau_{yy} + \tau_{zz}) \quad (3.6)$$

Durch Addition von 2*(3.5) und (3.6), bzw. 2*(3.6) und (3.5) erhält man:

$$2\tau_{xx}' + \tau_{yy}' = \tau_{xx} - \tau_{zz} \quad (3.7)$$

$$2\tau_{yy}' + \tau_{xx}' = \tau_{yy} - \tau_{zz} \quad (3.8)$$

Die Umformung nach τ_{xx} und τ_{yy} und Einsetzen in (3.1), bzw. (3.2) liefert die folgenden Gleichungen:

$$\frac{\partial}{\partial x}(2\tau_{xx}' + \tau_{yy}' + \tau_{zz}') + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}(2\tau_{yy}' + \tau_{xx}' + \tau_{zz}') + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = 0 \quad (3.10)$$

Die darin enthaltenen Gradienten $\partial \tau_{zz}/\partial x$ und $\partial \tau_{zz}/\partial y$ hängen gemäß (3.4) von der Neigung der Eisoberfläche ab. Da das Schelfeis schwimmt, kann man z_s als Funktion der Eismächtigkeit H beschreiben, wenn die Dichten von Eis und Meerwasser, ρ_i und ρ_w bekannt sind. Im Schwimmgleichgewicht (Isostasie) gilt:

$$z_s = (1 - \rho_i/\rho_w)H$$

so daß (3.9) und (3.10) in

$$\rho_i g \frac{\partial z_s}{\partial x} + 2 \frac{\partial \tau_{xx}'}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}'}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = 0 \quad (3.11)$$

$$\rho_i g \frac{\partial z_s}{\partial y} + 2 \frac{\partial \tau_{yy}'}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xx}'}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = 0 \quad (3.12)$$

übergehen. Diese Differentialgleichungen werden lösbar, wenn man die Komponenten des Spannungsdeviators τ_{ij}' durch die entsprechenden Verzerrungsraten $\dot{\epsilon}_{ij}$ ersetzt. Dazu benötigt man das Fließgesetz von Glen in der generalisierten Form (Nye, 1957):

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A \tau^{n-1} \tau_{ij}' \quad (3.13)$$

(3.13) ist die Erweiterung von (2.1) auf den allgemeinen Fall, wo mehrere Spannungskomponenten auf das Eis einwirken. In (3.13) ist die effektive Scherspannung τ eine stets positive Größe, die durch die zweite Invariante des Spannungstensors gemäß:

$$2\tau^2 = \tau_{xx}^2 + \tau_{yy}^2 + \tau_{zz}^2 + 2\tau_{xy}^2 + 2\tau_{yz}^2 + 2\tau_{xz}^2 \quad (3.14)$$

definiert ist (Jaeger, 1969). τ trägt der Invarianz des Fließgesetzes bezüglich Koordinatentransformationen Rechnung. Die Definition der effektiven Scherungsrate $\dot{\epsilon}$ lautet analog:

$$2\dot{\epsilon}^2 = \dot{\epsilon}_{xx}^2 + \dot{\epsilon}_{yy}^2 + \dot{\epsilon}_{zz}^2 + 2\dot{\epsilon}_{xy}^2 + 2\dot{\epsilon}_{yz}^2 + 2\dot{\epsilon}_{xz}^2 \quad (3.15)$$

Damit geht im speziellen Fall der effektiven Deformation das Fließgesetz in

$$\dot{\epsilon} = A\tau^n \quad (3.16)$$

über. Wenn man jetzt noch die Verzerrungsraten als Gradienten der Geschwindigkeitskomponenten $u, v, w = u_i, u_j, u_k$

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.17)$$

ausdrückt, kann (3.13), nach τ_{ij} umgeformt, in (3.11) und (3.12) eingesetzt werden.

In

$$\tau_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij} A^{-\frac{1}{n}} \dot{\epsilon}^{\frac{1}{n}-1} \quad (3.18)$$

ist der Term $\dot{\epsilon}^{1/n-1}$ unter Verwendung von (3.15) und (3.17) durch

$$f = \left(\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right)^{\frac{(1-1/n)}{2}} \quad (3.19)$$

zu ersetzen. Zur besseren Übersicht sei

$$\gamma = \rho_i g A^{\frac{1}{n}}$$

Dann folgt schließlich durch Einsetzen von (3.18) in (3.11), bzw. (3.12), also Ersetzen der Spannungskomponenten durch Geschwindigkeitsgradienten, ein Satz von partiellen Differentialgleichungen, deren Lösung das Geschwindigkeitsfeld von Schelfeisen angibt.

$$\gamma \frac{\partial z_s}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(f \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(f \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \left(f \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right) = 0 \quad (3.20)$$

$$\gamma \frac{\partial z_s}{\partial y} + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(f \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(f \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(f \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right) = 0 \quad (3.21)$$

Darin sind bereits $\partial u/\partial z$ und $\partial v/\partial z$ sowie $\partial w/\partial x$ und $\partial w/\partial y$ vernachlässigt, da vertikale Scherungen gering und die horizontalen Gradienten von w als klein gegenüber denen von u und v anzusehen sind. Mit der Inkompressibilitätsbedingung für Eis (3.23) läßt sich $\partial w/\partial z$ in (3.19) eliminieren. Jetzt enthalten (3.20) und (3.21) nur noch zwei Unbekannte, nämlich u und v . Geophysikalische und glaziologische Messungen bestimmen H und ρ_i . Ozeanographische Messungen an der Schelfeiskante legen ρ_w fest. Zu erwartende laterale Dichteänderungen von weniger als 1‰ (Hellmer, 1989) haben nur einen geringen Einfluß auf das Schwimmgleichgewicht. Aus den Differentialgleichungen wird sofort deutlich, daß der temperaturabhängige Fließparameter A und die von der Eisdickenverteilung bestimmten Neigungen der Schelfeisoberseite ($\partial z_s/\partial x$, $\partial z_s/\partial y$) das Geschwindigkeitsfeld entscheidend beeinflussen.

3.1.1 Das gebremste Fließen bei Bodenkontakt

Hat das Schelfeis aufgrund zu geringer Wassertiefen, Kontakt zum Meeresboden, treten an der Eisunterseite Scherkräfte auf, die entgegen der Fließrichtung wirken. Die als zusätzliche Komponente in das Fließgesetz eingehenden Scherkräfte führen dazu, daß die Eisdicke in Fließrichtung stärker abnimmt, als ein ideales Schelfeis es zulassen könnte (Smith, 1986). Demzufolge impliziert das oben beschriebene Modell, angewandt auf solche Bereiche, zu große Deformationsraten und damit auch zu hohe Geschwindigkeiten. Da es sehr schwierig ist, die beteilig-

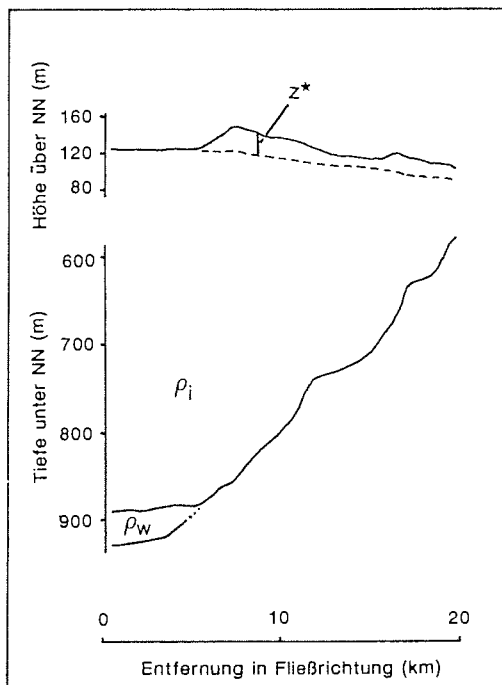


Abb. 3.2: Profilschnitt über die Doake Ice Rumples im Filchner-Ronne Schelfeis. gezeigt ist der Verlauf von Eisober- und Unterseite sowie der des Meeresbodens. Das von links nach rechts fließende Schelfeis beginnt, bei Kilometer 5 auf dem Meeresboden aufzuliegen (nach Smith, 1986). z^* ist die Eismächtigkeit über dem Schwimgleichgewicht. Beträgt z^* mehr als 30 Meter, zwingen die am Boden wirkenden Scherkräfte das Schelfeis, um das Hindernis herumzuzuliegen. Dann bildet sich eine Eiskuppel.

ten Spannungen aus Feldmessungen abzuleiten (Hutter, 1983), scheidet die explizite Anwendung des Fließgesetzes zur Berechnung von Deformationsraten aus. Das Problem kann aber mit Hilfe eines praktischen Ansatzes zwar nicht gelöst, so doch wenigstens abgeschwächt werden.

Der Fluß des Eises wird über einem Eishöcker (*ice rumple*) gebremst, bleibt aber von dem des Schelfeises bestimmt. Davon völlig unabhängig fließt das Eis von einer Eiskuppel (*ice rise*) in der Regel radial nach außen. Als weiteres Unterscheidungsmerkmal von Eiskuppel und Eishöcker nennt Swithinbank (1986) die Höhe der Eisoberfläche bezüglich der des umgebenden Schelfeises. Danach erhebt sich ein Eishöcker nie mehr als $z_0 = 30$ m über das Schelfeisniveau, während Eiskuppeln mehrere hundert Meter hoch sein können. Dies ausnutzend, kann ein linearer Ansatz, in den die Höhe z^* über dem Schwimmgleichgewicht eingeht, die Simulation des gebremsten Flusses verbessern. z^* , definiert als

$$z^* = H - z_b \frac{\rho_w}{\rho_i}$$

wird dazu benutzt, den antreibenden Einfluß von $\partial z_s / \partial x$ und $\partial z_s / \partial y$ auf die Lösung von (3.20) und (3.21) durch Multiplikation mit einem Wichtungsparemeter r gemäß

$$r = 1 - z^*/z_0 \quad z_0=30\text{m}, z^* < z_0 \quad (3.22)$$

zu vermindern. Damit steht dem frei schwimmenden Schelfeis ($z^* = 0$) als Grenzfall das aufliegende, stagnierende Eis ($z^* > 30$ m) gegenüber. Dazwischen wirkt (3.22) wie eine basale Scherspannung, die im Gleichgewicht zu longitudinalen und transversalen Spannungen steht.

3.2 Die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß

Das Schelfeis wird als inkompressibel angesehen, was sicherlich im Firnbereich, also den oberen etwa 50 - 70 Metern nicht gilt (Herron & Langway, 1980). Die Deformationseigenschaften des Firns unterliegen eigenen Gesetzen. Da aber die Firnschicht nur einen Teil der gesamten Eisdicke einnimmt und außerdem horizontale Gradienten der Firnmächtigkeit gering sind, kann das Schelfeis näherungsweise als isotropes Medium angesehen werden. Aus der Inkompressibilitätsbedingung, definiert durch

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.23)$$

kann durch Integration über z die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß

$$\frac{\partial H}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x}(Hu) - \frac{\partial}{\partial y}(Hv) + a - m \quad (3.24)$$

gewonnen werden (Paterson, 1981). Darin sind Hu und Hv vertikal integrierte Massenflüsse, a die Akkumulationsrate an der Oberfläche und m die Schmelzrate an der Eisunterseite. Im stationären Fall ($\partial H/\partial t = 0$) halten sich Zu- und Abflüsse die Waage. Ist dagegen die Bilanz nicht ausgeglichen, erfolgen zeitliche Eisdickenänderungen, die ein neues Geschwindigkeitsfeld implizieren. Eine wiederholte Anwendung von (3.24) auf jeweils neu bestimmte Fließgeschwindigkeiten führt jeweils auf neue Eisdicken. Sofern die Randbedingungen an der Aufsetzlinie (u, v, H) sowie die Akkumulations- und Schmelzraten stationär sind, erreicht das Schelfeis nach einer Simulationszeit in der Größenordnung von 1000 Jahren einen stationären Zustand.

3.3 Lösung der Modellgleichungen

Die nichtlinearen Modellgleichungen (3.20) und (3.21) können numerisch mit der Methode der finiten Differenzen gelöst werden. Dies geschieht mit einem, bei Holton (1979) beschriebenen Verfahren, der sukzessiven Relaxation. Um das Geschwindigkeitsfeld (u,v) als Lösung zu erhalten, sind die Randbedingungen auf dem geschlossenen Rand um das Modellgebiet zu definieren. Das können einerseits u und v , die Komponenten der Fließgeschwindigkeit oder deren Gradienten, die horizontalen Deformationsraten sein. Werden u,v vorgegeben, spricht man von einer *Dirichlet'schen* Randbedingung, anderenfalls liegt eine Randbedingung nach *Neuman* vor. Für Schelfeise liegen allgemein zu wenig Geschwindigkeitsmessungen vor, die als Randwerte in die Lösung eingehen könnten. Das Problem läßt sich umgehen, wenn man bezüglich der Randwerte zwei idealisierte Annahmen trifft:

- i) das aus dem Eisschild stammende Eis gelangt nur über Eisströme in das Schelfeis, womit u und v nur lokal zu bestimmen sind. Überall sonst auf der Aufsetzlinie gilt: $u,v = 0$.
- ii) die Deformationsraten an der Eisfront, der seewärtigen Begrenzung des Schelfeises, hängen von der Eismächtigkeit ab. Hier gilt eine Abschätzung von Thomas (1973a):

$$\dot{\epsilon}_{xx} = 3^{-\frac{n+1}{2}} A \left(1 - \frac{\rho_i}{\rho_w}\right) \rho_i g H^n \quad (3.25)$$

Die Modellgleichungen sind also unter gemischten Randbedingungen zu lösen, wobei (3.25) als offene Randbedingung in prognostischen Simulationen eine möglicherweise veränderte Schelfeisdynamik berücksichtigt. Über das Modellgebiet wird ein äquidistantes Gitter gelegt, auf dem die Modellgleichungen zu approximieren sind. Zu Beginn der Iteration sind alle Geschwindigkeitswerte innerhalb

des Modellgebietes gleich Null. Sie werden bei jedem Schritt durch Addition der Residuen, einem Maß der Abweichung von momentaner und exakter Lösung, verbessert. Für die Approximation erster Ordnung in zentralen Differenzen lauten die Residuen der k'ten Iteration folgendermaßen:

$$\begin{aligned}
 r u(i, j)_k &= \frac{2}{5}(u(i+1, j)_{k-1} + u(i-1, j)_k) - \frac{1}{10}(u(i, j+1)_{k-1} + u(i, j-1)_k) \\
 &+ \frac{3}{40}(v(i+1, j+1)_{k-1} + v(i-1, j-1)_k - v(i-1, j+1)_{k-1} - v(i+1, j-1)_k) \\
 &+ \frac{1}{20} dx \gamma(i, j) (z_s(i+1, j) - z_s(i-1, j)) / f(i, j)_{k-1} - u(i, j)_{k-1} \quad (3.26)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 r v(i, j)_k &= \frac{2}{5}(v(i, j+1)_{k-1} + v(i, j-1)_k) + \frac{1}{10}(v(i+1, j)_{k-1} + v(i, j-1)_{k-1}) \\
 &+ \frac{3}{40}(u(i+1, j+1)_{k-1} + u(i-1, j-1)_k - u(i-1, j+1)_{k-1} - u(i+1, j-1)_k) \\
 &+ \frac{1}{20} dy \gamma(i, j) (z_s(i+1, j) - z_s(i-1, j)) / f(i, j)_{k-1} - v(i, j)_{k-1} \quad (3.27)
 \end{aligned}$$

Der für den nichtlinearen Charakter der Modellgleichungen verantwortliche f-Term wird aus der vorherigen Iteration gemäß

f =

$$\begin{aligned}
 &((\frac{u(i+1, j) - u(i-1, j)}{2dx})^2 + (\frac{v(i, j+1) - v(i, j-1)}{2dy})^2 + \frac{u(i+1, j) - u(i-1, j)}{2dx} \cdot \\
 &\frac{v(i, j+1) - v(i, j-1)}{2dy} + (\frac{1}{2}(\frac{u(i, j+1) - u(i, j-1)}{2dy} + \frac{v(i+1, j) - v(i-1, j)}{2dx}))^2)^{\frac{-1-\frac{1}{n}}{2}} \quad (3.28)
 \end{aligned}$$

übernommen. Unter der Annahme, daß laterale Änderungen der effektiven Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ gering gegenüber denen von u und v sind können die horizontalen Gradienten $\partial f/\partial x$ und $\partial f/\partial y$ in (3.26) und (3.27) vernachlässigt werden. In Testrechnungen zeigte sich, daß diese Terme kaum Einfluß auf die Lösung haben, aber

einen erheblichen Mehraufwand an Rechenzeit erfordern. Die verbesserten Werte von u und v lauten nach der k 'ten Iteration:

$$\begin{aligned} u(i,j)_k &= u(i,j)_{k-1} + r u(i,j)_k \\ v(i,j)_k &= v(i,j)_{k-1} + r v(i,j)_k \end{aligned} \quad (3.29)$$

Abbildung (3.3) verdeutlicht den Gang der sukzessiven Relaxation, die sowohl alte Werte der $k-1$ 'ten Iteration als auch neue Geschwindigkeiten in die Berechnung von $u(i,j)_k$ und $v(i,j)_k$ einbindet.

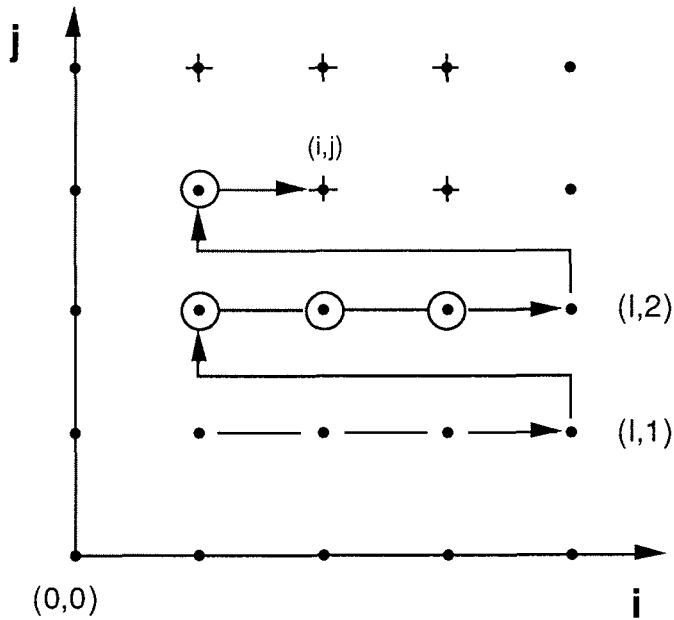


Abb. 3.3: Gitteranordnung für die sukzessive Relaxation. Pfeile deuten die Richtung des Lösungsfortschritts an. Das Residuum an der Stelle (i,j) wird sowohl aus alten ($+$) wie aus aktuellen Werten (\circ) berechnet.

Mit zunehmender Anzahl von Iterationen (und kleiner werdenden Residuen) nähern sich $u(i,j)_k$ und $v(i,j)_k$ der exakten Lösung von (3.20, 3.21). Nun gilt es, ein Ab-

bruchkriterium zu finden, daß einerseits eine befriedigende Lösung gewährleistet, andererseits aber die benötigte Rechenzeit begrenzt. Aus der Zunahme der im System enthaltenen kinetischen Energie läßt sich der Zustand der Lösung ableiten. Für ein Schelfeis mit etwa 6000 Gitterpunkten zeigt Abbildung 3.4 den von der Zahl der Iterationen abhängenden Verlauf der Energie. Bereits nach 5000 Iterationen scheint die Lösung bis auf etwa 5 % einen asymptotischen Zustand zu erreichen. Dann unterscheiden sich u und v auf allen Gitterpunkten um weniger als 0.25 m/a vom Wert der vorherigen Iteration. Diese geringe Änderung bedeutet nicht automatisch eine Konvergenz der Lösung gegen den angedeuteten Grenzwert, denn das Konvergenzverhalten von Relaxationen schließt Stufen im Kurvenverlauf bei höheren Iterationszahlen nicht aus.

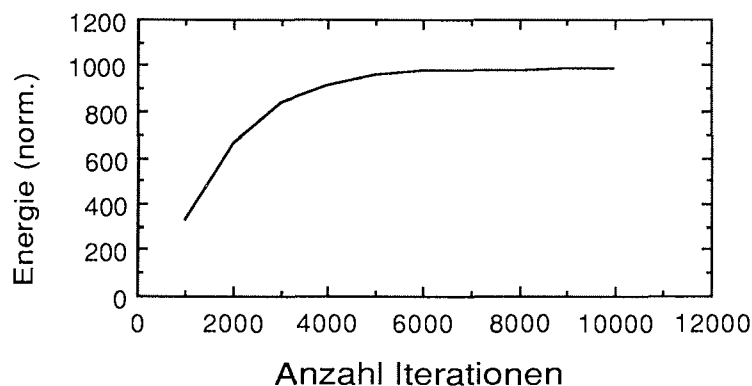


Abb. 3.4: Konvergenz der Lösung für ein Schelfeis mit etwa 6000 Gitterpunkten mit der Verfahren der sukzessiven Relaxation beginnend bei $u=v=0$ überall. Aufgetragen ist die Summe der kinetischen Energie auf allen Gitterpunkten gegenüber der Anzahl der Iterationen. Bereits nach 5000 Iterationen ist scheinbar ein asymptotischer Zustand nahezu erreicht. Die Differenz der Lösung zweier aufeinanderfolgender Iterationen beträgt dann überall weniger als $0,25 \text{ m/a}$.

Die hohe Zahl von Iterationen gilt für die diagnostische Lösung zu einer gegebenen Eisdickenverteilung, wobei zu Beginn alle $u(i,j)$ und $v(i,j)$ gleich Null sind. Geht aber das diagnostisch bestimmte Geschwindigkeitsfeld als Grundlage in zeitabhängige Simulationen ein, reichen wenige Iterationen aus, um auf die mit dem Zeitschritt erfolgten Änderungen zu reagieren. Schon dann gilt für $\delta = 0.25$ m/a auf allen Gitterpunkten:

$$\begin{aligned} |u(i,j)_k - u(i,j)_{k-1}| &< \delta \\ |v(i,j)_k - v(i,j)_{k-1}| &< \delta. \end{aligned}$$

In prognostischen Rechenläufen, die bis zu 1500 Jahre künftiger Schelfeisentwicklung simulieren, resultieren die neuen Eismächtigkeiten auf der Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß (3.24). In zentralen Differenzen approximiert gilt für die Eismächtigkeit zum Zeitpunkt $t + dt$:

$$\begin{aligned} H(i, j)^{t+dt} = & H(i, j)^t - \frac{1}{2dx} (H(i+1, j)^t u(i+1, j)^t - H(i-1, j)^t u(i-1, j)^t) \\ & - \frac{1}{2dy} (H(i, j+1)^t v(i, j+1)^t - H(i, j-1)^t v(i, j-1)^t) + a(i, j) - m(i, j) \end{aligned} \quad (3.30)$$

Das Lösungsschema und die Gitterweite beeinflussen die Größe des für die numerische Lösung optimalen Zeitschrittes. Die Wahl des Zeitschrittes, der den speziellen Problemen anzupassen ist, wird bei der Anwendung des Modells erläutert.

4 Das Filchner-Ronne Schelfeis

Mit einer Fläche von etwa 472 000 km² (Swithinbank, 1988) ist das Filchner-Ronne Schelfeis, künftig auch FRIS genannt, das zweitgrößte Schelfeis der Antarktis. Aufgrund unregelmäßigen Kalbens großer Tafelberge von bis zu einigen tausend Quadratkilometern Größe unterliegt die Fläche zeitlichen Schwankungen. Durch die Berkner Insel wird FRIS in das östliche und kleinere Filchner Schelfeis und das westliche, größere Ronne-Schelfeis geteilt. Letzteres erhält seinen Zufluß hauptsächlich aus der Westantarktis, das Filchner-Schelfeis überwiegend aus der Ostantarktis. Zu den Eiszuflüssen aus dem Inland kommen weitere Einträge durch Akkumulation von Niederschlägen an der Oberfläche und durch Anlagern von Eis an der Schelfeisunterseite. Das Anlagern von in der Wassersäule unter dem Schelfeis gebildeten Eisplättchen führt vermutlich zur Bildung einer bis über 300 m mächtigen basalen Eisschicht unter dem Ronne-Schelfeis (Engelhardt & Determann, 1987; Thyssen, 1988; Diekmann et al., 1986). Der Abfluß von Eis erfolgt durch unregelmäßiges Kalben großer Tafelberge sowie in erheblichem Maße durch Schmelzen an der Eisunterseite. Im Bereich der Eisfront ermittelte Berendt (1970) Schmelzraten bis zu 9 m/a. In der Nähe der Aufsetzlinie des Rutford Eisstroms berechnen Stephenson & Doake (1982) Schmelzbeträge von 1,8 m/a. Abbildung 4.1 zeigt das Filchner-Ronne Schelfeis und die jährlichen Raten der über Eisströme eingebrachten Eisfracht.

Nachdem Robin et al. (1983) eine Karte der Eismächtigkeiten für FRIS vorlegten, konnten Lange & MacAyeal (1986) die ersten numerischen Simulationen des Geschwindigkeitsfeldes durchführen. Diese finite-Elemente Lösungen sind durch spätere Experimente (z.B. Lange & MacAyeal, 1988) ergänzt. In diesem Abschnitt stelle ich eine finite-Differenzen Lösung für die Fließgeschwindigkeiten vor, um sie mit den Ergebnissen von Lange & MacAyeal (1986) sowie mit in neuerer Zeit ge-

wonnenen Daten aus Feldmessungen zu vergleichen. So verifiziert, dient das Modell als Basis für prognostische Studien, die an Fallbeispielen die mögliche Entwicklung des Schelfeises zeigen.

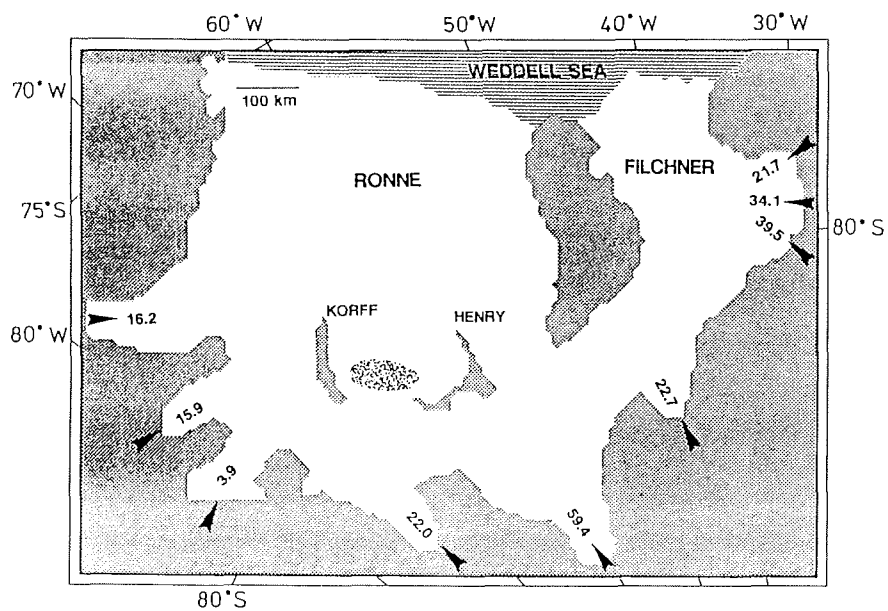


Abb. 4.1: Das Filchner-Ronne Schelfeis (FRIS) wird von neun Eisströmen mit Eis aus der West - und der Ostantarktis genährt. Pfeile und Zahlen geben die Einstromgebiete sowie die Zuflußrate (km^3/a) an (nach McIntyre, 1986). Der schattierte Bereich zwischen den Eisinseln 'Henry' und 'Korff' markiert die 'Doake Ice Rumples' (DIR), wo das Schelfeis durch Kontakt zum Meeresboden in seiner Ausbreitung gebremst wird.

4.1 Die Eingangsdaten

Die in das Modell eingehenden Eismächtigkeiten gehen auf Robin et al. (1983) zurück. Sie basieren auf einem flugzeuggestützten Radarverfahren, das im zentralen Bereich des Ronne-Schelfeises lediglich einen internen Reflektionshorizont, nicht aber die Eisunterseite erfaßt. Die nach dem direkten Nachweis einer basalen Eisschicht (Engelhardt & Determann, 1987) verbesserten Daten (Abb. 4.2) bilden die Grundlage für die Arbeiten von Lange & MacAyeal (1986). Dieser Datensatz liegt auf einem 10 x 10 km Raster vor. Er enthält über die heutige Schelfeiskante hinaus seewärts extrapolierte Eismächtigkeiten. Ein so ausgedehntes Schelfeis mag physikalisch undenkbar sein, ermöglicht aber eine einfachere Beschreibung der seawärtigen Randbedingungen für die Modellgleichungen. Der gerade Rand des Modellgebietes erfordert die Definition nur einer Deformationsrate ($\dot{\epsilon}_{xx}$).

Die Position der Schelfeiskante ist nicht stationär. Jährlich rückt sie um eine Strecke, die kleiner als die benutzte Gitterweite ist, vor. Durch das Kalben großer Eisberge wird die Eisfront in unregelmäßigen Abständen zurückverlegt, so daß eine Schwankung um eine Gleichgewichtslage anzunehmen ist. Da es bis heute nicht möglich ist, das Abbrechen großer Tafeleisberge zu berechnen, ist die Ausweitung des Modellgebietes letztlich konsequent. Zudem reduziert das Vorverlegen des Modellrandes den Einfluß der Randbedingungen auf die Lösung im heutigen Schelfeisgebiet. Eine negative Wirkung durch einen zusätzlichen, das Schelfeisprofil verändernden Rückstau, ist wegen der stark divergierenden Ränder des Inlandeises auszuschließen.

Zur Definition der Randwerte an der Aufsetzlinie werden die von McIntyre (1986) publizierten Daten über den Massenzufluß aus neun Eisströmen herangezogen (Tab. 2). Damit wird auf der Breite des jeweiligen Eisstromes eine, dem Massenfluß entsprechende Fließgeschwindigkeit vorgegeben, wohingegen überall sonst auf

der Aufsetzlinie stagnierendes Eis angenommen wird. Das gilt auch für die im Schelfeisgebiet liegenden Eisinseln. Feldmessungen, die für das Ross Schelfeis nahezu stagnierendes Eis außerhalb der Eisströme nachweisen, stützen diese Näherung (Engelhardt et al., 1990; Stephenson & Bindshadler, 1988; MacAyeal et al., 1986).

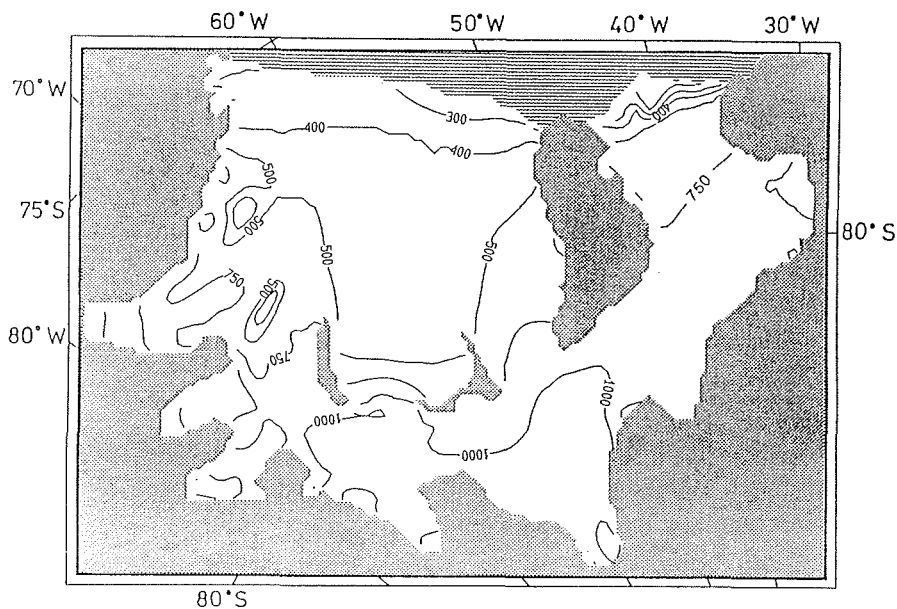


Abb. 4.2: FRIS - Verteilung der Eismächtigkeiten (m), im zentralen Bereich bereits korrigiert (nach Lange & MacAyeal, 1986). Die Eisdicken nehmen von bis über 1500 m an der Aufsetzlinie auf unter 300 m an der Eiskante ab. Große Gradienten treten zwischen 'Henry' und 'Korff' sowie an der Front des Filchner Schelfeises auf.

Lediglich für den Rutford Eisstrom liegen direkte Messungen der Fließgeschwindigkeiten vor. Nach Frolich & Doake (1988) beträgt der Eiszufluß etwa $12 \text{ km}^3/\text{a}$, was etwa das dreifache des von McIntyre ermittelten Wertes ausmacht. Das Beispiel zeigt, mit welcher Unsicherheit die von McIntyre genannten Bilanzflüsse be-

haftet sein können. Testrechnungen zeigten, daß die diagnostische Lösung (Kap. 4.2) weniger als die prognostische Lösung (Kap. 4.3) von der Wahl der Randbedingungen abhängt.

	Breite (km)	Massenfluß(km ³ /a)
Foundation Eisstr.	48	59,4
Recovery Gl.	39	39,5
Slessor Gl.	31	34,1
Support Force Gl.	64	22,7
Institute Eisstr.	48	22,0
Bailey Eisstr.	80	21,7
Evans Eisstr.	60	16,2
Carlson Inlet	30	15,9
Rutford Eisstr.	27	3,9
Rutford Eisstr *		12,0

Tab. 2: Massenbilanzgrößen für die, in das Schelfeis fließenden Eisströme nach McIntyre(1986). * Daten für Rutford von Frolich & Doake (1988) aus direkten Messungen.

An der seewärtigen Berandung lassen sich die Geschwindigkeitsgradienten (Strainraten) mit Hilfe von Gleichung 3.25 definieren:

$$\dot{\epsilon}_{xx} = 3^{-\frac{n+1}{2}} A \cdot \left(1 - \frac{\rho_i}{\rho_w}\right) \frac{\rho_i g H}{2}^n$$

Ein Vorteil dieser Abschätzung ist die Möglichkeit, zeitlich variable Randbedingungen über die Eismächtigkeit H zu erfassen. Für die mittlere Eisdichte ρ_i ist aus Thyssen (1988, Gl. (1)) folgende Beziehung abzuleiten:

$$\rho_i = 911 - 13800/H \quad (\text{kgm}^{-3}) \quad H > 100 \text{ m} \quad (4.1)$$

Die Verwendung einer mittleren Eisdichte anstelle eines Dichte-Tiefen Profils führt dazu, daß (3.25) überhöhte Strainraten liefert. Eine mittlere Eisdichte verändert die Massenverteilung über dem Meeresspiegel, so daß die berechneten Deformationsraten um einen Faktor 3 zu hoch sind (Budd, 1957). Ozeanographische Messungen an der Schelfeiskante legen die Dichte des Meerwassers ρ_w auf 1028 kg/m^3 fest (Foldvik et al., 1985). Laterale Änderungen von ρ_w , von Hellmer (1989) auf unter 1‰ geschätzt, sind zu vernachlässigen.

4.2 Die diagnostische Lösung

Unter den genannten Randbedingungen und einem Fließparameter von $A=2.5 \times 10^{-16} \text{ kPa}^{-3}\text{s}^{-1}$ entsprechend einer mittleren Eistemperatur von -17°C ergibt die Lösung von 3.20 und 3.21 die heutigen Fließgeschwindigkeiten des Filchner-Ronne Schelfeises (Abb. 4.3). Erkennbar sind die schnell fließenden Eisströme, die, nachdem sie in das Schelfeisgebiet eintreten, aufgrund der Möglichkeit seitlicher Ausbreitung (Divergenz), an Geschwindigkeit verlieren. Zur Eiskante hin erfolgt dann eine Zunahme bis über 1600 m/a auf dem Ronne-Schelfeis und etwa 1200 m/a auf dem Filchner-Schelfeis. Das allgemeine Fließmuster ist mit den Ergebnissen von Lange & MacAyeal (1986) vergleichbar. Zwischen den Eisinseln 'Henry' und 'Korff' findet sich ebenfalls eine Struktur mit hohen Geschwindigkeiten, die die von Smith

(1986) genannten 50 m/a um nahezu eine Größenordnung überschreiten. Der Grund liegt darin, daß das Modell in diesem Bereich ein frei schwimmendes Schelfeis annimmt, obwohl die hier lokalisierten Doake Ice Rumples (DIR) durch Reibung am Boden das Schelfeis bremsen. Die durch die Bodenreibung möglichen großen Eisdickengradienten führen demzufolge zu überhöhten Geschwindigkeiten.

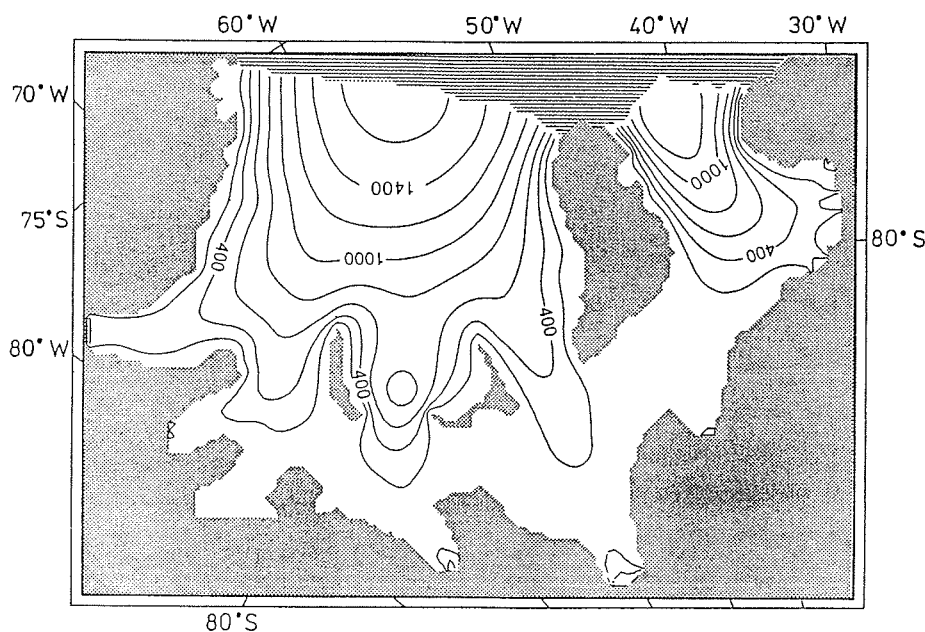


Abb. 4.3: FRIS - modellierte Fließgeschwindigkeiten (m/a) für den heutigen Zustand bei einem Fließparameter $A = 2.5 \times 10^{-16} \text{ kPa}^{-3}\text{s}^{-1}$ entsprechend einer vertikal gemittelten Eistemperatur von -17°C . Die Beträge übersteigen 1600 m/a für RONNE bzw. 1200 m/a für FILCHNER. Ein bremsender Einfluß von DIR ist nicht berücksichtigt, weshalb dort mehr als 800 m/a berechnet werden. Das allgemeine Muster stimmt mit den Ergebnissen von Lange & MacAyeal (1986) überein.

Unter Anwendung des in Abschnitt 3.1 beschriebenen Bremsmechanismus liefert das Modell die in Abbildung 4.4 gezeigten Werte. Der Bereich der 'ice rumples'

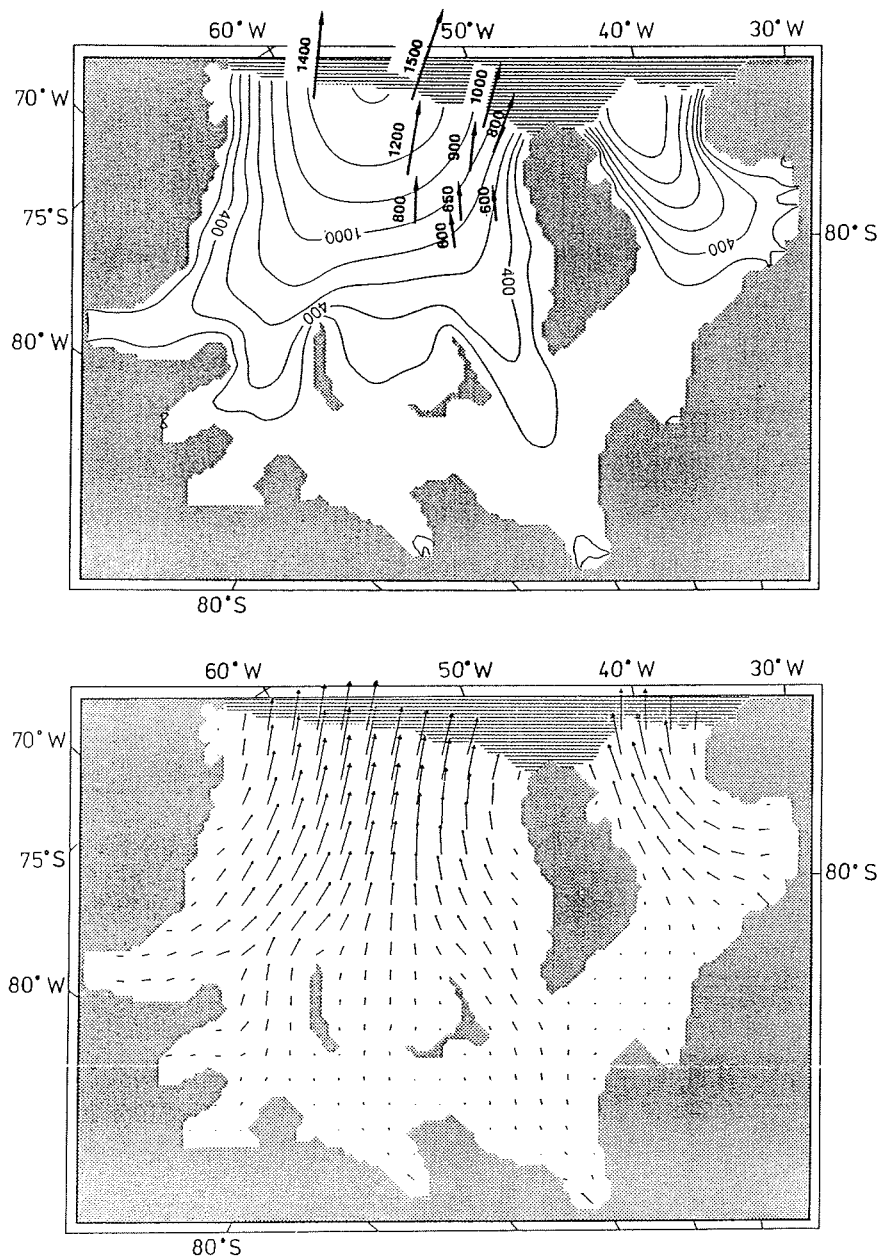


Abb. 4.4: FRIS - a) modellierte Fließgeschwindigkeiten (m/a) unter Berücksichtigung des bremsenden Einflusses von 'Ice Rumples'. Fließparameter A wie in Abb. 4.3. Über DIR sind die Fließbeträge um einen Faktor 4 kleiner, während sie an der Kante von Ronne etwa 100 m/a geringer sind. Das Filchner-Schelfeis bleibt unbeeinflusst. Gezeigt sind die Isolinien der modellierten Geschwindigkeiten im Vergleich zu den, durch Pfeile gekennzeichneten Feldmessungen (Kock & Wiegand, 1986). b) ein Fließvektor (verkürzt) auf jedem vierten Gitterpunkt erlaubt den Vergleich mit simulierten Fließrichtungen.

weist nun erheblich geringere Geschwindigkeiten auf, während das übrige Schelfeis kaum beeinflusst ist.

Die in Abbildung 4.4 a) eingezeichneten Vektoren geben Beträge gemessener Fließgeschwindigkeiten an (Kock & Wiegand, 1986). Angesichts der hohen Meßgenauigkeit von +/- 30 m/a müssen die Abweichungen von Simulation und Messung, die allgemein unter 10 % liegen, dem Modell zugeschrieben werden.

Der für den gesamten Schelfeisbereich als konstant gewählte Fließparameter bedeutet eine Mittelung der rheologischen Eigenschaften. Er berücksichtigt nicht die durch unterschiedliche Eistemperaturen und -strukturen bedingten räumlichen Änderungen. Das Aufbrechen von Spalten bleibt ebensowenig behandelt. Dennoch stimmen die Modellergebnisse generell mit den Feldmessungen überein.

4.3 Prognostische Studien

Sind die den heutigen Zustand repräsentierenden Fließgeschwindigkeiten berechnet, finden sie für prognostische Studien, die zeitliche Änderungen der Schelfeis-dynamik simulieren, Verwendung. Dazu ist die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß (3.24)

$$\frac{\partial H}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x}(Hu) - \frac{\partial}{\partial y}(Hv) + a - m$$

zu lösen. Sie enthält die Divergenz des Massenflusses (Hu,Hv) und, als weitere Randbedingungen, die Akkumulationsrate a an der Schelfeisoberseite sowie die Schmelzrate m an der Unterseite. Wird Eis an der Schelfeisunterseite angelagert, ist m negativ.

Anders als a, für das Feldmessungen 0,2 - 0,4 m/a Eisäquivalent ergeben (Giovinetto & Bull, 1987), sind die Schmelzraten nicht direkt zugänglich. Aus Massenbilanzenerwägungen heraus werden für einen schmalen Kantenbereich von FRIS Schmelzraten von 3 - 9 m/a angenommen (Berendt, 1970; Kohnen, 1982). Im übrigen Schelfeisbereich werden sowohl Schmelzen als auch Anfrieren vermutet. In der Nähe der Aufsetzlinie fordern Robin (1979) und Frolich & Doake (1988) erhebliche Schmelzraten. Im zentralen Ronne-Schelfeis nördlich 'Henry' und 'Korff' führt vermutlich Anfrieren oder Anlagern von in der Wassersäule gebildetem Eis zu der bereits erwähnten, bis über 300 m mächtigen basalen Eisschicht (Engelhardt & Determann, 1987; Thyssen, 1988). Das von Lewis und Perkin (1986) und Kipfstuhl (1990) beschriebene Prinzip der 'Eispumpe', der Umlagerung von Eis aus größeren zu kleineren Wassertiefen hin, wird durch Modellrechnungen zur thermohalinen Zirkulation unter dem Schelfeis von Hellmer (1989) qualitativ bestätigt. Die Beträge der Schmelzraten an der Aufsetzlinie sind wegen fehlender Feldmessungen ungewiß. Dagegen können die Anfrierraten im zentralen Ronne-Schelfeis indirekt aus der Form der basalen Eisschicht mit Hilfe einer modifizierten Kontinuitätsgleichung (4.1) abgeschätzt werden. Voraussetzung dazu ist die Annahme eines gegenwärtigen Gleichgewichts ($\partial H/\partial t = 0$) für das besagte Gebiet. Angewandt auf die basale Eisschicht der Mächtigkeit H_b geht Gleichung (3.24) dann in

$$m = - \frac{\partial}{\partial x}(H_b u) - \frac{\partial}{\partial y}(H_b v) \quad (4.1)$$

über. Das heißt, ist die Dicke der basalen Schicht H_b räumlich vermessen und sind die Fließgeschwindigkeiten (u, v) des Schelfeises bekannt, kann ein m berechnet werden, das unter heutigen Bedingungen die Ausdehnung der basalen Schicht erhält. Schmelzen und Anfrieren balancieren dann die durch Fließdivergenz mög-

lichen Änderungen von H_b . Abbildung 4.5 zeigt die Mächtigkeiten der von Thyssen (1988) vermessenen basalen Schicht. Zu erkennen ist eine hohe Dickenzunahme im Süden, der nach Norden hin langsames Ausdünnen folgt, sowie eine starke Ausdünnung im Kantebereich.

Für ein Längsprofil von H_b zeigt Abbildung 4.6 die mit Gleichung 4.1 berechneten Werte von m . Danach sind im Süden 'Anlagerungsraten' von über 2 m/a notwendig, um die Zunahme von H_b zu erklären. Diese hohen Akkumulationsraten gelten als Indiz für die Bildung von Eis in der Wassersäule unter dem Schelfeis. Anfrieren aufgrund von Wärmeleitung durch das Schelfeis ist in dieser Größenordnung nicht möglich. Nach Clough & Hansen (1979) sind dadurch lediglich wenige Zentimeter pro Jahr zu erklären. Weiter nördlich erfolgt das Ausdünnen der basalen Schicht überwiegend durch Fließen, während in Kantennähe die starke Dickenabnahme hohe Schmelzraten impliziert. Gleichung 4.1 ist nur anwendbar, solange basales Eis vorhanden ist ($H_b > 0$). Im Kantebereich, wo $H_b = 0$ gilt, ginge m ebenfalls auf Null zurück. Dagegen stützen ein hier durch Radarmessungen nachgewiesener, scharfer Reflektionshorizont (Crabtree & Doake, 1986), sowie Massenbilanzüberlegungen die Annahme großer Schmelzraten.

Für einen prognostischen Rechenlauf (B), der Schmelzen und 'Anfrieren' berücksichtigt, werde ich nur die oben bestimmten basalen Anlagerungsraten, nicht aber die kantennahen Schmelzraten übernehmen. Letztere werden allgemein auf maximal 3 m/a beschränkt, obwohl Berendt (1970) wesentlich höhere Beträge nennt, die aber wie die Anfrierraten großen räumlichen Variationen unterliegen können. Letztlich bedeutet das in Abb. 4.7 gezeigte Schmelz- und Anfriermuster, das auch auf Schmelzen an der Aufsetzlinie verzichtet, eine hypothetische Verteilung, mit der die Sensitivität des Schelfeises bezüglich der Wechselwirkungen mit dem Ozean getestet werden kann.

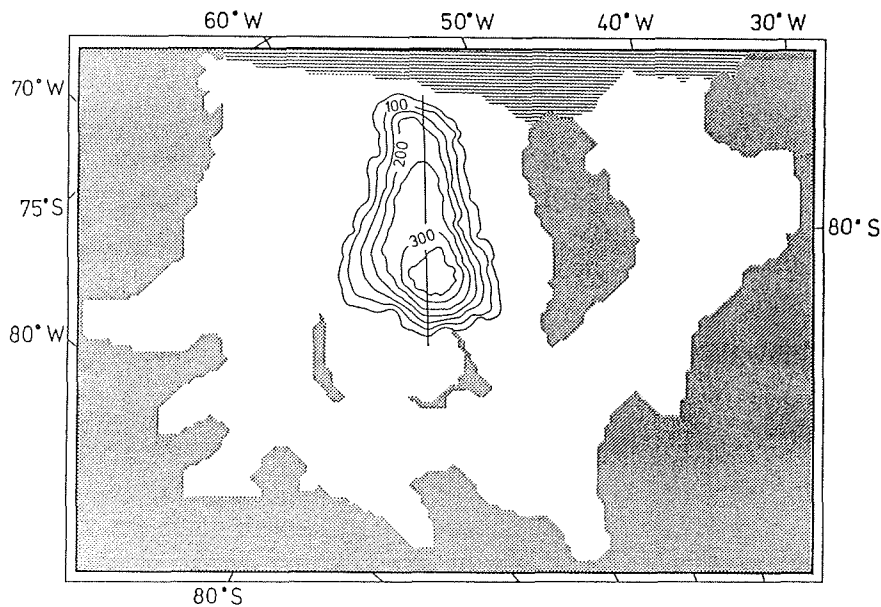


Abb. 4.5: FRIS - die Mächtigkeiten der basalen Eisschicht (m) , die notwendig sind, um isostatische Anomalien (Thyssen, 1988) zu erklären. Dieses Eis, das im Süden mehr als 300 m mächtig ist, wird durch Anlagerungsprozesse an der Schelfeisunterseite erklärt. Durch Fließdivergenz des Schelfeises und Abschmelzen werden die Mächtigkeiten nach Norden hin kleiner. An der Eiskante schließlich ist kein basales Eis mehr vorhanden.

Die zeitabhängigen Rechenläufe sind auf einen Zeitraum von 1500 Jahren beschränkt. Während dieser Zeit bleiben die Randbedingungen an der Aufsetzlinie (u,v,H) unverändert, da die Zeitskalen eines Eisschildes ein bis zwei Größenordnungen höher sind als die eines Schelfeises (Oerlemans & van der Veen, 1984). Verteilungen von Zu- und Abtrag an Ober- und Unterseite sind ebenfalls als stationär angenommen. Die Wahl eines Zeitschrittes von 0,5 a erweist sich in den prognostischen Läufen als optimal für einen schnellen Lösungsfortschritt. Kleinere Zeitschritte erfordern mehr Rechenzeit, während größere Oszillationen der Lösung

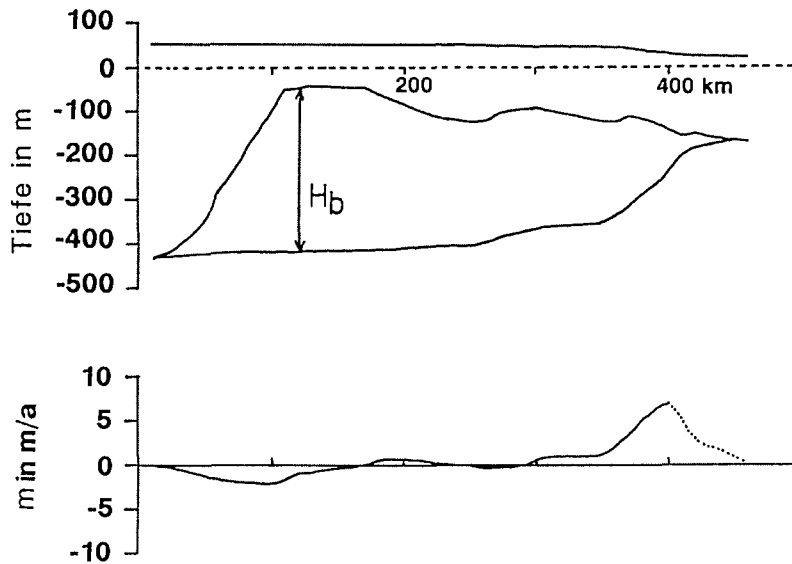


Abb. 4.6: zeigt ein Dickenprofil über die basale Eisschicht. Die Fließrichtung des Eises ist von links nach rechts. Unten sind die aus dem Gradienten von H_b mit Gleichung 4.1 berechneten Schmelzraten aufgetragen. Nahe der Eiskante ist $H_b=0$, Gl. 4.1 somit nicht mehr anzuwenden. Die hier berechneten Schmelzraten sind deshalb nur gepunktet dargestellt. Hohe Anlagerungsraten (Anfrieren durch Wärmeleitung ist in dieser Größenordnung nicht möglich) von über 2 m/a können die Zunahme von H_b bis km 100 erklären. Danach erfolgt die Ausdünnung überwiegend durch Fließdivergenz. Ab km 350 führt Schmelzen zu einer schnellen Abnahme von H_b .

hervorrufen. Dann ist , auch mit Hilfe von Filtertechniken, die Stabilität der Lösung nicht mehr gewährleistet.

Eine veränderte Verteilung der Eismächtigkeiten impliziert eine veränderte Ausdehnung des Schelfeises. Die Aufsetzlinie sollte vorschreiten, wenn die Eisströme

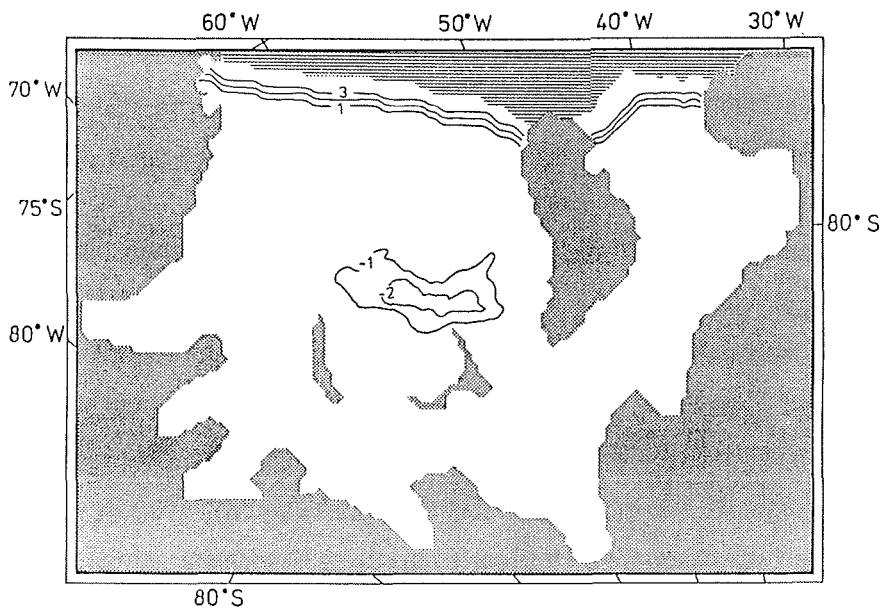


Abb. 4.7: FRIS - Verteilung von Schmelzraten (m/a) (negative Werte bedeuten Anlagern von Eis), die in Lauf B eingehen. 'Anfrieren' ist auf einen kleinen Bereich nördlich der 'Henry' Eisisel beschränkt. Im Kantenbereich wird eine Schmelzrate von maximal 3 m/a vorgegeben.

an Dicke zunehmen. Ebenso vermutet man Verlagerungen der Eisfront, wenn hier beträchtliche Eisdickenschwankungen auftreten. Dennoch wird kein Versuch unternommen, die Ausdehnung von FRIS quantitativ zu erfassen (vergl. s. 32). Einerseits ist dazu ein gekoppeltes System Landeis-Schelfeis an der Aufsetzlinie, das eine exakte Bodentopographie enthält, andererseits ein Kalbungsmechanismus für die Eisfront zu definieren. Beides ist bisher nicht möglich. Der Bereich der Aufsetzlinie ist noch ungenügend vermessen; die Physik des Kalbens noch zu wenig kalkulierbar. Obwohl die Berandungen zeitlich unverändert bleiben, werden die Modellrechnungen andeuten, in welche Richtung die Begrenzungen tendieren.

4.3.1 A: nur Zutrag von oben

In dieser Simulation sind Wechselwirkungen an der Schelfeisunterseite vernachlässigt. Zu dem Zufluß von Eisströmen erhält das Schelfeis nur einen Zutrag durch Niederschläge. Die Akkumulationsrate a variiert von nahe 0,4 m/a Eisäquivalent in Kantennähe bis unter 0,2 m/a in küstenfernen Bereichen. Die Abbildungen 4.8 a) und b) zeigen die veränderte Eisdickenverteilung und das neue Fließmuster. Die Eisströme und der Kantenbereich weisen eine erhebliche Dickenzunahme auf, wohingegen großräumig die Mächtigkeiten abnehmen. Zwei schmale Kanäle im Westen des Schelfeises, in denen bisher dünnes Eis angenommen wird (vgl. Abb. 4.2) sind aufgefüllt. Das gilt als Indiz dafür, daß hier ebenfalls unter einem internen, Radarwellen reflektierenden Horizont eine basale Eisschicht vorhanden ist. Die angenommenen heutigen Strukturen werden in kurzer Zeit durch seitlichen Eiszufuß eingeebnet.

Generell sind die Gradienten der Eisdicke in Fließrichtung verringert. Damit verliert das Schelfeis antreibende Kräfte, so daß die Bewegungsraten allgemein kleiner sind. Eismächtigkeiten und Fließgeschwindigkeiten stimmen derart überein, daß jetzt alle Zuflüsse und Niederschläge über die Eiskante advektieren, also in Form großer Eisberge kalben können.

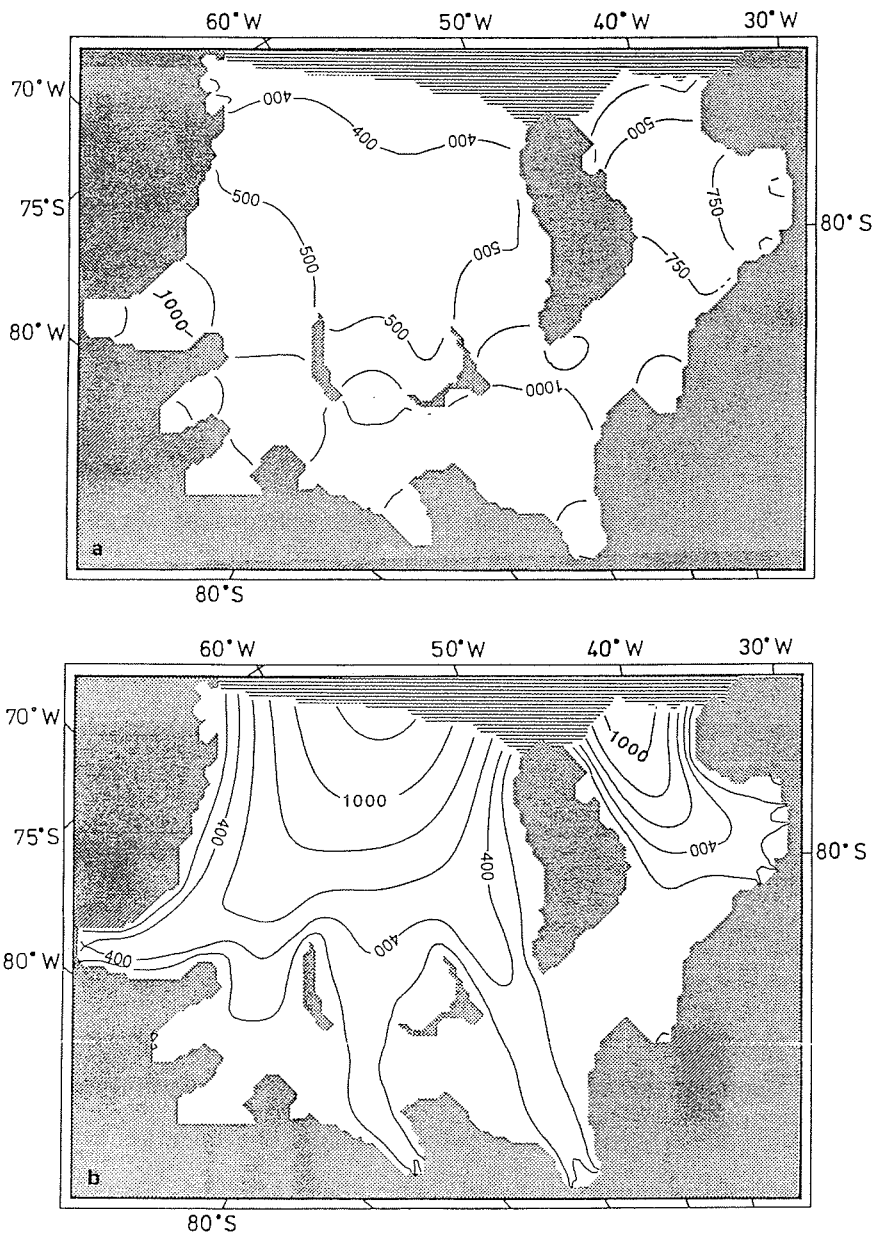


Abb. 4.8: FRIS- a) modellierte Eismächtigkeiten (m) nach 1500 Jahren. Zu den Eisströmen erhält das Schelfeis nur einen Zutrag durch Akkumulation von oben in Höhe von 0,2 - 0,4 m/a Eisäquivalent. Wechselwirkungen mit dem Ozean an der Unterseite bleiben unberücksichtigt. Im Kantenbereich nehmen die Eisdicken gegenüber dem heutigen Zustand um bis zu 200 m zu. b) das zugehörige Geschwindigkeitsfeld (m/a) zeigt ein gebremstes Fließverhalten. Die Geschwindigkeiten an der Eiskante sind bis zu 400 m/a niedriger als heute, während Eisströme jetzt deutlicher hervortreten.

4.3.2 B: Zutrag von oben, Schmelzen und Anfrieren von unten

In Lauf B gehen sowohl Niederschläge als auch Schmelzen und Anfrieren an der Eisunterseite ein. Die Akkumulationsraten sind identisch mit denen in Lauf A. An der Eisunterseite gilt das in Abbildung 4.7 gezeigte Muster von Schmelzen und Anfrieren. Die Randbedingungen an der Aufsetzlinie entsprechen ebenfalls denen in Lauf A.

Die Abbildungen 4.9. a) und b) zeigen die sich nach 1500 Jahren einstellende Konfiguration von Eismächtigkeiten und Fließgeschwindigkeiten. Beide Größen weichen vom heutigen Zustand wie auch von den Ergebnissen aus A ab. Die an der Eiskante wirkenden Schmelzraten führen dazu, daß die Eisdicken allgemein geringer sind als heute. Die Ausdünnung setzt sich, ausgehend von der Eiskante, wo jetzt größere Gradienten als in A auftreten, zur Aufsetzlinie hin fort. Wie an der Berandungen der Eisinseln halten dort die Randwerte des Modells die heutigen Mächtigkeiten fest. In der Zone großer Akkumulation von unten bleiben sie ebenfalls nahezu erhalten, so daß sich hier eine kuppelförmige Struktur ausbildet.

Generell führen die jetzt auftretenden, größeren Eisdickengradienten zu höheren Fließgeschwindigkeiten. So erreicht das Ronne-Schelfeis nahezu 2000 m/a an der Eiskante, das Filchner-Schelfeis mehr als 1400 m/a. Trotz der hohen Geschwindigkeiten im Kantenbereich ist wegen der geringen Eismächtigkeiten der Massenfluß über die Kalbungslinie geringer als heute. Der größere Anteil des Eisabflusses erfolgt jetzt über die hohen Schmelzraten an der Unterseite.

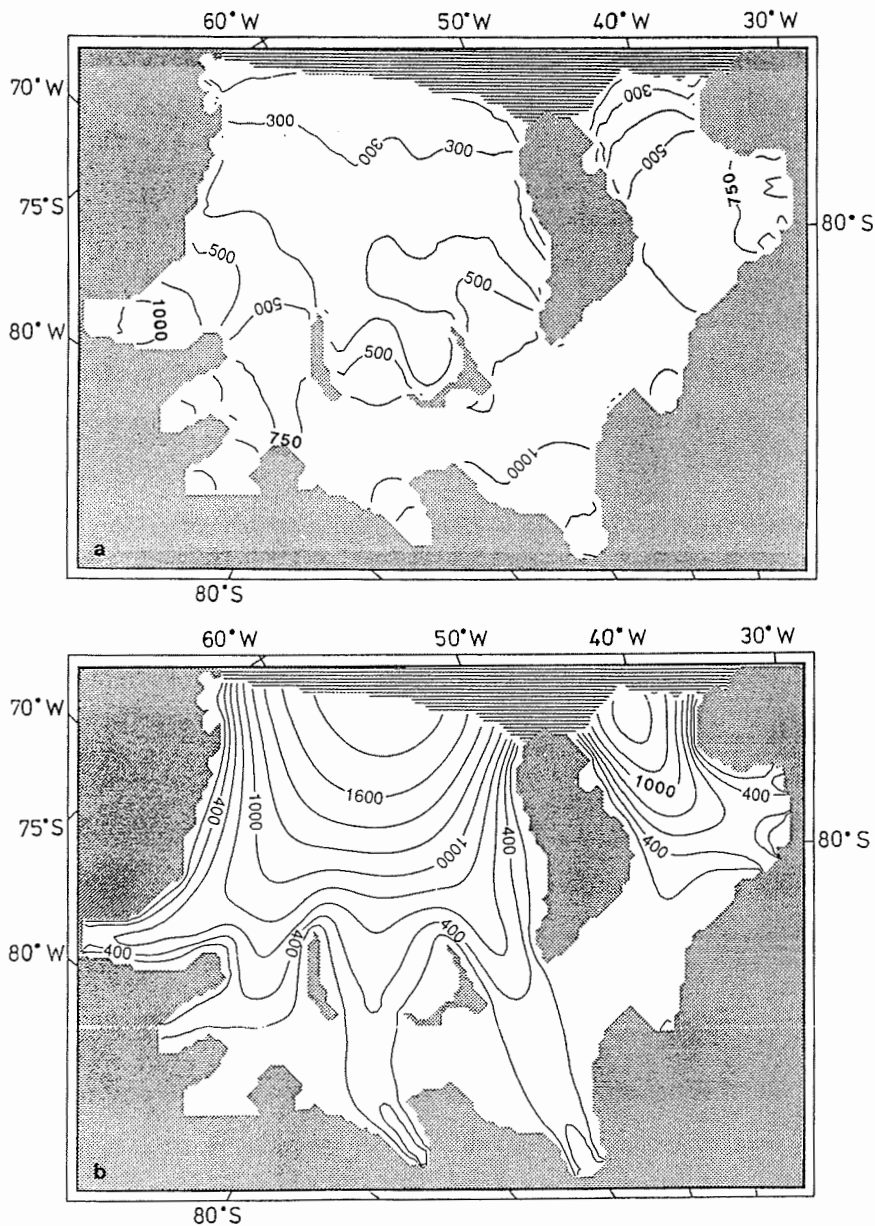


Abb. 4.9: a) FRIS - Lauf B: modellierte Eismächtigkeiten nach 1500 Jahren. Die Wechselwirkungen mit dem Ozean gehen gemäß der in Abb. 4.7 gezeigten Schmelzraten in die Simulation ein. Die Eisdicken sind allgemein geringer als heute. Besonders der Kantenbereich zeigt eine starke Ausdünnung. Im Bereich der Zone mit großer Akkumulation von unten bildet sich eine kuppelförmige Struktur. b) Die Fließgeschwindigkeiten (m/a) sind höher als heute. Wie in Lauf A treten auch hier die Eisströme deutlicher hervor.

4.3.3 C: Zutrag von oben, Schmelzen gleichförmig verteilt

Zusätzlich zu den Niederschlägen von oben wie in A und B wird das Schelfeis in dieser Simulation einer räumlich konstanten Schmelzrate von 0,5 m/a Eisäquivalent ausgesetzt. Obwohl gleichförmiges Schmelzen bisher nicht beobachtet ist und wohlmöglich einer Zirkulation unter dem Schelfeis widerspricht, kann dieses Experiment den Einfluß eines erwärmten Ozeans auf die Schelfeisdynamik testen.

Die in den Abbildungen 4.10 a) und b) dargestellten Ergebnisse zeigen eine Ausdünnung des Ronne-Schelfeises mit einem Rückschreiten der 300 m - Isolinie um mehrere hundert Kilometer. Die Eisdicken des Filchner-Schelfeises bleiben weniger beeinflusst. Hier zeigt, im Gegensatz zu heute, der Kantenbereich geringere Eisdickengradienten.

Entsprechend der Eismächtigkeit zeigt das Fließmuster die veränderte Schelfeisdynamik. Das Filchner-Schelfeis zeigt mit 800 m/a jetzt höhere Werte als das Ronne-Schelfeis, das im Kantenbereich nur weniger als 600 m/a erreicht. Die Ursache liegt in einem integrativen Effekt, den die weiträumigen Schmelzraten erzeugen. Gemäß der gesetzten Randbedingungen wirkt Schmelzen auf der ganzen Schelfeislänge von der Aufsetzlinie bis zur Kalbungsfront. Dieser Fließweg ist beim Ronne-Schelfeis im Mittel etwa doppelt so lang wie der des Filchner-Schelfeises. Entsprechend unterschiedliche Zeiträume, die das Eis braucht, um diese Strecken zurückzulegen, setzen die Schelfeise unterschiedlich lange den Schmelzbedingungen aus. Demzufolge verliert das Filchner-Schelfeis weniger Eis an den Ozean. Es ist also resistenter gegen Schmelzen.

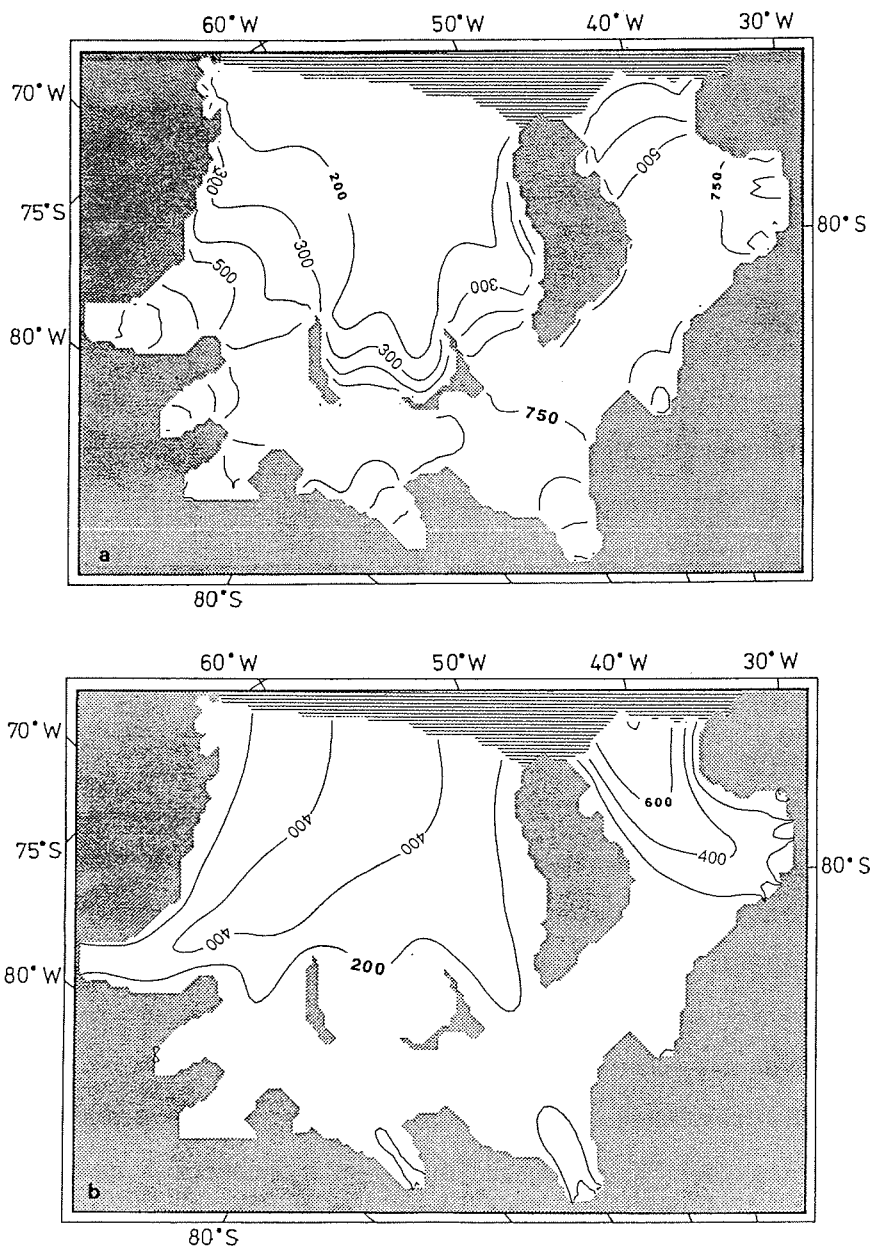


Abb. 4.10: a) FRIS - Eismächtigkeiten (m) nach 1500 Jahren. Das Schelfeis hatte einen Zutrag durch Niederschläge wie bei A und B. Es wurde einer räumlich konstanten Schmelzrate von 0,5 m/a Eisäquivalent ausgesetzt. b) die Fließgeschwindigkeiten sind erheblich reduziert. Das Filchner-Schelfeis fließt nun schneller als das Ronne-Schelfeis

4.4 Interpretation der Ergebnisse

Aus den prognostischen Rechenläufen A,B und C wird deutlich, daß die Dynamik des Filchner-Ronne Schelfeises von den Wechselwirkungen zwischen Schelfeis und Ozean dominiert ist. Schmelzen und Anfrieren räumlich variierender Intensität bestimmen das Gleichgewichtsprofil eines Schelfeises. Abbildung 4.11 gibt einen Einblick über das Ausmaß zu erwartender Eisdickenänderungen, in deren Folge erhebliche Schwankungen der Aufsetzlinie möglich sind. Als weitere Implikation ist beispielsweise im Kantenbereich des Ronne-Schelfeises mit Meerestiefen unter 250 m (Herrod, 1986) eine Gründung möglich, wenn infolge ausbleibenden Schmelzens die Eisdicken auf über 300 m anwachsen. Der damit verbundener Rückstau kann durch eine positive Rückkopplung weite Teile des rückwärtigen Schelfeisgebietes mit großen Eismächtigkeiten auffüllen. Eine Wirkung in der anderen Richtung, nämlich die Reorganisation der termohalinen Zirkulation im Ozean aufgrund veränderter Schelfeisbedeckung, ist ebenfalls denkbar. Lindström und MacAyeal (1989) diskutieren einen solchen Vorgang für die Grönland See, wo ein schneller Wassermassenaustausch die Übertragung von Klimasignalen fördert (Aagaard et al. ,1985).

Ein Vergleich von gemessenen und simulierten Eisdickenprofilen auf einer Fließlinie, die vom Einstrombereich nahe der Aufsetzlinie bis zur Eiskante reicht, verdeutlicht die Reaktion des Schelfeises auf variable Schmelzbedingungen (Abb. 4.11). Große Gradienten der Eismächtigkeit können im Kantenbereich durch hohe Schmelzraten erzeugt werden, während Akkumulation von unten dem Ausdünnen des Schelfeises entgegenwirkt. Allen vier gezeigten Profilen ist ein charakteristischer Verlauf eigen, der dem Einfluß der Geometrie des Schelfeises zuzuschreiben ist. Liegen die seitlichen Begrenzungen wie zwischen der Berkner Insel und der Korff Insel (km 300) eng beisammen, können sich größere

Dickengradienten aufbauen, um den Einfluß seitlicher Scherkräfte zu kompensieren.

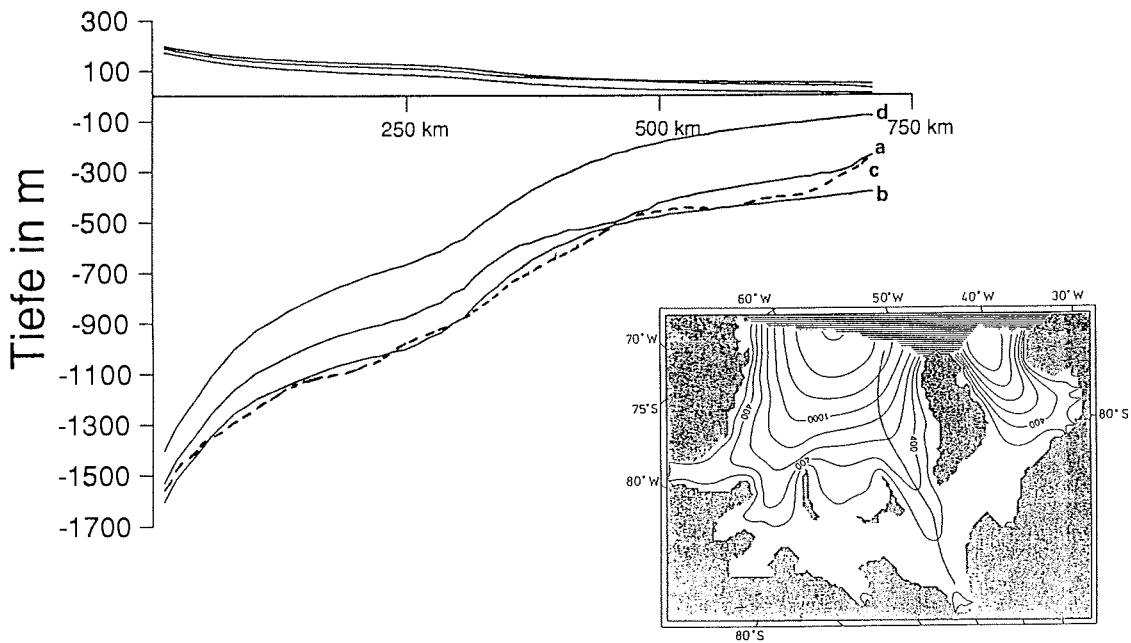


Abb. 4.11: FRIS - Gleichgewichtsprofile aus prognostischen Simulationen im Vergleich mit gemessenen Eisdicken (a) auf einer Fließlinie, die vom Einstrombereich bis in Kantennähe reicht. (b): Allgemein größere Eismächtigkeiten mit geringeren Gradienten in Fließrichtung kennzeichnen die Ergebnisse von Lauf A (kein Schmelzen). Lauf B berücksichtigt Wechselwirkungen mit dem Ozean, die lokal die Dickengradienten beeinflussen (c). Wirken unter dem Schelfeis gleichmäßig verteilte Schmelzraten, folgt ein Profil mit sehr geringen Eismächtigkeiten (d).

Eine räumliche Darstellung der Differenzen von gemessenen und simulierten Eismächtigkeiten eröffnet weitere Möglichkeiten zur Interpretation der Schelfeisdynamik (Abb. 4.12). Die Verteilung von Wechselwirkungen an der Eisunterseite wird dabei ebenso deutlich, wie falsch interpretierte Feldmessungen.

Selbst wenn die Qualität der prognostischen Lösung von den gesetzten Randbedingungen abhängt, sind prinzipielle Mechanismen der Schelfeisdynamik abzuleiten. Wenn wie in Lauf B (Schmelzen und Anfrieren vorgegeben) bis auf eine Ausnahme die Eisströme an Dicke zunehmen, sind hier hohe Schmelzraten zu erwarten. Simulierte Dickenänderungen legen auch anderenorts eine Revision der angesetzten Schmelzraten nahe. Die im Kantenbereich angenommenen Schmelzraten haben nur lokal Gültigkeit. Lediglich im Ostteil des Ronne-Schelfeises können sie die heute vorhandenen Eisdicken erhalten. Eine Dickenabnahme von über 100 m westlich davon zeigt, daß hier vorgegebene Schmelzraten zu hoch sind. Das Gegenteil ist im Kantenbereich des Filchner-Schelfeises der Fall. Trotz der hier angenommenen Schmelzraten von 3 m/a erfolgt in der Simulation eine Aufdickung von mehr als 100 m, die noch höhere Ablationsraten vermuten läßt.

Zwei schmale Kanäle im Westen des Ronne-Schelfeises, die jetzt aufgefüllt sind, lassen vermuten daß dort eine bisher nicht gemessene basale Eisschicht vorhanden ist. Die Eisdicken aus Abbildung 4.2 repräsentieren demnach nur einen internen Horizont.

Im Modell bleibt die durch Schmelzen und Anfrieren bedingte Änderung der vertikal gemittelten Eistemperatur, einer für die plastischen Eigenschaften wichtigen Größe, unberücksichtigt. MacAyeal und Thomas (1986) finden bis zu 20 % geringere Fließgeschwindigkeiten, wenn durch Schmelzen modifizierte Temperaturen in die Modellrechnungen eingehen. Durch Schmelzen verliert das Schelfeis an der Unterseite warmes Eis mit Temperaturen nahe des Druckschmelzpunktes, während Anfrieren warmes Eis hinzufügt. Offensichtlich führt eine dadurch modifizierte vertikal gemittelte Viskosität zu lateralen Änderungen der Fließigenschaften. Kaltes Eis erfordert höhere, durch Eisdickengradienten aufzubringende Kräfte, um entsprechende Verzerrungsraten wie warmes Eis zu zeigen. Als Beispiel mag der Kantenbereich des Filchner-Schelfeises gelten, wo

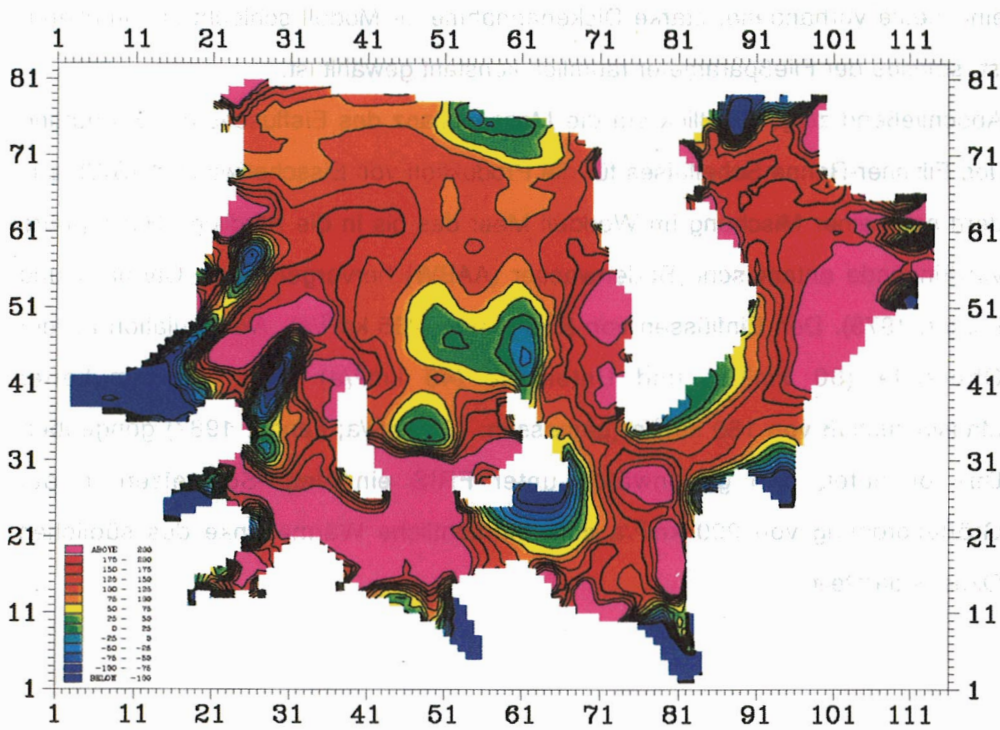


Abb. 4.12: FRIS - Differenzen von gemessenen Eismächtigkeiten und berechneten Werten aus B (Schmelzen und Anfrieren lokal vorgegeben). Blau bedeutet, daß simulierte Eisdicken höher als gemessene sind. Rosa repräsentiert Gebiete mit einer Dickenabnahme. Im Bereich großer Akkumulation von unten zeigen grüne Farben, daß Messung und Simulation nahezu übereinstimmen. Zwei schmale blaue Strukturen im westlichen Ronne-Schelfeis deuten auf falsch interpretierte Feldmessungen hin.

eine heute vorhandene, starke Dickenabnahme im Modell schlecht zu simulieren ist, solange der Fließparameter räumlich konstant gewählt ist.

Abschließend zeigt ein Blick auf die Massenbilanz des Eisflusses die Bedeutung des Filchner-Ronne Schelfeises für die Produktion von Eisschelfwasser (ISW), aus dem nach einer Mischung im Weddell Meer das bis in die nördliche Hemisphäre vordringende antarktische Bodenwasser (AABW) hervorgeht (z.B. Carmack und Foster, 1975). Den Einflüssen von Eisströmen ($235 \text{ km}^3/\text{a}$), Akkumulation an der Oberseite ($90 \text{ km}^3/\text{a}$) und Unterseite ($40 \text{ km}^3/\text{a}$) steht ein simulierter Massenausfluß von $180 \text{ km}^3/\text{a}$ (gemessen: $165 \text{ km}^3/\text{a}$; Lange, 1987) gegenüber. Das bedeutet, daß gegenwärtig unter FRIS ein Netto-Schmelzen in der Größenordnung von $200 \text{ km}^3/\text{a}$ eine beträchtliche Wärmesenke des südlichen Ozeans darstellt.

5 Das Ekström-Schelfeis

Das Ekström-Schelfeis gehört bei einer Fläche von 8700 km² (IFAG, 1989) zu den kleineren Schelfeisen, die den antarktischen Kontinent säumen (vgl. Abb. 1.1). Die Nord-Süd Erstreckung beträgt etwa 130 km, die maximale Breite ist etwa 70 km. Das Schelfeis ist seitlich durch aufliegendes Eis des Soråsen im Westen und des Halfvar-Rückens im Osten eingefaßt. An der Schelfeiskante behindern einige kleinere Eishöcker die Ausbreitung nach Norden. Der Zufluß von Eis erfolgt hauptsächlich von Süden aus dem Ritscher Hochland (Drewry, 1983). Neben der Akkumulation von Niederschlägen beeinflussen auch Schmelzprozesse den Massenhaushalt des Schelfeises. Um das Auftreten von Eisplättchen unter dem Meer eis vor der Schelfeiskante zu erklären, greift Kipfstuhl (1990) das Prinzip der 'Eispumpe' nach Lewis und Perkin (1986) auf. Danach sollten unter EKSTRÖM sowohl Schmelz- als auch Anfriervorgänge möglich sein. Schmelzen läßt sich aus Massenbilanzrechnungen abschätzen, während ein basaler Horizont als Beweis für eine Eisanlagerung an der Unterseite bisher nicht nachgewiesen ist.

Seit 1980/81 beherbergt das Ekström-Schelfeis die Forschungsstation Georg von Némayer (GvN) bei 70° 37' S , 8° 21' W , die seitdem als Ausgangsort umfangreicher Feldmessungen auf dem Schelfeis und im Hinterland dient. Entsprechend gut vermessen sind heute die Fließgeschwindigkeiten (Hinze, 1990), die Eismächtigkeiten (Thyssen und Grosfeld, 1988) und die Akkumulationsraten im Schelfeisgebiet (Reinwarth et al, 1985). Weniger gut bekannt sind die Größe des Einzugsgebietes, dessen mittlere Akkumulationsraten und die daraus resultierenden Massenflüsse über die Aufsetzlinie. Trotzdem liegt es nahe, das bereits auf FRIS angewandte Schelfeismodell auch für die Beschreibung von EKSTRÖM zu nutzen. Wegen der bis jetzt schwer zu beschreibenden landseitigen Randbedingungen sollen Modell-

rechnungen noch auf das Geschwindigkeitsfeld aus der diagnostischen Lösung beschränkt bleiben.

5.1 Die Eingangsdaten

Das vergleichsweise kleine Ekström-Schelfeis erlaubt die Wahl kleinerer Gitterabstände in numerischen Simulationen. Bei 2,5 km Punktabstand liegt die Anzahl der Gitterpunkte unter 2000 (zum Vergleich: FRIS = 6000). Damit benötigt das Modell, auf EKSTRÖM angewandt, weniger Rechenzeit und gewährt außerdem eine verbesserte Auflösung kleinräumiger Fließstrukturen. Diese sind beispielsweise in der Nähe von Eishöckern anzutreffen. Abbildung 5.1. zeigt eine Karte der Eismächtigkeiten des Ekström-Schelfeises. Die Lage der Aufsetzlinie und der Schelfeiskante sind der Karte Ekströmisen (IFAG, 1989) entnommen. Die Eisdicken gehen auf Thyssen und Grosfeld (1988) zurück. Sie nehmen von über 700 m an der Aufsetzlinie im Süden bis auf unter 200 m im Kantenbereich ab.

Die in Abbildung 5.2 dargestellten Fließvektoren entsprechen gemessenen Fließgeschwindigkeiten (Hinze, 1990). Die Beträge nehmen von rund 100 m/a im Süden bis auf über 200 m/a im Nordwesten zu. Deutlich ist der Hauptstrom des Eises zu erkennen, der nach etwa zwei Dritteln der Schelfeislänge nach Nordwesten umschwenkt. Ein kleinerer Anteil der Eises fließt mit Geschwindigkeiten um 160 m/a in nordöstlicher Richtung an den in Kantennähe liegenden 'ice rumples' vorbei.

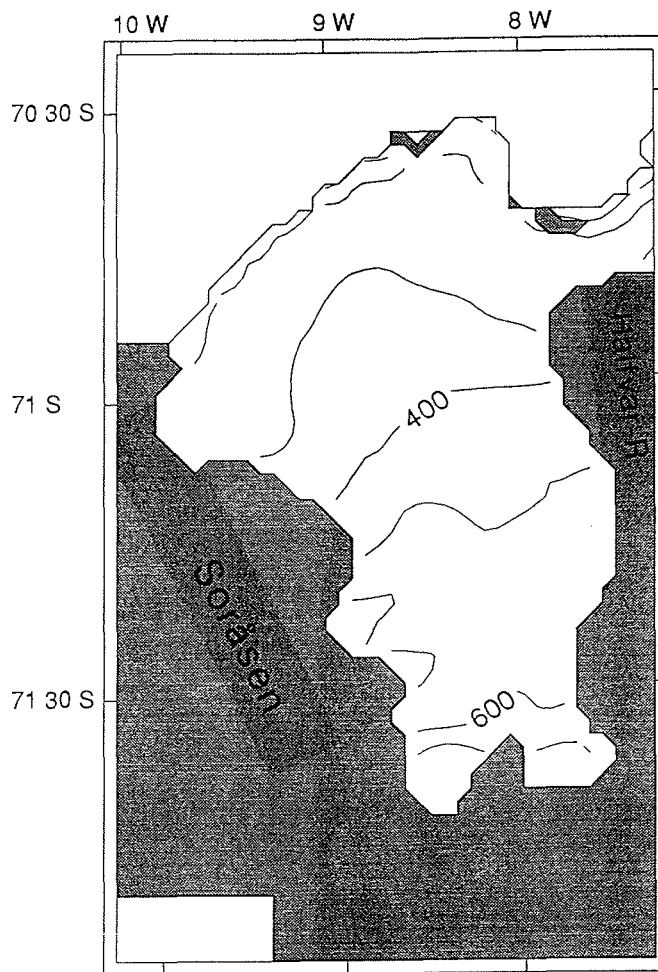


Abb. 5.1: Ekström-Schelfeis - die gemessenen Eismächtigkeiten nehmen von über 700 m an der Aufsetzlinie im Süden bis auf unter 200 m im Kantenbereich ab (nach Thyssen & Grosfeld, 1988). Schattierte Bereiche in Kantennähe markieren die ungefähre Lage von Eishöckern, die den Fluß des Schelfeises lokal beeinflussen.

Die Wahl der Randbedingungen erfolgt nach dem für FRIS gewählten Muster. Danach trifft das Schelfeis überall an der Aufsetzlinie auf stagnierendes Eis ($u, v = 0$). Wegen fehlender Massenbilanzen sind Eisströme bisher nicht definiert. Lediglich

eine Geschwindigkeitsmessung am südlichen Rand des Schelfeises (Hinze, 1990) kann als Randwert eingehen. Wie bei FRIS sind auch für EKSTRÖM die Eisdicken seewärts extrapoliert, um hier die Beschreibung der Randbedingungen zu erleichtern (vergl. Kap. 4.1). Es gelten die mit Gleichung (2.5) definierten longitudinalen Verzerrungsraten

$$\dot{\epsilon}_{xx} = 3 \frac{-n+1}{2} A \cdot \left(\frac{\rho_i g h}{2} \right)^n$$

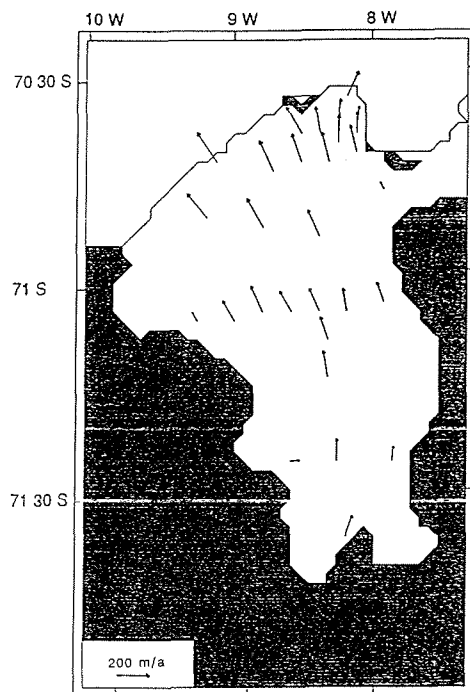


Abb. 5.2: Ekström-Schelfeis - gemessene Fließgeschwindigkeiten (m/a). Die Beträge nehmen von 100 m/a an der Aufsetzlinie bis auf über 200 m/a im Nordwesten zu. Bei GvN treten Bewegungsraten von 160 m/a auf. Der Meßfehler liegt bei maximal 50 m/a ; allgemein ist jedoch eine Genauigkeit von +/- 25 m/a gewährleistet (Hinze, 1990).

Es sind auch hier A der Fließparameter, ρ_i die vertikal gemittelte Eisdichte und h die Höhe der Eisoberfläche bezüglich des Meeresspiegels. Für den Exponenten des Fließgesetzes gilt $n=3$. Das Dichte-Tiefen Profil im Schelfeis und die Dichte des Meerwassers ρ_w bestimmen die Höhe der Eisoberfläche relativ zur Eismächtigkeit H . Dazu läßt sich nach Thyssen und Grosfeld (1988) eine, der Gleichung (4.1) ähnliche Beziehung angeben. In

$$\rho_i(H) = 914 - 12750/H \quad (\text{kgm}^{-3}) \quad (5.1)$$

gelten jedoch andere Koeffizienten, die aus unterschiedlichen Dichte-Tiefen Funktionen von FRIS und EKSTRÖM resultieren. Nach einem halbempirischen Modell von Herron und Langway (1980) bestimmen unter anderem die Jahresmitteltemperaturen den Verlauf des Dichte-Tiefen Profils, also auch die Tiefe des Übergangs von Firn zu Eis. Reinwarth et al. (1985) nennen für das Ekström-Schelfeis Werte um -17°C gegenüber -25°C im Randbereich von FRIS, mit abnehmender Tendenz landeinwärts. Danach ist kompaktes Eis für EKSTRÖM in geringeren Tiefen als für FRIS zu erwarten. Entsprechend höher ist bei gleicher Eismächtigkeit die mittlere Eisdichte.

5.2 Die diagnostische Lösung

Wie aus den höheren Jahresmitteltemperaturen zu erwarten ist, gelten für das Ekström-Schelfeis höhere Fließparameter als für FRIS. Mit $A=5 \times 10^{-16} \text{ kPa}^{-3} \text{ s}^{-1}$, entsprechend einer vertikal gemittelten Eistemperatur von -11°C (FRIS = -17°C) ergibt die Lösung von (3.20) und (3.21) zu der heutigen Verteilung der Eismächtigkeiten das in Abbildung 5.3 a) gezeigte Fließmuster. Deutlich wird das bereits aus Feldmessungen erwartete Umschwenken in nordwestliche Richtung und das Abzweigen ein kleineren Armes nach Nordosten. Die Beträge der simulierten Fließgeschwindigkeiten übersteigen 200 m/a im Hauptstrom. Bei GvN werden Größenordnungen von 70 m/a erreicht. Im Bereich nördlich des Halfvar Rückens sind die simulierten Geschwindigkeiten sehr gering. Beträge unter 30 m/a deuten darauf hin, daß dieser Teil des Schelfeises vom Rest nahezu isoliert ist.

Abbildung 5.3 b) zeigt die Abweichungen von gemessenen und berechneten Fließgeschwindigkeiten. Die Pfeile entsprechen der Richtung und dem Betrag des Differenzvektors. Dem simulierten Geschwindigkeitsfeld ist eine generelle Übereinstimmung mit Feldmessungen zu konstatieren. Die Abweichungen liegen in der Größenordnung von 10 %. Lediglich im Bereich um GvN ist der Fluß des Schelfeises schwer zu reproduzieren. Hier kann der Einfluß benachbarter Eishöcker bisher nicht ausreichend berücksichtigt werden. Außerdem unterliegt das Schelfeis starken transversalen Spannungen, die die Formation von Spalten im Kantenbereich fördern. Damit verbunden, verliert das Fließgesetz lokal seine allgemeine Gültigkeit.

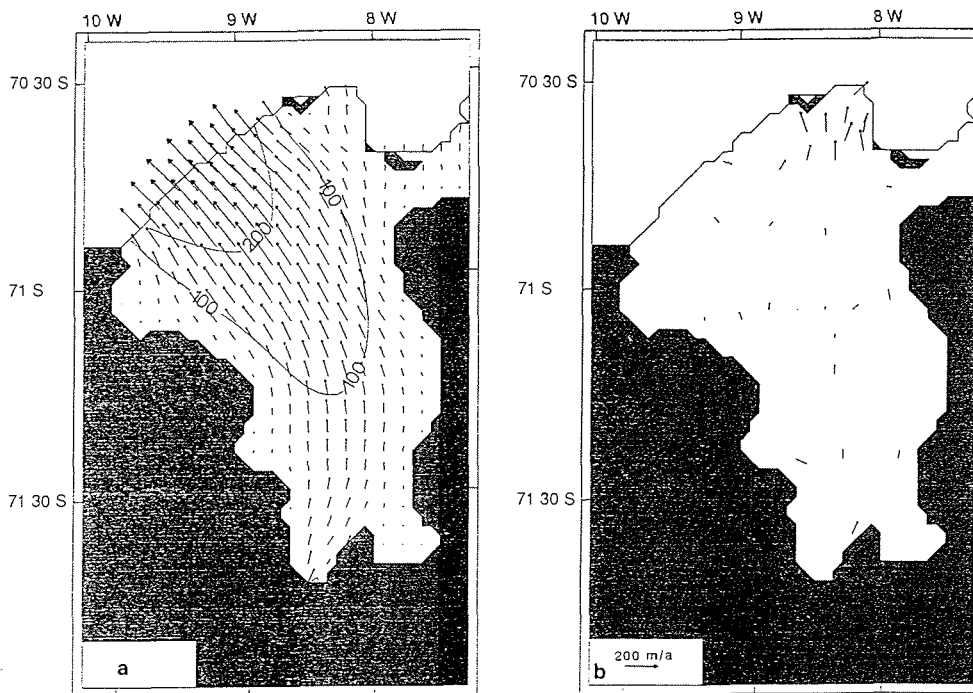


Abb. 5.3: Ekström-Schelfeis - a) simulierte Fließgeschwindigkeiten. Fließparameter $A = 5 \times 10^{-16} \text{ kPa}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (-11°C). Auf jedem zweiten Gitterpunkt des Modellgebietes repräsentiert ein Fließvektor Betrag und Richtung des Eisflusses. Deutlich wird die bereits aus Feldmessungen erwartete allgemeine Fließrichtung. Im Hauptstrom übersteigen die Geschwindigkeiten 200 m/a; im Bereich um GvN liegen sie bei etwa 70 m/a. b) Abweichungen von gemessenen und berechneten Fließgeschwindigkeiten. Die Differenzen liegen allgemein in der Größenordnung des Meßfehlers ($< 25 \text{ m/a}$). Im Kantenbereich nahe der Eishöcker erreichen die Modellergebnisse weniger als 50 % der Meßwerte.

5.3 Interpretation der Ergebnisse

Bisher kann das benutzte Modell nur teilweise den Fluß des Ekström-Schelfeises simulieren. Größere Abweichungen im nordöstlichen Bereich resultieren aus der noch unvollständigen Erfassung von 'ice rumples'. Um das heutige Geschwindigkeitsfeld besser zu reproduzieren, ist deren Einfluß mehr Interesse zu widmen. Notwendig ist eine genauere Vermessung der Oberflächentopographie und der Wassertiefen, um die Bremswirkung gemäß Gleichung (3.22) zu quantifizieren. Prognostische Studien der Dynamik des Ekström-Schelfeises erfordern bessere Daten über die Bilanzflüsse an der Aufsetzlinie. Diese sind aus Massenbilanzrechnungen oder durch direkte Messungen von Eismächtigkeiten und Fließgeschwindigkeiten zu gewinnen. Beides, sowohl die Topographie der Eishöcker als auch die Bilanzflüsse, sollte wegen der prinzipiell guten Zugänglichkeit des Schelfeises in zukünftigen Expeditionen meßbar sein.

6 Das gekoppelte System Landeis-Schelfeis

Klimatische Randbedingungen in Form von Akkumulations- und Ablationsraten beeinflussen die räumliche Ausdehnung eines Schelfeises. Prognostische Studien zur Dynamik des Filchner-Ronne Schelfeises mit Hilfe des vorliegenden Schelfeismodells deuten unter veränderten Massenbilanzgrößen eine Migration der Schelfeisränder an. Wegen der physikalischen Beschränkung des Modells und schlecht bekannter Randbedingungen sind dazu keine quantitativen Aussagen möglich. Einerseits kann das Modell lediglich das Fließen von Schelfeis simulieren, andererseits ist die Physik des Kalbens großer Eisberge bisher unverstanden. Das heißt, daß sowohl die Position der Aufsetzlinie als auch die der Schelfeiskante mit dem vorliegenden Modell nicht zu erfassen ist.

Auf dem Weg zu einem Gesamtverständnis der Dynamik des antarktischen Eisschildes und dessen Sensitivität bezüglich künftiger Klimaveränderungen ist es ratsam, das Schelfeismodell mit einem Landeismodell zu koppeln. Dann können, sofern die Bodentopographie bekannt ist, in prognostischen Rechnungen die Variationen der Ausdehnung eines Schelfeises, zumindest auf der Landseite simuliert werden. Wegen der unterschiedlichen Zeitskalen zum Aufbau eines Gleichgewichts reagiert ein Schelfeis schneller als ein Eisschild auf Störungen von außen. Ist man in der Lage, die Interaktionen zu beschreiben, können aus Beobachtungen im Schelfeisgebiet Rückschlüsse auf Zustände im Landesinneren gezogen werden (Stephenson und Bindschadler, 1988).

Weder für FRIS noch für EKSTRÖM liegen gegenwärtig hinreichend genaue Daten der Meerestiefe und der Topographie des Eisuntergrundes im Übergangsbereich an der Aufsetzlinie vor. In diesem Kapitel wird daher an einem idealen Landeis-Schelfeis System mit vorgegebener Bodentopographie und definiertem Einzugs-

gebiet eine Modellversion getestet, die, sobald ausreichende Feldmessungen vorliegen, auf ein reelles Schelfeis anwendbar ist.

6.1 Das erweiterte Modell

Das in Kapitel 3 beschriebene Schelfeismodell erfaßt im gekoppelten System die Kinematik des Schelfeises. Hier resultieren die Bewegungsraten aus einer Streckung des Eises infolge dominierender Longitudinalspannungen. Wegen vernachlässigbarer, vertikaler Scherspannungen sind die Fließgeschwindigkeiten tiefenunabhängig. Im Gegensatz dazu zeigt das am Untergrund festgefrorene Inlandeis nur innere Deformation infolge vertikaler Scherung, während Streckung zu vernachlässigen ist (Paterson, 1981). Die Horizontalkomponenten des überlastenden Eisdruckes bringen gemäß

$$\begin{aligned}\tau_{xz}(z) &= \rho g(z_s - z) \partial z_s / \partial x \\ \tau_{xz}(z) &= \rho g(z_s - z) \partial z_s / \partial x\end{aligned}\quad (6.1)$$

die tiefenabhängigen Scherspannungen auf. Es sind z_s die Höhe der Eisoberfläche, ρ die Eisdichte und g der Betrag der Erdbeschleunigung. z gibt die Tiefe bezüglich des Meeresspiegels an. An der Oberfläche ($z = z_s$) verschwinden die Scherkräfte, an der Eisunterseite ($z = z_s - H$) sind sie maximal. Am Boden, wo Scherkräfte und Reibungskräfte im Gleichgewicht sind, treten die größten Deformationsraten auf. Sie folgen explizit aus dem verallgemeinerten Fließgesetz von Nye (1957):

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon}_{xz} &= A \cdot \tau^{n-1} \tau_{xz} \\ \dot{\epsilon}_{yz} &= A \cdot \tau^{n-1} \tau_{yz}\end{aligned}\quad (6.2)$$

Darin sind A der temperaturabhängige Fließparameter und τ die effektiven Scherspannung. $n = 3$ verdeutlicht die Nichtlinearität des Fließgesetzes. Wegen fehlender Longitudinalspannungen gilt für die effektive Scherspannung einfach (vgl. (3.14)):

$$\tau^2 = \tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2 \quad (6.3)$$

Durch vertikale Integration in den Grenzen von z_s bis z folgt aus (6.2) die Geschwindigkeits-Tiefen Funktion. Ist das Eis am Untergrund festgefroren, die Bewegung also auf innere Deformation beschränkt, gilt für die Komponenten der vertikal gemittelten Fließgeschwindigkeit (Paterson, 1981):

$$\begin{aligned}u &= \frac{2}{5} A \cdot \left(\rho_i g \left(\left(\frac{\partial z_s}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z_s}{\partial y} \right)^2 \right) \cdot \frac{\partial z_s}{\partial x} \right) H^4 \\ v &= \frac{2}{5} A \cdot \left(\rho_i g \left(\left(\frac{\partial z_s}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z_s}{\partial y} \right)^2 \right) \cdot \frac{\partial z_s}{\partial y} \right) H^4\end{aligned}\quad (6.4)$$

Wegen der nach unten anwachsenden Scherspannungen sind die Deformationsraten in Bodennähe maximal. Da in der Bodenregion außerdem die höchsten Eistemperaturen auftreten, trägt sie überproportional zur Fließbewegung bei. Dieser Effekt entspricht etwa einer Verdopplung des vertikal gemittelten Fließparameters A . (Huybrechts, pers. Mitt.)

Mit zunehmendem Einfluß von Longitudinalspannungen zum Schelfeis hin erfolgt eine stetige Umwandlung des Deformationstyps von reiner Scherung zu reiner Streckung. Im Übergangsbereich liegt das Eis noch teilweise auf dem Untergrund

auf, hat aber bereits eine Fließkomponente, die auf basales Gleiten zurückzuführen ist. Besteht zudem der Untergrund aus einer wasserführenden, deformierbaren Sedimentschicht, führen Scherungen im Untergrund zu einer weiteren Erhöhung der Fließgeschwindigkeiten (Alley et al., 1986; MacAyeal, 1989; Engelhardt et al., 1990).

Im vorliegenden Modell wird kein Versuch unternommen, die Elemente des Spannungsdeviators im Übergangsbereich quantitativ zu bestimmen. Van der Veen (1987) macht einen derartigen Ansatz, bleibt aber auf die Dimensionen der vertikalen Ebene beschränkt. Whillans et al. (1989) berechnen für den, in das Ross-Schelfeis fließenden Eisstrom B eine Kräftebilanz mit Hilfe des Fließgesetzes und umfangreicher Feldmessungen. Trotz des erheblichen mathematischen Aufwandes sind beide Ansätze nicht überzeugend. Ohne die dritte Dimension kann Van der Veen horizontale Scherkräfte nicht erfassen; die Ergebnisse von Whillans et al. hängen von der Qualität der Feldmessungen ab. Im vorliegenden Modell wird deshalb die Übergangszone wie ein Schelfeis behandelt, das dort endet, wo die Eisoberfläche mehr als 30 m über die Höhe des Schwimmgleichgewichtes hinausragt. Liegt z_s darüber, erfolgt das Fließen nur durch vertikale Scherung.

Gehen die in der Übergangszone anzutreffenden Oberflächenneigungen $\partial z_s / \partial x$ und $\partial z_s / \partial y$ in das Schelfeismodell ein, werden überhöhte Fließgeschwindigkeiten berechnet. Eine Kompensation erfolgt durch den in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Bremsmechanismus für Eishöcker. Wie in (3.22) erhält die Neigungskomponente eine von z^* abhängende Wichtung. z^* ist durch die Eismächtigkeit H , die Wassertiefe z_b und die Dichten von Eis und Meerwasser folgendermaßen definiert:

$$z^* = H - z_b \cdot \rho_w / \rho_i \quad (6.5)$$

Für den Koeffizienten der Wichtung gilt:

$$r = (1 - z^*/z_0) \quad z_0 = 30 \text{ m}, z^* < z_0.$$

Zwischen dem unbeeinflussten Schelfeis ($z^* = 0$) und dem Inlandeis ($z^* > 30 \text{ m}$) reduziert die Multiplikation mit r die Effektivität der Eisdickengradienten auf die Bewegung des gebremsten Schelfeises.

Nach der diagnostischen Bestimmung der Fließgeschwindigkeiten als Lösung von (3.20) und (3.21) im Schelfeis, sowie von (6.4) im Inlandeis, folgen aus der Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß (3.24)

$$\frac{\partial H}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x}(Hu) - \frac{\partial}{\partial y}(Hv) + a - m$$

zeitliche Änderungen der Eismächtigkeiten.

6.2 Das Modellgebiet und die Eingangsdaten

Das quadratische Modellgebiet umfaßt 49 x 49 Gitterpunkte mit einem Gitterabstand von 10 km. Die Dimensionen sind willkürlich gewählt, aber doch so groß, daß sich in dem System ein Schelfeis durchschnittlicher Größe (ca. 200 x 200 km) ausbilden kann. Eine definierte Bodentopographie mit Wassertiefen von $z_b = 200 \text{ m}$ bis $z_b = 700 \text{ m}$ ist vorgegeben (Abb. 6.1). Sie ist in prognostischen Simulationen stationär, ein isostatischer Ausgleich der Erdkruste unter wechselnden Eisauflasten

bleibt unberücksichtigt. Die Wassertiefen sind so gewählt, daß eine dreiseitig eingefaßte Depression an der vierten Seite des Modellgebietes maximal ist. Die Schelfeisfront wird einen Großteil dieser Seite einnehmen.

Zu Beginn der zeitabhängigen Simulation liegt über dem Modellgebiet eine Eisdecke von 600 m Mächtigkeit, die für den Zeitpunkt $t = 0$ die Verteilung von Land- und Schelfeis festlegt. Dabei gilt für das Schelfeis die Isostasiebedingung

$$H < z_b \cdot \rho_w / \rho_i + z^* \quad (6.6)$$

Im Modell beträgt die Dichte des Meerwassers ρ_w 1027 kgm^{-3} , die des Eises 900 kgm^{-3} . Die Wahl von $z^* = 30$ m trägt dem Fließen in der Übergangszone und über *ice rumples* Rechnung. An den landseitigen Rändern gilt ein Massenfluß, der einem 200 km zurückreichenden Einzugsgebiet entspricht. Hier, wie im gesamten Modellgebiet gilt eine konstante Akkumulationsrate von 0,2 m/a Eisäquivalent .

Das in Abschnitt 3.3 beschriebene numerische Verfahren liefert die Fließgeschwindigkeiten im Schelfeis und in der Übergangszone. Hier gilt ein räumlich konstanter Fließparameter von $A=2,5 \times 10^{-16} \text{ kPa}^{-3} \text{ a}^{-1}$ (-17°C). Im Gebiet des Inlandeises folgen die Fließkomponenten u, v aus den in zentralen Differenzen approximierten Gleichungen (6.4) gemäß:

$$u_{i,j} = \frac{2}{5} A (\rho_i g ((\frac{zS_{i+1,j} - zS_{i-1,j}}{2 dx})^2 + (\frac{zS_{i,j+1} - zS_{i,j-1}}{2 dy})^2) \frac{zS_{i+1,j} - zS_{i-1,j}}{2 dx}) H^4$$

$$v_{i,j} = \frac{2}{5} A (\rho_i g ((\frac{zS_{i+1,j} - zS_{i-1,j}}{2 dx})^2 + (\frac{zS_{i,j+1} - zS_{i,j-1}}{2 dy})^2) \frac{zS_{i,j+1} - zS_{i,j-1}}{2 dy}) H^4$$

Der darin enthaltene Fließparameter $A=5 \times 10^{-16} \text{ kPa}^{-3} \text{ s}^{-1}$ trägt der verstärkten Scherdeformation in der Nähe des Untergrundes Rechnung. Die Lösung der Konti-

nuitätsgleichung erfolgt nach dem Muster in Abschnitt 3.3, wobei ein Zeitschritt von 0,25 Jahren optimal ist. Schmelzen an der Eisunterseite bleibt unberücksichtigt.

6.3 Zeitliche Entwicklung des Systems

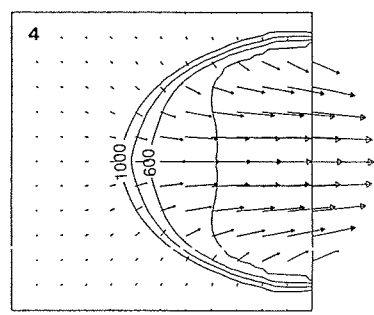
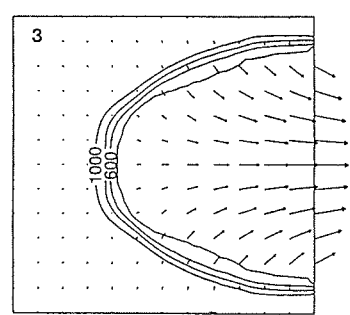
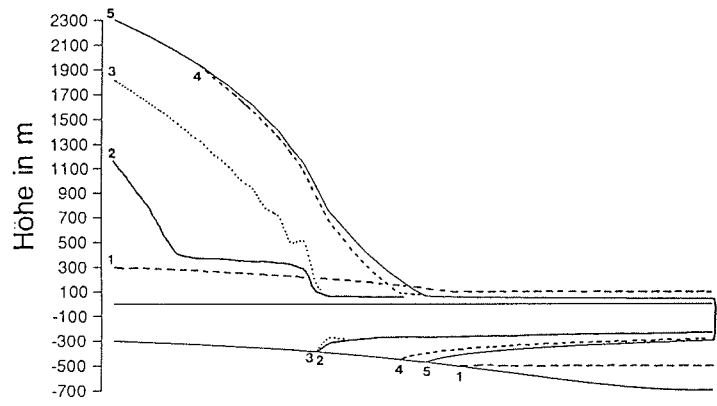
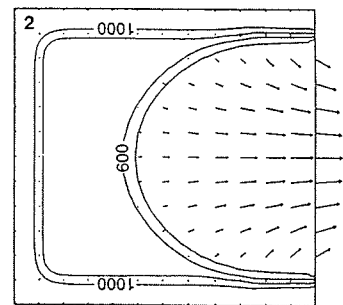
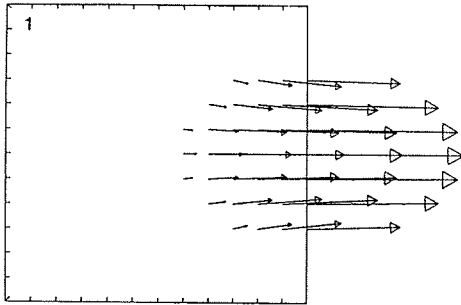
Ein prognostischer Rechenlauf simuliert die zeitliche Entwicklung des Systems beginnend mit einer gleichmäßig verteilten Eisbedeckung bis hin zu einem nahezu stationären Zustand nach 5000 Jahren. Momentaufnahmen aus dieser Simulation verdeutlichen den Gang der Entwicklung des Systems.

Der Anfangszustand gleicher Eismächtigkeiten von Eisschild und Schelfeis unterliegt einer schnellen Änderung. Große Eisdicken im Schelfeis verursachen große Fließgeschwindigkeiten, während noch geringe Oberflächenneigungen das Landeis kaum in Bewegung setzen können. Infolgedessen dünnt das Schelfeis vom Rand her schnell aus. Gleichzeitig wachsen mit den Zuflüssen in das Modellgebiet mit den Eisdicken auch die Neigungen der Oberfläche im Inlandeis.

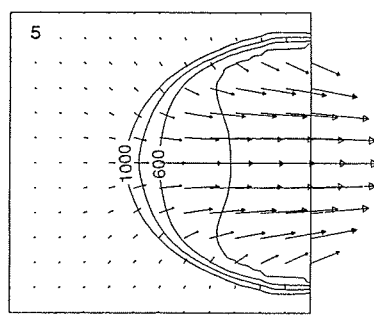
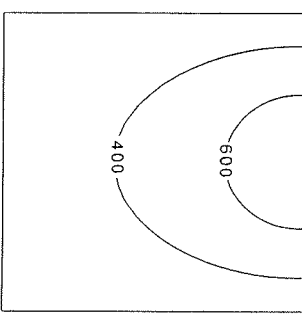
Bereits nach 500 Jahren ist die Fläche des Schelfeises durch Rückschreiten der Aufsetzlinie nahezu verdoppelt. Die maximalen Fließgeschwindigkeiten sind von 2300 m/a auf 800 m/a reduziert. An der Schelfeisfront betragen die Eisdicken nur noch 300 m, wohingegen das Inlandeis am Modellrand bereits 1400 m erreicht. Im Laufe der Simulation schreitet die Aufsetzlinie weiter zurück, da aus dem Inland noch nicht genügend Eis nachgeliefert wird. Erst nach etwa 2000 Jahren hat das Inlandeis eine Form erreicht, die in der Lage ist, den Massenfluß vom Rand auf das

Schelfeis zu übertragen. Die Folge sind zunehmende Eisdicken im Schelfeis und eine vorschreitende Aufsetzlinie. Abbildung 6.1 zeigt die Entwicklung des Systems bis zu einer Simulationszeit von 5000 Jahren. Selbst wenn das träge Inlandeis noch keinen stationären Zustand erreicht haben sollte, werden aus dem Modell die unterschiedlichen dynamischen Eigenarten von Schelfeis und Inlandeis deutlich.

Abb. 6.1 (folgende Seite): Das gekoppelte System - zeitliche Entwicklung von Schelfeis und Inlandeis in einem Gebiet mit vorgegebener Bodentopographie. Zuflüsse erfolgen über den Rand des Inlandeises und über Akkumulation von Niederschlägen. Im gesamten Modellgebiet wie auch im 200 km zurückreichenden Einzugsgebiet gilt eine Akkumulationsrate von 0,2 m/a. Die gezeigten Stadien repräsentieren 1: 0, 2: 500, 3: 2000, 4: 4000 und 5: 5000 Jahre Simulationszeit. Ein Vektor auf jedem vierten Gitterpunkt gibt Betrag und Richtung der Fließgeschwindigkeit an, die im Inlandeis vertikal gemittelt ist.



Wassertiefen in m 1000 m/a



6.4 Interpretation der Ergebnisse

Die gezeigten Ergebnisse basieren auf einem Modell, das zumindest im Bereich des Inlandeises erhebliche Einschränkungen der Physik enthält. Nicht nur die für die Deformations- und Fließraten wichtige vertikale Temperaturverteilung wird grob angenähert, sondern auch eine isostatische Reaktion der Erdkruste bleibt unberücksichtigt. Die Annahme einer gleichförmigen Akkumulationsrate ist fragwürdig, wenn die Höhe der Eisoberfläche von etwa 50 m auf dem Schelfeis bis auf über 2000 m am landseitigen Rand des Modellgebietes zunimmt. Nach Giovinetto und Bull (1987) variieren aber die Akkumulationsraten in der Antarktis um mehr als eine Größenordnung.

Prinzipiell ist es möglich, die Eistemperaturen, das Verhalten der Erdkruste und parameterisierte Akkumulationsraten in das Modell einzubeziehen (Huybrechts, 1990). Das bedeutet aber einen Mehraufwand an Rechenzeit, denn zumindest das Temperaturfeld im Inlandeis braucht sehr lange, um einen stationären Zustand zu erreichen (Herterich, 1988).

Trotz der vorgenommenen Vereinfachungen zeigen die Modellergebnisse den grundsätzlichen Unterschied von Figur, Dynamik und Zeitskalen beider Eiskomponenten. So stehen große Eismächtigkeiten im Inlandeis mit hohen Neigungen im Übergangsbereich einem nahezu ebenen und schnell fließenden Schelfeis gegenüber. Letzteres unterliegt in seiner Entwicklung Zeitskalen von wenigen hundert Jahren, weswegen es schnell auf äußere Störungen reagiert. Der Einfluß solcher Störungen, die zum Beispiel durch einen, Abschmelzen bewirkenden Ozean oder durch schwankende Meeresspiegelhöhen erzeugt werden, ist in weiteren Modellrechnungen zu untersuchen.

7 Schlußbemerkungen

Die Intention der vorliegenden Arbeit lag darin, ein Schelfeismodell zu entwerfen, das in der Lage ist, nicht nur den heutigen Fluß von Schelfeisen zu reproduzieren, sondern auch die zeitliche Entwicklung der Dynamik unter wechselnden Randbedingungen zu simulieren. Die Funktionalität des Modells zeigt sich bei der Anwendung auf das Filchner-Ronne Schelfeis, das bereits mehrfach Gegenstand von FE-Simulationen war (z. B. Lange & MacAyeal, 1986). Durch Definition eines Bremsmechanismus für Gebiete, in denen das Schelfeis Bodenkontakt hat, konnte das simulierte Fließmuster verbessert werden.

Aus dem Vergleich von gemessenen und simulierten Eisdicken aus prognostischen Modellläufen erwachsen eine Reihe von Erkenntnissen bezüglich der Mechanismen, die das Gleichgewichtsprofil eines Schelfeises bestimmen. Besonders die Wechselwirkungen von Schelfeis und Ozean in Form lokal variierender Schmelz- oder Anlagerungsraten haben einen großen Einfluß auf den Massenhaushalt, die Figur und die Dynamik eines Schelfeises.

Um die hier anschließende Frage nach der Bedeutung der Schelfeise für den Zustand des antarktischen Eisschildes quantitativ beantworten zu können, sind Studien nötig, die das gekoppelte System Eisschild - Schelfeis erfassen. Dennoch läßt sich jetzt sagen, daß der Ozean nicht nur auf dem Umweg über die Atmosphäre mit veränderten Niederschlagsraten auf den Gleichgewichtszustand der antarktischen Eismasse einwirkt. Auch oder gerade umfangreiches Schmelzen unter dem Schelfeis beeinflußt dessen Gleichgewichtsprofil und damit auch die Position der Aufsetzlinie, der landseitigen Berandung eines Schelfeises.

Auf dem Weg zu einem besseren Verständnis der Dynamik des antarktischen Eisschildes leistet die Kopplung des Schelfeismodells an ein Landeismodell wertvolle Hilfe. Anstelle dabei die gesamte Antarktis zu betrachten, kann die Beschränkung auf ein einzelnes Schelfeis und dessen Einzugsgebiet bei einer hohen räumlichen Auflösung neue Erkenntnisse über die Wechselwirkungen der beteiligten Komponenten liefern. Der Einfluß schwankender Meeresspiegelhöhen sowie temporär auftretender Eishöcker und Eiskuppeln auf die Eisdynamik ist in künftigen Studien ebenso zu untersuchen wie die Reaktion auf veränderte Niederschlagsraten aus einer möglicherweise erwärmten Erdatmosphäre. Für derartige Untersuchungen bietet sich das Ekström-Schelfeis aufgrund seiner guten logistischen Zugänglichkeit als Testgebiet an. Zur Modellierung bisher fehlende Größen bezüglich des Massenhaushaltes oder der Topographie von Meeresboden und Eisoberfläche dürften in künftigen Expeditionen mit relativ geringem Aufwand zu gewinnen sein. Schließlich liegt EKSTRÖM in der Reichweite der Altimeterdaten liefernden Satelliten (Geosat, (bis 1989); ERS1, (ab 1991)), die relative Höhenänderungen der Eisoberfläche sehr genau erfassen können. Damit ist langfristig durch den Vergleich mit Messungen die Verifikation der mit Modellen berechneten Zustandsänderungen möglich.

Literaturverzeichnis

- Aargard, K., J.H. Swift & E.C. Carmack (1985): Thermohaline circulation in the Arctic Mediterranean Seas. - *J. Geophys. Res.*, 90 (C3), 4833-4846.
- Alley, R.B., D.D. Blankenship, C.R. Bentley & S.T. Rooney (1986): Deformation of till beneath Ice Stream B, West Antarctica. - *Nature*, 322, 57-59.
- Berendt, J.C. (1970): The structure of the Filchner Ice Shelf and its relation to bottom melting. - ISAGE, Hannover, 3. - 7. Sept. 1968, IASH Publ. Nr. 86, 488-496.
- Bindschadler, R. (1983): The importance of pressurized subglacial water in separation and sliding at the glacier bed. - *J. Glaciol.*, 29, 3-19.
- Budd, W. F. (1966): The dynamics of the Amery Ice Shelf. - *J. Glaciol.*, 6, 335-358.
- Budd, W. F. Keage, P. L. & N. A. Blundy (1979): Empirical studies of ice sliding. - *J. Glaciol.*, 23, 157-170.
- Carmack, E.C. & T.D. Foster (1975): On the flow out of the Weddell Sea. - *Deep-Sea Res.*, 22, 711-24.
- Clough, J.W. & B.L. Hansen (1979): The Ross Ice Shelf Project. - *Science*, 203, 433-444.
- Crabtree, R.D. & C.S.M. Doake (1986): Radio-echo investigations of Ronne Ice Shelf. - *Ann. Glaciol.*, 8, 37-41.
- Dieckmann, G., G. Rohardt, H. Hellmer & J. Kipfstuhl (1986): The occurrence of ice platelets at 250 m depth near the Filchner Ice Shelf and its significance for sea ice biology. - *Deep-Sea Res.*, 33 (2), 141-148.
- Doake, C.S.M. (1985): Antarctic mass balance: Glaciological evidence from Antarctic Peninsula and Weddell Sea sector. - In: *Glaciers, ice sheets, and sea level: effect of a CO₂-induced climatic change*, U.S. Department of Energy, 197-209.
- Doake, C.S.M. (1987): Some Aspects on the flow of Ronne ice shelf. - In: Veen, C. J. van der and J. Oerlemans, eds., *Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet*. Dordrecht, D. Reidel, 75-98.
- Drewry, D.J. (1983): Selected ice flowlines of the Antarctic ice sheet. - In: Drewry, D.J. (ed.), *Antarctica: Glaciological and Geophysical Folio, Sheet 2*, Scott Polar Research Institute, Cambridge.
- Engelhardt, H. & J. Determann (1987): Borehole evidence for a thick layer of basal ice in the central Ronne Ice Shelf. - *Nature*, 327, 318-319.

- Engelhardt, H. N. Humphrey, B. Kamp & M. Fahnestock (1990): Physical conditions at the base of a fast moving Antarctic ice stream. - *Science*, 248, 57-59.
- Fastook, J.L. (1987): The finite-element method applied to a time-dependent flowband model. - In: Veen, C. J. van der and J. Oerlemans, eds., *Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet*. Dordrecht, D. Reidel, 203-22.
- Foldvik, A., T. Gammelsrod & T. Torresen (1985): Circulation and water masses on the southern Weddell Sea Shelf. - In: *Antarc. Res. Ser.*, S.S. Jacobs, ed., 43, 5-20.
- Frolich, R.M. & C.S.M. Doake (1988): Relative importance of lateral and vertical shear on Rutford ice stream, Antarctica. - *Ann. Glaciol.*, 11, 19-22.
- Giovinetto, M.B. & C. Bull (1987): Summary and Analysis of surface mass balance - Compilations for Antarctica, 1960 - 1985. - Report No. 1. Columbus, Ohio, Byrd Polar Research Center.
- Glen, J.W. (1955): The creep of polycrystalline ice. - *Proc. R. Society London, A*, 213, 519-538.
- Hellmer, H.H. (1989): Ein zweidimensionales Modell zur thermohalinen Zirkulation unter dem Schelfeis. - *Ber. zur Polarf.*, 60.
- Hellmer, H.H. & D.J. Olbers (1989): A two-dimensional model for the thermohaline circulation under an ice shelf. - *Ant. Sc.*, 1, 325-336.
- Herrod, L.D.B. (1986): Sea-bottom topographie beneath Ronne Ice Shelf, Antarctica. - In: Kohnen, H., ed., *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme Report No. 3*. Bremerhaven, Alfred Wegener Institut für Polar- und Meeresforschung, 72-80.
- Herron, M. M. & C. C. Langway (1980): Firn densification: an empirical model. - *J. Glaciol.*, 25, 373-385.
- Herterich, K. (1987): On the flow within the transition zone of an ice sheet and an ice shelf. - In Veen, C. J. van der and J. Oerlemans, eds., *Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet*. Dordrecht, D. Reidel, 185 - 202.
- Herterich, K. (1988): A three-dimensional model of the Antarctic Ice Sheet. - *Ann. Glaciol.*, 11, 32-35.
- Hinze, H. (1990): Zum Einsatz von Satelliten-Positionierungsverfahren für glaziologische Aufgaben in der Antarktis. - Dissertation, Institut für Erdmessung der Universität Hannover, Hannover.
- Holton, J. R. (1979): *An Introduction to Dynamic Meteorology*. International Geophysics Series, 23, Academic Press, New York. 391 ff.
- Hutter, K. (1983): *Theoretical Glaciology*, D. Reidel, Hingham, Mass., 511 ff.

- Huybrechts, P. (1990): The Antarctic Ice Sheet during the last glacial-interglacial cycle: a three-dimensional experiment. - *Ann. Glaciol.*, 14, 52-59.
- Huybrechts, P. & J. Oerlemans (1988): Evolution of the East Antarctic Ice Sheet: a numerical study of thermo-mechanical response patterns with changing climate. - *Ann. Glaciol.*, 11, 52-59.
- Ifag (1989): Ekströmisen, SR 29-30, Antarktis. - Institut für Angewandte Geodäsie, Frankfurt am Main.
- Jaeger, (1969): Elasticity, fracture and flow. - Methuen, London, 268ff.
- Kipfstuhl, J. (1990): Zur Entstehung von Unterwassereis. - Dissertation, Universität Bremen.
- Kock, H. & A. Wiegand (1986): Glaciological Geodesy on Filchner ice shelf. - In: Kohnen, H., ed., Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme Report No. 3. Bremerhaven, Alfred Wegener Institut für Polar- und Meeresforschung, 37 - 42.
- Kohnen, H. (1982): Glaciological investigations in the frontal zone of the Fichner and Ronne ice shelves. - *Ann. Glaciol.*, 3, 160 - 165.
- Lange, M. A. (1987): Quantitative estimates of the mass flux and ice movement along the ice edges in the eastern and southern Weddell sea. - In: Veen, C. J. van der and J. Oerlemans, eds., Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet. Dordrecht, D. Reidel, 57 - 74.
- Lange, M. A. & D. R. MacAyeal (1986): Numerical models of the Filchner - Ronne Ice Shelf: an assesment of reinterpreted ice thickness distributions. - *J. Geophys. Res.*, 91, (B 10), 10457 - 10462.
- Lange, M. A. & D. R. MacAyeal (1988): Numerical models of ice shelf flow: ideal/real. - *Ann. Glaciol.*, 12, 97-103.
- Lange, M. A. & D. R. MacAyeal (1989): Numerical models of the steady-state thickness and basal ice configurations of the central Ronne Ice Shelf, Antarctica. - *Ann. Glaciol.*, 11, 64 - 70.
- Lewis, E.L. & R.G. Perkin (1986): Ice pumps and their rates. - *J. Geoph. Res.*, 91 (C10), 11756-11762.
- Lindström, D. & D.R. MacAyeal (1989): Scandinavian, Siberian and Arctic Ocean glaciation: Effect of Holocene atmospheric CO₂ variations. - *Science*, 245, 628-631.
- Lingle, C. S. (1984): A numerical model of interactions between a polar ice stream and the ocean: application to Ice Stream E, West Antarctica. - *J. Geophys. Res.*, 89 (C3), 3523 - 3549.

- MacAyeal, D. R. (1987): Ice shelf backpressure: form drag versus dynamic drag.- in: Van der Veen, C. J. & H. Oerlemans, eds., Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet. Dordrecht, D. Reidel, 141 - 160.
- MacAyeal, D. R. (1989): Large-scale flow over a viscous basal sediment: theory and application to Ice Stream B, Antarctica. - J. Geoph. Res., 94 (B4), 4071 - 4087.
- MacAyeal, D. R. & M. A. Lange (1988): Ice-shelf response to ice-stream discharge fluctuations: II Ideal rectangular ice shelves. - J. Glaciol., 34, 128 - 135.
- MacAyeal, D. R. , S. Shabtaie, C.R. Bentley & S.D. King (1986): Formulation of ice shelf dynamic boundary conditions in terms of a coulomb rheology. - J. Geophys. Res., 91 (B8), 8177-8191.
- MacAyeal, D. R. & R. H. Thomas (1982): Numerical modeling of ice-shelf motion. - Ann. Glaciol., 3, 189-194.
- MacAyeal, D. R. & R. H. Thomas (1986): The effects of basal melting on the present flow of the Ross Ice Shelf, Antarctica. - J. Glaciol., 32, 72 - 86.
- McIntyre, (1986): Discharge of ice into the Filchner-Ronne ice shelves. In Kohnen, H., ed., Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme Report No. 3. Bremerhaven, Alfred Wegener Institut für Polar- und Meeresforschung, 47-52.
- Mercer, J. H. (1978): West Antarctic Ice Sheet and CO₂ greenhouse effect: a threat of disaster. - Nature, 272, 321 - 325.
- Nye, J.F. (1957): The distribution of stress and velocity in glaciers and ice sheets. - Proc. R. Soc. London, A 329, 113-133.
- Oerlemans, J. (1982): A model of the Antarctic Ice Sheet. - Nature, 297, 550-553.
- Oerlemans, J. & C.J. Van der Veen (1984): Ice sheets and climate. - Reidel, Dordrecht, 300 ff.
- Paterson, W. S. B. (1981): The Physics of Glaciers. 2nd ed., Pergamon Press, Oxford, 380 ff.
- Reinwarth, O., W. Graf, W. Stichler, H. Moser & H. Oerter (1985): Investigations of the oxygen-18 content of samples from snow pits and cores from the Filchner-Ronne Ice Shelves and Ekström Ice Shelf. - Ann. Glaciol., 7, 49-53.
- Robin, G. de Q. (1979): Formation, flow and disintegration of ice shelves. - J. Glaciol., 24 (90), 259-271.
- Robin, G. de Q., C.S.M. Doake, H. Kohnen, R.D. Crabtree, S.R. Jordan & D. Möller (1983): Regime of the Filchner-Ronne ice shelves, Antarctica. - Nature, 302, 582-586.

- Sanderson, T.J.O. (1979): Equilibrium profiles of ice shelves. - *J. Glaciol.*, 22, 435 - 460.
- Sanderson, T.J.O. & C. S. M. Doake (1979): Is vertical shear in an ice shelf negligible? - *J. Glaciol.*, 22, 285 - 292.
- Smith, A. M. (1986): Ice rumples between Korff and Henry ice rises. - In: Kohnen, H., ed., *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme, Report No. 3*, Bremerhaven, Alfred Wegener Institut für Polar- und Meeresforschung, 81-83
- Stephenson, S.N. & R.A. Bindschadler (1988): Velocity fluctuations on a major Antarctic ice stream. - *Nature*, 334, 695-97.
- Stephenson, S.N. & C.S.M. Doake (1982): Dynamic behaviour of Rutford Ice Stream. - *Ann. Glaciol.*, 3, 295-99.
- Swithinbank, C. (1986): Ice rises and ice rumples. - In: Kohnen, H., ed., *Filchner-Ronne-Ice-Shelf-Programme, Report No. 2*, Bremerhaven, Alfred Wegener Institut für Polar- und Meeresforschung, 11-14.
- Swithinbank, C. (1988): *Satellite image atlas of glaciers of the world: Antarctica*. US Geological Survey Professional Paper 1386 - B, Washington, DC.
- Thomas, R.H. (1973a): The creep of ice shelves: theory. - *J. Glaciol.*, 12, 45-53.
- Thomas, R.H. (1973b): The creep of ice shelves: interpretation of observed behaviour. - *J. Glaciol.*, 12, 54-70.
- Thomas, R.H. (1979): Ice Shelves: A Review. - *J. Glaciol.*, 24 (90), 273-286.
- Thomas, R. H. & C. R. Bentley (1978): A model for Holocene retreat of the West Antarctic Ice Sheet. - *Quat. Res.*, 10, 150 - 170.
- Thomas, R.H., T.J.O. Sanderson & K.E. Rose (1979): Effect of climatic warming on the West Antarctic Ice Sheet. - *Nature*, 277, 355-358.
- Thyssen, F. (1988): Special aspects of the central Ronne Ice Shelf. - *Ann. Glaciol.*, 11, 173 - 179.
- Thyssen, F. & K. Grosfeld (1988): Ekström Ice Shelf. - *Ann. Glaciol.*, 11, 180-183.
- Veen, C.J. van der (1985): Response of a marine ice sheet to changes at the grounding line. - *Quat. Res.*, 24, 257 - 267.
- Veen, C.J. van der (1986): Numerical modeling of ice shelves and ice tongues. - *Ann. Geophys.*, 4 (B1), 45-54.
- Veen, C.J. van der (1987): Longitudinal stress and basal sliding: a comparative study. - In: Veen, C.J. van der and J. Oerlemans, eds., *Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet*. Dordrecht, D. Reidel, 223-48

Weertman, J. (1957): Deformation of floating ice shelves. - J. Glaciol., 3, 38-42.

Weertman, J. (1964): The theory of glacier sliding. - J. Glaciol., 5, 287-303.

Whillans, I.M. (1987): Force budget of ice sheets. - In: Veen, C.J. van der and J. Oerlemans, eds., Dynamics of the West Antarctic Ice Sheet. Dordrecht, D. Reidel, 17-36.

Dank

Für die vielfältige Unterstützung beim Erstellen dieser Arbeit möchte ich mich bei den folgenden Helfern ganz herzlich bedanken:

Heinz Miller, Dirk Olbers, Hans Oerlemans, Anne Letreguilly und den anderen Glaziologen am AWI, Sebastian Gerland, Klemens Heidland und Dieter Wolf-Gladrow

