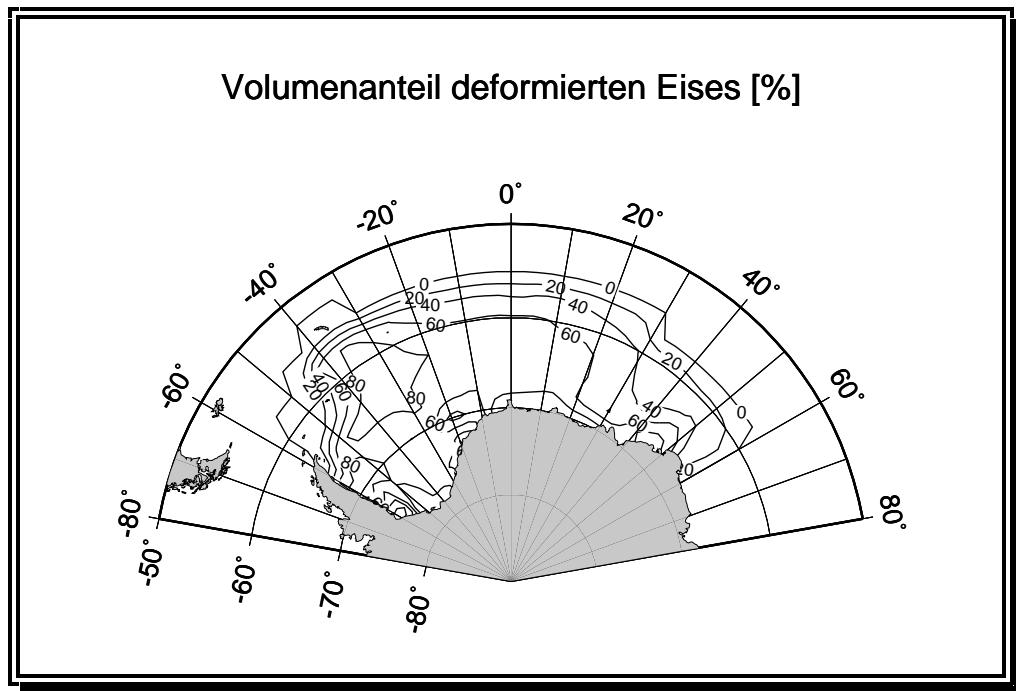


Diplomarbeit

Markus Harder



Erweiterung eines numerischen
dynamisch-thermodynamischen Meereismodells
zur Erfassung deformierten Eises

Bremen, Februar 1994

Universität Bremen

AWI Bremerhaven

Inhalt

Inhalt.....	2
Vorwort.....	5
1. Beiträge der Meereismodellierung zur Klimaforschung	8
1.1. Meereis als Klimakomponente und -indikator	8
1.2. Meereis in Klimamodellen	9
1.3. Fragestellungen dieser Arbeit	10
2. Das gekoppelte dynamisch-thermodynamische Modell mit einer Eisklasse.....	13
2.1. Wechselwirkung dynamischer und thermodynamischer Prozesse bei der Entwicklung des Meereises	13
2.2. Grundzüge des Meereismodells	15
2.3. Thermodynamischer Teil. Energiebilanz	17
2.4. Dynamischer Teil. Impulsbilanz	29
2.5. Prognostische Schneeauflage.....	35
2.6. Prognostische ozeanische Deckschicht	37
2.7. Kopplung von Dynamik und Thermodynamik. Kontinuitätsgleichungen	38
2.8. Deformationsprozesse	39
3. Erweiterungen des Modells.....	42
3.1. Einführung einer zweiten Eisklasse zur Unterscheidung deformierten und nicht-deformierten Eises	42
3.2. Das Alter des Eises in der Simulation	51
3.3. Simulation von Trajektorien der Eisdrift.....	56

4. Numerisches Schema und Antriebsfunktionen	60
4.1. Numerisches Schema.....	60
4.2. Modelldomäne, räumliche und zeitliche Diskretisierung.....	60
4.3. Randbedingungen.....	62
4.3.1. Täglicher Antrieb für den Standardlauf.....	62
4.3.2. Quasiklimatologischer Antrieb mit 31-Tagemittelwerten	63
4.4. Anfangsbedingungen	64
4.5. Programmierung und Rechenaufwand	64
5. Einstellung der dynamischen Modellparameter.....	65
5.1. Dynamische Parameter	65
5.2. Vergleich der Simulationsergebnisse mit Bojentrjektorien	66
5.3. Einstellung der dynamischen Parameter für den Standardlauf.....	70
5.4. Dynamische Parameter für einen quasi-klimatologischen Antrieb	71
6. Simulationsergebnisse des Standardlaufs.....	73
7. Vergleich der Simulationsergebnisse mit Beobachtungen	92
7.1. Eisdickenmessungen während WWGS 1989.....	92
7.2. Messungen der Oberflächenrauigkeit während WWGS 1992	94

8. Variationsläufe und Sensitivitätsstudien	96
8.1. Variation der dynamischen Parameter.....	96
8.1.1. Variation des Deformationsparameters.....	96
8.1.2. Variation der Eishärte P^*	109
8.1.3. Variation des Eiskonzentrationsparameters C^*	115
8.1.4. Variation der Exzentrizität e der Fließkurve	122
8.2. Variation der Zeitskala des Antriebs. Quasiklimatologischer Antrieb.....	130
8.3. Variation der Modellgleichungen.....	135
8.3.1. Explizite Beschreibung der Deformation bei Konvergenz	135
8.3.2. Unterscheidung von Ridging und Rafting	136
9. Fazit und Ausblick.....	138
Anhang	141
Literaturverzeichnis	142

Vorwort

Der Gegenstand dieser Arbeit sind Erweiterungen eines dynamisch-thermodynamischen, großskaligen Meereismodells zur Untersuchung der Rolle der Deformation bei der Bildung der Eisdecke im Weddellmeer. Eingeführt wird die Unterscheidung des Eises in zwei Klassen, in deformiertes und nicht-deformiertes Eis. Die unterschiedlichen Dicken des Eises beider Klassen werden als prognostische Variable beschrieben. Die zeitliche Entwicklung der Eisdicke und -konzentration der beiden Eisklassen ist durch insgesamt vier erweiterte Kontinuitätsgleichungen gegeben, die Transformationsterme zur Umwandlung nicht-deformierten Eises in deformiertes enthalten. Mit diesem Modell können deutliche Unterschiede in der räumlichen Verteilung wie in der zeitlichen Entwicklung (Jahresgang) der beiden Eisklassen festgestellt werden, was sowohl zum besseren Verständnis der beteiligten Prozesse beiträgt als auch die Möglichkeiten erweitert, die Simulationsergebnisse mit Beobachtungen zu vergleichen.

Eine zweite Erweiterung des Modells besteht in der Einführung des Alters des Eises als prognostische Variable. Dieses Alter wird hier für die beiden Eisklassen getrennt berechnet und durch jeweils eine erweiterte Kontinuitätsgleichung beschrieben. Das entwickelte Verfahren hängt nicht von der Anzahl der Eisklassen ab; es kann für Ein- wie Mehrklassenmodelle angewendet werden.

Die dritte Neuerung besteht in der Modellierung von Trajektorien der Drift materieller Körper (Bojen, Eisschollen). Diese Methode liefert zum einen eine anschauliche Darstellung der Eisdynamik; zum anderen erlaubt sie den direkten Vergleich mit beobachteten Trajektorien von Eisdriftbojen. Die Simulation von Trajektorien wurde zunächst eingeführt, um die in die Impulsbilanz eingehenden Modellparameter einzustellen. Das Verfahren erwies sich dabei als so nützlich, daß es als eine Standardmethode zur Beschreibung der Eisdrift empfohlen werden kann.

Das 1. Kapitel gibt eine Darstellung der Rolle des Meereises im Klimasystem und in Klimamodellen, der Möglichkeiten des Vergleichs mit Beobachtungen, der Rolle der dynamischen Prozesse für die Entwicklung der Eisdecke und der Motivation für die eingeführten Erweiterungen des Modells.

Im 2. Kapitel werden die Gleichungen des Modells mit einer einzigen Eisklasse beschrieben, die den Ausgangspunkt dieser Arbeit darstellen.

Das 3. Kapitel legt die neu eingeführten Erweiterungen des Modells dar: die Unterscheidung des Eises in die beiden Klassen deformiertes und nicht-deformiertes Eis, die Modellierung des Eisalters sowie das Verfahren zur Simulation von Driftrajektorien.

Das 4. Kapitel beschreibt den verwendeten Antrieb des Modells, die numerischen Methoden und den erforderlichen Rechenaufwand.

Das 5. Kapitel befaßt sich mit der geeigneten Einstellung der Modellparameter, die für die im nächsten Kapitel beschriebene Standardsimulation und deren Variationen verwendet wird. Zur Bestimmung der Parameter werden die vom Modell simulierte Trajektorien mit denen beobachteter Eisdriftbojen verglichen. Ferner wird die Abhängigkeit der dynamischen Parameter von der Zeitskala des Antriebs untersucht.

Im 6. Kapitel werden die Simulationsergebnisse des Standardlaufs vorgestellt und interpretiert.

Das 7. Kapitel befaßt sich mit dem Vergleich der Simulationsergebnisse mit Beobachtungen der Expeditionen WWGS 1989 und 1992.

Im 8. Kapitel wird eine Reihe von Simulationen mit variierten Modellparametern, geänderter Zeitskala des Antriebs und Modifikationen der Modellgleichungen gezeigt.

Das 9. Kapitel zieht ein Fazit und liefert einen Ausblick auf künftige Forschungsaufgaben und -methoden der großskaligen Meereismodellierung.

Diese Diplomarbeit wurde an der Universität Bremen in Kooperation mit dem Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung (AWI), Bremerhaven, unter Betreuung von Prof. Dr. *P. Lemke* erstellt. Mein besonderer Dank gilt *H. Fischer* für umfangreiche Unterstützung in Fragen der Anwendung des Einklassenmodells. *H. Eicken* und *W. Dierking* trugen in Expeditionen gewonnene Beobachtungen der Eigenschaften des Eises im Weddellmeer bei. Die Satellitenbeobachtungsdaten der Eiskonzentration wurden von *K. Saheicha* ausgewertet. Die über *H. Fischer* bezogenen Bojendaten wurden von *D. Crane* und *C. Kottmeier* in aufbereiteter Form zur Verfügung gestellt. Die vom Deutschen Wetterdienst (DWD), Offenbach, erhaltenen ECMWF-Daten wurden von *R. Schnur* und *H. Fischer* aufbereitet.

Ich erkläre hiermit, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen bezogenen Gedanken, Darstellungen, Daten oder anderen Beiträge sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Bremen, den 7. Februar 1994

Markus Harder

1. Beiträge der Meereismodellierung zur Klimaforschung

1.1. Meereis als Klimakomponente und -indikator

Meereis tritt an der Grenzfläche zwischen Ozean und Atmosphäre in polaren Regionen auf. Es bildet dort eine dünne, feste Schicht zwischen zwei Fluiden mit i. a. turbulentem Verhalten und modifiziert die Kopplung der beiden Klimakomponenten Ozean und Atmosphäre entscheidend. Außerdem wirkt das Meereis selbst direkt als Klimakomponente, indem es einen Teil der Erdoberfläche darstellt, der ein deutlich anderes Reflexionsverhalten gegenüber Strahlung besitzt als Ozeane oder Landmassen. Wichtige Beiträge des Meereises zum Klimageschehen sind:

- Veränderung der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche: Meereis besitzt eine hohe Reflektivität (Albedo) für kurzwellige (solare) Strahlung.
- Verringerter Fluß sensibler und latenter Wärme im Austauschprozeß zwischen Ozean und Atmosphäre: Meereis wirkt als Isolator. Der bei Anwesenheit von Meereis verringerte Wärme fluß verändert die Temperaturprofile in Ozean und Atmosphäre und hat darüber einen Einfluß auf deren Dichteschichtung, auf Konvektions- und andere damit zusammenhängende Prozesse.
- Modifikation des Salzgehalts der ozeanischen Deckschicht: Bei der Bildung von Meereis wird Salz in die umgebende ozeanische Deckschicht freigesetzt, was deren Dichte erhöht, die Dichteschichtung im Ozean destabilisiert und somit Konvektion begünstigt. Umgekehrt bewirkt ein Schmelzen des Eises einen Fluß salzarmen Wassers in die Deckschicht und eine Stabilisierung der Dichteschichtung.
- Der Austausch von Impuls zwischen Ozean und Atmosphäre, der Windantrieb der Meeresoberfläche, wird durch das Meereis verändert. Große Flächen glatten Eises verringern den Einfluß des Windes auf den eisbedeckten Ozean, während Eisfelder mit zahlreichen rauhen Schollen zu einem verstärkten Impulsaustausch führen können.

Eine weitere Bedeutung für die Klimaforschung hat das Meereis als Klimaindikator, da die Ausdehnung der polaren Meereisdecken sehr sensibel auf Klimaschwankungen reagiert.

1.2. Meereis in Klimamodellen

In umfassenden Klimamodellen ergibt sich das Meereis als Resultat der Energiebilanz an der Grenzfläche zwischen Ozean und Atmosphäre: Entzieht die Atmosphäre über Wärme Flüsse und Strahlung der ozeanischen Deckschicht mehr Energie, als der Wärme fluß aus dem tiefen Ozean liefert, so kühlt die Deckschicht ab und bildet bei Erreichen des Gefrierpunkts Meereis. Erfolgt dann später eine Nettozufuhr an Energie in die Deckschicht, wird das Eis wieder geschmolzen. Großskalige Klimamodelle mit mehreren gekoppelten Komponenten, die zumindest Ozean und Atmosphäre enthalten, werden in polaren Regionen ohne eine Berücksichtigung des Meereises keine realistischen Ergebnisse liefern können.

Die Aufgabe der Meereismodellierung besteht darin, für die Verbesserung der gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modelle eine geeignete Beschreibung der Grenzflächenprozesse zu geben, die die wesentlichen Einflüsse der Eisdecke auf das Klimageschehen erfaßt und mit einem angemessenen numerischen Aufwand implementiert werden kann. Zur Entwicklung solcher Meereismodelle und zum Vergleich von Meereismodellen unterschiedlichen Typs ist es nützlich, Ozean und Atmosphäre als Randbedingungen vorzugeben und die Reaktionen des Meereises zunächst für sich zu studieren, ohne auf die Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre einzugehen. Von dieser Art ist das hier verwendete Meereismodell: Der durch die ECMWF-Analysen beschriebene Zustand der Atmosphäre in Bodennähe wird als zeitabhängige Randbedingung vorgegeben. Ebenso wird der Zustand des tiefen Ozeans (Temperatur, Salzgehalt, geostrophische Strömung) fest vorgeschrieben. Untersucht wird dann die Reaktion der ozeanischen Deckschicht auf die zeitlichen Änderungen der Randbedingungen.

Einen Ansatz für ein großskaliges thermodynamisches Meereismodell mit vorgegebenen atmosphärischen und ozeanischen Randbedingungen erstellten *Parkinson* und *Washington* (1979). Die von diesem Modell prognostizierten Gefrierdaten liegen in realistischer Größenordnung, doch die simulierte Eisdecke zeigt wenig Übereinstimmung mit Beobachtungen. Der Grund dafür ist am offensichtlichsten in den polnahen Regionen zu erkennen: Dort ist es auch im Sommer so kalt, daß fast das ganze Jahr über neues Eis gefroren wird. Im Jahresmittel wird dort deutlich mehr Eis produziert als geschmolzen, so daß die Eisdicke unbegrenzt anwächst; das Modell erreicht keinen zyklischen Zustand. Ein realistisches großskaliges Eismodell muß also neben der Thermodynamik die Advektion berücksichtigen, die das Eis aus den kalten Zonen mit hohen Gefrierdaten in Regionen geringerer Breite und höherer Temperaturen transportiert, wo es schmilzt.

Eine Beschreibung der Bewegung des Eises auf Grundlage einer fundierten Behandlung der inneren Spannungen im Eis leistet das dynamische Eismodell von *Hibler* (1979). Das hier verwendete Eismodell kombiniert den im wesentlichen thermodynamischen Ansatz von *Parkinson* und *Washington* (1979) mit dem dynamischen Ansatz von *Hibler* (1979). Eine dritte, wesentliche Komponente ist das Deckschichtmodell von *Lemke* (1987), mit dem der ozeanische Wärmefluß nicht mehr eine vorgegebene Konstante, sondern eine aus den Gefrier- und Schmelzprozessen in der Deckschicht abgeleitete prognostische Größe ist.

1.3. Fragestellungen dieser Arbeit

Das Ziel großskaliger Meereismodelle besteht darin, die räumliche und zeitliche Entwicklung des Meereises als Klimakomponente möglichst realistisch zu simulieren - mit der Nebenbedingung, daß das einfachste und numerisch unkomplizierteste Modell zu suchen ist, das dieser Aufgabe gerecht wird. Aus diesem Ziel ergeben sich die folgenden Fragestellungen, die den Ausgangspunkt dieser Arbeit bilden:

1.) Zur Beurteilung, welches Meereismodell der Realität am nächsten kommt, müssen - möglichst viele - Eigenschaften des Meereises gefunden werden, die sowohl beobachtet als auch vom Modell prognostiziert werden können, so daß ein Vergleich der Simulation mit der beobachteten Natur möglich ist. Bislang liegen über die Eisdecke hauptsächlich Informationen über den Bedeckungsgrad (Eiskonzentration, Anteil eisbedeckter Fläche an der gesamten Oberfläche) und über die Eisdrift vor; Messungen der Eisdicke können bislang nicht flächendeckend vorgenommen werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden mehrere Größen eingeführt, die vom Modell prognostiziert werden können und die entweder bereits beobachtbar sind oder aber mit noch zu entwickelnden Methoden der Beobachtung zugänglich gemacht werden können:

- Die Rauigkeit des Eises, welche den Hauptgegenstand dieser Arbeit darstellt. Die inneren Kräfte im Eis üben Verformungsarbeit aus, die sich in geometrischer Rauigkeit des Meereises (Preßeisrücken u. ä.) äußert. Das großskalige Meereismodell kann zwar nicht die einzelnen Rauigkeitselemente auf einzelnen Schollen auflösen, aber durchaus Voraussagen machen, in welchen Regionen große Mengen rauhen Eises produziert werden und wohin dieses raue Eis driftet. An Beobachtungen der Rauigkeit liegen derzeit Bohrlochuntersuchungen (*Eicken et al.*, 1994) und Laseraltimetermessungen vom Helikopter aus (*Dierking*, 1994) vor. Ein noch zu entwickelndes Verfahren zur flächen-

deckenden Beobachtung der Rauigkeit könnte in der Auswertung der Form des Rückstreusignals satellitengestützter aktiver Mikrowellensensoren (z. B. Radaraltimeter) bestehen.

- Das Alter des Eises. Nützlich ist insbesondere die Unterscheidung zwischen einjährigem und mehrjährigem Eis, die bei Eiskernuntersuchungen (z. B. durch *Eicken et al.*, 1994) wie auch mit Fernerkundungsmethoden durchgeführt werden kann. Grundlage dieser Unterscheidung bei Beobachtungen ist der Umstand, daß in der Schmelzperiode im Sommer die physikalischen Eigenschaften des Eises, z. B. dessen Salzgehaltsprofil, deutlich wahrnehmbar verändert werden. Außerdem hat älteres Eis eine dickere Schneeauflage als junges, was sich in einem Unterschied der im Infrarotkanal satellitengestützter Sensoren meßbaren Oberflächentemperatur an der Grenzfläche Schnee-Atmosphäre äußert.

- Trajektorien von Driftkörpern (Driftbojen, Eisschollen o. ä.). Die vom erweiterten Eismodell simulierten Trajektorien geben nicht nur eine anschauliche Darstellung der großskaligen Eisbewegung, sondern erlauben zudem einen direkten Vergleich mit beobachteten Trajektorien ausgesetzter Driftbojen. Eine weitere Vergleichsmöglichkeit ist gegeben, wenn mit Fernerkundungsmethoden die Drift einzelner Eisschollen oder anderer, eindeutig identifizierbarer Objekte festgestellt werden kann.

2.) Zum Verständnis der Klimakomponente Meereis ist es wichtig, die Rolle der einzelnen Prozesse festzustellen, die an der Bildung der Eisdecke beteiligt sind. Beispielsweise kann dickes Eis durch thermodynamisches Gefrieren oder durch Übereinanderstapeln bereits vorhandenen Eises aufgrund von Deformationsprozessen gebildet werden. In dem dynamisch-thermodynamischen Meereismodell wird die resultierende Eisdickenverteilung als prognostische Variable unmittelbar ausgegeben; aber in welchem Umfang Deformation, thermodynamische Prozesse oder die Wechselwirkung mehrerer Prozesse zu ihr beigetragen haben, ist nicht einfach festzustellen und bildet eine Fragestellung dieser Arbeit. Vorweggenommen sei das bemerkenswerte Simulationsresultat, daß Deformationsprozesse in gleicher Größenordnung zum Aufbau der Eisdickenverteilung beitragen wie das thermodynamische Wachstum.

3.) Das verwendete gekoppelte dynamisch-thermodynamische Meereismodell enthält mehrere Parameter, die bislang weder durch direkte Messungen noch durch eine Theorie zuverlässig bestimmt werden können. Je mehr voneinander unabhängige Größen eine Verifikation der Simulationsergebnisse mit den in der Natur beobachteten Prozessen

ermöglichen, umso geringer wird die verbleibende Zahl unbestimmter, frei wählbarer Parameter. Verwendet man beispielsweise nur die beobachtete Eiskonzentration und -dicke als Verifikationsdatensatz, so kann im Modell eine unrealistisch hohe thermodynamische Schmelzrate kompensiert werden durch einen überhöhten Einstrom von Eis. Zieht man jedoch zusätzlich beobachtete Bojentrjektorien heran, so wird der Fehler in der simulierten Eisdynamik offensichtlich. Je größer die Zahl beobachteter Größen ist, an denen die Modellergebnisse überprüft werden, umso besser kann gewährleistet werden, daß nicht nur das in einer Variablen (z. B. Eisdickenverteilung) gemessene Gesamtergebnis der Simulation realistisch ist, sondern daß zudem die einzelnen, dynamischen wie thermodynamischen, Prozesse, die zu diesem Ergebnis beitragen, die Realität zutreffend wiedergeben.

4.) Die Feststellung, daß ein großskaliges Meereismodell Advektionsterme enthalten muß, wird wohl kaum mehr bezweifelt. Offen ist allerdings die Frage der Beiträge der einzelnen Terme in der Impulsbilanz, wobei die Hauptschwierigkeit in der Behandlung der Kräfte durch interne Spannungen im Eis besteht. Das Modell von *Hibler* (1979) beruht auf einer theoretisch fundierten Beschreibung der EISRheologie, die sowohl Konvergenz der Eisdrift als auch Scherdeformation enthält. Allerdings ist dieser Ansatz numerisch aufwendig. Ansätze wie das "cavitating fluid"-Modell von *Flato* und *Hibler* (1992), die lediglich Deformationskräfte bei Konvergenz enthalten, jedoch keine Scherdeformation berücksichtigen, sind wesentlich einfacher zu lösen. Die Frage ist daher, ob die Scherdeformationskräfte vernachlässigt werden können, um die Impulsbilanz für das Meereis entscheidend zu vereinfachen. Die unten aufgeführten Ergebnisse zeigen jedoch, daß in dem Modell nach *Hibler* (1979), hier angewendet auf das Weddellmeer, rund zwei Drittel der auftretenden Kräfte auf Scherdeformation und lediglich ein Drittel auf Konvergenz beruhen. Daher ist nicht zu erwarten, daß ein Modell ohne Scherdeformationskräfte ähnliche Ergebnisse liefert wie ein komplizierteres, welches diese Kräfte berücksichtigt.

2. Das gekoppelte dynamisch-thermodynamische Modell mit einer Eisklasse

2.1. Wechselwirkung dynamischer und thermodynamischer Prozesse bei der Entwicklung des Meereises

Meereis entsteht durch den Übergang von Meerwasser aus der flüssigen in die feste Phase; das Schmelzen des Meereises ist der Phasenübergang in der umgekehrten Richtung. Bestimmend für diese thermodynamischen Prozesse ist die Energiebilanz an der Oberfläche des Ozeans bzw. des Meereises, welche vor allem durch die Atmosphäre bestimmt ist: Entzieht die Atmosphäre der ozeanischen Deckschicht mehr Energie, als diese in Form sensibler Wärme gespeichert hat, dann liefert die ozeanische Deckschicht diese Energiedifferenz durch Freisetzung latenter Wärme bei dem Übergang aus der flüssigen in die feste Phase, d. h. es wird Meereis gebildet. Umgekehrt bewirkt eine Netto-Energiezufuhr in die ozeanische Deckschicht das Schmelzen des Meereises.

Die räumliche Verteilung des Meereises hängt außer von den durch die Energiebilanz beschriebenen thermodynamischen Prozessen des lokalen Gefrierens und Schmelzens von der Advektion ab, die sich als Resultat der in die Impulsbilanz eingehenden Kräfte ergibt. Die Gesamtbilanz der Änderung der lokal vorhandenen Eismenge durch thermodynamische und dynamische Prozesse wird durch erweiterte Kontinuitätsgleichungen beschrieben.

Ein zweiter Effekt der Dynamik ist die Modifizierung der thermodynamischen Prozesse, die sich deutlich unterscheiden für Flächen eisfreien, offenen Wassers einerseits sowie für eisbedeckte Flächen andererseits. In Regionen offenen Wasser findet ein intensiver Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre statt, bei dem in der Regel hohe Wärme Flüsse und damit hohe Gefrier- bzw. Schmelzraten auftreten. Demgegenüber ist für Flächen eisbedeckten Wassers wegen der isolierenden Wirkung des Meereises und dessen Schneeeauflage die thermische Kopplung von Ozean und Atmosphäre reduziert. Indem Advektionsprozesse das Verhältnis offener zu eisbedeckter Meeresoberfläche verändern, modifizieren sie das thermodynamische Wachstum des Eises.

Umgekehrt beeinflusst die Thermodynamik die Dynamik des Eises. Deutlich zeigt sich dies bei den inneren Spannungen im Eis: Der Widerstand des Meereises gegen eine Drift mit hoher Konvergenz oder hoher Scherdeformation hängt von der Eiskonzentration und -dicke ab, die das Meereis in der betrachteten Region besitzt. Die dynamischen und die thermodynamischen Prozesse liefern also nicht nur beide einen essentiellen Beitrag zur

Massenbilanz des Meereises, sondern beeinflussen sich zudem gegenseitig. Ein realistisches Modell des Meereises muß die Thermodynamik und die Dynamik als miteinander wechselwirkende Komponenten enthalten.

Deformationsprozesse stellen einen wichtigen Term der Kopplung von Dynamik und Thermodynamik des Meereises dar. Unter Deformation ist hier die mechanische Formveränderung des Meereises zu verstehen: bei Eisdrift mit hoher Konvergenz oder mit hohen Scherdeformationsraten und zugleich hoher Eisbedeckung kollidieren die einzelnen Eisschollen, verformen sich dabei ("Ridging") oder werden übereinandergeschoben ("Rafting") und bilden Preßeisrücken und ähnliche Formen deformierten Eises. Großskalig betrachtet besteht der wesentliche Effekt der Deformationsprozesse darin, daß das konstant bleibende Eisvolumen eine verringerte Fläche einnimmt. Diese Kompression hat zwei Aspekte: Die Dicke des Eises wird erhöht, und die Fläche offenen Wassers wird vergrößert. Für die Thermodynamik des Eises bedeutet die vergrößerte Fläche offenen Wassers intensiveren Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre, für das dickere, komprimierte Eis jedoch eine Verlangsamung der thermodynamischen Prozesse. Hinsichtlich der Dynamik des Eises bewirkt der vergrößerte Anteil offener Wasserflächen eine erhöhte Beweglichkeit des Eises und eine Verringerung der internen Spannungen. Allerdings kann die nun erhöhte Dicke des deformierten Eises wieder zu einem Anstieg der internen Reibungskräfte führen, wenn es erneut Deformationsprozessen unterliegt.

Eine erste Abschätzung der Bedeutung der Deformation für die Entwicklung der Eisdecke ergibt sich daraus, daß ein rein thermodynamisches Eiswachstum innerhalb der typischen Lebenszeit des Meereises im Weddellmeer von ein bis zwei Jahren lediglich Eisdicken von etwa einem Meter hervorbringt, während das gekoppelte dynamisch-thermodynamische Eismodell in Regionen hoher Konvergenz oder Scherraten (entlang der Ostküste der Antarktischen Halbinsel) Eisdicken über drei Meter prognostiziert, die auch in Übereinstimmung mit Beobachtungen stehen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß in diesen Regionen Deformationsprozesse das zunächst dünnere Eis deformieren und komprimieren.

2.2. Grundzüge des Meereismodells

Die hier durchgeführten Untersuchungen der Modellierung der Deformation des Meereises gehen zurück auf ein zweidimensionales, gekoppeltes dynamisch-thermodynamisches Meereismodell mit einer einzigen Eisklasse. Der dynamische Teil, der sich vor allem durch eine theoretisch fundierte Behandlung der internen Kräfte im Eis (Rheologie) auszeichnet, verwendet das Modell von *Hibler* (1979). Der thermodynamische Teil beruht im wesentlichen auf den Ansätzen von *Semtner* (1976) für die Wärmeleitung und von *Parkinson* und *Washington* (1979) für die Beschreibung der Energiebilanz an der Oberfläche des Eises bzw. des Ozeans. Das Modell enthält ferner eine prognostische Schneeschicht auf dem Eis (*Owens* und *Lemke*, 1990) und ein angekoppeltes eindimensionales, prognostisches Modell für die ozeanische Deckschicht (*Lemke et al.*, 1990).

Das hier vorgestellte gekoppelte dynamisch-thermodynamische Meereismodell prognostiziert viele Merkmale der Eisdecke in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen. Die grundlegenden Gleichungen dieses Modells finden (mit Modifikationen) breite Anwendung, z. B. bei *Loewe* (1990), *Flato et al.* (1991), *Stössel* (1992) und *Fischer et al.* (1994); sie bilden das Fundament der wohl besten derzeit verfügbaren großskaligen Meereismodelle. Der erforderliche numerische Aufwand ist allerdings erheblich. Wegen der Nicht-Linearität der Komponenten des Meereismodells und ihrer vielfältigen, nicht-linearen Wechselwirkungen können die Effekte der Modifikation einzelner Modellelemente mit analytischen Methoden allenfalls abgeschätzt, nicht aber abgeleitet werden; sie müssen im wiederholten Durchführen der Simulation mit jeweils unterschiedlichen Vorgaben ermittelt werden. Allein für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit waren mehrere hundert Modell-Läufe erforderlich.

Das Modell prognostiziert die räumliche Verteilung und zeitliche Entwicklung des Meereises für die Region des Weddellmeers. Das zweidimensionale räumliche Gebiet ist in 750 Gitterzellen mit einer Ausdehnung von jeweils $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$ aufgeteilt. In jeder Gitterzelle wird das Meereis durch einen Satz prognostischer Variablen beschrieben. Von Integrationsschritt zu Integrationsschritt ist die zeitliche Entwicklung dieser Variablen durch einen Satz diskretisierter, gekoppelter partieller Differentialgleichungen gegeben. Ein Integrationsschritt der Simulation entspricht einem 24 Stunden-Tag.

Die wichtigsten prognostischen Variablen zur Beschreibung der Eisdecke sind:

A	Eiskonzentration (Bedeckungsgrad)
h	Eisvolumen pro Einheitsfläche
$\mathbf{u} = (u, v) = \left(\frac{\partial x}{\partial t}, \frac{\partial y}{\partial t} \right)$	Vektor der Eisdriftgeschwindigkeit

Die Eiskonzentration (der Bedeckungsgrad) A ist der Anteil der Fläche eisbedeckten Wassers an der Gesamtfläche einer Gitterzelle und wird als dimensionslose reelle Zahl zwischen 0 und 1, oft auch als Prozentzahl zwischen 0% und 100%, angegeben. Die prognostischen Gleichungen des Meereismodells beschreiben sämtliche Flächen sowie deren zeitliche Änderungen dimensionslos durch Eiskonzentrationen. Die dimensionslose Formulierung der Entwicklungsgleichungen für die Flächen macht diese unabhängig vom Koordinatensystem, von der Gitterauflösung und von der jeweils untersuchten geographischen Region. Erst nach Lösung dieser Gleichungen erfolgt eine Umrechnung in dimensionsbehaftete Flächenangaben.

Das Eisvolumen pro Fläche, h , hat die Dimension einer Länge [m] und repräsentiert die Dicke des Eises, die das Eisvolumen einer Gitterzelle bei einer gleichmäßigen Verteilung über die gesamte Fläche dieser Zelle besäße. h wird daher im folgenden auch als "mittlere Dicke" bezeichnet. Das Eisvolumen pro Einheitsfläche ist unabhängig von der Größe der Gitterzellen definiert; erst nach Lösung der prognostischen Gleichungen für h wird die dimensionsbehaftete Größe des Eisvolumens in einer Gitterzelle durch Multiplikation der mittleren Dicke h mit der Fläche der betreffenden Gitterzelle berechnet.

Aus dem Eisvolumen pro Einheitsfläche, h [m], und der Eiskonzentration A ergibt sich die sog. "tatsächliche" oder "aktuelle" Eisdicke als h/A [m]. Während h das Eisvolumen bezogen auf die Gesamtfläche einer Gitterzelle angibt, ist h/A das Eisvolumen bezogen nur auf den eisbedeckten Anteil der Gitterzellenfläche und damit der Erwartungswert der Dicke einer Eisscholle.

Die räumliche Auflösung dieses großskaligen Modells in der Größenordnung von 100 bis 300 km ist deutlich gröber als die typische Ausdehnung von Eisschollen. Die Beschreibung der geometrischen Eigenschaften des Meereises innerhalb einer Modellgitterzelle beschränkt sich auf Eiskonzentration und mittleres Eisvolumen pro Fläche. Es erfolgt keine Unterscheidung zwischen verschiedenen Schollen unterschiedlicher geometrischer Form, Größe oder Oberflächenrauigkeit.

Der Vektor der horizontalen Eisdriftgeschwindigkeit \mathbf{u} [m/s] beschreibt die Bewegung des Meereises im üblichen geophysikalischen Koordinatensystem mit der x-Achse nach Osten und der y-Achse nach Norden.

Das Modell enthält eine beträchtliche Anzahl weiterer prognostischer Größen, darunter die Viskositäten, die atmosphärischen und ozeanischen Wärmeflüsse, die Temperatur an der Eisoberfläche, die Dicke der Schneeauflage, Tiefe, Salzgehalt und Temperatur der ozeanischen Deckschicht usw. In diesem Kapitel werden diese Komponenten des Meereismodells soweit beschrieben, wie sie von fundamentaler Bedeutung für das Modellverhalten oder für den speziellen Aspekt der Deformation des Meereises sind. Für eine weitergehende Beschreibung anderer Modellkomponenten wird an den jeweiligen Stellen auf die Literatur verwiesen.

2.3. Thermodynamischer Teil. Energiebilanz

Das thermodynamische Wachsen und Schmelzen des Eises ist durch die Energiebilanz der ozeanischen Deckschicht bestimmt. Der Nettoeintrag von Energie pro Zeit, der sog. Wärmefluß [W/m^2], in die Grenzfläche zwischen Atmosphäre und Eis bzw. Ozean ist

$$\begin{aligned} Q_{net} &= Q_a + Q_c \\ &= SW \downarrow + SW \uparrow + LW \downarrow + LW \uparrow + Q_s + Q_l + Q_c \end{aligned} \quad (2.1)$$

mit

Q_a	gesamter atmosphärischer Wärmefluß
Q_c	Wärmeleitung durch das Eis
$SW \downarrow$	kurzwellige solare Einstrahlung
$SW \uparrow$	kurzwellige Abstrahlung
$LW \downarrow$	langwellige infrarote Einstrahlung
$LW \uparrow$	langwellige thermische Abstrahlung
Q_s	Fluß sensibler Wärme
Q_l	Fluß latenter Wärme

Da sich Meereis und Flächen offenen Wassers in den Strahlungs- und Wärmeübertragungseigenschaften stark unterscheiden, werden die Terme der Energiebilanz für beide Fälle getrennt berechnet und, gewichtet mit dem jeweiligen Bedeckungsgrad, zu einem mittleren Wärmefluß addiert:

$$Q_{net} = A Q_{net,ice} + (1 - A) Q_{net,open\ water} \quad (2.2)$$

wobei

A	Anteil der eisbedeckten Fläche (Bedeckungsgrad)
$(1 - A)$	Anteil der eisfreien Fläche (offenes Wasser)
$Q_{net,ice}$	Nettowärmefluß für eisbedeckte Flächen
$Q_{net,open\ water}$	Nettowärmefluß für Flächen offenen Wassers

Die Wärmeflüsse $Q_{net,ice}$ und $Q_{net,open\ water}$ enthalten beide jeweils die Terme der Gl. (2.1), wobei die Strahlungs- und Wärmeübertragungskoeffizienten dem betreffenden Medium, Eis oder Wasser, angepaßt sind. Die Energiebilanz wird für die Grenzfläche zwischen Atmosphäre und dem jeweiligen Medium berechnet, im Falle des Eises also für die Fläche der Oberseite. Die Energiebilanz für die Unterseite des Eises fällt in die Behandlung der ozeanischen Deckschicht und ist unten ausgeführt. Für die Energiebilanz der offenen Wasserflächen entfällt der Q_c -Term der Wärmeleitung durch das Eis. Die Energiebilanz als ganze wurde von Parkinson und Washington (1979) erstellt, wobei die einzelnen Terme auf frühere, jeweils angegebene Arbeiten anderer Autoren zurückgehen.

Die kurzweilige solare Einstrahlung $SW \downarrow$ wird für wolkenfreien Himmel nach der empirischen Formel

$$Q_0 = \frac{S \cos^2 Z}{(\cos Z + 2.7)e \cdot 10^{-5} + 1.085 \cdot \cos Z + 0.1} \quad (2.3)$$

von Zillman (1972) beschrieben, wobei

$S = 1353 \text{ W/m}^2$	Solarkonstante
Z	solarer Zenithwinkel
e	Partialdruck des Wasserdampfs in der Luft [Pa]

Der Cosinus des Zenithwinkels Z wird nach *Sellers* (1965) berechnet als

$$\cos Z = \sin \phi \sin \delta + \alpha_h \cos \phi \cos \delta \quad (2.4)$$

mit

ϕ geographische Breite

δ Deklination

α_h Stundenwinkel

Deklination und Stundenwinkel, hier beide in [°] angegeben, sind bei gegebener Erdumlaufbahn reine Funktionen der Zeit und in guter Näherung

$$\delta = 23.44^\circ \cdot \cos \left(\frac{174 - d}{365} \cdot 2\pi \right) \quad (2.5)$$

$$\alpha_h = \left(1 - \frac{t_s}{12} \right) \cdot 180^\circ \quad (2.6)$$

mit

d Tag im Jahr $(1 \leq d \leq 365)$

t_s lokale Sonnenzeit in [h] $(0 \leq t_s < 24)$

Der in Gl. (2.3) eingehende Partialdruck e des Wasserdampfs in der Luft wird nach den Standardformeln der Meteorologie (*Gill*, 1982) aus der Lufttemperatur und der Luftfeuchtigkeit berechnet. Die Abschwächung der solaren Einstrahlung durch Wolken wird durch eine Bewölkungskorrektur (*Laevastu*, 1960) berücksichtigt, nach der die effektive kurzwellige solare Einstrahlung auf das Eis bzw. auf den Ozean beschrieben wird durch

$$SW \downarrow = Q_0 (1 - 0.6 \cdot c^3) \quad (2.7)$$

Dabei ist c der Bewölkungsgrad mit dem Wertebereich $0 \leq c \leq 1$, mit $c = 0$ für wolkenlosen Himmel und $c = 1$ für eine geschlossene Wolkendecke.

Die solare Einstrahlung ist somit beschrieben als Funktion des Sonnenstands (Tageszeit und Jahreszeit) und als Funktion des Zustands der Atmosphäre (Lufttemperatur, Luftfeuchte, Bewölkung). Für jeden Zeitschritt $\Delta t = 24$ h des Modells wird zunächst für jede einzelne der 24 Stunden eines Tags die solare Einstrahlung berechnet, um

anschließend das arithmetische Mittel daraus als Tagesmittelwert in die Energiebilanz einzusetzen.

Die kurzwellige Rückstrahlung ist angesetzt als

$$SW \uparrow = \alpha SW \downarrow, \quad (2.8)$$

wobei die Albedo α die Reflektivität der jeweiligen Oberfläche im kurzwelligen Frequenzbereich (solare Einstrahlung) ist. Die Albedo unterscheidet sich deutlich für Ozean und Meereis, ferner für Eis und Schnee. Außerdem senkt das bei Schmelzvorgängen freigesetzte Wasser die Albedo des Eises und des Schnees. Insgesamt werden fünf Fälle unterschieden:

Albedo	Oberflächentyp
$\alpha = 0.85$	gefrorener Schnee
$\alpha = 0.75$	schmelzender Schnee
$\alpha = 0.75$	gefrorenes Eis ohne Schneeeauflage
$\alpha = 0.66$	schmelzendes Eis ohne Schneeeauflage
$\alpha = 0.10$	offenes Wasser

Die Dicke der Schneeeauflage ist eine prognostische Größe des Meereismodells. Für Schneedicken größer als 0 wird die Albedo für Schnee angesetzt, für Schneedicken gleich 0 die Albedo für Eis. Für Oberflächentemperaturen oberhalb des Schmelzpunktes von Süßwasser (0°C) wird Schmelzen des Eises bzw. des Schnees angenommen, für tiefere Temperaturen dagegen ein gefrorener Zustand.

Die Berechnung der einfallenden langwelligen, infraroten Strahlung als Funktion der Lufttemperatur beruht auf dem *Planck*-Gesetz für die Strahlung grauer Körper. Die Emissivität ϵ_{air} der Luft im Infrarotbereich wird nach der Formel von *Idso* und *Jackson* (1969) als Funktion der Lufttemperatur T_{air} [$^\circ\text{C}$] beschrieben:

$$\epsilon_{air} = 1 - 0.261 \cdot e^{-7.77 \cdot 10^{-4} \cdot (273 - T_{air})^2} \quad (2.9)$$

Unter Verwendung des Korrekturfaktors $(1 + nc)$ nach *Marshunova* (1966) für eine erhöhte langwellige Einstrahlung bei Anwesenheit von Wolken (Bewölkungsgrad c) ergibt sich die einfallende langwellige Strahlung als

$$LW \downarrow = \epsilon_{air} \sigma T_{air}^4 (1 + nc) \quad (2.10)$$

mit der *Stefan-Boltzmann*-Konstanten $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$, der bei Driftstationen (*Marshunova*, 1966) empirisch bestimmten Konstanten $n = 0.275$, und der Angabe der Lufttemperatur T_{air} in [K].

Die langwellige thermische Abstrahlung ist eine Funktion der (hier in [K] anzugebenden) Temperatur T_s der Oberfläche des Eises bzw. des Ozeans. Diese wird als grauer Strahler der Emissivität ε_s beschrieben, der nach dem *Planckschen* Gesetz die Strahlung

$$LW\uparrow = \varepsilon_s \sigma T_s^4 \quad (2.11)$$

abgibt. Die Emissivität ε_s im langwelligen, infraroten Frequenzbereich ist für offenes Wasser ebenso wie für Meereis konstant mit 97% angesetzt. Dagegen ist die prognostische Variable der Oberflächentemperatur T_s für Wasser und Meereis verschieden. Sie wird mittels Energiebilanz, Wärmeleitungsgleichung und Deckschichtmodell in jedem Zeitschritt neu berechnet wird.

Bulk-Formeln beschreiben die Flüsse sensibler und latenter Wärme, Q_s und Q_l :

$$Q_s = \rho_{air} c_p C_s |\mathbf{u}_{wind}| (T_{air} - T_s) \quad (2.12)$$

$$Q_l = \rho_{air} L C_l |\mathbf{u}_{wind}| (q_{air} - q_s) \quad (2.13)$$

Darin ist

ρ_{air}	Dichte der Luft am Boden
c_p	spez. Wärme der Luft
L	spez. latente Wärme für Verdunstung bzw. Sublimation
C_s	Übertragungskoeffizient für sensible Wärme
C_l	Übertragungskoeffizient für latente Wärme
$ \mathbf{u}_{wind} $	Betrag der Windgeschwindigkeit
T_{air}	Lufttemperatur
q_{air}	spez. Feuchte der Luft
T_s	Temperatur der Oberfläche (Wasser bzw. Eis)
q_s	spez. Feuchte über der Oberfläche (Wasser bzw. Eis)

Die verwendeten Konstanten sind nach *Parkinson* und *Washington* (1979):

$$\begin{aligned} \rho_{air} &= 1.3 \text{ kg m}^{-3} && \text{Dichte der Luft am Boden} \\ c_p &= 1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} && \text{spezifische Wärme der Luft} \\ L &= 2.5 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1} && \text{latente Wärme der Verdunstung flüssigen Wassers} \\ L &= 2.834 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1} && \text{latente Wärme der Sublimation gefrorenen Wassers} \\ C_s = C_l &= 1.75 \cdot 10^{-3} && \text{Übertragungskoeffizienten für sensible und latente Wärme} \end{aligned}$$

(nach *Maykut*, 1977)

Lufttemperatur T_{air} und spezifische Feuchte der Luft q_{air} , definiert in 10 m Höhe über der Oberfläche, sind vorgegebene zeitabhängige Randbedingungen. Die spezifische Feuchte q_s der Luft direkt über der Oberfläche des Eises bzw. des Ozeans wird beschrieben durch

$$q_s(p, e_{sat}) = \frac{0.622 \cdot e_{sat}}{p - (1 - 0.622) \cdot e_{sat}} \approx 0.622 \frac{e_{sat}}{p} \quad (2.14)$$

Darin ist p der Luftdruck an der Oberfläche. e_{sat} ist der Sättigungsdampfdruck des Wasserdampfs in der Luft, berechnet über die empirische Formel von *Murray* (1967)

$$e_{sat}(T_s) = 611 \cdot 10^{a \left(\frac{T_s - 273.16}{T_s - b} \right)} \quad (2.15)$$

mit empirisch ermittelten Koeffizienten

$$\begin{aligned} (a, b) &= (9.5, 7.66) && \text{für Meereis} \\ (a, b) &= (7.5, 35.86) && \text{für Flächen offenen Wassers.} \end{aligned}$$

Für den Fall eisbedeckter Flächen, im Unterschied zu offenem Wasser, geht ein Beitrag Q_c durch Wärmeleitung in die Energiebilanz der Eisoberfläche ein. Dies erfordert ein Modell für die Wärmeleitung im Eis, welches hier in Anlehnung an das Nullschichtenmodell von *Semtner* (1976) formuliert ist. Es wird ein lineares vertikales Temperaturprofil innerhalb des Eises sowie innerhalb der eventuell vorhandenen Schneeuflage angenommen (Abb. 2.1). In diesem Null-Schichten-Modell besitzen das Eis und der Schnee keine Wärmekapazität, das heißt die Speicherung von Wärme innerhalb des Meereises wird nicht berücksichtigt.

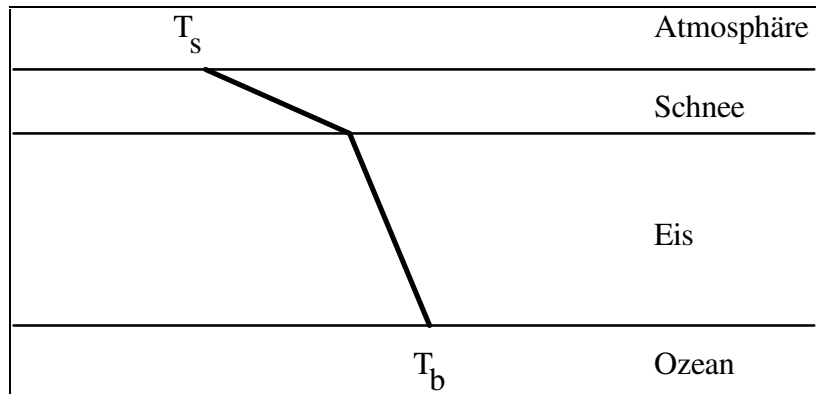


Abb. 2.1. Das lineare Temperaturprofil innerhalb des Eises und der Schneeauflage nach Semtner (1976). Die Temperatur T_b an der Unterseite des Eises ist konstant gleich der Gefrierpunkttemperatur des Meerwassers. Die Temperatur T_s an der Grenzfläche zur Atmosphäre wird aus der Energiebilanz dieser Fläche bestimmt.

Die Temperatur T_b an der Unterseite des Eises wird konstant auf den Wert der Gefrierpunkttemperatur $T_f \approx -1.8 \text{ °C}$ von Meerwasser gesetzt. Wenn die Temperatur T_s an der oberen Grenzfläche des Eises bzw. des Schnees zur Atmosphäre gegeben ist, dann ist der konduktive Wärmefluß

$$Q_c = \frac{(T_b - T_s) k_{ice}}{\tilde{h}} \quad . \quad (2.16)$$

Die effektive thermodynamische Dicke \tilde{h} des Eises ist dabei

$$\tilde{h} = \frac{1}{A} \left(h + h_{sn} \frac{k_{ice}}{k_{sn}} \right) \quad (2.17)$$

mit

A	Bedeckungsgrad
h	Eisvolumen pro Fläche
h_{sn}	Schneevolumen pro Fläche
k_{ice}	Wärmeleitfähigkeit von Eis
k_{sn}	Wärmeleitfähigkeit von Schnee

Die Modifikation der Wärmeleitung durch eine Schneeauflage wird dadurch berücksichtigt, daß anstelle der tatsächlichen Eisdicke (h/A) mit einer höheren effektiven thermo-

dynamischen Dicke \tilde{h} gerechnet wird, zu der die Schneedicke (h_{sn}/A), multipliziert mit dem Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten (k_{ice}/k_{sn}) ≈ 7 , beiträgt.

Die einzige noch unbestimmte Größe für die Energiebilanz der Oberfläche nach Gl. (2.1) ist die Oberflächenemperatur T_s . Die Lösung der Energiebilanz erfolgt in einem iterativen Verfahren, bei dem zunächst ein Schätzwert für T_s vorgegeben wird, nämlich der Wert von T_s im vorangegangenen Zeitschritt, bzw. 0 °C für den ersten Zeitschritt. Damit läßt sich die Energiebilanz lösen. Aus deren Lösung wird ein neuer, verbesserter Schätzwert für die Oberflächentemperatur T_s bestimmt, mit dem wiederum eine neue Berechnung der Energiebilanz durchgeführt wird. Das Iterationsverfahren wird fortgesetzt, bis die Änderungen der Oberflächentemperatur T_s und der davon abhängigen Wärmeflüsse von einem Iterationsschritt zum nächsten vernachlässigbar klein geworden sind.

In die Lösung der Energiebilanz geht die Eisdicke (h/A) ein. Dünnes Eis von wenigen Zentimetern Dicke kann sehr rasch wachsen, während dickes Eis nur eine deutlich geringere Wärmeleitung zuläßt und daher thermodynamisch langsamer wächst. Um zu berücksichtigen, daß die Eisdicke innerhalb einer Region nicht für alle Schollen gleich ist, sondern eine statistische Verteilung aufweist, wird die Energiebilanz nicht nur für die gemittelte Eisdicke (h/A), sondern für 7 verschiedene Eisdicken berechnet, von denen eine Gleichverteilung zwischen 0 und dem Doppelten der gemittelten Eisdicke (h/A) angenommen wird (Abb. 2.2).

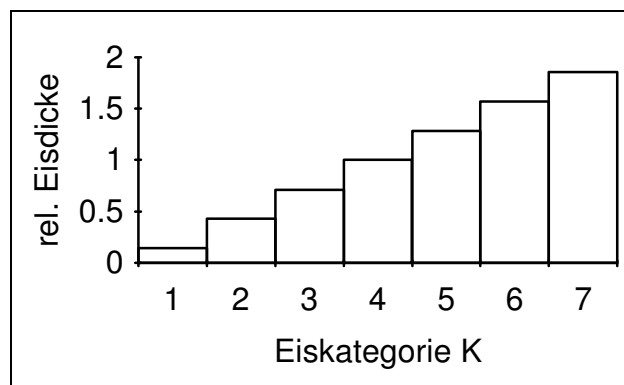


Abb. 2.2. Die Berechnung der Energiebilanz wird für 7 verschiedene Eisdicken durchgeführt. Dargestellt sind die relativen Dicken der verschiedenen Eiskategorien. Bezugsgröße ist die Eisdicke der mittleren Eiskategorie (Nr. 4), welche gleich der mittleren Eisdicke (h/A) in einer Gitterzelle ist. Die Eisdicken sind als gleichverteilt zwischen 0 und dem Doppelten der mittleren Eisdicke angenommen.

Die Energiebilanz wird für die 7 verschiedenen Eisdicken

$$D_K = \frac{K}{7} \frac{h}{A} \quad , \quad K \in \{1, 3, 5, 7, 9, 11, 13\} \quad , \quad (2.18)$$

gelöst, wobei jeweils unterschiedliche Oberflächentemperaturen T_s zugelassen werden. Das arithmetische Mittel dieser 7 Berechnungen wird als mittlerer Energieeintrag in die Oberfläche angesetzt.

Schmelzen von Eis an der Oberfläche findet statt, wenn bei der Lösung der Energiebilanz eine Oberflächentemperatur T_s oberhalb des Schmelzpunktes $T_m = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ des Eises berechnet wird. In diesem Fall wird die Oberflächentemperatur auf die Schmelztemperatur gesetzt ($T_s = T_m$), und der zugeführte Energieeintrag $Q_{net} = Q_a + Q_c$ wird zum Schmelzen von Eis verwendet, da für die Gesamtenergiebilanz der Oberfläche einschließlich der latenten Wärme des Eises stets

$$Q_a + Q_c + \rho_{ice} L \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.19)$$

gilt. L ist darin die spezifische Schmelzwärme des Meereises. Die Änderung des Eisvolumens pro Fläche ist also

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{surface_melting} = - \frac{Q_a + Q_c}{\rho_{ice} L} \quad (2.20)$$

Für die Unterseite des Eises (Grenzfläche Eis - ozeanische Deckschicht) lautet die Energiebilanz

$$Q_{oc} - Q_c + \rho_{ice} L \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.21)$$

Der ozeanische Wärmefluß Q_{oc} ist eine prognostische Variable des angekoppelten Deckschichtmodells. Während der Gefrierphase wird durch Eisbildung der ozeanischen Deckschicht Wasser entzogen, der Salzgehalt erhöht, die Dichteschichtung destabilisiert und Konvektion angeregt, was sich in einem erhöhten ozeanischen Wärmefluß äußert. Während der Schmelzphase dagegen stabilisiert der Süßwassereintrag durch schmelzendes Eis die ozeanische Dichteschichtung, wirkt Konvektion entgegen und führt zu einem verringerten ozeanischen Wärmefluß. Im Mittel über das gesamte eisbedeckte Modellgebiet und über den Zeitraum des Jahres 1987 beträgt der prognostizierte ozeani-

sche Wärmefluß 4.0 W/m^2 . Lokal können an einzelnen Tagen deutlich höhere Wärmeflüsse bis etwa 25 W/m^2 auftreten.

Der konduktive Wärmefluß Q_c an der Unterseite des Eises (Gl. (2.21)) ist identisch mit dem an der Oberseite des Eises (Gl. (2.19)), geht jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen ein. Da das Eis in diesem Null-Schichten-Modell keine Wärmekapazität besitzt, also nicht als Quelle oder Senke von Energie wirkt, ist der konduktive Wärmefluß durch das Eis an dessen Oberseite der gleiche wie an dessen Unterseite wie auch innerhalb des Eises.

Die Temperatur T_b an der Unterseite des Eises wird stets auf dem Gefrierpunkt des Meerwassers gehalten. Jede Energiezufuhr (bzw. -abnahme) an der Unterseite des Eises nach Gl. (2.21) führt daher zu einem Schmelzen (bzw. Gefrieren) von Eis. Die Änderung des Eisvolumens pro Fläche ist gegeben als

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{\text{bottom}} = -\frac{Q_{oc} - Q_c}{\rho_{ice} L} \quad (2.22)$$

Zu betrachten ist noch der Fall, daß die Atmosphäre der Eisoberfläche Energie entzieht ($Q_a < 0$). Dieses Energiedefizit kann nicht unmittelbar durch Freisetzung latenter Wärme ausgeglichen werden, da das Eis an der Oberfläche mangels verfügbaren flüssigen Wassers nicht gefrieren kann. Die Energiebilanz für die Oberfläche (Gl. (2.19)) reduziert sich in diesem Fall auf

$$Q_a + Q_c = 0 \quad (2.23)$$

Für die Oberseite des Eises muß der atmosphärisch bedingte Energieentzug Q_a also vollständig durch konduktiven Wärmefluß Q_c kompensiert werden, der sich nach Gl. (2.21) als Energieentzug an der Unterseite des Eises äußert und dort zu einem entsprechenden Gefrieren von Eis nach Gl. (2.22) führt.

Addiert man das Wachstum bzw. Schmelzen an der Ober- und Unterseite des Eises (Gleichungen (2.20) und (2.22)), so erhält man als allgemeingültiges Resultat für alle Fälle die gesamte thermodynamisch bedingte Änderung des Eisvolumens als

$$G_h \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{\text{thermo}} = -\frac{Q_a + Q_{oc}}{\rho_{ice} L} \quad (2.24)$$

Das thermodynamische Eiswachstum ist bestimmt durch die atmosphärischen und ozeanischen Wärmeflüsse Q_a und Q_{oc} , die der ozeanischen Deckschicht Energie zuführen oder entziehen. Der konduktive Wärmefluß Q_c kommt in Gl. (2.26) nicht mehr explizit vor, ist jedoch implizit enthalten: Der atmosphärische Wärmefluß Q_a ist abhängig von der Oberflächentemperatur T_s , die bei der iterativen Lösung der Energiebilanz (2.1) ermittelt wird, in welche der konduktive Wärmefluß Q_c eingeht.

Wie bereits in Gl. (2.2) angeführt, werden die Wärmeflüsse für Flächen offenen und eisbedeckten Wassers getrennt berechnet. Das gesamte thermodynamische Wachstum des Eisvolumens pro Fläche setzt sich daher aus dem Wachstum des bereits vorhandenen Eises und der Bildung von Neueis durch Zufrieren offener Wasserflächen zusammen:

$$G_h = G_{h_i} + G_{h_{ow}} \quad (2.25)$$

wobei

$$G_{h_i} \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{thermo, old\ ice} \quad \text{das Wachstum des bereits vorhandenen Eises}$$

$$G_{h_{ow}} \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{thermo, new\ ice} \quad \text{Bildung von Neueis durch Zufrieren offenen Wassers}$$

Diese G-Terme sind positiv für Gefrieren und negativ für Schmelzen des Eises.

Nachdem das Wachstum des Eisvolumens pro Fläche, h , nun bestimmt ist, ist noch die Veränderung der Eiskonzentration A zu beschreiben. Die Frage ist, welche zusätzliche Fläche das neu gefrorene Eisvolumen einnimmt, bzw. welche Fläche durch das Schmelzen von Eis eisfrei wird. Zu unterscheiden ist zwischen dem Zufrieren offener Wasserflächen, bei denen in kurzer Zeit große Flächen mit dünnem Eis bedeckt werden, und dem vergleichsweise langsamen Wachstum des bereits vorhandenen, dickeren Eises. Die jeweiligen Ansätze für die Veränderung der eisbedeckten Fläche sind empirisch.

Das Zufrieren offener Wasserflächen wird beschrieben durch

$$G_{A_{ow}} \equiv \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)_{thermo, new\ ice} = \frac{1-A}{h_0} G_{h_{ow}} \quad \text{für } G_{h_{ow}} > 0 \quad (2.26)$$

$$G_{A_{ow}} \equiv \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)_{thermo, new\ ice} = 0 \quad \text{für } G_{h_{ow}} \leq 0 \quad (2.27)$$

Wenn $G_{h_{ow}} \leq 0$ (Gl. (2.27)), dann wird den offenen Wasserflächen effektiv Energie zugeführt. In diesem Fall bildet sich kein neues Eis. Die zugeführte Energie wird über das angekoppelte Deckschichtmodell zum Schmelzen des bereits vorhandenen Eises verwendet. Wenn dagegen $G_{h_{ow}} > 0$ (Gl. (2.26)), dann wird den offenen Wasserflächen effektiv Energie entzogen und Neueis gebildet. Der Ansatz beruht auf der Annahme eines proportionalen Verhältnis zwischen produziertem Neueisvolumen und davon bedeckter Fläche sowie einem exponentiellen Abfall der durch Neueis bedeckten Fläche mit steigender Eiskonzentration A . Die Konstante $h_0 = 0.5$ m ist so gewählt, daß Rinnen offenen Wassers typischerweise innerhalb von etwa 5 Tagen vollständig zufrieren, was Beobachtungen entspricht.

Die Veränderung der Eiskonzentration A durch Schmelzen des bereits vorhandenen Eises wird beschrieben durch

$$G_{A_I} \equiv \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)_{thermo,old_ice} = \frac{A}{2h} G_h \quad \text{für } G_h < 0 \quad (2.28)$$

$$G_{A_I} \equiv \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)_{thermo,old_ice} = 0 \quad \text{für } G_h \geq 0 \quad (2.29)$$

Für $G_h \geq 0$ (Gl. (2.29)) bleibt das Eisvolumen unverändert oder wächst durch Gefrieren. Für diesen Fall wird keine Änderung der eisbedeckten Fläche vorgesehen, d. h. das Gefrieren des vorhandenen Eises erfolgt rein vertikal. Für $G_h < 0$ (Gl. (2.28)) schmilzt das vorhandene Eisvolumen. Der verwendete Ansatz ergibt sich wie folgt: Für die einzelnen Eisschollen ist eine Gleichverteilung des (hier lokal definierten) Eisvolumens pro Fläche, h , zwischen 0 und $2h$ angenommen. Schmelzen während eines Zeitschritts Δt alle Eisschollen mit einer Dicke zwischen 0 und Δh , so ist das Verhältnis der eisfrei werdenden Fläche ΔA zur gesamten bisherigen eisbedeckten Fläche A bestimmt durch den Anteil des vollständig schmelzenden Eisvolumens Δh , bezogen auf das gesamte Distributionsintervall $2h$ des gesamten Eisvolumens. Also ist

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta h}{2h} \Leftrightarrow \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{A}{2h} \frac{\Delta h}{\Delta t} \quad , \quad (2.30)$$

was beim Übergang zu infinitesimalen Größen in die Differentialgl. (2.28) übergeht.

Die gesamte Änderung der Eiskonzentration A durch thermodynamische Effekte ist

$$G_A = G_{A_I} + G_{A_{ow}} \quad . \quad (2.31)$$

2.4. Dynamischer Teil. Impulsbilanz

Die Dynamik des Eises wird beschrieben durch die zweidimensionale Vektorgleichung der Impulsbilanz (Hibler, 1979)

$$m \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -mf\mathbf{k} \times \mathbf{u} + \tau_a + \tau_w - mg\nabla H + \mathbf{F} \quad (2.32)$$

Die Terme der Impulsbilanz beschreiben die Balance der Kräfte pro Fläche

$m \frac{D\mathbf{u}}{Dt}$	Massenträgheit (materielle Beschleunigung)
$-mf\mathbf{k} \times \mathbf{u}$	Corioliskraft
τ_a	Windantrieb
τ_w	Antrieb bzw. Bremsreibung durch den Ozean
$-mg\nabla H$	Neigung der Ozeanoberfläche
\mathbf{F}	interne Kräfte im Eis

Dabei ist

m	Eismasse pro Einheitsfläche
$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla$	Differentialoperator der totalen zeitlichen Ableitung
$\mathbf{u} = (u, v)$	Vektor der Eisdriftgeschwindigkeit
f	Coriolisparameter
$\mathbf{k} = (0, 0, 1)$	vertikaler Einheitsvektor, normal zur Eisoberfläche
τ_a	atmosphärische Schubspannung (Windantrieb)
τ_w	ozeanische Schubspannung (Strömungsantrieb)
g	Gravitationsbeschleunigung
H	dynamische Höhe der Ozeanoberfläche
\mathbf{F}	interne Spannungen im Eis

Die Eismasse pro Einheitsfläche ist

$$m = \rho_{ice} h \quad (2.33)$$

mit

ρ_{ice}	Dichte des Meereises
h	Eisvolumen pro Einheitsfläche

Die Corioliskraft ist in der gebräuchlichen Notation

$$-mf\mathbf{k} \times \mathbf{u} = \begin{pmatrix} mfv \\ -mfu \\ 0 \end{pmatrix}$$

formal dreidimensional definiert, doch gehen in die zweidimensionale Impulsgleichung nur die ersten beiden Komponenten ein. Der Coriolisparameter als Funktion der geographischen Breite ϕ und der Erdrotationsfrequenz Ω ist

$$f(\phi) = 2\Omega \sin(\phi) \quad . \quad (2.34)$$

Die Windschubspannung wird beschrieben durch

$$\boldsymbol{\tau}_a = \rho_a c_a |\mathbf{u}_g| (\mathbf{u}_g \cos \phi + \mathbf{k} \times \mathbf{u}_g \sin \phi) \quad (2.35)$$

mit

ρ_a	Dichte der Luft
c_a	atmosphärischer Schubspannungskoeffizient
\mathbf{u}_g	Windgeschwindigkeit
ϕ	Winkel zwischen \mathbf{u}_g und $\boldsymbol{\tau}_a$

Dieser Ansatz aus der Theorie der nicht-linearen Grenzschichten (siehe z. B. *McPhee*, 1975) wurde ursprünglich für geostrophische Winde entwickelt. Hier wird er auf die im Modell verwendeten ECMWF-Windgeschwindigkeiten der 1000-hPa-Druckfläche, welche als Bodenwind in 10 m Höhe angenommen sind, übertragen, indem der Drehwinkel ϕ zwischen Windgeschwindigkeit und auf das Eis ausgeübter Schubspannung als 0° angesetzt wird. Der atmosphärische Schubspannungskoeffizient ist als zeitunab-

hängige, für alle Gitterzellen gleiche Konstante $c_a = 1.5 \cdot 10^{-3}$ angesetzt, die aus der Anpassung der simulierten Geschwindigkeiten an beobachtete Bojendriftgeschwindigkeiten (Kapitel 5) ermittelt wurde.

Die vom Ozean auf das Meereis ausgeübte Schubspannung ist

$$\boldsymbol{\tau}_w = \rho_w c_w |\mathbf{u}_w - \mathbf{u}| [(\mathbf{u}_w - \mathbf{u}) \cos \theta + \mathbf{k} \times (\mathbf{u}_w - \mathbf{u}) \sin \theta] \quad (2.36)$$

mit

ρ_w	Dichte des Meerwassers
c_w	ozeanischer Schubspannungskoeffizient
\mathbf{u}_w	Geschwindigkeit des geostrophischen Ozeanstroms
$\mathbf{u} = (u, v)$	Vektor der Eisdriftgeschwindigkeit
θ	Drehwinkel zwischen geostrophischer Ozeanströmung und Schubspannung

Als Drehwinkel θ für den Ozean wird hier 25° angesetzt. Der ozeanische Schubspannungskoeffizient ist wie der atmosphärische zeitunabhängig und für alle Gitterzellen gleich angenommen als $c_w = 2c_a = 3 \cdot 10^{-3}$.

Die Neigung der Ozeanoberfläche ∇H wird mittels Geostrophie über die Beziehung

$$\mathbf{u}_w = \frac{g}{f} (\mathbf{k} \times \nabla H) \quad \Leftrightarrow \quad \nabla H = -\frac{f}{g} (\mathbf{k} \times \mathbf{u}_w) \quad (2.37)$$

aus der geostrophischen Ozeanströmung \mathbf{u}_w abgeleitet (Hibler, 1979).

Die internen Kräfte \mathbf{F} bei Spannungen im Eis werden nach Hibler (1979) beschrieben. Im Kontrast zu früheren dynamischen Meereismodellen, die diese internen Kräfte entweder ignorierten (z. B. Nikiforov, 1967) oder auf Grundlage einfacher, empirischer Annahmen beschrieben (z. B. Campbell, 1964; Parkinson und Washington, 1979), stellt Hiblers Ansatz eine theoretisch fundierte Formulierung der Rheologie des Meereises dar. Die internen Kräfte \mathbf{F} werden beschrieben als Divergenz des 2×2 - Tensors $\boldsymbol{\sigma}$ der internen Spannungen

$$\mathbf{F} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (2.38)$$

Für die Beschreibung der internen Spannungen wird ein nicht-lineares, viskos-plastisches Fließgesetz angenommen, das den Spannungstensor σ als Funktion des Tensors $\dot{\epsilon}$ der Deformationsraten beschreibt. Diese Rheologie gibt die in Feldmessungen beobachtete Eigenschaft des Meereises wieder, divergenter Drift praktisch keinen Widerstand entgegenzusetzen, während bei konvergenter Drift der ausgeübte Widerstand einen von den Deformationsraten nahezu unabhängigen Wert hat, welcher durch die Härte des Eises bestimmt ist (Abb. 2.3). Wird bei Konvergenz der Grenzwert für plastische Deformation des Eises überschritten, dann bricht das Eis, Schollen schieben sich übereinander ("Rafting"), oder Preßeisrücken aus zusammengeschobenen Bruchstücken entstehen ("Ridging").

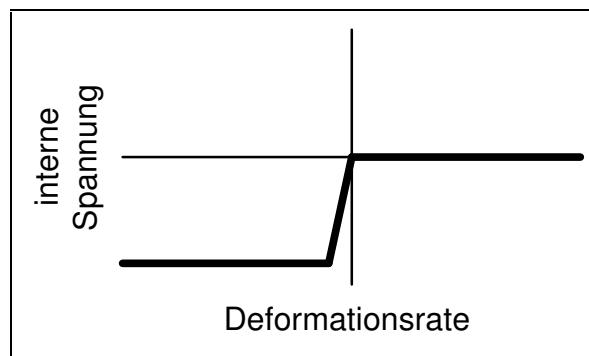


Abb. 2.3. Die interne Spannung im Eis als Funktion der Deformationsrate $\dot{\epsilon}$ für ein viskos-plastisches Fließverhalten (hier in einer Dimension). Bei Konvergenz ($\dot{\epsilon} < 0$) ist die interne Spannung nahezu unabhängig von der Deformationsrate. Bei divergenter Strömung ($\dot{\epsilon} > 0$) treten keine internen Spannungen auf.

Hibler (1977) zeigte, daß diese plastischen Eigenschaften des Meereises im großskaligen, stochastischen Mittel durch eine Rheologie mit nicht-linearen Viskositäten beschrieben werden können. In Komponentenschreibweise lautet dann der Ansatz für das Fließgesetz

$$\sigma_{ij} = 2\eta(\dot{\epsilon}_{ij}, P)\dot{\epsilon}_{ij} + \left[\left(\zeta(\dot{\epsilon}_{ij}, P) - \eta(\dot{\epsilon}_{ij}, P) \right) \dot{\epsilon}_{kk} - P/2 \right] \delta_{ij} \quad (2.39)$$

$\dot{\epsilon}$ ist der Tensor der Deformationsraten, dessen Komponenten die räumlichen Ableitungen der Eisdriftgeschwindigkeit \mathbf{u} enthalten:

$$\dot{\epsilon}_{11} = \frac{\partial u}{\partial x} \quad \dot{\epsilon}_{12} = \dot{\epsilon}_{21} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad \dot{\epsilon}_{22} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad (2.40)$$

ζ und η sind die nicht-linearen Viskositäten für Kompression bzw. Scherdeformation, die sich nach *Hibler* (1977, 1979) als

$$\zeta = \frac{P}{2\Delta} \quad \eta = \frac{\zeta}{e^2} \quad (2.41)$$

ergeben. Die das Verhältnis der Viskositäten für Volumenkompression und Scherdeformation ausdrückende Konstante $e = \sqrt{\zeta/\eta}$ ist die Exzentrizität der elliptischen Fließkurve¹. Sie wird für den Standardlauf mit dem Wert $e = 2$ nach *Hibler* (1979) angesetzt. Der Ausdruck

$$\Delta = \Delta(\dot{\epsilon}) = \left[(\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2)(1 + e^{-2}) + 4\dot{\epsilon}_{12}^2 e^{-2} + 2\dot{\epsilon}_{11}\dot{\epsilon}_{22}(1 - e^{-2}) \right]^{1/2} \quad (2.42)$$

ist eine Funktion der Deformationsraten $\dot{\epsilon}_{ij}$, die sich aus der Annahme einer elliptischen Fließkurve als Rheologiegesetz ergibt. Δ verknüpft die Deformation des Meereises mit den räumlichen Ableitungen der Eisdriftgeschwindigkeit und geht auch in den Deformationsterm in der Kontinuitätsgleichung für die Eiskonzentration A ein (Unterkapitel 2.7 und 2.8). Zur Veranschaulichung seien zwei Fälle angegeben, in denen Δ eine einfache Form annimmt:

a) Für den Fall reiner Konvergenz oder Divergenz ohne Scherdeformation,

$$\text{mit } \dot{\epsilon}_{11} = \dot{\epsilon}_{22} \text{ und } \dot{\epsilon}_{12} = 0, \text{ ist } \Delta = 2\dot{\epsilon}_{11} \text{ .}$$

b) Für den Fall reiner Scherdeformation ohne Konvergenz oder Divergenz,

$$\text{mit } \dot{\epsilon}_{11} = 0 = \dot{\epsilon}_{22} \text{ , ist } \Delta = \frac{2}{e}\dot{\epsilon}_{12} \text{ .}$$

¹Für ein zweidimensionales Medium muß anstelle des Bruchpunktes P (siehe Abb. 2.3) eine Bruch- oder Fließkurve im zweidimensionalen Raum, aufgespannt durch die Hauptwerte des Spannungstensors σ , angegeben werden.

Um zu verhindern, daß die in Gl. (2.41) definierten Viskositäten bei abnehmendem $\Delta(\dot{\epsilon})$ beliebig anwachsen, wird für den Fall sehr kleiner Deformationsraten eine untere Schranke für $\Delta(\dot{\epsilon})$ gesetzt:

$$\Delta(\dot{\epsilon}) \geq 2 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1} \quad (2.43)$$

Die Eishärte P drückt den Widerstand des Eises gegen Deformation (Kompression oder Scherdeformation) aus. Sie wird als Funktion der mittleren Eisdicke h und der Eiskonzentration A angenommen und ist im Ansatz von *Hibler* (1979)

$$P = P^* h C(A) \quad (2.44)$$

Darin ist $P^* = 20000 \text{ N/m}^2$ eine empirisch bestimmte Konstante. Die Proportionalität der Eishärte P zur mittleren Eisdicke h trägt dem Umstand Rechnung, daß dickeres Eis einen größeren Widerstand gegen Deformation ausübt. Die Abhängigkeit der Eishärte von der Eiskonzentration A wird durch den exponentiellen Faktor

$$C(A) = e^{-C^*(1-A)} \quad (2.45)$$

beschrieben (Abb. 2.4). C^* ist dabei eine empirische Konstante, die für den Standardlauf auf den Wert 20 gesetzt wird (*Hibler*, 1979). Diese Relation drückt aus, daß der Widerstand des Eises gegen Kompression und Scherung gering ist, solange größere Flächen offenen Wassers vorhanden sind und sich die Eisschollen frei gegeneinander bewegen können, während dieser Widerstand für hohe Eiskonzentrationen (ab etwa 80 bis 90%) stark ansteigt.

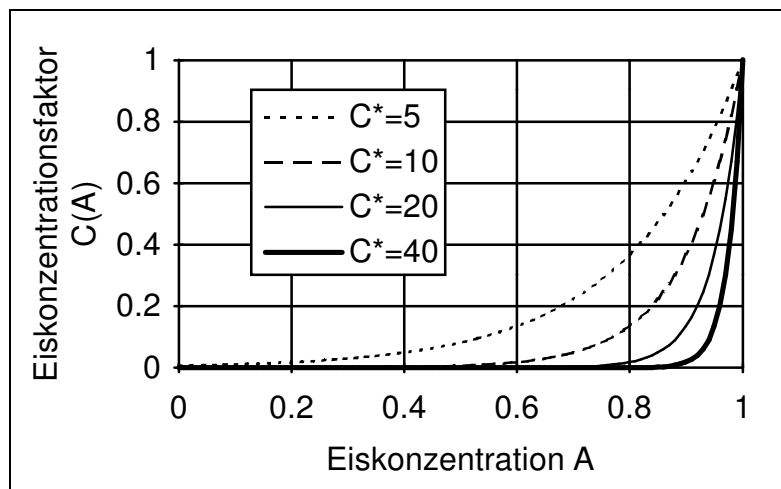


Abb. 2.4. Der Eiskonzentrationsfaktor $C(A)$ als Funktion der Eiskonzentration A für vier verschiedene Werte (5, 10, 20, und 40) des dynamischen Parameters C^* .

2.5. Prognostische Schneeauflage

Das Schneevolumen pro Fläche, h_{sn} [m], ist eine weitere prognostische Variable des Modells (Owens und Lemke, 1990) und analog zum Eisvolumen pro Fläche, h [m], definiert. Die Schneeauflage ist eine bedeutende Modifikation der Thermodynamik des Eismodells. Schnee verringert die Wärmeleitung durch das Schnee-Eis-System und führt dadurch zu verringerten Wachstumsraten. Dem wirkt allerdings entgegen, daß Schnee eine höhere Albedo als Eis besitzt und daher die absorbierte solare Einstrahlung reduziert, was das Eiswachstum begünstigt. Nach den Untersuchungen von Owens und Lemke (1990) überwiegt der isolierende Effekt der geringen Wärmeleitfähigkeit des Schnees gegenüber den Auswirkungen der erhöhten Albedo, so daß bei Vorhandensein einer Schneedecke im allgemeinen eine geringere Wachstumsrate der Eisdicke gegeben ist. Dieser Effekt verringert sich mit dem Verhältnis der Schneedicke zur Eisdicke.

Die Quelle des Schnees im Modell ist der Niederschlag mit einer vorgegebenen konstanten Niederschlagsrate von 35 cm Regenwasser pro Jahr. Niederschlag wird als Schnee angenommen, wenn die Lufttemperatur am Boden unter 0 °C liegt, anderenfalls als Regen, der als Süßwasserfluß in die ozeanische Deckschicht eingeht und eine veränderliche Randbedingung des Deckschichtmodells darstellt. Ferner wird nur der über dem eisbedeckten Anteil einer Gitterzelle fallende Schnee akkumuliert, während der Niederschlag über Flächen offenen Wassers als Süßwasserfluß in die ozeanische Deckschicht eingeht. Die Advektion des Schnees erfolgt in der gleichen Weise und mit den gleichen Geschwindigkeiten wie die Advektion des Eises (Unterkapitel 2.7). Das thermodynamische Schmelzen des Schnees wird so beschrieben, daß bei einer Nettoenergiezufuhr aus der Atmosphäre auf die schneebedeckte Oberfläche des Meereises zunächst sämtlicher Schnee geschmolzen wird. Das Eis wird erst dann geschmolzen, wenn keine Schneeauflage mehr vorhanden, aber immer noch ein Nettoenergieüberschuß gegeben ist.

Zu berücksichtigen ist noch der Fall, daß das Eis z. B. bei Temperaturen dicht unterhalb des Gefrierpunktes sehr langsam wächst. Die durch die Niederschlagsrate bestimmte Schneedicke wächst dann rascher als die Eisdicke, was die Wärmeleitung reduziert und das Eiswachstum verlangsamt, ohne daß ein Schmelzen des Schnees und des Eises stattfindet. Diese positive Rückkopplung führt zu dem unrealistischen Resultat ständig wachsender Schneedicke bei nahezu konstanter Eisdicke. Die Behandlung dieses Problems besteht in der Modellierung des auch in der Natur auftretenden Flutungseffekts ("Flooding"): Wenn die Schneeauflage im Verhältnis zur Eisdicke so stark wird, daß die

Grenzfläche Schnee-Eis unter die Wasserlinie gedrückt wird (negatives Freibord), so strömt von den Seiten der Scholle Meerwasser ein, welches sofort gefriert und eine Umwandlung von Schnee in Meereis an der Grenzfläche bewirkt. Nach dem Archimedischen Prinzip ist das pro Fläche verdrängte Wasservolumen

$$h_{draft} = \frac{\rho_{ice} h + \rho_{snow} h_{sn}}{\rho_{water}} \quad (2.46)$$

wobei h und h_{sn} das Volumen pro Fläche von Eis bzw. Schnee darstellen und ρ_{ice} , ρ_{snow} und ρ_{water} die Dichten von Eis, Schnee und Meerwasser sind. Der Flutungseffekt setzt ein, wenn das vom Eis pro Fläche verdrängte Volumen geringer ist als das des verdrängten Wassers, $h < h_{draft}$. Vernachlässigt man die Menge des beim Fluten einströmenden Meerwassers und nimmt man an, daß die neu entstehende Grenzfläche Schnee-Eis auf der Höhe der Wasseroberfläche liegt ($h = h_{draft}$), so ergibt sich eine Zunahme des Eisvolumens pro Fläche um

$$\Delta h_{flooding} = h_{draft} - h \quad (2.47)$$

und dementsprechend eine Abnahme des Schneevolumens pro Fläche um

$$\Delta h_{sn} = -\frac{\rho_{ice}}{\rho_{snow}} \Delta h_{flooding} \quad (2.48)$$

2.6. Prognostische ozeanische Deckschicht

Die ozeanische Deckschicht, in welcher sich das Meereis bildet, bewegt und schmilzt, wird durch ein eindimensionales Deckschichtmodell nach *Lemke* (1987) beschrieben. Für die Entwicklung des Eises ist der wesentliche Unterschied zu früheren Modellen (z. B. *Hibler* (1979), *Parkinson* und *Washington* (1979)), daß der ozeanische Wärmefluß Q_{oc} nicht mehr fest vorgegeben oder auf Grundlage einfacher Annahmen parametrisiert wird, sondern eine prognostische Größe eines angekoppelten Deckschichtmodells ist, das z. B. verstärkte Konvektion durch Salzfreesetzung bei Gefrieren von Eis simulieren kann.

Die fünf prognostischen Variablen des Deckschichtmodells sind die Temperatur und der Salzgehalt der Deckschicht, die Tiefe der Deckschicht, sowie die Tiefe der Thermoklinen und der Haloklinen. Die Deckschicht selber ist als vollständig durchmischt angenommen, während für Salzgehalts- und Temperaturverlauf in der Sprungschicht exponentielle Profile angesetzt sind. Das Deckschichtmodell ist eindimensional in dem Sinne, daß nur vertikale Profile prognostiziert werden. Ein Austausch zwischen horizontal benachbarten Gitterzellen wird nicht prognostiziert, aber immerhin parametrisiert. Jede der horizontal verteilten Gitterzellen des Eismodells hat eine eigene ozeanische Deckschicht, so daß zwar keine horizontalen Austauschprozesse, aber je nach den regionalen Bedingungen horizontale Unterschiede der Deckschicht simuliert werden. Eine ausführliche Beschreibung des Deckschichtmodells ist bei *Lemke* (1987, 1990) und *Stössel* (1991) zu finden.

2.7. Kopplung von Dynamik und Thermodynamik. Kontinuitätsgleichungen

Die lokale zeitliche Entwicklung der prognostischen Variablen Eiskonzentration A (Bedeckungsgrad) und mittlere Eisdicke h (Eisvolumen pro Fläche) ist in Eulerscher Formulierung durch die beiden erweiterten Kontinuitätsgleichungen

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}A) + G_A - Q_A \quad (2.49)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}h) + G_h \quad (2.50)$$

gegeben. Die Änderung der Eiskonzentration und der mittleren Eisdicke ist bestimmt durch die Advektionsterme $-\nabla(\mathbf{u}A)$ und $-\nabla(\mathbf{u}h)$ und durch das thermodynamische Wachstum der eisbedeckten Fläche (G_A) bzw. des Eisvolumens (G_h). Die Eisdriftgeschwindigkeit für die Advektionsterme wird aus der Impulsbilanz (2.32) bestimmt. Das thermodynamische Wachstum ergibt sich aus der Lösung der Energiebilanz (2.1). Die Kopplung (Wechselwirkung) von Dynamik und Thermodynamik drückt sich in den Kontinuitätsgleichungen darin aus, daß die Entwicklung der Eiskonzentration A wie der mittleren Eisdicke h jeweils als Summe eines dynamischen und eines thermodynamischen Terms gegeben ist, die beide wiederum von A und h abhängen.

Der Q_A -Term in der Kontinuitätsgleichung (2.49) für die Eiskonzentration beschreibt die Bildung offenen Wassers durch Deformation des Eises bei Scherdeformation. Er geht nur in der Kontinuitätsgleichung (2.49) für A ein, nicht aber in die Kontinuitätsgleichung (2.50) für h , da die Deformationsprozesse das Eisvolumen unverändert lassen, jedoch die von ihm bedeckte Fläche reduzieren. Dieser Term wird im folgenden Unterkapitel (2.8.) über Deformationsprozesse ausführlich beschrieben und diskutiert.

2.8. Deformationsprozesse

Die erste Definition, was hier unter Deformation des Meereises zu verstehen ist, lautet:

- (1) Deformation ist die Änderung der geometrischen Form des Eisvolumens durch dynamische Prozesse.

Diese Prozesse bestehen in der Wechselwirkung einzelner Schollen untereinander, bei denen Verformungsarbeit geleistet wird. Das großskalige Meereismodell mit einer räumlichen Skala von ca. 100 km löst jedoch nicht die geometrische Form einzelner Schollen auf, sondern beschreibt das statistische Mittel der Eisschollen einer Region mithilfe der Variablen mittlere Eisdicke h und Eiskonzentration A . Einzelne Eisschollen können ihre geometrische Form z. B. durch Auseinanderbrechen verändern, ohne daß sich dabei die großskalig definierten Variablen h und A ändern. Eine spezifischere Definition der hier betrachteten Deformationsprozesse lautet daher:

- (2) Deformation im großskaligen Meereismodell ist eine Änderung der prognostischen Modellvariablen A oder h , die durch Veränderungen der geometrischen Form des Eisvolumens aufgrund dynamischer Prozesse hervorgerufen wird.

Vernachlässigt man Änderungen der Eisdichte und etwaige Schmelzprozesse als Folge von Deformationen und nimmt man an, daß Deformationsprozesse (z. B. Bildung von Preßeisrücken) stets mit Erhöhung der mittleren Eisdicke verbunden sind, dann folgt:

- (3) Deformation wird im Modell dadurch beschrieben, daß ein unverändertes Eisvolumen pro Fläche (h) auf eine geringere Fläche verteilt wird, so daß die Eiskonzentration (A) abnimmt.

Die verschiedenen Weisen der Berücksichtigung der Deformation im Modell unterscheiden sich nach dem jeweiligen Ansatz für die Abnahme der Eiskonzentration A . In jedem Fall bedeutet die Abnahme von A eine Zunahme des Anteils offener Wasserflächen ($1 - A$) und zugleich eine Erhöhung der tatsächlichen Eisdicke (h / A).

Bereits das Ausgangsmodell von *Hibler* (1979) enthielt die Möglichkeit von Deformation bei konvergenter Eisdrift. Normalerweise führt konvergente Eisdrift in einer Modellgitterzelle dazu, daß sowohl das Eisvolumen pro Fläche h als auch die Eiskonzentration A ansteigt. Für den Fall jedoch, daß A auf Werte über 100% steigen würde, wird $A = 100\%$ festgesetzt. Das bedeutet, daß auch in eine vollständig eisbe-

deckte Region weiterhin Eisvolumen einströmen kann, welches sich dann rein vertikal aufstapelt. Die Deformation des Eises setzt in diesem Fall sprunghaft erst für $A = 100\%$ ein und entstammt im wesentlichen nicht einem physikalischen Ansatz, sondern dem numerischen Problem, daß $A > 100\%$ nicht mehr sinnvoll definiert ist.

In dem verbesserten Modell von *Hibler* (1984) wird der Q_A -Term in die Kontinuitätsgleichung (2.49) für die Eiskonzentration eingeführt, um Deformation durch Scherspannungen zu berücksichtigen. Bei Eisdrift mit reiner Scherdeformation ohne Konvergenz treten bei dem verwendeten viskos-plastischen Ansatz innere Spannungen \mathbf{F} in der Impulsbilanz (2.32) auf. Diese Kräfte äußern sich in einer am Eis geleisteten Verformungsarbeit. Die Beschreibung der durch Scherdeformation deformierten eisbedeckten Fläche und der dabei entstehenden Fläche zusätzlichen offenen Wassers sollte energetisch konsistent mit dem Rheologieansatz der Impulsbilanz sein. Der auf den Untersuchungen von *Rothrock* (1975) basierende Ansatz von *Hibler* (1984) setzt

$$Q_A \equiv \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)_{\text{shearing_deformation}} = \psi_s(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}) C(A) \quad (2.51)$$

Der erste Term der rechten Seite der Gl. (2.51) ist eine Funktion des Tensors der Deformationsraten $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}$ und definiert als

$$\begin{aligned} \psi_s(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}) &= 0.5 \cdot (\Delta(\dot{\boldsymbol{\epsilon}}) - |\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22}|) \\ &= 0.5 \cdot (\Delta - |\text{div} \mathbf{u}|) \end{aligned} \quad (2.52)$$

wobei der in Gl. (2.42) definierte Ausdruck $\Delta(\dot{\boldsymbol{\epsilon}})$ proportional zu der gesamten auftretenden inneren Spannung ist. Die Subtraktion des Beitrags durch Konvergenz ergibt die inneren Spannungen, die durch reine Scherdeformation erzielt werden.

Der zweite Term $C(A)$ der Gl. (2.51) ist eine empirische Funktion der Eiskonzentration A , welche die Wahrscheinlichkeit von Wechselwirkungen (Kollisionen) der Eisschollen untereinander bei Konvergenz oder Scherdeformation beschreibt. Während bei Eiskonzentrationen unter etwa 80% genügend offenes Wasser vorhanden ist, daß die Eisschollen sich selbst bei hohen Konvergenz- oder Scherraten nahezu reibungslos aneinander vorbeibewegen können, nimmt die Wahrscheinlichkeit und Intensität der Kollisionen für hohe Eiskonzentrationen (über etwa 90%) stark zu. *Hibler* (1984) verwendete für den Q_A -Term den quadratischen Ansatz

$$C(A) = 1 - \frac{(1 - A_1)[0.5 \cdot (1 + A_1) - A_0]}{(1 - A_0)[0.5 \cdot (1 + A_0) - A_0]} \quad (2.53)$$

mit $A_1 = \max(A_0, A)$ und der empirischen Konstanten $A_0 = 0.85$. Wie von *Flato* und *Hibler* (1991) festgestellt, ist dieser Ansatz nicht konsistent mit dem exponentiellen Ansatz

$$C(A) = e^{-C^*(1-A)}$$

aus Gl. (2.45), der in die Impulsgleichung (2.32) eingeht. In jeden der beiden Ansätze für $C(A)$ geht eine empirische Konstante ein, die aber jeweils unterschiedlich definiert ist (C^* bzw. A_0). Wie in Abb. 2.5 dargestellt, zeigen die beiden Kurven für $C^* = 20$ und $A_0 = 0.85$ einen ähnlichen, aber nicht identischen Verlauf. Wird z. B. bei Sensitivitätsuntersuchungen nur eine der beiden Konstanten C^* oder A_0 variiert, so ist die Diskrepanz zwischen beiden Kurven wesentlich größer. Eine konsistente und im gegenwärtigen Modell implementierte Formulierung verwendet daher sowohl für die Impulsbilanz wie auch für den Q_A -Term der Kontinuitätsgleichung denselben, exponentiellen Ansatz für $C(A)$ aus Gl. (2.45), so daß nur die empirische Konstante C^* in das Modell eingeht.

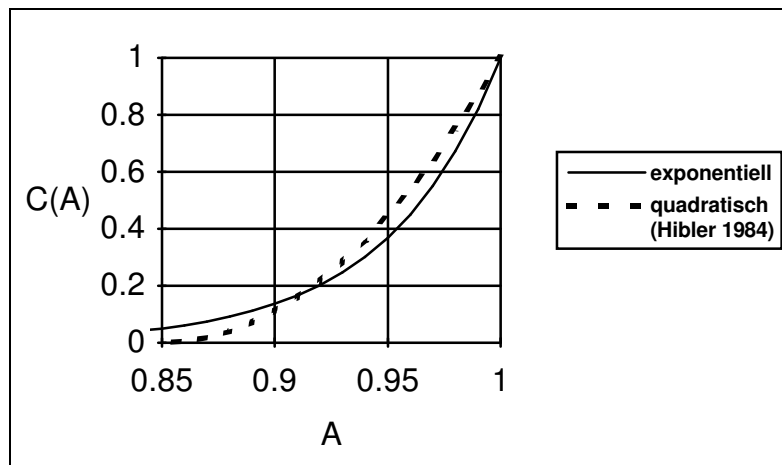


Abb. 2.5. Der quadratische Ansatz nach *Hibler* (1984) und der energetisch konsistente exponentielle Ansatz für den Eiskonzentrationsfaktor $C(A)$ im Scherdeformationsterm Q_A der Kontinuitätsgleichung für die Eiskonzentration A . Die empirischen Konstanten sind $A_0 = 0.85$ für den quadratischen Ansatz und $C^* = 20$ für den exponentiellen Ansatz.

3. Erweiterungen des Modells

3.1. Einführung einer zweiten Eisklasse zur Unterscheidung deformierten und nicht-deformierten Eises

Die Unterscheidung des Eises in die beiden Klassen *nicht-deformiertes Eis* und *deformiertes Eis* bildet den Schwerpunkt dieser Arbeit. Im Unterschied zur in den nächsten beiden Unterkapiteln beschriebenen Simulation des Eisalters und der Trajektorien von Driftkörpern ist die Unterscheidung der beiden Eisklassen nicht nur diagnostischer Natur, sondern erfordert zusätzliche prognostische Gleichungen für eine selbständige zeitliche Entwicklung des Eises beider Klassen. Zu beschreiben sind:

- Die Entstehung deformierten Eises aus dem zunächst nicht-deformierten, thermodynamisch entstandenen Eis. Hierfür ist ein Transformationsprozeß zwischen den beiden Eisklassen als Funktion der Eisdynamik anzusetzen.
- Das thermodynamische Wachsen und Schmelzen des Eises beider Klassen. Die Geschwindigkeit der thermodynamischen Prozesse hängt stark von der Eisdicke ab, die hier als prognostische Größe getrennt für nicht-deformiertes und deformiertes Eis eingeführt wird und zu unterschiedlichen Wachstumsraten der beiden Eisklassen führt.
- Die Advektion des Eises beider Klassen. Aufgrund der beträchtlichen Eisdriftgeschwindigkeiten, die das Eis in nur etwa einem Jahr über die gesamte räumliche Ausdehnung des Weddellmeers transportieren, sind die Regionen, in denen ein hoher Anteil deformierten Eises vorgefunden wird, nicht identisch mit den Regionen, in denen es produziert wird. Lokal betrachtet hat Advektion den Effekt, daß der Anteil deformierten Eises an der gesamten Eismenge einer Region modifiziert wird durch aus benachbarten Regionen einströmendes Eis, welches einen höheren oder niedrigeren Anteil deformierten Eises aufweisen kann.

Die im erweiterten Modell unterschiedenen Klassen *nicht-deformiertes* und *deformiertes* Eis werden in diesem Text synonym auch als *glattes* bzw. *rauhes* Eis bezeichnet. Variablen und Terme, die sich auf das nicht-deformierte Eis beziehen, sind mit dem Index *l* (nach engl. "level ice") gekennzeichnet, während der Index *r* (nach engl. "ridged ice") für deformiertes Eis verwendet wird. Die Unterscheidung, welches Eis nicht-deformiert bzw. deformiert ist, ist wohldefiniert:

1. Alles Eis, das durch thermodynamisches Zufrieren offener Wasserflächen neu entsteht, ist nicht-deformiert.
2. Deformiertes Eis entsteht aus nicht-deformiertem Eis durch Transformationsprozesse, die als Funktionen der Eisdynamik beschrieben werden.

In dem Zweiklassenmodell werden das Eisvolumen pro Fläche (h) und die Eiskonzentration (A) getrennt für die beiden Eisklassen definiert. Das gesamte Eisvolumen pro Fläche ist die Summe

$$h = h_l + h_r \quad (3.1)$$

mit

h_l Volumen glatten Eises pro Fläche

h_r Volumen rauhen Eises pro Fläche,

und die Eiskonzentration ist

$$A = A_l + A_r \quad (3.2)$$

mit

A_l Anteil der durch glattes Eis bedeckten Fläche

A_r Anteil der durch rauhes Eis bedeckten Fläche.

Der Volumenanteil deformierten Eises am gesamten Eisvolumen einer Gitterzelle ist definiert als

$$\frac{h_r}{h} \equiv \frac{h_r}{h_l + h_r} \quad , \quad (3.3)$$

und der Flächenanteil deformierten Eises an der gesamten eisbedeckten Fläche einer Gitterzelle ist

$$\frac{A_r}{A} \equiv \frac{A_r}{A_l + A_r} \quad . \quad (3.4)$$

Die tatsächliche Eisdicke ist für glattes Eis

$$\frac{h_l}{A_l} \quad (3.5)$$

und für rauhes Eis

$$\frac{h_r}{A_r} \quad (3.6)$$

An die Stelle der zwei prognostischen Variablen A und h des Einklassenmodells treten die vier prognostischen Variablen A_l , A_r , h_l und h_r , deren zeitliche Entwicklung durch die vier erweiterten Kontinuitätsgleichungen

$$\frac{\partial A_l}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}A_l) + G_{A_l} + G_{A_{ow}} - Q_A - R_A T_A \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial A_r}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}A_r) + G_{A_r} + R_A T_A \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial h_l}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}h_l) + G_{h_l} + G_{h_{ow}} - T_A \frac{h_l}{A_l} \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial h_r}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}h_r) + G_{h_r} + T_A \frac{h_l}{A_l} \quad (3.10)$$

beschrieben wird. Die linken Seiten dieser vier Gleichungen stellen die lokalen zeitlichen Änderungen der jeweiligen prognostischen Variablen dar. Diese sind gegeben durch die Terme der rechten Seite für Advektion ($-\nabla \cdot (\mathbf{u} \dots)$), thermodynamisches Wachstum ($G \dots$), Entstehung offenen Wassers durch Scherdeformation (Q_A) und Transformation nicht-deformierten Eises in deformiertes (T_A).

In allen vier Advektionstermen wird dieselbe Eisdriftgeschwindigkeit \mathbf{u} verwendet, die durch Lösung der Impulsbilanz (2.32) für die Gesamtmasse des in einer Gitterzelle befindlichen glatten und rauhen Eises bestimmt wird. Die Annahme der gleichen Driftgeschwindigkeit für beide Eisklassen ist begründet durch den Umstand, daß auf der großen räumlichen Skala des Modells nur eine mittlere Geschwindigkeit für das Eisfeld einer Gitterzelle angegeben werden kann, welches stets ein Gemisch aus glattem und rauhem Eis, in der Regel sogar als Bestandteile gemeinsamer Schollen, enthält. Obwohl die Driftgeschwindigkeit innerhalb *einer* Gitterzelle für die beiden Eisklassen gleich ist, kann Advektion, die den Austausch von Eis *verschiedener* Gitterzellen vermittelt, das

Verhältnis glatten zu rauhen Eises in einer Gitterzelle verändern: Der Einstrom von Eis bei konvergenter Strömung vergrößert oder verringert den Flächen- oder Volumenanteil rauhen Eises in dem Maße, wie das einströmende Eis einen höheren oder niedrigeren Anteil deformierten Eises besitzt als das Eis der betrachteten Gitterzelle.

Die thermodynamischen Wachstumsraten für die Eisvolumina und -flächen unterscheiden nun jeweils drei Fälle: Das Zufrieren von Flächen offenen Wassers, das Wachstum bzw. Schmelzen des bereits vorhandenen glatten Eises und das des bereits vorhandenen rauhen Eises. Die Wachstumsraten für das Volumen (pro Fläche) und die eisbedeckte Fläche beim Gefrieren neuen Eises in offenem Wasser,

$$G_{h_{ow}} \equiv \left(\frac{\partial h_l}{\partial t} \right)_{\text{thermo, new ice}} \quad \text{und} \quad G_{A_{ow}} \equiv \left(\frac{\partial A_l}{\partial t} \right)_{\text{thermo, new ice}},$$

sind die gleichen wie im Einklassenmodell: $G_{h_{ow}}$ wird aus der Energiebilanz (2.1), angewandt auf offenes Wasser, und $G_{A_{ow}}$ nach den Formeln (2.26) und (2.27) berechnet. Da das durch Zufrieren offenen Wassers entstehende Eis definitionsgemäß nicht deformiert ist, wird es ausschließlich dem Volumen h_l und der Fläche A_l glatten Eises hinzugefügt.

Das thermodynamische Wachstum der Volumina bereits vorhandenen glatten und rauhen Eises, h_l und h_r , wird jeweils durch Lösung der Energiebilanz (2.1) ermittelt, wobei unterschiedliche Eisdicken, h_l/A_l für nicht-deformiertes und h_r/A_r für deformiertes Eis, in den Wärmeleitungsterm eingehen. Ähnlich dem Einklassenmodell wird die stochastische Verteilung der Eisdicke verschiedener Schollen dadurch berücksichtigt, daß für jede Eisklasse eine Gleichverteilung der Eisdicke zwischen 0 und dem Doppelten der mittleren Eisdicke der Klasse angenommen wird. Für jede Klasse wird die Energiebilanz (2.1) für sieben verschiedene Eisdicken,

$$D_{K, \text{level ice}} = \frac{K}{7} \cdot \frac{h_l}{A_l} \quad \text{für glattes Eis} \quad (3.11)$$

und

$$D_{K, \text{ridged ice}} = \frac{K}{7} \cdot \frac{h_r}{A_r} \quad \text{für rauhes Eis,} \quad (3.12)$$

mit $K \in \{1, 3, 5, 7, 9, 11, 13\}$ gelöst. Insgesamt wird die Energiebilanz in jedem Zeitschritt also fünfzehnmal berechnet: einmal für die Flächen offenen Wassers und jeweils siebenmal für die beiden Eisklassen.

Die in die Wärmeleitungsgleichung eingehende Schneeeauflage wird für beide Eisklassen als gleich dick angenommen. Wird sie so dick, daß die Grenzfläche Schnee-Eis unter die Wasserlinie gedrückt wird und ein Flutungseffekt ("Flooding", Kapitel 2.5) eintritt, dann wird das dabei zusätzlich entstehende Eisvolumen $\Delta h_{\text{flooding}}$ in dem Verhältnis auf die beiden Eisklassen verteilt, wie diese einen Flächenanteil an der gesamten Eismenge besitzen:

$$\Delta h_{l, \text{flooding}} = \frac{A_l}{A} \Delta h_{\text{flooding}} \quad \text{für glattes Eis} \quad (3.13)$$

$$\Delta h_{r, \text{flooding}} = \frac{A_r}{A} \Delta h_{\text{flooding}} \quad \text{für rauhes Eis.} \quad (3.14)$$

Der Flutungseffekt wird nach den Gleichungen (2.46) bis (2.48) anhand des Gesamtvolumens des Eises pro Fläche (h), bestehend aus glattem und rauhem Eis, berechnet.²

Ebenso ist der in die Energiebilanz (2.1) eingehende ozeanische Wärmefluß Q_{OC} , der vom angekoppelten Deckschichtmodell als Mittelwert jeweils einer Gitterzelle prognostiziert wird, auf die beiden Eisklassen zu verteilen. Hierfür wird angenommen, daß der ozeanische Wärmefluß als Energie pro Fläche und Zeit für alles Eis innerhalb einer Gitterzelle, glattes und rauhes, gleich ist.

Einer besonderen Behandlung bedarf der gelegentlich auftretende Fall, daß in einem Zeitschritt alles Eis einer Klasse - in der Praxis das dünnere, glatte Eis - restlos geschmolzen wird, während Eis der anderen Klasse übrig bleibt und gleichzeitig ein Energieüberschuß (z. B. durch ozeanischen Wärmefluß) aus der Energiebilanz (2.1) für die Gitterzelle vorhanden ist, der weiteres Eis schmelzen kann. Zur Aufrechterhaltung

²Andere Verfahren der Berücksichtigung der Schneeeauflage, z. B. mit unterschiedlich dicker Schneedecke für die beiden Eisklassen, sind denkbar. Der Flutungseffekt leistet allerdings nur einen kleinen Beitrag zum gesamten Eisvolumen, so daß Modifikationen dieses simulierten Prozesses die Modellergebnisse nicht wesentlich verändern würden. Solange über die Quelle des Schnees, den Niederschlag, nur sehr unzureichende Beobachtungen vorliegen, kann eine Variation allein der prognostischen Modellgleichungen für die Schneeeauflage keine fundierte Verbesserung der Simulation erzielen.

der Energiebilanz der betroffenen Gitterzelle wird in diesem Fall der Energieüberschuß zum Schmelzen von Eis der verbliebenen Klasse verwendet.

Die Behandlung der Deformationsprozesse im Zweiklassenmodell unterscheidet die beiden Effekte der Entstehung zusätzlichen offenen Wassers bei Deformation einerseits (Q_A -Term in der Kontinuitätsgleichung (3.7) für A_l) und der Transformation nicht-deformierten Eises in deformiertes andererseits (T_A enthaltende Terme in allen vier Kontinuitätsgleichungen (3.7) bis (3.10)). Bei beiden Prozessen sind die Beiträge durch Konvergenz und durch Scherdeformation zu unterscheiden.

Die Beschreibung der Abnahme der eisbedeckten Fläche infolge Deformation erfolgt wie im Einklassenmodell: Bei konvergenter Eisdrift erfolgt rein vertikales Aufstapeln des Eises, sobald eine Eiskonzentration von 100% erreicht ist. Bei Scherdeformation wird die Fläche zusätzlich entstehenden offenen Wassers pro Zeit, Q_A , nach Gl. (2.51) beschrieben. Da das nicht-deformierte Eis deutlich dünner als das deformierte ist, daher Deformation einen geringeren Widerstand entgegensetzt als das deformierte, wird hier zugrundegelegt, daß alles neu zu deformierende Eis bislang nicht-deformiert war. Der Q_A -Term geht daher nur in die Kontinuitätsgleichung (3.7) für die Fläche glatten Eises ein, nicht in die des rauhen Eises, Gl. (3.8).

Neu einzuführen ist für das Zweiklassenmodell, wie die Transformation nicht-deformierten Eises in deformiertes Eis stattfindet. Die Transformationsterme

$$R_A T_A$$

für die Eiskonzentration und

$$T_A \frac{h_l}{A_l}$$

für das Eisvolumen ändern die gesamte eisbedeckte Fläche A und das gesamte Eisvolumen h nicht. Sie beschreiben den Übergang glatten Eises in rauhes, indem sie mit negativem Vorzeichen in die Kontinuitätsgleichungen (3.7) und (3.9) für glattes Eis und mit positivem Vorzeichen in die Kontinuitätsgleichungen (3.8) und (3.10) für rauhes Eis eingehen.

Der grundlegende Term zur Beschreibung der Transformation nicht-deformierten Eises in deformiertes ist T_A , der die pro Zeit deformierte Fläche bislang glatten Eises angibt, die beim Deformationsprozeß in die Fläche $R_A T_A$ rauhen Eises übergeht³. Dabei ist R_A eine empirische, dimensionslose, positive Konstante mit einem Wert kleiner als 1, die im folgenden als *Deformationsparameter* bezeichnet wird. R_A ist das Verhältnis der Fläche des durch Deformation neu entstandenen rauhen Eises zu der Fläche des deformierten, bislang glatten Eises, aus der es gebildet wurde. Für den Standardlauf wird $R_A = 0.5$ gesetzt, was ausdrückt, daß bei Deformationsprozessen das daran beteiligte Eis auf die Hälfte der Fläche komprimiert wird, die es vorher einnahm. Der Deformationsparameter R_A bestimmt das Verhältnis der Dicke neuen rauhen Eises zu der glatten Eises zum Zeitpunkt der Deformation. Von dieser unterschiedlichen Dicke der beiden Eisklassen hängt deren weiteres thermodynamisches Wachstum entscheidend ab, so daß ein direkter Zusammenhang zwischen R_A und dem Verhältnis der mittleren Dicke rauhen Eises zu der glatten Eises gegeben ist. Dieses aus Messungen in der betrachteten Region des Weddellmeers (*Eicken et al.*, 1994; ausführlicher diskutiert in Kapitel 7) bekannte Dickenverhältnis wird zur Einstellung des Deformationsparameters R_A verwendet. Die Beobachtung, daß deformiertes Eis im Mittel etwa doppelt so dick ist wie nicht-deformiertes Eis, wird vom Modell am besten für $R_A = 0.5$ simuliert. Sensitivitätsuntersuchungen mit unterschiedlichen Werten für R_A (Kapitel 6) zeigen, daß zwar die Eisdicken der beiden Klassen direkt von R_A abhängen, daß aber die Muster der räumlichen Verteilung und der zeitlichen Entwicklung (Jahresgang) beider Eisklassen sich nicht wesentlich ändern, wenn R_A im Rahmen sinnvoller, durch die prognostizierten Eisdicken gegebener Grenzen variiert wird. Für qualitative Vorhersagen ist R_A also kein sensibler Parameter. Festzuhalten ist ferner, daß der Deformationsparameter R_A der *einzige* Parameter ist, der mit der Unterscheidung der beiden Eisklassen zusätzlich eingeführt wird.

Die pro Zeit deformierte Fläche glatten Eises, T_A , wird in Anlehnung an die bereits im Einklassenmodell enthaltene Bildung offenen Wassers durch Scherdeformation

³Die Indizes A erinnern daran, daß R_A und T_A die Transformation der als Eiskonzentration A ausgedrückten *Fläche* beschreiben.

$$Q_A \equiv \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)_{\text{shearing deformation}} = \psi_s(\dot{\epsilon}) C(A)$$

nach Gl. (2.51), mit

$$\psi_s(\dot{\epsilon}) = 0.5 (\Delta(\dot{\epsilon}) - |\text{div } \mathbf{u}|)$$

nach Gl. (2.52), $\Delta(\dot{\epsilon})$ nach Gl. (2.42) und $C(A)$ nach Gl. (2.45) definiert:

$$T_A \equiv \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)_{\text{deformation}} = [\psi_s(\dot{\epsilon}) + \psi_c(\dot{\epsilon})] C(A) \quad (3.15)$$

Zur gesamten Deformation tragen die beiden Terme für Scherdeformation, $\psi_s(\dot{\epsilon})$ nach Gl. (2.52), und für Konvergenz, $\psi_c(\dot{\epsilon})$, bei. Der Beitrag durch Konvergenz wird definiert als

$$\begin{aligned} \psi_c(\dot{\epsilon}) &= -(\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22}) && \text{für } \text{div } \mathbf{u} < 0 \\ &= -\text{div } \mathbf{u} && \end{aligned} \quad (3.16)$$

und

$$\psi_c(\dot{\epsilon}) = 0 \quad \text{für } \text{div } \mathbf{u} \geq 0 \quad . \quad (3.17)$$

Diese auf *Flato* und *Hibler* (1991) zurückgehende Definition ist konsistent mit der verwendeten viskos-plastischen Rheologie des Eises. Mit den Termen $\psi_s(\dot{\epsilon})$, $\psi_c(\dot{\epsilon})$ und $C(A)$ ist die pro Zeit deformierte Fläche T_A proportional zu den durch den Rheologieansatz beschriebenen Kräften, die bei Scherdeformation oder Konvergenz auftreten. Bei der Deformation geht pro Zeit die Fläche T_A glatten Eises in die kleinere Fläche rauhen Eises $R_A T_A$ über. $R_A T_A$ ist daher der Eiskonzentration glatten Eises, A_l , abzuziehen (Gl. (3.7)) und der des rauhen Eises, A_r , hinzuzufügen (Gl. (3.8)). Das deformierte Eisvolumen pro Fläche und Zeit ergibt sich aus der Multiplikation der pro Zeit deformierten Fläche T_A mit der Dicke h_l/A_l des bislang glatten, nun deformierten Eises als

$$\left(\frac{\partial h_l}{\partial t} \right)_{\text{deformation}} = -T_A \frac{h_l}{A_l} \quad , \quad (3.18)$$

das dem Volumen glatten Eises pro Fläche in Gl. (3.9) abzuziehen und dem des rauhen Eises in Gl. (3.10) hinzuzufügen ist:

$$\left(\frac{\partial h_r}{\partial t} \right)_{\text{deformation}} = +T_A \frac{h_l}{A_l} . \quad (3.19)$$

Das hier dargestellte Zweiklassenmodell stellt eine wesentliche Erweiterung des Modells von *Flato* und *Hibler* (1991) für die Arktis dar, in welchem die Volumina deformierten und nicht-deformierten Eises pro Fläche, h_l und h_r nach Gl. (3.1), unterschieden wurden, nicht aber die jeweiligen Eiskonzentrationen, A_l und A_r nach Gl. (3.2). Mit der hier vorgenommenen Definition von A_l und A_r erfolgt eine explizite Einführung unterschiedlicher Dicken h_l/A_l und h_r/A_r für die beiden Eisklassen, die eine konsistente Behandlung der beiden Klassen als selbständige ermöglicht und insbesondere deren unterschiedliche thermodynamische Wachstumsraten berücksichtigt. *Flato* und *Hibler* (1991) betonten, daß sie keine "willkürliche" Definition unterschiedlicher Dicken der beiden Eisklassen vornehmen wollten - offenbar waren damals für die Region ihres Arktismodells noch keine verwertbaren Beobachtungen der Eisdicke beider Klassen verfügbar. Mittlerweile existiert jedoch zumindest für die Region des Weddellmeeres ein ausreichender Satz an Beobachtungen der Eisdicken beider Klassen (*Eicken et al.*, 1994; siehe Kapitel 7), so daß die explizite Einführung zweier unterschiedlicher Eisdicken möglich und sinnvoll ist.

Die pro Zeit deformierte Fläche, T_A , ist für den hier verwendeten Ansatz die gleiche wie bei *Flato* und *Hibler* (1991), doch das deformierte Eisvolumen pro Fläche und Zeit ist nach deren Ansatz höher, da sie für das zu deformierende Volumen die Dicke h/A des Eises beider Klassen ansetzen, während hier dafür die geringere Dicke h_l/A_l des glatten, nicht-deformierten Eises verwendet wird.

3.2. Das Alter des Eises in der Simulation

Die zweite Erweiterung des Modells ist die Prognose des Alters des Eises, welches - soweit dem Autor bekannt - von großskaligen Meereismodellen bislang nicht vorhergesagt wurde. Das Eisalter wird hier ausschließlich für diagnostische Zwecke verwendet und geht nicht wieder in die Beschreibung der zeitlichen Entwicklung des Eises ein. Weil die Schmelzprozesse im Sommer die physikalischen Eigenschaften des Eises drastisch verändern, insbesondere das Salzgehaltsprofil und die Dicke der Schneeeauflage, kann bei Beobachtungen wie Eiskernbohrungen oder mit Fernerkunungsverfahren zwischen einjährigem und mehrjährigem⁴ Eis unterschieden werden. Manche Verfahren, z. B. die eingehende glaziologische Untersuchung von Eiskernen, lassen eine noch genauere Bestimmung des Eisalters, zumindest eine Angabe seiner Lebensjahre zu. Das Alter des Eises ist somit eine geeignete Variable zum Vergleich der Simulationsresultate mit Beobachtungen (Kapitel 7). Ferner sind Modellerweiterungen denkbar, in denen Größen (z. B. die Dicke der Schneeeauflage) oder Prozesse (z. B. das Rückstreuverhalten für Strahlung) als Funktionen des Eisalters beschrieben werden, so daß die prognostischen Gleichungen des Modells vereinfacht oder verbessert werden könnten.

Das Eisalter als prognostische Variable eines großskaligen Meereismodells in Eulerscher Formulierung beschreibt einen Mittelwert für die Region einer Gitterzelle, die in der Natur i. a. eine große Zahl unterschiedlicher Eisschollen enthält. Das individuelle Alter einzelner Schollen oder gar die unterschiedlich alten Schichten des Eises einer einzigen Scholle können durch dieses Modell nicht erfaßt werden. Dies würde zudem eine Lagrangesche Beschreibung zur Verfolgung einzelner Schollen erfordern.

Das Alter wird hier als *volumengewichtetes mittleres Alter* allen Eises einer Klasse innerhalb einer Gitterzelle definiert. Neu gebildetes Eis besitzt das Alter 0 und altert fortan mit der Rate 1, d. h. es wird (trivialerweise) pro Tag einen Tag älter. Treffen in einer Gitterzelle Eisquanten unterschiedlichen Alters zusammen, z. B. das bereits in der Zelle vorhandene Eis mit dem neu gefrorenen oder durch Advektion hineintransportierten Eis anderen Alters, so tragen sie zu dem mittleren Alter der Gitterzelle in dem Maße bei, in dem sie einen Anteil am gesamten Eisvolumen der Gitterzelle darstellen.

⁴Mehrjähriges Eis ist definiert als Eis, welches mindestens eine Schmelzperiode überlebt hat.

Das Alter wird hier für die beiden Eisklassen als selbständige Größen eingeführt, was insbesondere deshalb nützlich ist, weil die räumliche Verteilung und die zeitliche Entwicklung des Eisalters drastische Unterschiede zwischen glattem und rauhem Eis aufweisen. Das hier beschriebene Verfahren hängt jedoch nicht prinzipiell von der Anzahl der Eisklassen ab; es kann sowohl für Modelle mit einer einzigen Klasse wie auch für komplexere Mehrklassenmodelle verwendet werden. Wenn mehrere, ineinander umwandelbare Eisklassen beschrieben werden, gehen in die Kontinuitätsgleichungen für die Zeitentwicklung ihres jeweiligen Alters Transformationsterme ein.

Die zeitliche Entwicklung des Eisalters beider Klassen ist durch die beiden erweiterten Kontinuitätsgleichungen

$$\frac{\partial(a_l h_l)}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u} a_l h_l) + h_l + a_l M_{h_l} - a_l T_A \frac{h_l}{A_l} \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial(a_r h_r)}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u} a_r h_r) + h_r + a_r M_{h_r} + a_l T_A \frac{h_l}{A_l} \quad (3.21)$$

gegeben. a_l und a_r sind das Alter nicht-deformierten bzw. deformierten Eises. Die beiden fundamentalen, extensiven Größen zur Beschreibung des Eisalters sind das Produkt aus Eisalter und Volumen pro Fläche der jeweiligen Klasse, also $a_l h_l$ für glattes Eis und $a_r h_r$ für rauhes. Die intensiven Größen des Eisalters werden erst nach Lösung der Kontinuitätsgleichungen (3.20) und (3.21) als

$$a_l = \frac{(a_l h_l)}{h_l} \quad (3.22)$$

für glattes Eis und als

$$a_r = \frac{(a_r h_r)}{h_r} \quad (3.23)$$

für rauhes Eis berechnet.

Die jeweils vier Terme der rechten Seiten der Kontinuitätsgleichungen (3.20) und (3.21) beschreiben die Effekte von Advektion, Altern, Gefrieren von Neueis und Transformation nicht-deformierten Eises in deformiertes. Im einzelnen sind dies:

1.) Advektionsterme $-\nabla \cdot (\mathbf{u} a_l h_l)$ und $-\nabla \cdot (\mathbf{u} a_r h_r)$

Advektion vermittelt den Austausch des i. a. unterschiedlich alten Eises verschiedener Gitterzellen. Betrachtet man in Eulerscher Darstellung eine einzelne Gitterzelle, so bewirkt der Einstrom eines Eisvolumens anderen Alters eine Änderung des volumengewichteten mittleren Alters der Zelle. Ein Ausstrom verändert dagegen nicht das Alter in der Gitterzelle, verringert jedoch das Eisvolumen, das der Berechnung des Alters als volumengewichtetes Mittel zugrundeliegt.

2.) Alterungsterme h_l und h_r

Sie beschreiben den eigentlichen Prozeß des Alterns als reine Funktion der Zeit. Da der Prozeß des Alterns das Eisvolumen h_l bzw. h_r nicht ändert, gilt *hier*

$$\frac{\partial(a_l h_l)}{\partial t} = h_l \frac{\partial a_l}{\partial t} \quad \text{und} \quad \frac{\partial(a_r h_r)}{\partial t} = h_r \frac{\partial a_r}{\partial t} ,$$

woraus durch Gleichsetzen mit den Alterungstermen h_l und h_r

$$\frac{\partial a_l}{\partial t} = 1 \quad \text{und} \quad \frac{\partial a_r}{\partial t} = 1$$

folgt.

3.) Thermodynamische Terme M_{h_l} und M_{h_r}

Die Berücksichtigung der thermodynamischen Prozesse muß die beiden Fälle des Schmelzens und des Gefrierens unterscheiden. Während beim Schmelzen eine Abnahme des Eisvolumens ohne Änderung des Eisalters stattfindet, wird beim Gefrieren von Neueis ein zusätzliches Eisvolumen des Alters 0 erzeugt, welches das volumengewichtete mittlere Alter der Gitterzelle senkt. Die Definition der Schmelzrate ist für die Klasse glatten Eises

$$M_{h_l} = G_{h_{ow}} + G_{h_l} \quad \text{für } G_{h_l} + G_{h_{ow}} < 0 \quad (\text{Schmelzen}) \quad (3.24)$$

und

$$M_{h_l} = 0 \quad \text{für } G_{h_l} + G_{h_{ow}} \geq 0 \quad (\text{Gefrieren}) \quad (3.25)$$

Die in Gl. (3.9) eingeführten Gefrierenraten sind G_{h_l} für das Wachstum des bereits vorhandenen glatten Eises und $G_{h_{ow}}$ für das Zufrieren offener Wasserflächen. Das Wachstum

des rauhen Eises wird durch G_{hr} aus Gl. (3.10) beschrieben und dient zur Definition der Schmelzrate rauhen Eises

$$M_{hr} = G_{hr} \quad \text{für } G_{hr} < 0 \quad (\text{Schmelzen}) \quad (3.26)$$

und

$$M_{hr} = 0 \quad \text{für } G_{hr} \geq 0 \quad (\text{Gefrieren}) \quad (3.27)$$

Das Verfahren, die nur im Falle des *Gefrierens* auftretende Veränderung des Eisalters mithilfe eines *Schmelzterms* in den Kontinuitätsgleichungen (3.20) und (3.21) zu beschreiben, verdankt sich der Berechnung des Eisalters nach den Gleichungen (3.22) und (3.23). Die Änderungsrate des Eisalters ist in jedem Falle, bei Gefrieren und bei Schmelzen,

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_k}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{(a_k h_k)}{h_k} \right) \\ &= \frac{1}{h_k} \frac{\partial(a_k h_k)}{\partial t} - \frac{1}{h_k^2} (a_k h_k) \frac{\partial h_k}{\partial t} \quad . \\ &= \frac{1}{h_k} (a_k M_{hk} - a_k G_{hk}) \end{aligned} \quad (3.28)$$

In dieser für beide Eisklassen gültigen Formel bezeichnet der Index k die Eisklasse und ist nach der hier verwendeten Notation mit l für glattes oder r für rauhes Eis anzusetzen. (Für die Klasse des glatten Eises ist für G_{hk} die Summe $G_{hl} + G_{how}$ beider Beiträge zum Volumenwachstum einzusetzen.)

Im speziellen Falle des Schmelzens ist

$$M_{hk} = G_{hk} \quad \text{und} \quad \frac{\partial a_k}{\partial t} = 0 \quad . \quad (3.29)$$

Dagegen ist für den Fall des Gefrierens

$$M_{hk} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial a_k}{\partial t} = -a_k \frac{G_{hk}}{h_k} \quad . \quad (3.30)$$

Die Rate der Abnahme des Eisalters bei Frieren zusätzlichen Eises ist also proportional

- zu dem Alter a_k des bereits existierenden Eises und

- zu dem Verhältnis der Gefriertrate G_{h_k} zu dem vorhandenen Eisvolumen pro Fläche, h_k .

4.) Transformationsterm $a_l T_A \frac{h_l}{A_l}$

Die in Kapitel 3.1. dargestellten Kontinuitätsgleichungen (3.9) für h_l und (3.10) für h_r enthalten $T_A \frac{h_l}{A_l}$ als das transformierte Volumen bislang glatten Eises pro Fläche und

Zeit. Das Alter dieses Eises ist a_l . Damit ist das Produkt $a_l T_A \frac{h_l}{A_l}$ die Größe, die zur

Berücksichtigung der Transformation glatten Eises in rauhes in der Kontinuitätsgleichung (3.20) für $a_l h_l$ zu subtrahieren und in der Kontinuitätsgleichung (3.21) für $a_r h_r$ zu addieren ist.

3.3. Simulation von Trajektorien der Eisdrift

Im folgenden wird ein Lagrangesches Verfahren zur Simulation der Trajektorien einzelner Driftobjekte vorgestellt. Unter einer Trajektorie ist hier die beobachtete oder simulierte Bahnlinie eines materiellen Körpers (Eisscholle, Driftboje) auf der gekrümmten, zweidimensionalen Erdoberfläche zu verstehen. Sie wird als Zeitserie der geographischen Koordinaten (Breite $\varphi(t_n)$, Länge $\lambda(t_n)$) des Aufenthaltsorts zu den aufeinanderfolgenden täglichen Zeitschritten t_n des Modells angegeben.

Die in Kapitel 5 beschriebene Einstellung der dynamischen Modellparameter beruht auf dem Vergleich der simulierten Trajektorien mit denen beobachteter Eisdriftbojen und belegt die Nützlichkeit dieser Simulation. Die hier beschriebene Methode wurde in der Literatur über großskalige Meereismodelle bislang wenig behandelt und insbesondere selten für lange Integrationszeiten, hier bis zu neun Monaten, angewendet. *Flato* und *Hibler* (1992) verwenden ein deutlich primitiveres Verfahren zur Berechnung Trajektorien-ähnlicher, den ungefähren Verlauf der Drift wiedergebender Kurven, die sie mit denen beobachteter Meereisbojen vergleichen. Darin gehen lediglich die Monatsmittelwerte der Geschwindigkeiten und der Aufenthaltsorte der Bojen ein. Ein anderes Beispiel für einen Langzeitvergleich zwischen simulierter und beobachteter Trajektorie einer einzelnen Boje ist bei *Vihma* und *Launiainen* (1993) zu finden.

Das hier beschriebene Verfahren muß mehrere wesentliche Unterschiede zwischen den simulierten Modellgeschwindigkeiten und den zu simulierenden Trajektorien berücksichtigen. Erstens ist das Geschwindigkeitsfeld des Modells in Eulerscher Darstellung formuliert, während Trajektorien die Geschwindigkeiten in Lagrangescher Darstellung beschreiben. Zweitens findet die Bewegung der Driftobjekte auf einer räumlichen Skala deutlich unterhalb der Auflösung des großskaligen Modells statt. Dies ist die Konsequenz des CFL-Kriteriums (nach *Courant, Friedrichs, Lewy*; siehe z. B. *Hibler*, 1979) für die numerische Stabilität des Modells, daß kein simulierter Prozeß, insbesondere hier die Translation des Driftkörpers, in einem Zeitschritt eine Gitterzelle durchqueren kann. Die typische Translation einer Eisdriftboje von 10 bis 30 Kilometern pro Tag beträgt sogar nur rund ein Zehntel des Abstandes zweier benachbarter Gitterpunkte.

Das Berechnungsverfahren für die Simulation von Trajektorien besteht darin, für den Anfangszeitpunkt t_0 der Trajektorie die geographischen Koordinaten $(\varphi(t_0), \lambda(t_0))$ festzulegen und fortan für jeden weiteren Zeitschritt t_n eine Translation $(\Delta\varphi(t_n), \Delta\lambda(t_n))$

zu berechnen, aus der sich der neue Ort des Driftkörpers, $(\varphi(t_{n-1}) + \Delta\varphi(t_n), \lambda(t_{n-1}) + \Delta\lambda(t_n))$, ergibt. Dies erfolgt in drei Schritten:

1. Transformation der geographischen Koordinaten in Modellkoordinaten

Die bijektive Abbildung der geographischen Koordinaten (φ, λ) auf die Modellgitterkoordinaten (i_r, j_r) ist durch die Definition des jeweils verwendeten Modellgitters gegeben. Zu beachten ist lediglich, daß die Modellgitterpunkte eine endliche Anzahl diskreter geographischer Orte darstellen, die in Modellgitterkoordinaten durch Paare (i, j) ganzer Zahlen $i \in \{1, 2, 3, \dots, L\}$, $j \in \{1, 2, 3, \dots, M\}$ beschrieben werden.⁵ Die Bojentrjektorien dagegen können durch jeden beliebigen geographischen Ort innerhalb der modellierten Region führen, so daß der jeweilige Aufenthaltsort in Modellgitterkoordinaten (i_r, j_r) ein Paar reeller Zahlen ist, wobei $1 \leq i_r \leq L$ und $1 \leq j_r \leq M$.

2. Bestimmung der Geschwindigkeit des Driftkörpers

Das Geschwindigkeitsfeld $\mathbf{u}(i, j)$ des Modells ist zunächst nur an den diskreten Gitterpunkten (i, j) definiert. Da der Aufenthaltsort (i_r, j_r) des Driftkörpers in der Regel nicht mit einem der Gitterpunkte zusammenfällt, sondern zwischen diesen liegt, muß auch dort eine Geschwindigkeit $\mathbf{u}(i_r, j_r)$ definiert werden.

Der einfachste Ansatz besteht darin, für den Driftkörper die Geschwindigkeit des nächstgelegenen Gitterpunktes $\mathbf{u}(i, j)$ anzunehmen, wobei die Koordinaten i und j durch Runden von i_r und j_r auf den nächsten ganzzahligen Wert bestimmt werden. Bei diesem Ansatz wird für alle Orte innerhalb einer Gitterzelle die gleiche Geschwindigkeit definiert. Beim Übergang des Driftkörpers aus einer Gitterzelle in eine benachbarte findet eine sprunghafte Änderung der zugewiesenen Geschwindigkeit statt.

Ein besserer und für diese Arbeit verwendeter Ansatz besteht in der Interpolation der Geschwindigkeit am Ort (i_r, j_r) aus den Geschwindigkeiten der jeweils vier nächstgelegenen Gitterpunkte (Abb. 3.1). Deren Koordinaten sind bestimmt durch $i \leq i_r \leq i + 1$ und $j \leq j_r \leq j + 1$.

⁵ L und M sind jeweils die Anzahl der Gitterzellen in zonaler und meridionaler Richtung.

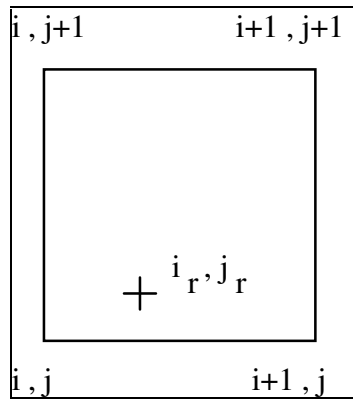


Abb. 3.1. Die Geschwindigkeit am Ort (i_r, j_r) wird durch Interpolation der Geschwindigkeiten der 4 nächstgelegenen Gitterpunkte berechnet.

Die Geschwindigkeit an der Position (i_r, j_r) wird definiert als

$$\mathbf{u}(i_r, j_r) = c_1 \cdot \mathbf{u}(i, j) + c_2 \cdot \mathbf{u}(i+1, j) + c_3 \cdot \mathbf{u}(i, j+1) + c_4 \cdot \mathbf{u}(i+1, j+1) \quad (3.31)$$

Die Koeffizienten c_k , $k \in \{1, 2, 3, 4\}$, werden als Funktion des Abstandes des Driftkörpers zum jeweiligen Gitterpunkt angesetzt. Fordert man, daß zwischen zwei zonal oder meridional benachbarten Gitterpunkten der Gradient der Geschwindigkeit konstant und durch die Differenz der Geschwindigkeiten dieser beiden Gitterpunkte gegeben sein soll, das heißt

$$\frac{\partial}{\partial i_r} \mathbf{u}(i_r, j) = \mathbf{u}(i+1, j) - \mathbf{u}(i, j) \quad (3.32)$$

für zwei zonal benachbarte Gitterpunkte (i, j) , $(i+1, j)$ sowie

$$\frac{\partial}{\partial j_r} \mathbf{u}(i, j_r) = \mathbf{u}(i, j+1) - \mathbf{u}(i, j) \quad (3.33)$$

für zwei meridional benachbarte Gitterpunkte (i, j) , $(i, j+1)$ so folgt daraus der lineare Ansatz für die Koeffizienten

$$c_1 = (1 - (i_r - i)) \cdot (1 - (j_r - j)) = (1 + i - i_r) \cdot (1 + j - j_r) \quad (3.34)$$

$$c_2 = (1 - ((i+1) - i_r)) \cdot (1 - (j_r - j)) = (i_r - i) \cdot (1 + j - j_r) \quad (3.35)$$

$$c_3 = (1 - (i_r - i)) \cdot (1 - ((j+1) - j_r)) = (1 + i - i_r) \cdot (j_r - j) \quad (3.36)$$

$$c_4 = (1 - ((i+1) - i_r)) \cdot (1 - ((j+1) - j_r)) = (i_r - i) \cdot (j_r - j) \quad (3.37)$$

Diese Koeffizienten liegen im Wertebereich $0 \leq c_k \leq 1$, und es gilt $c_1 + c_2 + c_3 + c_4 \equiv 1$.

Zu berücksichtigen sind noch die Randbedingungen an den Grenzen zwischen Wasser und Land. Gibt man als Randbedingung vor, daß das Meereis den Ozean nicht verlassen kann, dann muß die Geschwindigkeit des Driftkörpers stets modifiziert werden, wenn die Translation auf einen Landpunkt führen würde. Für solche Fälle wird die Beschränkung vorgesehen, daß die landwärts gerichtete Komponente der Geschwindigkeit auf 0 gesetzt wird. Die andere Geschwindigkeitskomponente, die eine Drift parallel zur Küste beschreibt, bleibt dagegen unverändert.

3. Berechnung der Translation in geographischen Koordinaten

Die während eines Zeitschritts der Dauer Δt bei einer Driftgeschwindigkeit $\mathbf{u}(i_r, j_r)$ vollzogene Ortsveränderung $(\Delta x, \Delta y)$ in Modellkoordinaten ist $\mathbf{u}(i_r, j_r)\Delta t$. Die Transformation von $(\Delta x, \Delta y)$ in eine Translation $(\Delta\varphi, \Delta\lambda)$ in geographischen Koordinaten ist eine einfache Aufgabe der sphärischen Geometrie. Für den hier gegebenen Fall von Translationen, die klein gegenüber dem Erdradius a sind, gilt in guter Näherung

$$\Delta\varphi = \frac{360^\circ}{2\pi} \frac{v(i_r, j_r)\Delta t}{a} \quad (3.38)$$

$$\Delta\lambda = \frac{360^\circ}{2\pi} \frac{u(i_r, j_r)\Delta t}{a \cos\left(\varphi + \frac{\Delta\varphi}{2}\right)} \quad (3.39)$$

4. Numerisches Schema und Antriebsfunktionen

4.1. Numerisches Schema

Das in den Kapiteln 2 und 3 dargestellte dynamisch-thermodynamische Meereismodell ist ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen. Ausgehend von vorgegebenen Anfangsbedingungen wird die zeitliche und räumliche Entwicklung der prognostischen Variablen beschrieben, wobei die zugrundegelegten zeitabhängigen Dirichletschen Randbedingungen (Antrieb) das Modellverhalten bestimmen.

Die numerische Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen erfolgt auf Grundlage einer räumlichen und zeitlichen Diskretisierung mit einer endlichen Anzahl von Zeitschritten und räumlichen Gitterpunkten, mit finiten Abständen Δt und Δx und entsprechend approximierten Ableitungen $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \frac{\Delta}{\Delta t}$ $\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \frac{\Delta}{\Delta x}$ usw.

Das verwendete Modellgitter ist vom Arakawa-B-Typ. Die Kopplung der Dynamik und der Thermodynamik erfolgt in einem "leap frog"-Verfahren, in dem abwechselnd die dynamischen und die thermodynamischen Differentialgleichungen gelöst werden. Für die Lösung der Impulsgleichung wird ein zentrierter Zeitschritt in einem semi-impliziten, iterativen Prädiktor-Korrektor-Verfahren verwendet. Dieser beträchtliche numerische Aufwand ist dadurch erforderlich, daß die Zeitentwicklung der Eisdriftgeschwindigkeit von den internen Kräften im Eis abhängt, die ihrerseits eine stark nicht-lineare Funktion der Eisdriftgeschwindigkeit und ihrer Ableitungen sind. Die durch einen modifizierten Euler-Schritt beschriebene Zeitentwicklung der thermodynamischen Gleichungen ist trotz der Verwendung von insgesamt 15 verschiedenen Grenzflächen innerhalb einer Gitterzelle numerisch wesentlich weniger aufwendig. Eine ausführliche Darstellung des numerischen Schemas geben *Hibler* (1979, insbes. Appendix A) und *Stössel* (1991).

4.2. Modelldomäne, räumliche und zeitliche Diskretisierung

Die räumliche Region der Simulation (Abb. 4.1) erfaßt das gesamte Weddellmeer. Das Modellgebiet ist im Süden durch den antarktischen Kontinent und im Westen durch die Antarktische Halbinsel begrenzt. Nach Norden ist die Grenze bei 47.5° südlicher Breite so gewählt, daß die Eisgrenze sie auch bei extremer Eisausdehnung (Klimaszenarien) nicht überschreitet. Die östliche Ausdehnung der Modelldomäne bis 60° östlicher Länge gewährleistet, daß der gesamte Weddellwirbel enthalten ist. Die gewählte Diskretisierung

genügt dem CFL-Kriterium, daß kein simulierter Prozeß innerhalb eines Zeitschritts die räumliche Abmessung einer Gitterzelle durchqueren kann.

Modellgitter

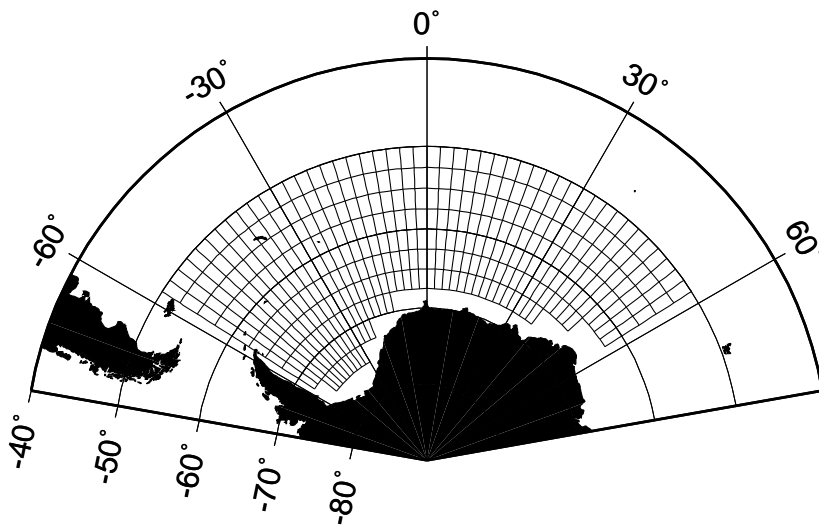


Abb. 4.1. Das Modellgitter (Arakawa-B-Typ). Vektorielle Größen sind an den Schnittpunkten der dargestellten Linien definiert, skalare Größen in der Mitte der Gitterzellen. (Diese Grafik wurde von *H. Fischer* für das Einklassenmodell erstellt.)

Die Diskretisierung des Gitters ist charakterisiert durch:

Zonale Ausdehnung	(geogr. Länge λ)	$-60^\circ \dots +60^\circ$	
Meridionale Ausdehnung	(geogr. Breite φ)	$-80^\circ \dots -47.5^\circ$	
Zonale Auflösung		$\Delta\lambda = 2.5^\circ$	$\Delta x \approx 70 \dots 200 \text{ km}$
Meridionale Auflösung		$\Delta\varphi = 2.5^\circ$	$\Delta y = 278 \text{ km}$
Fläche einer Gitterzelle		$\Delta x \cdot \Delta y \approx 2 \dots 5 \cdot 10^4 \text{ km}^2$	
Anzahl Gitterpunkte, zonal		50	
Anzahl Gitterpunkte, meridional		15	
Gesamtzahl der Gitterzellen		750	
Zeitschritt		$\Delta t = 1 \text{ d} = 24 \text{ h} = 86400 \text{ s}$	
Integrationsschritte (Standardlauf)		2555 (7 Modelljahre à 365 Tage)	

4.3. Randbedingungen

4.3.1. Täglicher Antrieb für den Standardlauf

Die zeitabhängigen Dirichletschen Randbedingungen bilden den Antrieb des Modells, der die räumliche und zeitliche Entwicklung der prognostischen Variablen bestimmt:

Datenquelle	ECMWF (European Centre for Medium Range Weather Forecasts)
Variable	Windgeschwindigkeit (1000 hPa-Niveau) Lufttemperatur am Boden (10 m) rel. Luftfeuchte am Boden (10 m)
Zeitraum	1. Januar 1986 bis 31. Dezember 1987
zeitliche Auflösung	24-Stunden-Mittelwerte
räumliche Auflösung	2.5° x 2.5°

Lufttemperatur und relative Feuchte am Boden (10 m Höhe) wurden aus den ECMWF-Daten für das 850 hPa- und 1000 hPa-Niveau abgeleitet (*Trenberth* und *Olsen*, 1988). Der Vektor der horizontalen Windgeschwindigkeit des 1000 hPa-Niveaus wird direkt als Bodenwind angesetzt (*Stössel*, 1992).

Die zeitlich konstant vorgegebene geostrophische Ozeanströmung ist nach den Simulationsergebnissen von *Olbers* und *Wübbler* (1991) beschrieben. Sie gibt die räumliche Struktur des Weddellwirbels wieder. Der Bewölkungsgrad als Funktion der geographischen Breite ist als zeitunabhängiges, klimatologisches Jahresmittel nach dem Datensatz von *van Loon* (1972) angesetzt. Die Niederschlagsrate ist mangels besserer Daten zeit- und ortsunabhängig mit 35 cm Regenwasser pro Jahr vorgeschrieben, was im unteren Bereich der klimatologischen Niederschlagsraten liegt.

Für die Randbedingungen an den räumlichen Grenzen des Modells werden Land und Wasser unterschieden: An Landgrenzen (Küsten) wird die Geschwindigkeit als (0,0) vorgeschrieben, während an ozeanischen Grenzflächen freier Ein- und Ausstrom von Eis möglich ist (*Hibler*, 1979).

4.3.2. Quasiklimatologischer Antrieb mit 31-Tagemittelwerten

Der für den Standardlauf verwendete täglich variierende Antrieb eignet sich für die Simulation eines speziellen Zeitraums, hier der Jahre 1986 und 1987. Im Unterschied dazu verwenden Simulationen zur Untersuchung langfristiger Klimaveränderungen ein klimatologisches Antriebsfeld, das häufig durch Monatsmittelwerte beschrieben wird und somit eine Zeitskala in der Größenordnung von 30 Tagen aufweist. Um zu untersuchen, wie das Zweiklassenmodell auf einen Antrieb mit monatlichen statt täglichen Werten reagiert, wurde aus den täglichen ECMWF-Daten der Jahre 1986 und 1987 ein "quasiklimatologischer" Antriebsdatensatz mit gleitenden 31-Tagemittelwerten erstellt, der etwa die gleiche Zeitskala wie Monatsmittelwerte besitzt. Für jeden Tag k werden die gleitenden 31-Tagemittelwerte T_k^{31} als arithmetisches Mittel der täglichen ECMWF-Daten T_i^{ECMWF} für den aktuellen Tag, für die 15 vorangehenden sowie die 15 folgenden Tage berechnet:

$$T_k^{31} = \sum_{i=k-15}^{k+15} T_i^{ECMWF} , \quad (4.1)$$

wobei $k \in \{1, 2, 3, \dots, 365\}$ für den Datensatz eines Jahres. T_i^{ECMWF} und T_k^{31} sind jeweils Vektoren mit den 4 Komponenten: Windgeschwindigkeit (u_{wind}, v_{wind}) , Lufttemperatur T_{air} und relative Feuchte q . Für die ersten Tage des Datensatzes sind die Daten der vorangehenden, für die letzten Tage die Daten der darauffolgenden Tage zunächst unbestimmt. Hierfür wird die zyklische Erweiterung definiert:

$$T_i^{ECMWF} := T_{i+365}^{ECMWF} \quad \text{für } i < 1, \text{ und}$$

$$T_i^{ECMWF} := T_{i-365}^{ECMWF} \quad \text{für } i > 365 .$$

Die Bildung der gleitenden 31-Tagemittelwerte wirkt für skalare Größen, d. h. für die einzelnen Komponenten der Antriebsdaten T_i^{ECMWF} , als ein Tiefpaßfilter, das die hochfrequenten Schwankungen ausblendet. Der Betrag des zweidimensionalen Vektors (u_{wind}, v_{wind}) der Windgeschwindigkeit ist, gemittelt über das ganze Jahr, für die 31-Tagemittel kleiner als für den täglichen Antrieb.

4.4. Anfangsbedingungen

Vor dem ersten Integrationsschritt werden die prognostischen Variablen initialisiert:

Eisklassen	100 % glattes Eis, kein rauhes Eis
Eiskonzentration	100 %
Eisdicke	1.0 m
Eisalter	0 d
Eisdriftgeschwindigkeit	(0,0)

Die Anfangsbedingungen werden für das gesamte Modellgebiet räumlich konstant angesetzt. Variationen der Anfangsbedingungen innerhalb sinnvoller Grenzen zeigen, daß das Modell nach Erreichen eines zyklstationären Zustands (nach etwa 5 Jahren) nicht mehr signifikant von der Wahl der Anfangsbedingungen abhängt.

4.5. Programmierung und Rechenaufwand

Der Rechenaufwand für den Standardlauf (7 Modelljahre):

Produktionsrechner	CRAY-YMP am DKRZ, Hamburg
Integrationsschritte	2555
CPU-Zeit	0.27 s / Integrationsschritt 100 s / Modelljahr 700 s / Standardlauf 0.36 ms pro Integrationsschritt und Gitterzelle
max. Speicherbedarf	2 Megaworte
Speicherplatz für Antriebsdaten	25 MByte
Programmiersprache	FORTRAN
Code-Länge	8000 Zeilen (mit Kommentaren)

Der numerisch aufwendigste Teil ist die iterative Lösung der Impulsbilanz mit dem viskos-plastischen Ansatz für die Rheologie. Diese wird durch die Einführung der zweiten Eisklasse nicht wesentlich komplizierter.

5. Einstellung der dynamischen Modellparameter

5.1. Dynamische Parameter

Die Terme der Impulsbilanz enthalten mehrere sog. "dynamische" Parameter, die einen starken Einfluß auf die simulierte Eisdrift haben. Während manche Parameter wie die Gravitationsbeschleunigung g oder der Coriolisparameter f wohlbekannte Konstanten oder Funktionen sind, sind andere Parameter sowohl theoretisch wie auch aus Experimenten nur unzureichend bekannt. Einige der dynamischen Parameter hängen zudem von der räumlichen und zeitlichen Skala sowie von der Art des Antriebs ab. Zu unterscheiden sind z. B. Oberflächenwind und geostrophischer Wind, täglicher und klimatologischer Antrieb usw. Insbesondere die Konstante P^* , welche die Härte des Eises auf der Raum- und Zeitskala der Simulation beschreibt, ist ein reiner Modellparameter, der nicht experimentell gemessen werden kann. Auch können die Schubspannungskoeffizienten, die aus Messungen an einzelnen Eisschollen oder anderen Driftobjekten abgeleitet werden, nicht ohne weiteres auf das großskalige Meereismodell übertragen werden. Der geeignete Satz von Parametern, mit dem die realistischste Simulation der Eisdrift erzielt wird, kann nur durch den Vergleich wiederholter Modellläufe mit unterschiedlichen Parametereinstellungen erfolgen.

Die Ermittlung der optimalen Werte für die dynamischen Parameter mit quantitativen Methoden erfolgt bereits im Rahmen laufender Forschungsprojekte (*Fischer*, persönliche Mitteilung) und ist nicht der Gegenstand dieser Arbeit. Die Simulation der Eisdeformation erfordert jedoch eine realistische Eisdynamik zumindest im Sinne einer qualitativen Übereinstimmung der simulierten Zirkulationsmuster und Driftgeschwindigkeiten mit Beobachtungen. Die zunächst von *Hibler* (1979) übernommenen dynamischen Parameter führten bei Verwendung des täglichen ECMWF-Antriebs mit Oberflächenwinden zu unrealistischer Eisdrift. Dies war vor allem auf die für diesen Antrieb ungeeigneten Schubspannungskoeffizienten $c_a = 1.2 \cdot 10^{-3}$ für die Atmosphäre und $c_w = 5.5 \cdot 10^{-3}$ für den Ozean zurückzuführen. Eine Anpassung der dynamischen Parameter an den verwendeten Antrieb erwies sich als unumgänglich. Diese erfolgte mithilfe der durch das Modell simulierten Trajektorien. Zur qualitativen Beurteilung der simulierten Eisdrift, insbesondere im Vergleich mit beobachteten Bojentrjektorien, hat sich dieses Verfahren als nützlich erwiesen.

Der wichtigste dynamische Parameter ist das Verhältnis c_a/c_w der Schubspannungskoeffizienten für Atmosphäre (Windantrieb) und Ozean (Bremsreibung

und Strömungsantrieb). Je höher dieses Verhältnis angesetzt ist, umso höhere Eisdriftgeschwindigkeiten erzeugt ein gegebenes Windfeld. Die Absolutwerte der beiden Schubspannungskoeffizienten c_a und c_w haben einen geringeren Einfluß auf die simulierte Eisdrift als ihr Verhältnis c_a/c_w . Zwei Simulationen mit demselben Verhältnis $c_a/c_w = 0.5$, aber unterschiedlichen Schubspannungskoeffizienten

$$\text{Fall a) } \quad c_a = 1.5 \cdot 10^{-3} \quad c_w = 3 \cdot 10^{-3} \quad (\text{Standardlauf})$$

$$\text{Fall b) } \quad c_a = 2.75 \cdot 10^{-3} \quad c_w = 5.5 \cdot 10^{-3} \quad (c_w \text{ nach } McPhee, 1979)$$

zeigten keinen wesentlichen Unterschied in den Modellresultaten.

Ein weiterer wichtiger dynamischer Parameter ist P^* zur Beschreibung der Eishärte. Eine Verringerung des Wertes für P^* macht das Eis weicher, erleichtert dessen Bewegung und führt zu allgemein höheren Driftgeschwindigkeiten. Die Deformation des Eises ist größer und führt insbesondere in Regionen mit hoher Konvergenz der Eisdrift zu einem raschen Anwachsen der Eismenge. Umgekehrt bewirkt eine Erhöhung der Eishärte P^* größere interne Spannungen \mathbf{F} in der Impulsbilanz (2.32); das Eis widersetzt sich dann mehr der Kompression oder Scherdeformation und zeigt allgemein geringere Driftgeschwindigkeiten. Im Unterschied zu den Schubspannungskoeffizienten, von denen die Eisdrift im gesamten Modellgebiet abhängt, hat der Eishärteparameter P^* nur in Regionen hoher Eiskonzentration A und zugleich hoher Deformationsraten $\dot{\epsilon}_{ij}$ einen relevanten Einfluß auf die Eisdrift.

Die anderen beiden dynamischen Parameter, C^* im Eiskonzentrationsfaktor $C(A)$ und die Exzentrizität e der elliptischen Fließkurve, wurden für den Standardlauf auf die allgemein üblichen, von *Hibler* (1979) benutzten Werte $C^* = 20$ und $e = 2$ gesetzt.

5.2. Vergleich der Simulationsergebnisse mit Bojentrjektorien

Für den Zeitraum und die Region der Simulation standen die Positionsdaten von 6 ARGOS-Bojen zur Verfügung: die vom Scott Polar Research Institute (SPRI)/ British Antarctic Survey (BAS) Anfang 1986 ausgesetzte Boje 534 (*Rowe et al.*, 1989) sowie die insgesamt fünf, in zwei Gruppen während des Winter Weddell Sea Project (WWSP) 1986 ausgesetzten und 1987 verfolgten Bojen 3311, 3312, 3313, 3314, und 3316 (*Kottmeier und Hartig*, 1990). Für den Vergleich zwischen simulierten und beobachteten

Trajektorien wurden Zeiträume gewählt, in denen die Bojen mit hoher Wahrscheinlichkeit im Meereis eingeschlossen waren:

- | | |
|-------------------------------------|---------------------------------|
| 1. Mai 1986 bis 31. Dezember 1986 | für die Boje 534 des SPRI/BAS |
| 1. April 1987 bis 31. Dezember 1987 | für die fünf Bojen des WWSP '86 |

Abbildung (5.1) zeigt die beobachteten und die simulierten Trajektorien der Bojen für den Standardlauf des Modells mit täglichem ECMWF-Antrieb. Die beiden Bojengruppen des WWSP '86 werden durch jeweils ein Beispiel, die Bojen 3311 und 3314, repräsentiert. Die mit den Bojenbezeichnungen versehenen Startpunkte der Trajektorien befinden sich jeweils an deren südlichen Enden. Dem Weddellwirbel folgend driften die Bojen zunächst nach Nordwesten, dann nach Norden und schließlich unter dem Einfluß des Antarktischen Zirkumpolarstroms und der dort vorherrschenden Westwinde zunehmend in östlicher Richtung.

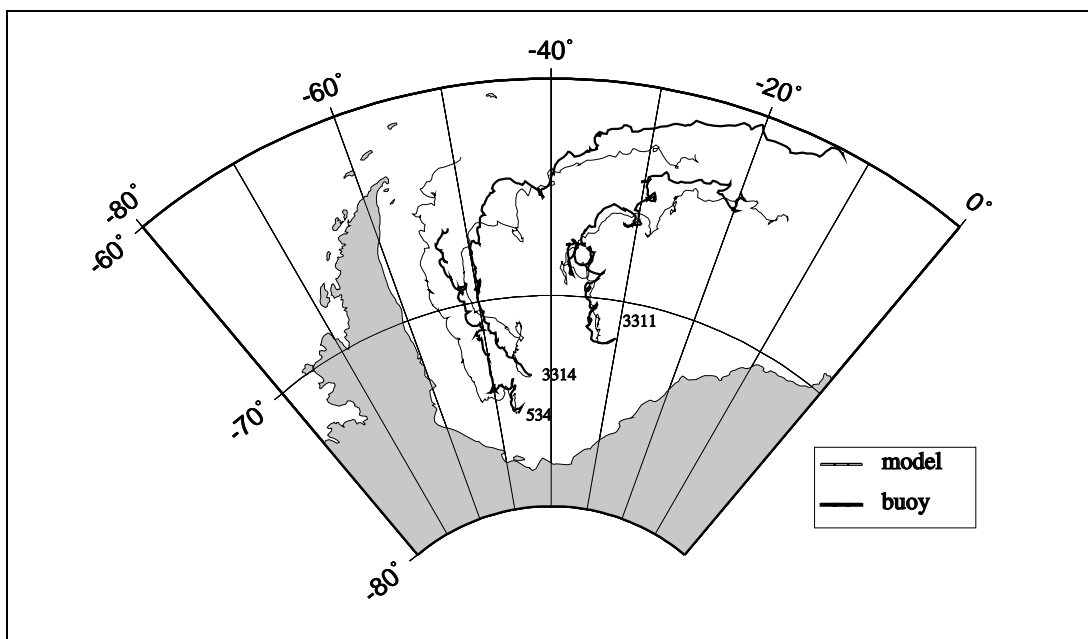


Abb. 5.1. Vergleich von Bojentrjektorien (dicke Linien) und simulierten Trajektorien (dünne Linien) für den Standardlauf des Meereismodells mit Schubspannungskoeffizienten $c_a = 1.5 \cdot 10^{-3}$ und $c_w = 3.0 \cdot 10^{-3}$ und einer Eishärte $P^* = 20\,000 \text{ N/m}^2$.

Sowohl die großskalige Struktur der Bojentrjektorien als auch kleinskalige Charakteristika wie Schleifen und ähnliche Muster der Bewegung auf der Zeitskala weniger Tage werden vom Modell wiedergegeben. Die qualitativ gute Übereinstimmung

von Modellergebnissen und Beobachtungen auch über den langen Zeitraum von acht bzw. neun Monaten ist insbesondere deshalb bemerkenswert, weil bei den simulierten Trajektorien die Fehler akkumulieren: Eine am Anfang einer Trajektorie auftretende Abweichung zwischen Simulation und Beobachtung führt dazu, daß die simulierte Boje in den Einfluß eines anderen Geschwindigkeitsfeldes gerät als die beobachtete, so daß eine sich selbst verstärkende Tendenz zum Auseinanderdriften von simulierter und beobachteter Trajektorie besteht.

Neben diesem numerischen Effekt ist zu berücksichtigen, daß auch reale Bojen, die zeitgleich in geringem Abstand voneinander, beispielsweise innerhalb der Region einer einzelnen Modellgitterzelle, ausgesetzt wurden, im Laufe der Zeit zunehmend auseinanderdriften und verschiedene Trajektorien beschreiben. Dies ist das Resultat von Prozessen und Kräften, die auf räumlichen und zeitlichen Skalen deutlich unterhalb der Modellauflösung stattfinden: Die Drift einer auf einer Eisscholle ausgesetzten Boje vollzieht alle Beschleunigungen (z. B. bei Kollisionen mit anderen Eisschollen) und die dadurch bewirkten Bewegungen (Translationen, Rotationen) dieser individuellen Eisscholle mit. In der räumlichen und zeitlichen Auflösung des großskaligen Meereismodells wird jedoch nicht die Bewegung einer einzelnen Eisscholle, sondern eine mittlere Bewegung des Eisfeldes einer Region prognostiziert. Der Maßstab für die Güte der Modellprognosen kann daher nicht die exakte Übereinstimmung der simulierten Trajektorien einzelner Bojen mit den beobachteten sein; anzustreben ist, daß das Modell die mittlere Bewegung der Eisdrift, welche z. B. durch Gruppen mehrerer Bojen in einer Region beschrieben wird, bestmöglich wiedergibt.

Der Unterschied der Endpunkte der Trajektorien in Abb. 5.1 zeigt eine Differenz zwischen Modell und Beobachtung in der mittleren Driftgeschwindigkeit über die Gesamtlänge der jeweiligen Trajektorien. Für die Bojen 3311 und 534 ist die mittlere simulierte Geschwindigkeit zu hoch, so daß die simulierten Trajektorien zu weit nach Osten bzw. Norden führen. Dagegen ist für die Boje 3314 die simulierte Geschwindigkeit geringer als die beobachtete. Variationen der dynamischen Parameter zeigen allgemein das Resultat, daß die simulierten Trajektorien nicht für alle Bojen zugleich optimiert werden können. Verbessert eine Parameterveränderung die Modellergebnisse für eine Boje, so bewirkt dies zugleich eine Verschlechterung der Simulation anderer Bojen. Dieser Umstand, daß eine optimale Angleichung für alle Bojen zugleich nicht erzielt werden kann, hat Ursachen, die außerhalb der Frage der bestmöglichen Einstellung der dynamischen Parameter liegen:

- Die ECMWF-Antriebsdaten sind Resultat einer Analyse einer nicht sehr großen Anzahl an Beobachtungen für das Weddellmeer, in deren Auswertung zudem einige nicht realitätsnahe Annahmen eingehen (z. B. eine klimatologisch vorgegebene Eisdecke mit einem Bedeckungsgrad A von stets 100%, unzureichende Berücksichtigung orographischer Effekte). Es ist daher fraglich, wie genau das ECMWF-Windfeld die tatsächlich auftretenden Winde im Weddellmeer beschreibt. Auch für die ECMWF-Temperaturen zeigen sich teilweise deutliche Abweichungen zu Bojenmessungen vor Ort (*Fischer*, persönliche Mitteilung).

- Ob die großskalige Dynamik des Meereises in der Natur tatsächlich durch die verwendete viskos-plastische Rheologie beschrieben werden kann oder aber ob es ein qualitativ anderes Fließverhalten zeigt, ist derzeit noch eine offene Frage, die durch den Vergleich verschiedener Rheologieansätze mit einem Verifikationsdatensatz aus Beobachtungen zu klären sein sollte.

- Wegen der Wechselwirkung von Dynamik und Thermodynamik bedingt eine unzureichende Simulation der Thermodynamik auch Fehler in der Simulation der Dynamik. Beispielsweise führt eine überhöhte Prognose für die Eiskonzentration zu einer Überschätzung der inneren Kräfte im Eis. Solche Fehler, die ihre Ursache in Unzulänglichkeiten des thermodynamischen Antriebs wie auch in dem Modellansatz für die Beschreibung der Thermodynamik haben, können durch eine Veränderung der dynamischen Parameter nicht beseitigt werden.

Die Schwierigkeiten, die dynamischen Parameter mittels simulierter Trajektorien einzustellen, ergeben sich allerdings nur für den Feinabgleich in der Nähe der optimalen Einstellung. Seine Stärke zeigt das Verfahren der Trajektorien-Simulation dagegen beim Ausschluß solcher Parametersätze, die zu einer insgesamt unrealistischen Eisdrift führen. Wegen der oben angeführten Fehlerakkumulation reagieren die simulierten Trajektorien wesentlich sensitiver auf Parameterfehleinstellungen als das Feld der Eisdriftgeschwindigkeit selbst. Abb. 5.2 liefert als ein Beispiel dafür, wie die simulierten Trajektorien ein Fehlverhalten der Eisdynamik aufzeigen, die Ergebnisse einer Simulation mit gegenüber dem Standardlauf geänderten Schubspannungskoeffizienten $c_a = 1.2 \cdot 10^{-3}$ und $c_w = 5.5 \cdot 10^{-3}$ und geänderter Eishärte $P^* = 27\,500 \text{ N/m}^2$. Diese Werte wurden von *Hibler* und *Ackley* (1983) für ein Meereismodell der Arktis verwendet. Die simulierten Trajektorien haben hier die gleichen Startpunkte und Laufzeiten wie in Abb. 5.1 für den Standardlauf.

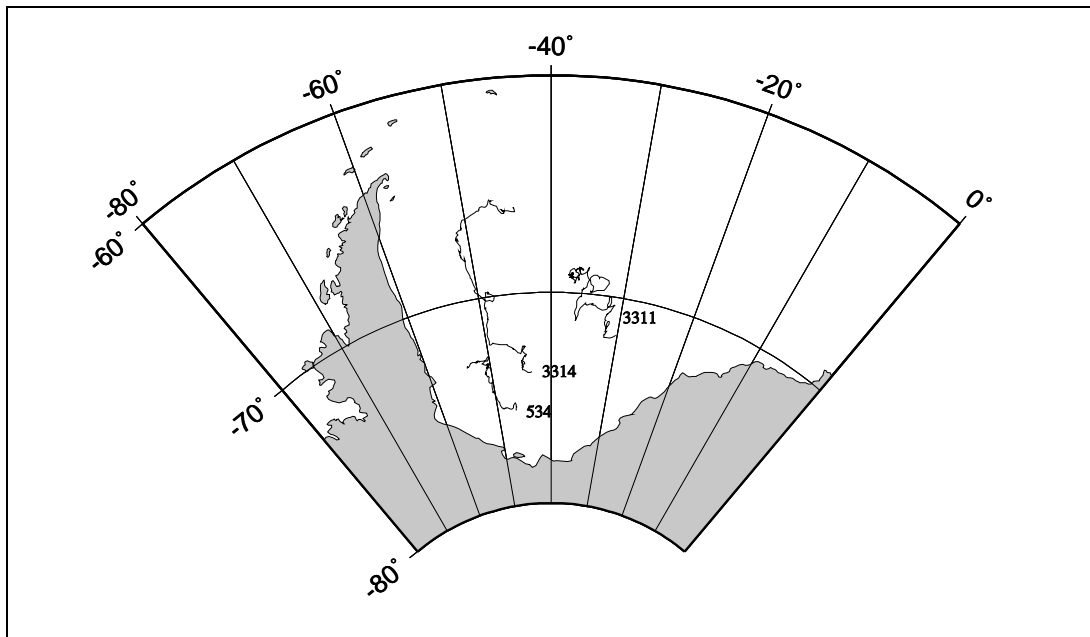


Abb. 5.2. Simulierte Trajektorien für Schubspannungskoeffizienten $c_a = 1.2 \cdot 10^{-3}$ und $c_w = 5.5 \cdot 10^{-3}$ und Eishärte $P^* = 27\,500 \text{ N/m}^2$. Die Anfangspositionen und der dargestellte Zeitraum sind der gleiche wie in Abb. 5.1. Die Driftgeschwindigkeit der simulierten Bojen ist stark reduziert, und auch die Form der Trajektorien ist gegenüber dem Standardlauf deutlich verändert.

5.3. Einstellung der dynamischen Parameter für den Standardlauf

Für den Standardlauf des Modells sollte das gesamte Feld der Driftgeschwindigkeit möglichst realistisch prognostiziert werden. Die Auswahl des Parametersatzes für den Standardlauf erfolgte so, daß damit die Drift aller sechs Bojen realistisch simuliert wird, auch wenn diese Parametereinstellung jeweils für einzelne Bojentrjektorien nicht optimal sein muß.

Die simulierten Trajektorien der fünf Bojen des WWSP '86 im zentralen Weddellmeer zeigen nur eine geringe Abhängigkeit vom Eishärteparameter P^* . Anhand dieser Bojen wurde daher im ersten Schritt eine geeignete Wahl der Schubspannungskoeffizienten c_a und c_w vorgenommen. Im zweiten Schritt wurde anhand der Boje 534 des SPRI/BAS der Eishärtenparameter P^* eingestellt. Diese Boje reagiert wegen der relativ hohen Eisdicken und -konzentrationen entlang der Antarktischen Halbinsel sensitiv auf Variationen der Eishärte.

Nach Vergleich von mehr als hundert Simulationen mit verschiedenen Parametersätzen wurden für den Standardlauf die folgenden Parameter gesetzt:

$\frac{c_a}{c_w} = 0.5$	$c_a = 1.5 \cdot 10^{-3}$	$c_w = 3 \cdot 10^{-3}$	$P^* = 20\,000 \frac{N}{m^2}$
-------------------------	---------------------------	-------------------------	-------------------------------

Das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten $c_a/c_w = 0.5$ stimmt überein mit dem von *McPhee* (1980) und *Leppäranta* (1981) für Oberflächenwinde (10 m Höhe) angegebenen und von *Vihma* und *Launiainen* (1993) durch Bojenmessungen bestätigten Wert. Die Absolutwerte der Schubspannungskoeffizienten liegen im unteren Bereich der in der Literatur angegebenen Werte (siehe z. B. *Overland* (1985) für eine Übersicht).

Der Eishärteparameter $P^* = 20\,000 \text{ N/m}^2$ ist geringer angesetzt als der von *Hibler* und *Ackley* (1983) für die Arktis verwendete Wert $P^* = 27\,500 \text{ N/m}^2$ und liefert für das Weddellmeer etwas bessere Resultate. Da die Eishärte P neben P^* durch die Eiskonzentration A und die mittlere Eisdicke h bestimmt ist, welche stark von der Thermodynamik abhängen, setzen weitergehende Bestrebungen zur Suche des besten Wertes für P^* eine umfassende Optimierung aller Modellkomponenten voraus.

5.4. Dynamische Parameter für einen quasi-klimatologischen Antrieb

Um zu testen, inwiefern die dynamischen Parameter bei Verwendung eines klimatologischen statt eines täglichen Antriebs verändert werden müssen, wurde eine Simulation mit den über 31 Tage gemittelten ECMWF-Antriebsdaten durchgeführt (Abb. 5.3). Die Zeitskala dieses quasi-klimatologischen Antriebs entspricht der klimatologischer Monatsmittel. Der einzige gegenüber dem Standardlauf variierte Parameter ist die Eishärte $P^* = 10\,000 \text{ N/m}^2$. Sie wurde auf die Hälfte des Standardwertes gesetzt, um bei dem betragsmäßig schwächeren Windfeld eine mit dem Standardlauf vergleichbare Deformation des Eises zu ermöglichen. Da die klimatologischen Monatsmittelwerte des Windfelds die kurzzeitigen Fluktuationen nicht enthalten, ist im Vergleich zum täglichen Windfeld deren Betrag der Windgeschwindigkeit reduziert, und die zeitlichen und räumlichen Variationen sind wesentlich geringer.

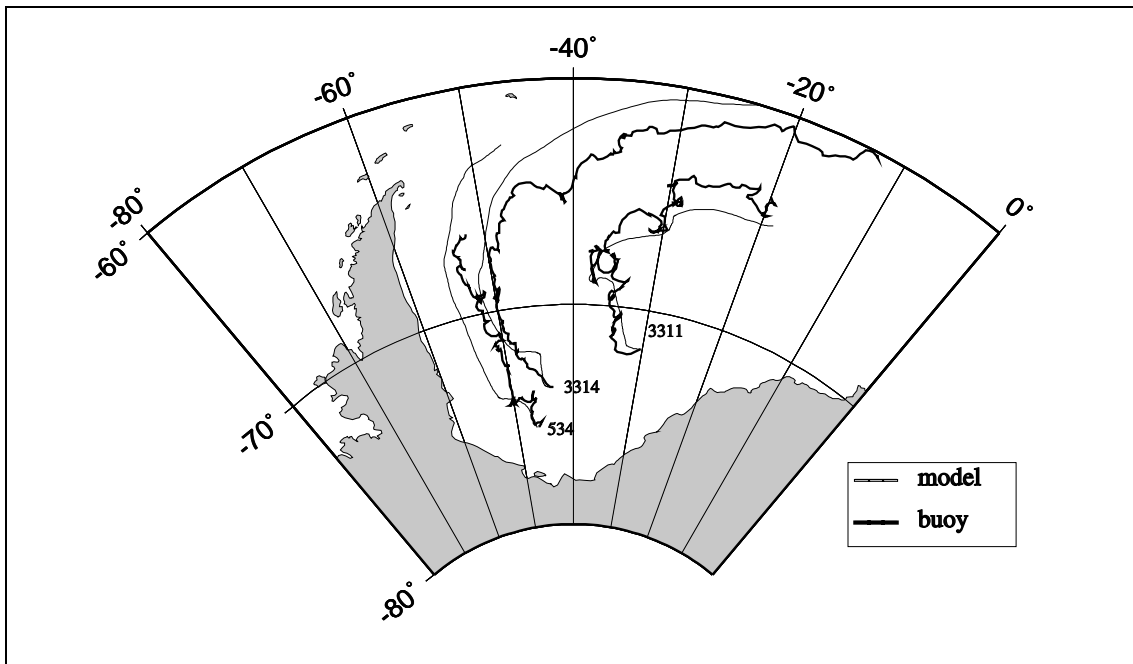


Abb. 5.3. Vergleich von Bojentrjektorien (dicke Linien) und simulierten Trajektorien (dünne Linien) für den Antrieb mit 31-Tagemittelwerten. Der Eishärteparameter P^* wurde auf $10\,000\text{ N/m}^2$ reduziert, während alle anderen Parameter des Standardlaufs unverändert übernommen wurden. (Die simulierte Trajektorie der Boje 3314 führt nicht über den Rand der Darstellung hinaus, sondern endet am 31.12.87 etwa am 60. Breitengrad.)

Bemerkenswert ist die Ähnlichkeit der simulierten mit den beobachteten Trajektorien, obwohl die Zeitskala des Windantriebs um den Faktor 31 verändert wurde. Die einzige erforderliche Parameterveränderung ist die Verringerung der Eishärte P^* . Ein weiterer Modell-Lauf mit 31-Tagemittelwerten und dem Standardwert $P^* = 20\,000\text{ N/m}^2$ des täglichen Antriebs führte zu einer deutlich zu kleinen Driftgeschwindigkeit der Boje 534 und zeigte damit, daß eine Anpassung des Eishärtenparameters an die Zeitskala des Antriebs tatsächlich notwendig ist.

Wie beim Standardlauf ist auch hier die Boje 534, deren Trajektorie in der Nähe der Küste durch eine Region mit einem hohen Anteil deformierten Eises verläuft, die einzige der sechs Bojen, die bei einer Veränderung der Eishärte P^* ein signifikant anderes Verhalten zeigt. Dieser nur lokal wirksame Effekt des Eishärteparameters P^* unterscheidet sich vom Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten c_d/c_o , das die Eisdrift in der gesamten modellierten Region bestimmt.

6. Simulationsresultate des Standardlaufs

Der Standardlauf des Zweiklassenmodells besteht aus 2555 Integrationsschritten für 7 simulierte Jahre à 365 Tage. Er wird mit dem täglichen ECMWF-Antrieb durchgeführt. Die ersten sechs Jahre sind die Vorlaufzeit zum Erreichen eines zyklstationären Zustands und verwenden die Antriebsdaten des Jahres 1986. Für das siebte Jahr, in dem die hier dargestellten Simulationsergebnisse erzeugt werden, kommt der Antrieb von 1987 zur Anwendung. Abb. 6.1 stellt das Eisvolumen [10^3 km^3] und die eisbedeckte Fläche [10^6 km^2] des gesamten Modellgebiets als Zeitserie des siebenjährigen Modell-Laufs dar.

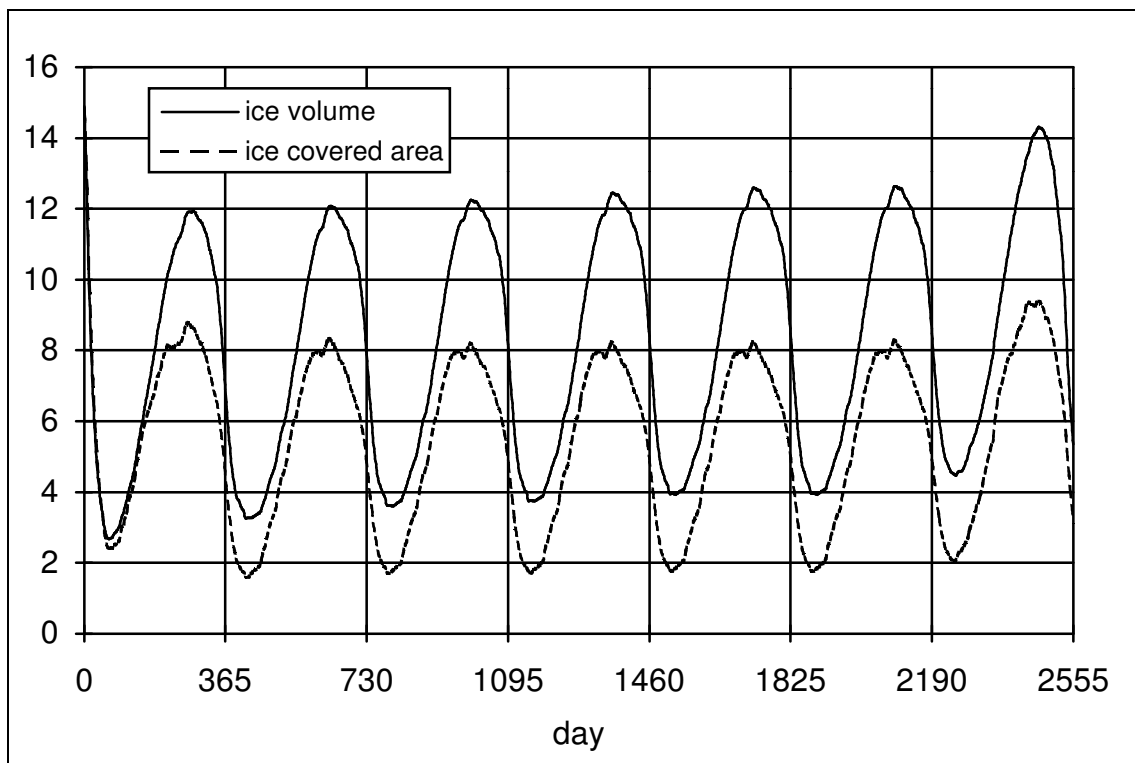


Abb. 6.1. Zeitserie des Eisvolumens [10^3 km^3] und der eisbedeckten Fläche [10^6 km^2] des gesamten Modellgebiets. Während der ersten 6 Jahre mit dem ECMWF-Antrieb von 1986 wird ein zyklstationärer Zustand erreicht. Die Simulationsergebnisse werden im 7. Jahr mit dem ECMWF-Antrieb von 1987 erzielt.

Die Abb. 6.1 zeigt, daß während der ersten sechs Jahre tatsächlich ein zyklstationärer Zustand erreicht wird, bei dem am Ende des Jahres nahezu der gleiche Zustand wie zu Beginn des Jahres vorliegt. Für das siebte Jahr mit dem Antrieb von 1987 gilt dieses

nicht, denn ein zyklstationärer Zustand wird erst nach mehreren Jahren mit demselben Antrieb erreicht. Alle folgenden Darstellungen der Simulation aus dem siebten Jahr weisen daher i. a. am Ende des simulierten Jahres 1987 einen anderen Zustand als zu dessen Beginn auf.⁶ Dies entspricht dem Verhalten des Meereises in der Natur, dessen Entwicklung auch nicht zyklstationär verläuft, sondern interannual variiert.

Ein Vergleich zwischen dem Standardlauf des Ein- und des Zweiklassenmodells zeigt, daß der Unterschied der Simulationsergebnisse für das gesamte Eisvolumen und die gesamte eisbedeckte Fläche weniger als 1% beträgt. Lokal können die Unterschiede in der Eiskonzentration und -dicke etwas größer ausfallen, bleiben aber auf weniger als 10% beschränkt. Ebenso sind die räumlichen Verteilungsmuster für A und h beider Modelle sehr ähnlich. Dies führt zu der befriedigenden Feststellung, daß die Einführung einer zweiten Eisklasse *keine* wesentlichen Modifikationen der Eigenschaften des Einklassenmodells erzeugt, sondern im wesentlichen die (Deformations-)Prozesse offenlegt, die im Einklassenmodell bereits enthalten sind.

Hinsichtlich der Entwicklung der Größen h und A , die das ganze Eis einer Gitterzelle als Summe der Beiträge aller Eisklassen beschreiben, unterscheiden sich das Ein- und das Zweiklassenmodell in der Verteilung der Eisdicken: Das Einklassenmodell enthält nur Eis einer Dicke, das Zweiklassenmodell dagegen dünnes, nicht-deformiertes Eis und dickes, deformiertes Eis. Dieser grundlegende Unterschied in der Dicke der beiden Klassen nicht-deformierten und deformierten Eises wird zwar etwas modifiziert, aber im wesentlichen nicht aufgehoben dadurch, daß die thermodynamischen Berechnungen für jede Eisklasse eine durch 7 Dicken approximiertere Gleichverteilung der Eisdicke um die mittlere Dicke der Klasse annehmen. Das Verhältnis der Dicke rauhen Eises zu der glatten Eises hängt wesentlich vom Deformationsparameter R_A ab: Für kleinere R_A ist dieses Verhältnis größer, wobei in erster Näherung ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang besteht. Daher wird der Unterschied der Simulationsergebnisse des Zweiklassenmodells im Vergleich zu denen des Einklassenmodells größer, wenn R_A kleiner gewählt und dadurch der Dickenunterschied der beiden Eisklassen vergrößert wird. Obwohl die Simulation des Zweiklassenmodells also vom Deformationsparameter R_A abhängt, ist R_A *kein* zusätzlicher Parameter, mit dem sich das Modell willkürlich tunen ließe: Die mittlere Eisdicke beider Klassen zusammen ändert sich nur um wenige

⁶Z. B. wird im Jahr 1987 insgesamt mehr Eisvolumen geschmolzen als gefroren (Abb. 6.1 und 6.4).

Prozent, wenn R_A im Rahmen sinnvoller Grenzen variiert wird, die dadurch gegeben sind, daß die Dicken der beiden Eisklassen im Rahmen der beobachteten Werte liegen sollen. Beispielsweise führt ein Wert von 0.1 für R_A im Weddellmeer zu einer völlig unrealistischen Dicke von 11 m für das deformierte Eis, so daß dieser Wert für R_A mit Sicherheit zu klein ist. Selbst bei dieser Fehleinstellung von R_A erhöht sich das gesamte Eisvolumen des Modells lediglich um 10% gegenüber dem Standardlauf. Für die Eiskonzentration A ist der Unterschied zwischen Ein- und Zweiklassenmodell noch geringer als für die mittlere Eisdicke h und überschreitet auch in einzelnen Gitterzellen kaum 2%.

Der Vergleich der räumlichen Verteilung der Eiskonzentration aus Modellprognose (Abb. 6.2) und aus Satellitenbeobachtungen mit dem SSM/I-Sensor (Abb. 6.3) für das Monatsmittel des Septembers 1987 zeigt, daß die Winterausdehnung⁷ der Eisdecke des Weddellmeers recht gut simuliert wird. Als wichtigste, gut übereinstimmende Merkmale sind die hohe Eiskonzentration von mehr als 85% im gesamten zentralen Weddellmeer sowie die Lage der Eiskante festzustellen. Im Westen ist die beobachtete Eiskante weiter nördlich als im Osten, was auch vom Modell reproduziert wird. Das betrachtete Modellgebiet erstreckt sich von 60° West bis 60° Ost, während die Darstellung der geographischen Region von 80° West bis 80° Ost reicht und an den seitlichen Rändern daher keine Eisdecke zeigt. Diese Darstellungsform wurde gewählt, um die Antarktische Halbinsel zur Orientierung mit abzubilden. Für den Vergleich der beiden Abbildungen ist zu beachten:

- Die räumliche Auflösung des Meereismodells ist zwei- bis viermal gröber als die der SSM/I-Satellitenbeobachtung. Der Abstand der Küste zum nächsten Modellgitterpunkt beträgt an manchen Stellen mehr als 100 km. Kleinskalige Strukturen, insbesondere am Eisrand oder Polynen an den Küsten, können vom Modell nicht aufgelöst werden.
- Die Satellitenbeobachtung gibt den wahren Zustand der Eisdecke nicht fehlerfrei wieder. Allein die verschiedenen Auswertungsalgorithmen für die Satellitendaten liefern um bis zu 20% voneinander abweichende Angaben der Eiskonzentration.

⁷Die Jahreszeiten werden hier nicht nach der Kalenderdefinition benannt, sondern nach den Phasen des Jahresgangs des Eises. Winter ist die Zeit kalter Temperaturen und hoher Gefrierzeiten, Sommer die Phase hoher Temperaturen und hoher Schmelzraten. Das Maximum und Minimum des gesamten Eisvolumens markieren das Ende des Winters bzw. des Sommers.

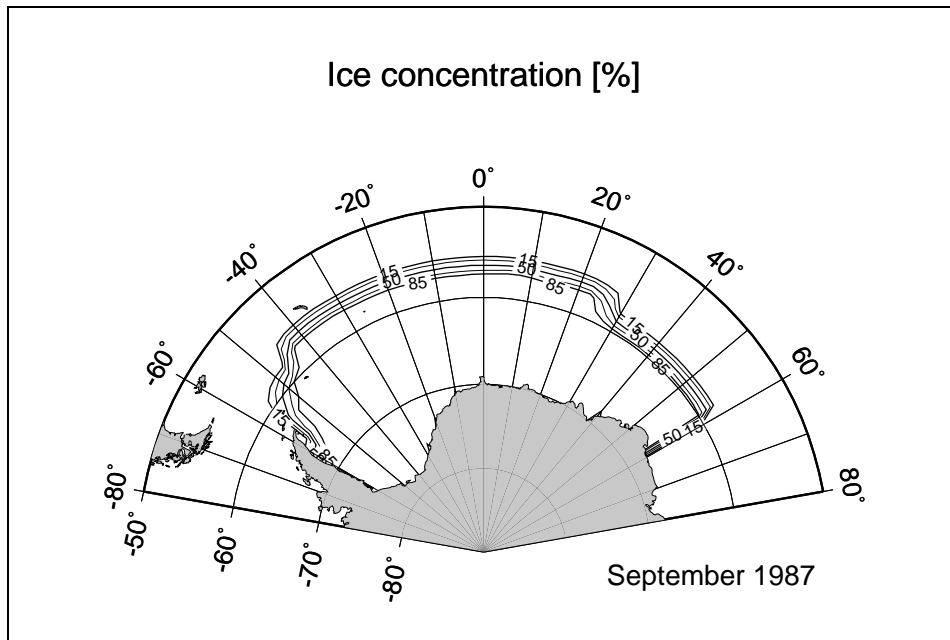


Abb. 6.2. Vom Meereismodell simulierte Eiskonzentration A für September 1987.

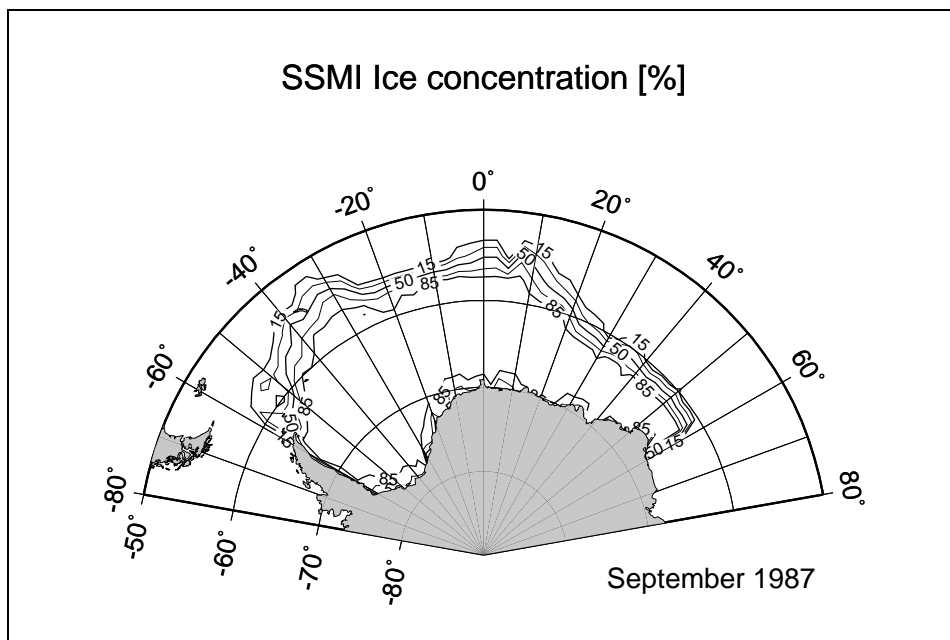


Abb. 6.3. Vom SSM/I-Satellitensensor beobachtete Eiskonzentration A für September 1987. Die Auswertung der Satellitendaten erfolgte durch K. Saheicha nach dem Comiso-Algorithmus.

Die Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung ist für die Sommermonate nicht so gut. Das Meereismodell schmilzt im Sommer nicht genügend Eis, da die Lufttemperaturen der ECMWF-Daten im Sommer systematisch zu niedrig liegen. Das ECMWF setzt eine klimatologisch gegebene Eiskonzentration von konstant 100%

voraus und unterschätzt somit den Wärmefluß des Ozeans in die Atmosphäre, der vor allem in den Rinnen offenen Wassers hoch ist. Ferner nimmt das ECMWF eine durch die Eigenschaften des Meerwassers bestimmte, unrealistische Schmelztemperatur von -1.7°C für die Oberfläche des Eises an, während die oberste Schicht des Meereises tatsächlich einen i. a. sehr niedrigen Salzgehalt und daher eine deutlich höhere Schmelztemperatur in der Nähe von 0°C für Süßwasser besitzt. Während der Sommermonate ist daher die ECMWF-Lufttemperatur in Bodennähe, die stark von der dann auf dem Schmelzpunkt befindlichen Eisoberflächentemperatur bestimmt ist, zu niedrig. Ein Korrekturverfahren anhand bojengestützter Temperaturmessungen wird gegenwärtig von Fischer (1994, persönliche Mitteilung) entwickelt, konnte für die hier vorgestellten Simulationen jedoch noch nicht angewendet werden.

Den Jahresgang des über das gesamte Modellgebiet integrierten Volumens der beiden Eisklassen zeigt Abb. 6.4.

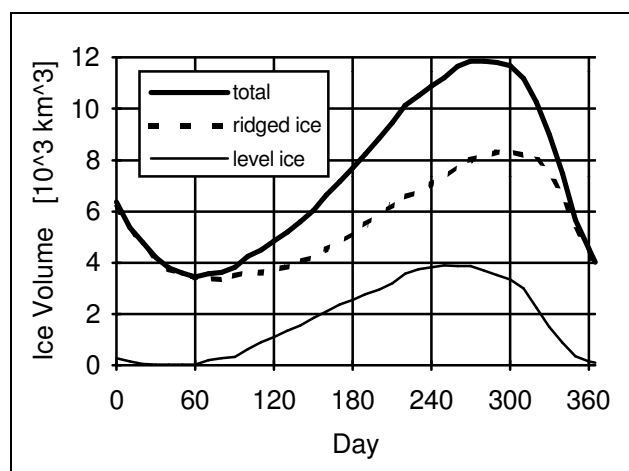


Abb. 6.4. Jahresgang 1987 des über das gesamte Modellgebiet integrierten Volumens [10^3 km^3] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und beider Eisklassen zusammen (dicke, durchgezogene Linie). Im Sommer wird das nicht-deformierte Eis nahezu vollständig geschmolzen.

Das saisonale Minimum des gesamten Eisvolumens wird etwa am 1. März (60. Tag), das Maximum etwa am 1. Oktober (274. Tag) erreicht. Bemerkenswert sind zwei Unterschiede zwischen den beiden Eisklassen:

1.) Im Sommer wird das nicht-deformierte Eis praktisch völlig geschmolzen, während das Volumen deformierten Eises nur auf die Hälfte seines Wintermaximums zurückgeht. Dies ist eine Folge der unterschiedlichen Dicke der beiden Eisklassen. Das deformierte

Eis ist dicker als das nicht-deformierte und benötigt bereits deshalb bei gegebener Schmelzrate eine längere Zeit, um ganz geschmolzen zu werden. Hinzu kommt, daß dessen größere Dicke den konduktiven Wärmefluß verringert und die thermodynamischen Prozesse - hier das Schmelzen - verlangsamt. Der Jahresgang des relativen Anteils deformierten Eises am gesamten Eisvolumen sowie an der gesamten eisbedeckten Fläche ist in Abb. 6.5 dargestellt.

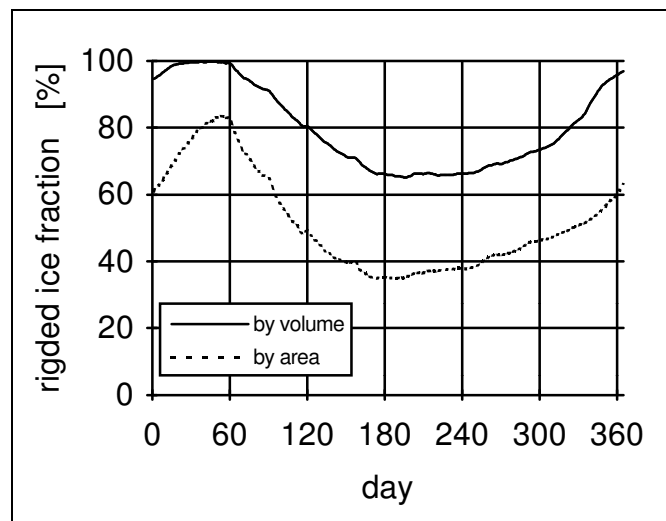


Abb. 6.5. Jahresgang des Anteils [%] des deformierten Eises am gesamten Eisvolumen (durchgezogene Linie) und an der gesamten eisbedeckten Fläche (gestrichelte Linie).

Der Dickenunterschied der beiden Eisklassen begründet, daß der Volumenanteil rauhen Eises stets größer als dessen Flächenanteil ist. Im Sommer erreicht der Volumenanteil rauhen Eises mehr als 99%, während dessen Flächenanteil nur etwas mehr als 80% beträgt. Dies resultiert daraus, daß in den nördlichen Regionen schon fast alles glatte Eis geschmolzen wurde und lediglich in den kalten, südlichen Gebieten sehr dünnes, glattes Neueis gefroren wird, welches eine im Verhältnis zu seinem Volumen relativ große Fläche bedeckt.

2.) Das Wintermaximum des Eisvolumens wird für das nicht-deformierte Eis rund 60 Tage früher erreicht als für das deformierte Eis. Der Grund dafür ist aus dem Vergleich der thermodynamischen Wachstumsrate mit der Transformationsrate glatten Eises in rauhes ersichtlich (Abb. 6.6).

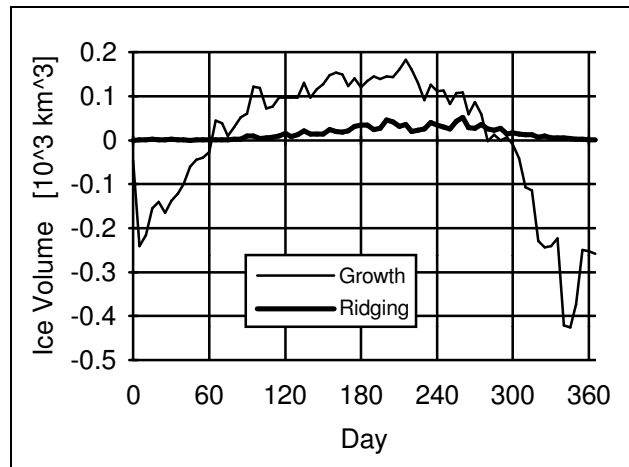


Abb. 6.6. Jahresgang des Volumens [10^3 km^3] des täglich thermodynamisch gebildeten (dünne Linie) und des täglich deformierten (dicke Linie) Eises, integriert über das gesamte Modellgebiet. Negative Wachstumsraten zeigen Schmelzen an. Das Maximum des täglich deformierten Eisvolumens wird erst gegen Ende der Gefrierperiode erreicht.

Während die Gefrierperiode für das gesamte Eisvolumen etwa am 1. März beginnt und am 1. Oktober endet, setzt die Transformation glatten Eises in rauhes erst wesentlich später, etwa ab dem 1. Mai (121. Tag), ein, erreicht ihr Maximum gegen Ende der Gefrierperiode und findet in reduziertem Umfang auch dann noch statt, wenn das gesamte Eisvolumen im Mittel bereits wieder geschmolzen wird. Am Anfang der Gefrierperiode überwiegt die Bildung glatten Neueises, welches bei geringer Dicke rasch große Flächen bedeckt. Die Eisdecke ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht geschlossen (Eiskonzentrationen unterhalb 80%), das Eis relativ frei beweglich und die interne Spannung gering, so daß die deformierte Eisfläche und, aufgrund der noch geringen Dicke des glatten Eises, das deformierte Eisvolumen pro Tag klein sind. Erst wenn ab Mai die Eiskonzentration die hohen Winterwerte um 95% erreicht und das glatte Eis zu einer Dicke von mehr als 0.5 m angewachsen ist, setzt die Deformation des Eises in größerem Umfang ein. Die Deformationsprozesse dauern bis ins Frühjahr hinein an, wenn im Norden bereits ein Schmelzen des Eises stattfindet, während für die kompakte und dicke Eisdecke in den südlicheren Regionen die internen Spannungen bei der Eisdrift noch erheblich sind.

Ein drastischer Unterschied zwischen den beiden Eisklassen zeigt sich in deren Eisalter (Abb. 6.7). Das Eisalter ist diejenige vom Modell beschriebene Größe, die den deutlichsten Unterschied zwischen glattem und rauhem Eis aufweist. Während der Jahresgang des Alters des rauhen Eises eine sinusähnliche Form mit einem Maximum ungefähr am 1. April (90. Tag) und einem längeren Abfall bis etwa zum 1. Oktober

(274. Tag) zeigt, wird das Alter des glatten Eises durch ein Maximum im Januar und Februar, einen sehr raschen Abfall innerhalb von nur 20 Tagen Anfang März, einen darauffolgenden langsamen Anstieg bis September und einen dann beschleunigten Anstieg gegen Ende des Jahres charakterisiert.

Das Alter des nicht-deformierten Eises variiert zwischen 20 Tagen zu Beginn der Gefrierperiode und 140 Tagen, also dem Siebenfachen des Minimalwerts, im Sommer. Dagegen beträgt für das deformierte Eis sein gegen Ende der Gefrierperiode erreichtes minimales Alter etwa 280 Tage. Das maximale Alter deformierten Eises von ca. 380 Tagen erreicht nicht einmal das Anderthalbfache des Minimalwerts.

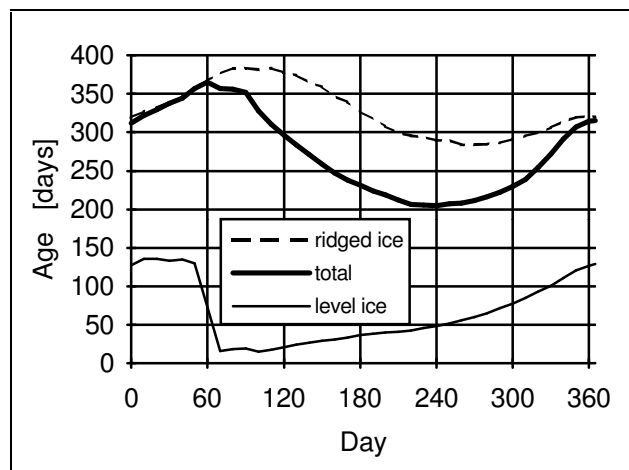


Abb. 6.7. Der Jahresgang des mittleren Alters nicht-deformierten Eises (dünne durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und des volumengewichteten Mittels des Alters beider Klassen (dicke durchgezogene Linie), gemittelt über das gesamte Modellgebiet für 1987.

Der Jahresgang des Alters des nicht-deformierten Eises ist stark durch die Thermodynamik geprägt. Das glatte Eis erreicht sein maximales Alter im Januar und Februar, wenn nach Abb. 6.4 dessen Anteil am gesamten Eisvolumen auf wenige Prozent, am Ende des Sommers auf weniger als 1%, zurückgeht. Mit dem Einsetzen des Gefrierens Ende Februar werden große Flächen offenen Wassers zugefroren, die bei hohen Gefriereraten das Volumen glatten Eises rasch erhöhen. Da dieses neugefrorene Eis anfangs ein Alter von 0 besitzt, wird das mittlere Alter des glatten Eises stark reduziert. Es erreicht allerdings nie den Wert 0, da stets zumindest eine kleine Menge älteren glatten Eises existiert, die bereits in den Tagen oder Wochen zuvor gebildet und noch nicht wieder geschmolzen oder in rauhes Eis umgewandelt wurde. Nach dem Erreichen des Minimums steigt das mittlere Alter des nicht-deformierten Eises langsam wieder an,

wobei die Bildung neuen Eises dem Effekt des Alterns des bereits vorhandenen Eises entgegengewirkt. Die Alterungsrate des nicht-deformierten Eises steigt ab September (etwa 274. Tag) an, wenn im australen Frühjahr die Bildung von Neueis zurückgeht und das vorhandene glatte Eis dann im wesentlichen als Funktion der Zeit mit der Rate 1 altert. In den darauffolgenden Sommermonaten Dezember bis Februar wird das im Nordwesten des Weddellmeers ausströmende und dann im ACC nach Osten transportierte, älteste Eis wegen der meridionalen Gradienten der Lufttemperatur und der Sonnenstrahlung mit besonders hohen Raten geschmolzen. Das weiter südlich befindliche, jüngere Eis wird mit geringeren Raten geschmolzen, und ganz im Süden kann sogar im Sommer Bildung von Neueis stattfinden. Dies erklärt, warum das mittlere Alter des gesamten Volumens glatten Eises im Sommer ungefähr konstant bleibt.

Das glatte Eis ist deutlich jünger als rauhes Eis, was verständlich wird, wenn man von Vermischung unterschiedlich alten Eises durch Advektion absieht und außerdem der Einfachheit halber annimmt, daß alles glatte Eis nach einer typischen Zeit a_d deformiert wird. Eis wird dann im Alter 0 als glattes Eis gebildet, wird im Alter a_d deformiert und existiert fortan als rauhes Eis, bis es geschmolzen wird. In diesem einfachen Beispiel, das den Regelfall des Modells wiedergibt, ist alles glatte Eis jünger und alles rauhe Eis älter als a_d . Ist das mittlere Alter glatten Eises für eine größere Zahl (Zeitreihen oder räumliche Verteilungen) unterschiedlicher Eisvolumina bekannt, kann daraus die mittlere Zeit a_d , nach der es deformiert wird, abgeschätzt werden - zumindest für die Gefrierperiode, in der thermodynamisches Schmelzen und eine dadurch gegebene Altersgrenze glatten Eises ausgeschlossen werden können.

Der Jahresgang des mittleren Alters des rauhen Eises ist stärker durch Deformationsprozesse als durch die Thermodynamik bestimmt. Das Maximum wird etwa am 1. April (91. Tag) erreicht, einen Monat nach Beginn der Gefrierperiode. Das thermodynamische Wachstum des dicken, rauhen Eises ist langsam und fügt dem bereits vorhandenen Volumen rauhen Eises nur einen relativ geringen Anteil neu gefrorenen Eisvolumens hinzu. Das mittlere Alter rauhen Eises wird erst ab Mai verringert, wenn Deformationsprozesse größere Mengen jungen, glatten Eises in rauhes umwandeln. Die Deformation setzt sich bis in die Zeit des Frühjahrs hinein fort, in der kein thermodynamisches Wachstum des rauhen Eises mehr stattfindet. Die anhaltende Transformation jungen, glatten Eises in rauhes ist der Grund dafür, daß das mittlere Alter des rauhen Eises im Frühjahr zunächst nur langsam zunimmt. Erst wenn im Sommer die Eisedecke soweit geschmolzen worden ist, daß sie nicht mehr kompakt ist und der freien

Drift keinen Widerstand durch Deformation mehr entgegensetzt, wird die Änderung des Alters des rauhen Eises eine reine Funktion der Zeit.

Neben der zeitlichen Entwicklung des Meereises ist dessen räumliche Verteilung von Interesse, welche hier jeweils für die Wintersituation⁸ als Monatsmittel für den September 1987 oder, im Falle des Eisalters⁹, für den 1. Oktober 1987 dargestellt wird.

Das simulierte Eisvolumen pro Fläche, die mittlere Eisdicke h [m], im September 1987 ist in Abb. 6.8 angegeben. Die größten Eisdicken bis zu 4 m werden an den Küsten, insbesondere entlang der Antarktischen Halbinsel prognostiziert. Das Eis im westlichen Weddellmeer ist mit 1.5 bis 2 m dicker als im Osten mit nur 1 bis 1.5 m. Über 2 m dickes Eis wird im Antarktischen Zirkumpolarstrom (ACC) am nordwestlichen Rand des Weddellmeers vorhergesagt. Dies ist eine Folge der Advektion, infolge derer das Eis, dem Weddellwirbel folgend, sich zunächst entlang der Antarktischen Halbinsel nordwärts bewegt und dann in den ACC ausströmt, der es ostwärts transportiert. Während rein thermodynamische Meereismodelle für das Weddellmeer ein starkes meridionales, nach Norden abnehmendes Gefälle der Eisdicke voraussagen¹⁰, prognostiziert dieses dynamisch-thermodynamische Meereismodell für einen meridionalen Schnitt durch das Weddellmeer eine etwa gleichbleibende Eisdicke um 1.5 m, welche im Norden im ACC mit dem ausströmenden dicken, alten Eis sogar auf 2 m ansteigt.

Das Volumen rauhen Eises pro Fläche, h_r [m], im September 1987 stellt Abb. 6.9 dar. Die räumliche Verteilung ist der des gesamten Eisvolumens nach Abb. 6.8 recht ähnlich. Die größten mittleren Dicken rauhen Eises bis zu 3.5 m werden wiederum an den

⁸Da im Sommer das nicht-deformierte Eis nahezu vollständig verschwindet und alles verbliebene Eis in die Klasse deformierten Eises fällt, ist die Sommersituation zur Untersuchung der unterschiedlichen räumlichen Verteilung der beiden Eisklassen nicht interessant.

⁹Das Eisalter ist für Gitterzellen, die kein Eis enthalten, nicht definiert, weswegen die Bildung von Monatsmitteln in nur zeitweilig eisbedeckten Regionen problematisch ist. Geeigneter ist die Wahl eines Stichtags.

¹⁰Dieses Resultat wurde mit dem vorliegenden Modell verifiziert, indem eine Simulation mit auf (0,0) gesetzter Eisgeschwindigkeit durchgeführt wurde. Dabei wuchs die Eisdicke im südlichen Weddellmeer unbegrenzt an; das Modell erreichte keinen zyklstationären Zustand.

Küsten, speziell entlang der Antarktischen Halbinsel vorhergesagt. Ebenso ist eine Region erhöhter mittlerer Dicke rauhen Eises am nordwestlichen Rand des Weddellmeers feststellbar. Die Abnahme der Eisdicke von Westen nach Osten ist für das rauhe Eis ähnlich, aber nicht so ausgeprägt wie für die Gesamtmenge des Eises.

Die Anteile deformierten Eises am Eisvolumen (Abb. 6.10) und an der eisbedeckten Fläche (Abb. 6.11) zeigen ein ähnliches räumliches Verteilungsmuster wie die Eisdicke (Abb. 6.8) und die mittlere Dicke rauhen Eises (Abb. 6.9). Regionen dicken Eises enthalten also einen besonders hohen Anteil deformierten Eises. Da das Eis allein durch thermodynamisches Wachstum in einer Gefrierperiode nicht wesentlich dicker als 1 m werden kann, und da ferner das Eis im Weddellmeer nicht länger als etwa ein Jahr verbleibt¹¹, ehe es hinaus transportiert wird und schmilzt, müssen zum Aufbau allen Eises mit mehr als etwa 1 m Dicke Deformationsprozesse beigetragen haben, bei denen es komprimiert wurde. Das bedeutende Ausmaß der Deformationsprozesse wird zudem dadurch belegt, daß im Mittel über die Region des Weddellmeers im September 1987 etwa 50% der Eisfläche und über 60% des Eisvolumens deformiert sind. Summiert man über das Modelljahr 1987 über alle Zeitschritte und alle Regionen die Fläche und das Volumen des täglich deformierten Eises, so ergibt sich die summierte deformierte Fläche mit 9 Mio. km² als so groß wie die gesamte eisbedeckte Fläche der Winterausdehnung, und das summierte deformierte Volumen von 6500 km³ beträgt rund die Hälfte des Eisvolumens im Wintermaximum.

¹¹Dies zeigen sowohl die Simulationen des Eisalters als auch Beobachtungen (Kapitel 7).

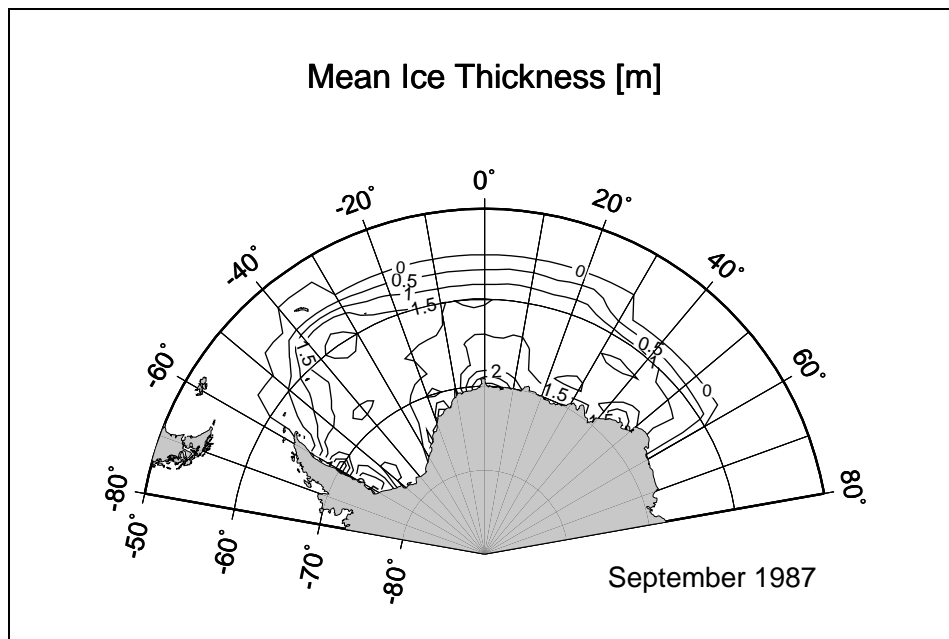


Abb. 6.8. Simulierte mittlere Eisdicke (Eisvolumen pro Fläche) h [m] für September 1987.

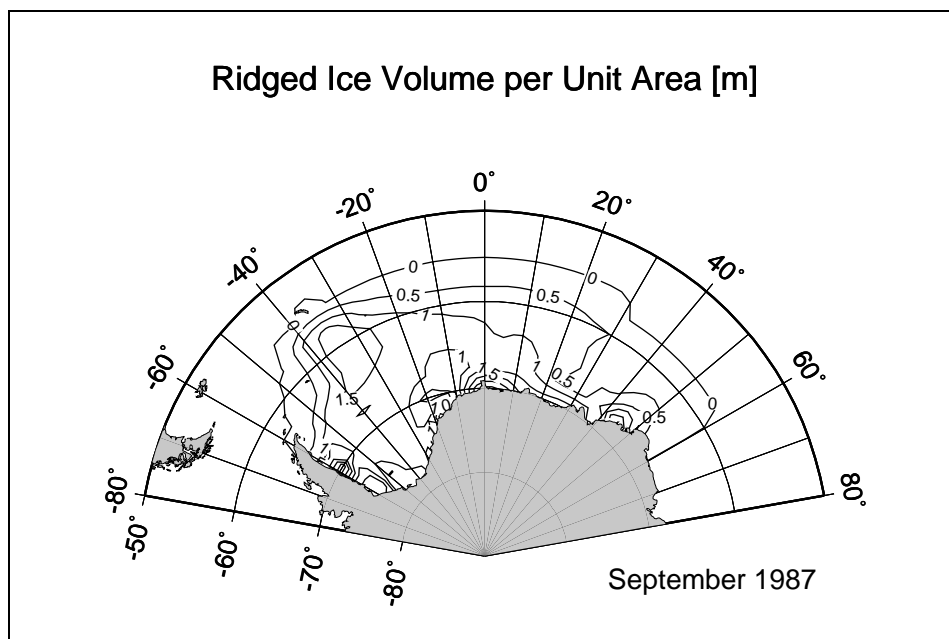


Abb. 6.9. Volumen deformierten Eises pro Fläche h_r [m] für September 1987. Maximale Werte von 3.5 m treten entlang der Antarktischen Halbinsel auf.

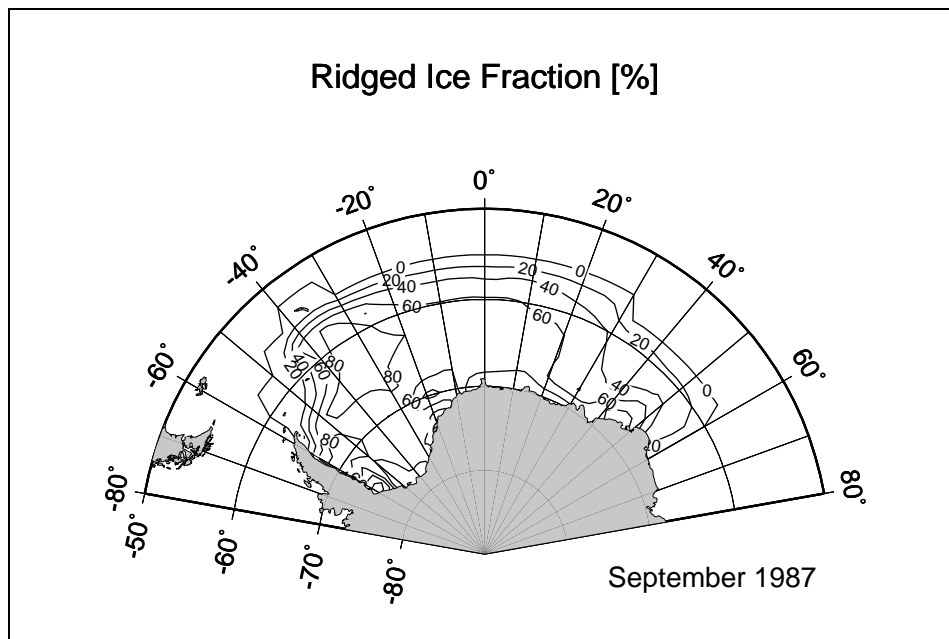


Abb. 6.10. Anteil [%] deformierten Eises am gesamten Eisvolumen für September 1987. In küstennahen Regionen beträgt dieser Anteil bis zu 95%.

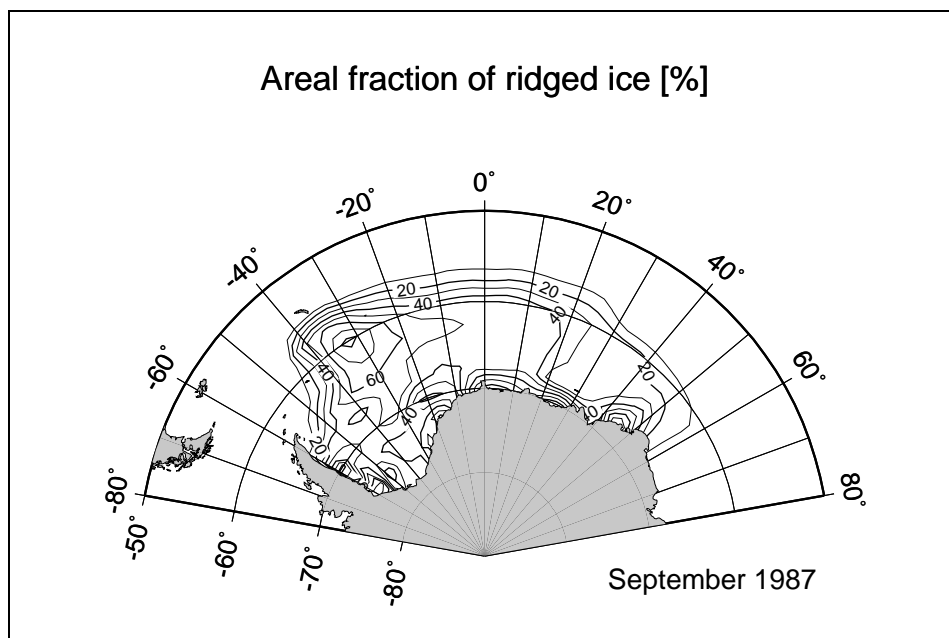


Abb. 6.11. Anteil [%] deformierten Eises an der gesamten eisbedeckten Fläche für September 1987.

Abb. 6.12 zeigt das jährlich produzierte Volumen rauhen Eises pro Fläche in [m]. Diese Produktionsrate ist für die Region des zentralen Weddellmeers gleichmäßig und beträgt zwischen 0.5 und 1 m rauhem Eis pro Jahr. Deutlich höhere Entstehungsraten bis zu 3 m rauhem Eis pro Jahr treten an den Küsten auf. Im Vergleich mit der beobachteten Verteilung rauhen Eises nach den Abbildungen 6.9 und 6.10 läßt sich der Effekt der Advektion nach dem Weddellwirbel-Zirkulationsmuster feststellen. Die Produktion rauhen Eises ist vor allem an den südlichen Küsten groß; ferner ist im ACC nordöstlich der Antarktischen Halbinsel bei 45° W ein Bereich mit erhöhten Produktionsraten über 1 m pro Jahr zu finden. Im September vorgefunden wird das raue Eis aber vor allem im Westen des Weddellmeeres; ferner im nordwestlichen Weddellmeer im ACC bei 35° W, was gegenüber der Region erhöhter Produktion um 10° nach Osten verschoben ist.

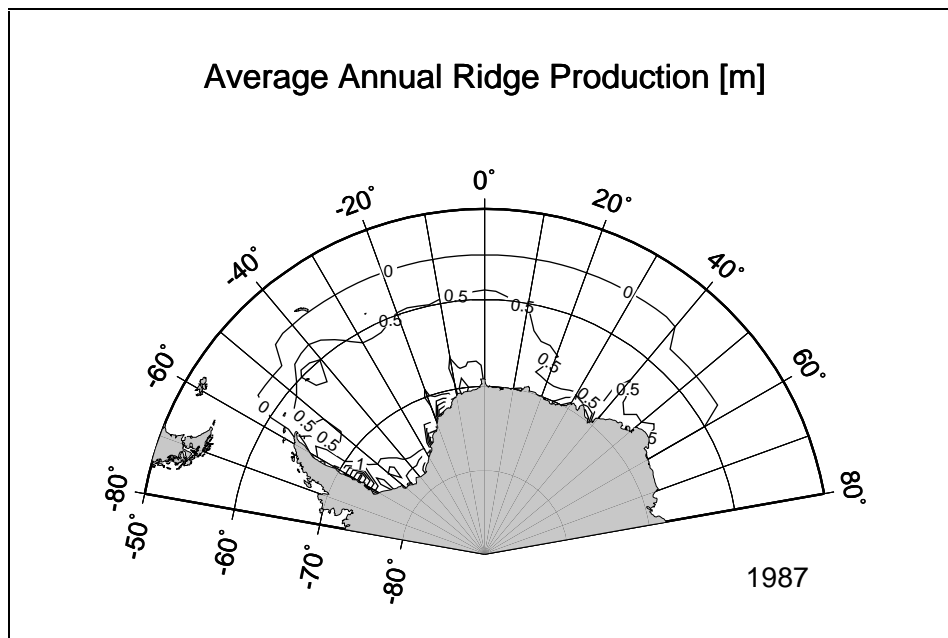


Abb. 6.12. Jährliche Produktion deformierten Eisvolumens pro Fläche [m] für 1987. Die größten Produktionsraten bis zu 3 m pro Jahr treten an Küsten auf. Für weite Regionen des zentralen Weddellmeeres betragen die Produktionsraten 0.5 bis 1 m pro Jahr.

Zu der Produktion rauhen Eises tragen Deformationen sowohl durch Konvergenz als auch durch Scherung bei. Die dabei auftretenden Kräfte sind durch den viskoplastischen Rheologieansatz mit elliptischer Fließkurve gegeben. Wie in Kapitel 3 ausgeführt, wird die Transformationsrate nicht-deformierten Eises in deformiertes proportional zu diesen Kräften angesetzt, wobei zugrundegelegt wurde, daß Konvergenz

und Scherung bei gleicher Größe der Kraft jeweils das gleiche Eisvolumen deformieren¹². Der relative Beitrag der Konvergenz zur gesamten Deformation ist in Abb. 6.13 dargestellt. Er drückt das Verhältnis der Kräfte aus, die sich aus der bereits dem Einklassenmodell zugrundeliegenden Rheologie ergeben. Die zusätzlichen Annahmen des Zweiklassenmodells zur Beschreibung der Deformation mit dem nur empirisch bestimmbareren Deformationsparameter R_A gehen darin *nicht* ein. Das bemerkenswerte Ergebnis ist, daß die Konvergenz über weite Regionen des zentralen Weddellmeers lediglich mit 20% bis 30% zu den internen Spannungen beiträgt, während der Anteil der Scherung mit 70% bis 80% gut doppelt so hoch ist. An den Küsten fällt der Beitrag durch Konvergenz sogar unter 20%. In diesem Modell, angewandt auf die Region des Weddellmeeres, spielt Scherdeformation also eine entscheidende Rolle und überwiegt den Beitrag der Konvergenz sogar. Auch ein Herabsetzen der Scherviskositäten (Kapitel 6.2) durch Verdopplung der Exzentrizität e der elliptischen Fließkurve ändert dies nicht qualitativ.

Dieses Ergebnis ist für die weitere Entwicklung großskaliger Meereismodelle wichtig. Wenn Kräfte durch Scherdeformation vernachlässigt werden können, z. B. im "cavitating fluid"-Ansatz von *Flato* und *Hibler* (1992), dann sind die Modelle numerisch wesentlich einfacher und benötigen deutlich weniger Rechenzeit. Nachdem sich aber gezeigt hat, daß für das hier verwendete Modell mit viskos-plastischer Rheologie und elliptischer Fließkurve Scherdeformation ebenso wichtig ist wie Konvergenz, ist nicht zu erwarten, daß ein Scherdeformationen vernachlässigendes Modell ähnliche Ergebnisse produzieren kann. Für die Entscheidung, welches Modell das geeignetste ist, sind Beobachtungsdaten des Meereises erforderlich, aus denen hervorgeht, durch welche Rheologie das Meereis am besten beschrieben wird und welche Rolle dabei Scherdeformationen spielen.

¹²Daß Konvergenz und Scherung deformiertes Eis unterschiedlicher geometrischer Form erzeugen, wird in diesem großskaligen Meereismodell nicht berücksichtigt.

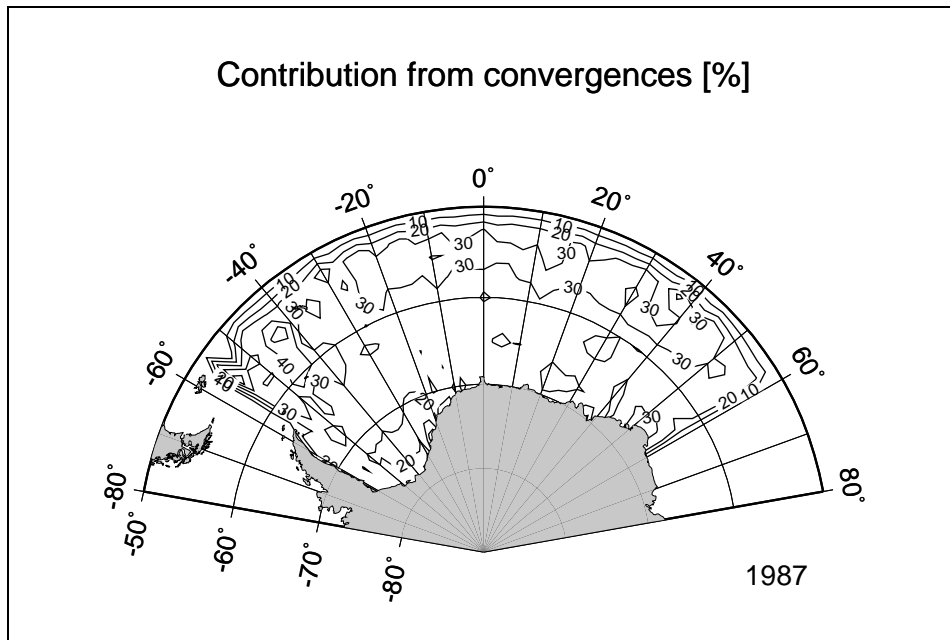


Abb. 6.13. Beitrag [%] der Konvergenz zur Deformation des Eisvolumens. Für weite Bereiche des zentralen Weddellmeers trägt konvergente Eisdrift nur mit 20% bis 30% zur gesamten Deformation bei. Der größere Teil der Deformation, etwa 70% bis 80%, wird in dieser Simulation durch Scherdeformation bewirkt.

(Die Diskussion der drei folgenden Abbildungen erfolgt auf der übernächsten Seite.)

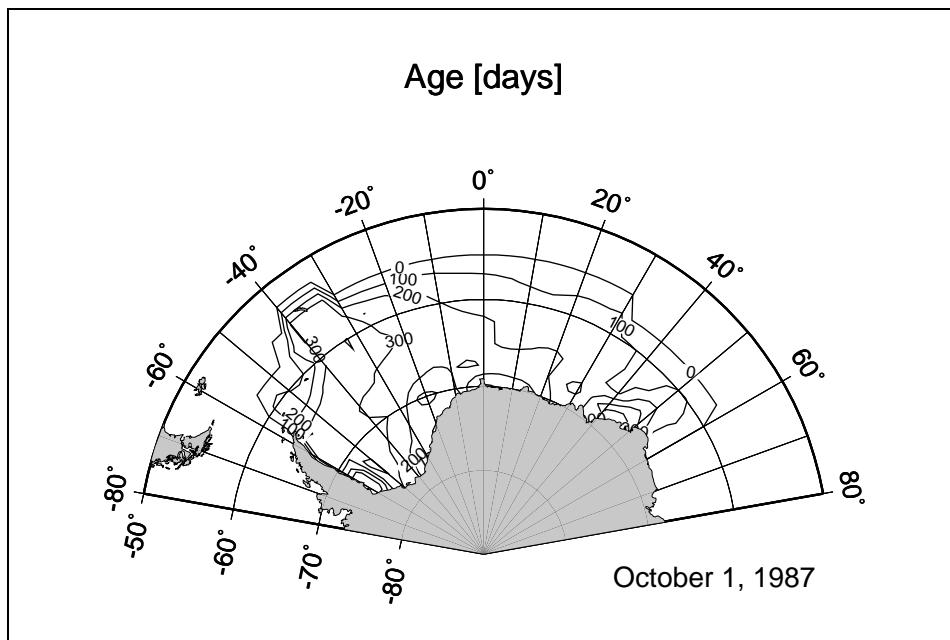


Abb. 6.14. Mittleres Alter [Tage] des Eises am 1.10.1987. Deformiertes und nicht-deformiertes Eis tragen entsprechend ihrem Anteil am gesamten Eisvolumen zum mittleren Eisalter bei.

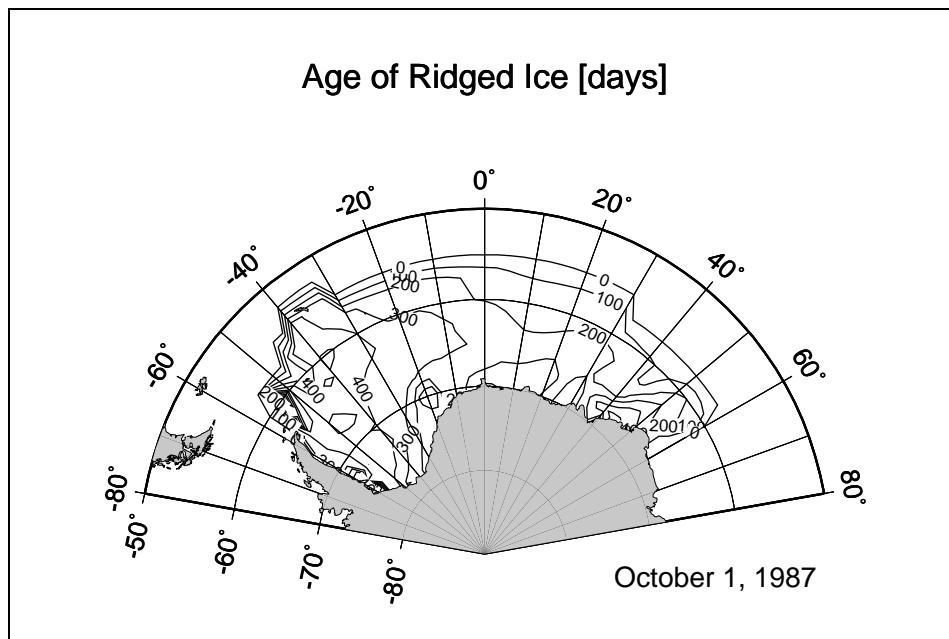


Abb. 6.15. Alter [Tage] des deformierten Eises am 1.10.1987. Das älteste deformierte Eis (bis zu 500 Tage alt) befindet sich im westlichen Weddellmeer entlang der Antarktischen Halbinsel.

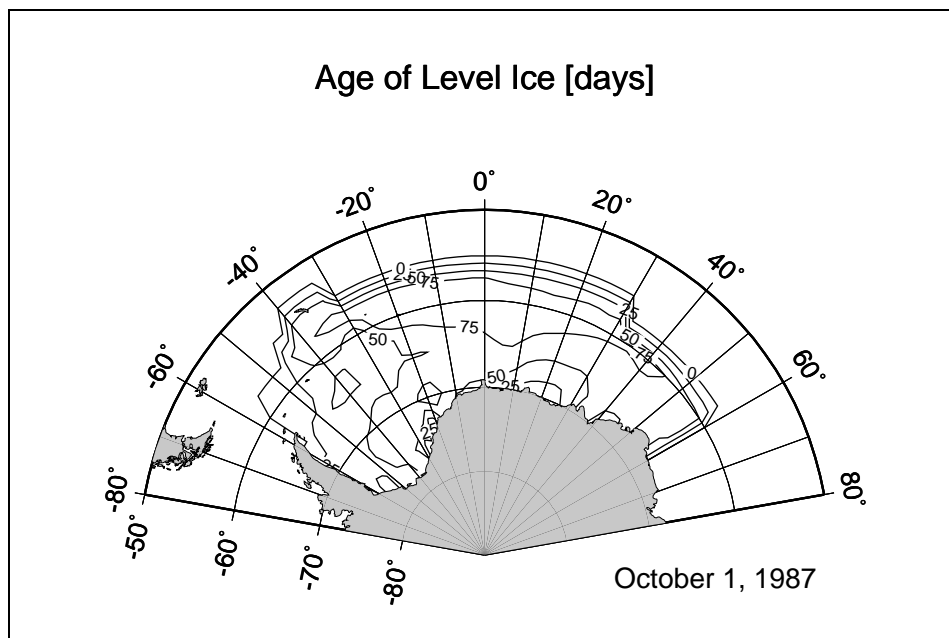


Abb. 6.16. Alter [Tage] des nicht-deformierten, glatten Eises am 1.10.1987. Das älteste nicht-deformierte Eis (bis zu 100 Tage alt) tritt im Antarktischen Zirkumpolarstrom im nordöstlichen Weddellmeer auf.

Abb. 6.14 zeigt die räumliche Verteilung des simulierten Alters am 1. Oktober 1987 für das Eis beider Klassen zusammen. Deformiertes und nicht-deformiertes Eis tragen entsprechend ihrem Anteil am Eisvolumen zu diesem mittleren Eisalter bei. Abb. 6.15 und Abb. 6.16 stellen das Eisalter für die Klasse des deformierten bzw. des nicht-deformierten Eises getrennt voneinander dar. Das mittlere Alter (Abb. 6.14) ist im östlichen Weddellmeer mit ca. 200 Tagen geringer als im westlichen Weddellmeer mit mehr als 300 bis 400 Tagen. Dieses älteste Eis wird entlang der Antarktischen Halbinsel vorgefunden und bildet eine breite Zunge nach Nordosten in den ACC hinein. An der räumlichen Verteilung des Eisalters erkennt man die Wirkung der Advektion im Weddellwirbel: Das im östlichen Weddellmeer gebildete Eis wird nach Westen an die Antarktische Halbinsel transportiert, wandert dort nordwärts, strömt in den ACC, fließt dort nach Osten und schmilzt dabei, wie an der Abnahme des Eisalters entlang des 60. Breitengrades zwischen etwa 30° W und 0°, die einen abnehmenden Anteil des alten, aus dem nordwestlichen Weddellmeer ausströmenden Eises anzeigt, zu erkennen ist. Im östlichen Weddellmeer weist das mittlere Alter von 200 Tagen und weniger darauf hin, daß dort überwiegend einjähriges Eis prognostiziert wird, während das höhere Alter von 300 bis 400 Tagen im westlichen Weddellmeer einen beträchtlichen Anteil mehrjährigen Eises anzeigt.

Das räumliche Muster des Alters nur des deformierten Eises (Abb. 6.15) ist der des mittleren Alters beider Eisklassen (Abb. 6.14) ähnlich. Das Alter des deformierten Eises ist allerdings generell höher als das mittlere Alter. Es erreicht 500 Tage im westlichen Weddellmeer und unterschreitet 300 Tage auch im Osten kaum, worin sich ausdrückt, daß deformiertes Eis zu einem erheblichen Anteil mehrjährig ist. Dies steht im Einklang mit dem oben angeführten Simulationsresultat, daß nahezu alles nicht-deformierte Eis im Sommer geschmolzen wird, aber ein beträchtlicher Anteil deformierten Eises die Schmelzperiode überlebt. Die räumliche Verteilung des mittleren Eisalters und des Alters des deformierten Eises sind der Verteilung der mittleren Eisdicke (Abb. 6.8) und der Dicke deformierten Eises (Abb. 6.9) ebenfalls ähnlich. Kurz zusammengefaßt ist das Resultat der Simulation, daß in der Regel dünnes Eis als wenig deformiert und jünger, dickes Eis als stark deformiert und älter prognostiziert wird.

Das in Abb. 6.16 dargestellte Alter nur des nicht-deformierten Eises weist einen drastischen Kontrast zu dem des deformierten Eises auf. Erstens wird das glatte Eis nur maximal 100 Tage alt, im westlichen Weddellmeer nicht einmal 50 Tage. Zweitens ist das räumliche Verteilungsmuster konträr zu dem des rauhen Eises: Im westlichen Weddellmeer entlang der Antarktischen Halbinsel und im Ausstromgebiet nordöstlich

ihrer Spitze, wo das rauhe Eis sein höchstes Alter erreicht, ist das Alter des glatten Eises klein. Im ACC östlich 30° W dagegen, wo das Alter des rauhen Eises gering ist, erreicht das glatte Eis sein maximales Alter. Offensichtlich kann das glatte Eis nur in den Regionen alt werden, wo die Deformationsprozesse gering sind. Im westlichen Weddellmeer dagegen, wo die Deformation beträchtlich ist, bedeutet ein durchschnittliches Alter des glatten Eises von 50 Tagen am 1. Oktober, daß es im Mittel erst im August gebildet wurde. Das glatte Eis, das in den früheren Phasen der im April beginnenden Gefrierperiode gebildet wurde, ist nicht mehr vorhanden. Als Ursache dafür kommt ein Schmelzen des Eises während dieser Herbst- und Wintermonate nicht in Betracht. Das glatte Eis wird hier nicht älter als 50 Tage, weil es im Durchschnitt nach dieser Zeit zu rauhem Eis deformiert wird.

7. Vergleich der Simulationsergebnisse mit Beobachtungen

7.1. Eisdickenmessungen während WWGS 1989

Messungen der Eisdicke wurden während der Winter Weddell Gyre Study (WWGS) im September und Oktober 1989 von *Eicken et al.* (1994, in Druck) durchgeführt. Die Fahrtroute des Forschungsschiffs *Polarstern* führte durch das nördliche Weddellmeer von Kap Norvegia an dessen nordöstlicher Küste zur Nordspitze der Antarktischen Halbinsel im Westen. Zur Bestimmung der Eisdicke wurden in gleichmäßigen räumlichen Abständen auf 29 verschiedenen Schollen mehr als insgesamt 5000 Bohrungen vorgenommen. Untersuchungen der entnommenen Eiskerne erlaubten die Unterscheidung zwischen deformiertem und nicht-deformiertem sowie zwischen einjährigem und mehrjährigem Eis. Die über alle Bohrlöcher gemittelten Eisdicken betragen

	einjährig	mehrjährig
deformiertes Eis	1.0 m	2.5 m
nicht-deformiertes Eis	0.6 m	1.2 m
Dickenverhältnis	$\frac{1.0}{0.6} \approx 1.7$	$\frac{2.5}{1.2} \approx 2.1$

Im Mittel der Beobachtungen ist das deformierte Eis also etwa doppelt so dick wie das nicht-deformierte. Dieses wird vom Modell mit der Einstellung des Deformationsparameters $R_A = 0.5$ gut reproduziert. Typischerweise betragen die simulierten Dicken nicht-deformierten Eises 0.5 bis 1.0 m, und das deformierte Eis ist etwa zwei- bis dreimal so dick.

50% der Eiskernproben zeigten, daß das Eis an mindestens einem Deformationsprozeß beteiligt war. Dies bestätigt das Simulationsergebnis, daß zumindest für die untersuchte Region des Weddellmeers Deformation einen wesentlichen Beitrag zur Bildung der Eisdicke liefert. Der Wert von 50% gibt hier den mittleren *Flächenanteil* rauhen Eises an. Berücksichtigt man die größere Dicke rauhen Eises gegenüber glattem, so ergibt sich für den *Volumenanteil* des rauhen Eises ein größerer Wert von etwa 65%. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Modellprognosen für die Wintermonate, die für das rauhe Eis

im nördlichen Weddellmeer einen Flächenanteil von 40% bis 60% und einen Volumenanteil von 50% bis 80% vorhersagen.

Abb. 7.1 stellt die mittlere Eisdicke als Funktion der geographischen Länge entlang der Fahrtroute während WWGS 1989 dar. Die Eisdicke ist hier als Mittel von jeweils mehr als 100 Bohrlochmessungen angegeben, die an 29 verschiedenen Stationen durchgeführt wurden. Das Eis aller Klassen, deformiertes und nicht-deformiertes, einjähriges und mehrjähriges, geht in diese mittlere Eisdicke ein.

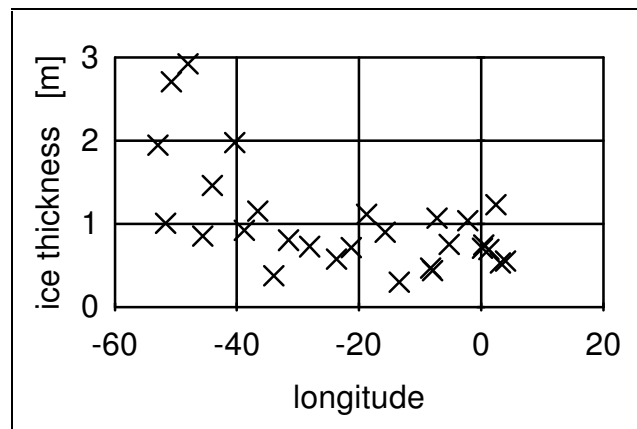


Abb. 7.1. Während WWGS 1989 von *Eicken et al.* gemessene mittlere Eisdicke [m] als Funktion der geographischen Länge. Jeder Datenpunkt repräsentiert die mittlere Dicke aus mehr als 100 Bohrlochmessungen.

Diese räumliche Verteilung der Eisdicke zeigt einen gravierenden Unterschied zwischen dem westlichen und dem östlichen Weddellmeer, wobei die Trennlinie etwa bei 35° W liegt. Im östlichen Weddellmeer überschreitet die mittlere Eisdicke kaum 1 m und beträgt oft nur 0.5 m oder weniger. Im westlichen Weddellmeer erreicht die Eisdicke dagegen 2 bis 3 m und ist in keinem Fall wesentlich geringer als 1 m. Nach *Eicken et al.* (1994) zeigten die Untersuchungen der entnommenen Eiskernproben, daß dieses zonale Gefälle der mittleren Eisdicke durch den Unterschied zwischen einjährigem und mehrjährigem Eis bedingt ist: Der größte Teil des beobachteten Eises westlich von 35° W hatte die Schmelzperiode des vorangegangenen Sommers überlebt und war somit mehrjähriges Eis, während alle Eisproben östlich dieser Trennlinie einjähriges Eis waren, das sich erst nach dem letzten Sommer gebildet hatte. Diese Beobachtungen stimmen gut mit den Simulationsergebnissen überein, die dickeres, stärker deformiertes Eis für das westliche Weddellmeer und dünneres Eis mit geringerer Rauigkeit für die östliche Region

vorhersagen. Sie bestätigen ferner die Modellprognose, daß im Westen im September älteres Eis mit einem mittleren Alter von mehr als 300 Tagen gefunden wird, welches bereits vor der letzten Schmelzperiode (etwa Dezember bis Februar) gebildet wurde und somit mehrjähriges Eis ist, während im Osten das Eis im Mittel deutlich jünger (100 bis 200 Tage) ist, was auf einen größeren Anteil einjährigen Eises zurückzuführen ist.

7.2. Messungen der Oberflächenrauigkeit während WWGS 1992

Messungen der Rauigkeit der Eisoberfläche wurden während WWGS 1992 von *Dierking* (1994, persönliche Mitteilung; der Artikel "Laser profiling of the ice surface topography during WWGS 1992" wurde Ende 1993 bei JGR eingereicht) durchgeführt. Die Fahrtroute war ähnlich wie bei WWGS 1989. Mit einem Laseraltimeter an Bord eines Hubschraubers wurden über eine Flugstrecke von insgesamt 800 km Messungen der Oberflächentopographie der Eisdecke vorgenommen. Zur Auswertung der Laseraltimetermessungen berechnete *Dierking* den Rauigkeitsindex (ridging intensity)

$$R_1 = \frac{\mu_h}{\mu_s} \quad , \quad (7.1)$$

wobei μ_h die mittlere Höhe der Preßeisrücken und μ_s deren mittlerer horizontaler Abstand ist. R_1 ist proportional zur aerodynamischen Rauigkeit (form drag) des Eises. Hohe Werte von R_1 indizieren eine rauhe, unebene Oberfläche mit einem hohen Anteil deformierten Eises. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß in diesen Indikator lediglich große, offensichtlich deformierte Eisstrukturen eingehen, während kleinere, durch Schneeauflage und thermodynamische Prozesse geglättete Formationen deformierten Eises vom Laseraltimeter nicht wahrgenommen werden können. Bei der Auswertung der Daten wurden alle Erhebungen der Eisoberfläche mit weniger als 0.8 m Höhe ausgeschlossen, d. h. als glattes Eis betrachtet.

Die räumliche Verteilung der während WWGS 1992 von *Dierking* beobachteten Rauigkeit der Eisoberfläche ist in Abb. 7.2 dargestellt. Angegeben ist der mit dem Faktor 100 multiplizierte Rauigkeitsindex R_1 am ungefähren Ort der Messungen.

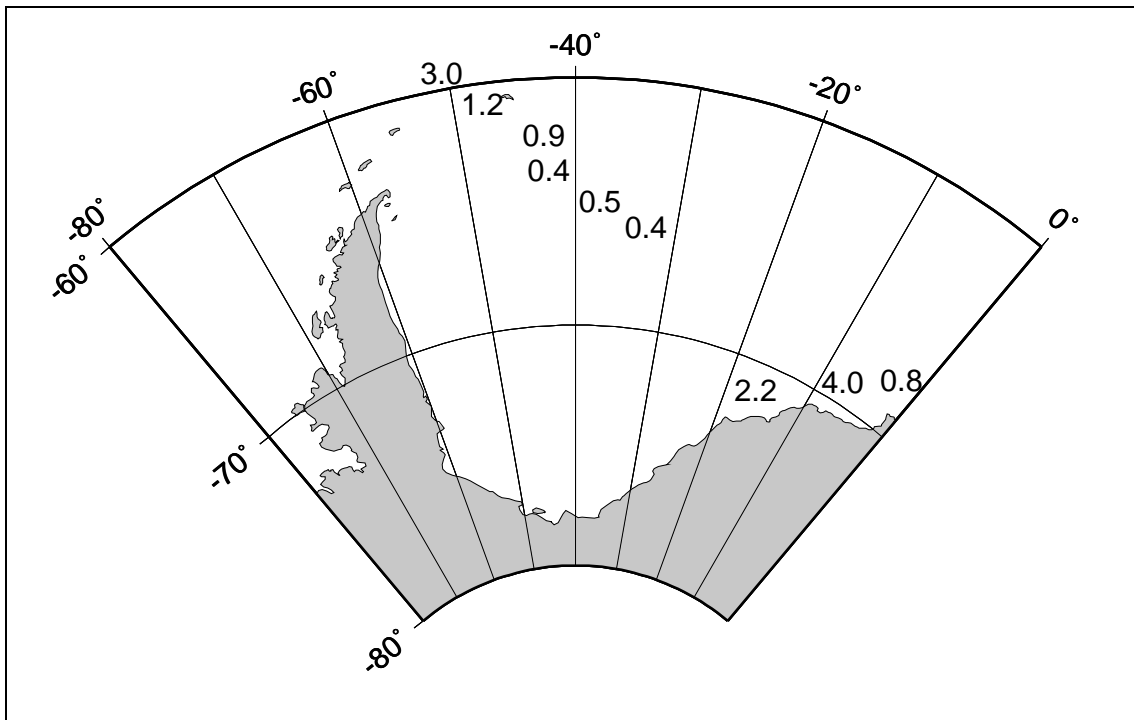


Abb. 7.2. Räumliche Verteilung der beobachteten Oberflächenrauigkeit, beschrieben durch den Rauigkeitsindex R_1 , der hier mit dem Faktor 100 multipliziert angegeben ist. Die Daten wurden von *Dierking* durch Messungen der Oberflächentopographie mit einem Helikopter-gestützten Laseraltimeter während WWGS 1992 gewonnen.

Die kleinsten Werte der Rauigkeit werden im zentralen Weddellmeer gemessen. Dies korrespondiert mit der Modellprognose, daß für weite Teile des zentralen Weddellmeers die Produktionsraten rauhen Eises mit 0.5 bis 1 m/Jahr gleichmäßig klein, aber durchaus wahrnehmbar sind. Eine erhöhte Rauigkeit wird im Nordwesten nahe der Spitze der Antarktischen Halbinsel beobachtet. Für diese Region sagt das Modell den Ausstrom älteren, relativ stark deformierten Eises voraus, was auch durch die o. a. Untersuchungen des Eises von *Eicken et al.* (1994) bestätigt wird. Besonders hohe Rauigkeiten werden in Küstennähe bei Kap Norvegia im Nordosten des Weddellmeers beobachtet. Für diese Region prognostiziert das Modell hohe Produktionsraten für deformiertes Eis bis zu 3 m/Jahr, die ein Mehrfaches derer im zentralen Weddellmeer betragen.

8. Variationsläufe und Sensitivitätsstudien

8.1. Variation der dynamischen Parameter

8.1.1. Variation des Deformationsparameters

Der Deformationsparameter R_A ist der einzige zusätzliche Parameter, der zur Beschreibung des Zweiklassenmodells eingeführt wurde. R_A ist das dimensionslose Verhältnis der bei einem Deformationsprozeß entstandenen Fläche rauhen Eises zu der Fläche glatten Eises, aus der es entstand. Das an der Kompression beteiligte Eisvolumen wird durch die Deformation nicht verändert, aber auf eine um den Faktor R_A kleinere Fläche verteilt. Damit beträgt die Dicke neu deformierten Eises zum Zeitpunkt seiner Entstehung das R_A^{-1} -fache des glatten Eises, aus dem es gebildet wird. Physikalisch sinnvolle Werte für R_A liegen im Bereich zwischen 0 und 1, wobei der Grenzfall 0 eine Kompression auf eine unendlich hohe Dicke beschreibt, während für $R_A = 1$ das Eis bei der Deformation überhaupt nicht komprimiert wird. R_A ist ein empirischer Parameter, der hier als Konstante betrachtet und für den Standardlauf auf den Wert 0.5 gesetzt wird.

Zur Untersuchung des Einflusses des Deformationsparameters R_A auf die Simulationsergebnisse wurden Variationsläufe mit R_A im Wertebereich zwischen 0.05 und 1.0 durchgeführt, deren Ergebnis Abb. 8.1 zeigt. Darin ist der Anteil rauhen Eises am gesamten Eisvolumen und an der gesamten eisbedeckten Fläche der ganzen Modellregion im Jahresmittel 1987 als Funktion von R_A angegeben.

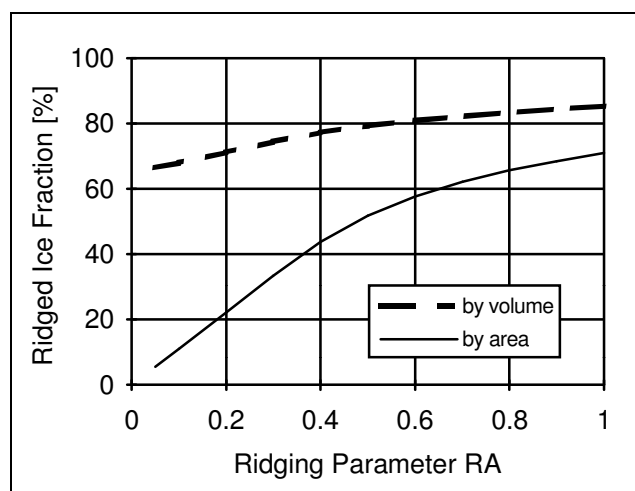


Abb. 8.1. Der Anteil deformierten Eises am gesamten Eisvolumen (gestrichelte Linie) und an der gesamten eisbedeckten Fläche (durchgezogene Linie) im Jahresmittel des Simulationsjahrs 1987 als Funktion des Deformationsparameters R_A .

Der Flächenanteil des deformierten Eises hängt stark von R_A ab und ist für kleine Werte unterhalb etwa 0.5 in erster Näherung proportional zu R_A . Der Volumenanteil dagegen hängt wesentlich schwächer von R_A ab und ändert sich nur zwischen 65% und 85% über dessen ganzen Variationsbereich. Das in einem ganzen Jahreszyklus deformierte Eisvolumen, gemessen in km^3 , zeigt eine dem Verlauf nach ähnliche, schwache Abhängigkeit vom Deformationsparameter R_A wie der relative Anteil deformierten Eises am Volumen nach Abb. 8.1. Das gesamte im simulierten Jahr 1987 deformierte Eisvolumen beträgt 6500 km^3 für $R_A = 0.1$ und 7200 km^3 für $R_A = 1.0$.¹³

Der Anteil des deformierten Eises am gesamten Eisvolumen ist größer als der an der eisbedeckten Fläche, was ausdrückt, daß deformiertes Eis dicker, nicht-deformiertes Eis dagegen dünner als das Mittel des Eises beider Klassen ist. Je kleiner R_A , umso größer wird die Differenz zwischen Volumen- und Flächenanteil des deformierten Eises und umso höher dessen mittlere Dicke. Der lineare Verlauf des Flächenanteils rauhen Eises für kleine R_A ergibt sich daraus, daß das etwa konstant bleibende Volumen deformierten Eises auf eine zu R_A proportionale Fläche verteilt wird.

Bei Verringerung von R_A nimmt der Volumenanteil deformierten Eises etwas ab, weil dann das dicke, rauhe Eis eine geringere eisbedeckte Fläche einnimmt und eine größere Fläche für das dünne, glatte Eis verbleibt, welches hohe thermodynamische Wachstumsraten aufweist. Das nicht-deformierte Eis wächst schneller für kleineres R_A , was sich in einer Vergrößerung des gesamten Eisvolumens und einem höheren Anteil glatten Eises daran ausdrückt.

Für große Werte über etwa 0.5 für R_A flachen die Kurven für die Anteile rauhen Eises nach Abb. 8.1 ab. Das rauhe Eis erreicht, summiert über ein Jahr, niemals 100% des gesamten Eisvolumens oder der gesamten Eisfläche, da es immer Regionen und Jahreszeiten gibt, in denen sich glattes Eis bilden kann, ohne sofort deformiert zu werden. Bemerkenswert ist allerdings, daß auch für $R_A = 1.0$ der Volumenanteil rauhen Eises größer als sein Flächenanteil und somit das rauhe Eis dicker als das glatte ist, obwohl bei diesem R_A -Wert keine Kompression stattfindet und die Eisdicke unverändert bleibt. Dennoch ist das rauhe Eis hier im Mittel deutlich dicker und auch älter: Betrachtet

¹³Dieses neu deformierte Eisvolumen, integriert über den ganzen Jahreszyklus, ist größer als die saisonale Amplitude im Volumen rauhen Eises, da ein Teil des am Jahresanfang deformierten Eisvolumens bereits geschmolzen ist, wenn später im Jahr weitere Eisvolumina deformiert werden.

man den typischen Lebenslauf einer Eisscholle, so entsteht sie als glattes, dünnes Eis, das anfangs thermodynamisch rasch wächst, wird dann noch während der Gefrierperiode deformiert und wächst anschließend als rauhes Eis langsamer weiter. Im Mittel über eine größere Zahl von Eisschollen ist das ältere Eis dann stärker deformiert und dicker, das jüngere schwächer deformiert und dünner.

Es gibt also zwei Regime für die selbständige Entwicklung der beiden Eisklassen, die durch den Wert von R_A unterschieden werden: Für kleine R_A deutlich unter 0.5 erzeugt die Kompression beim Deformationsprozeß einen gravierenden Unterschied in der Dicke der beiden Eisklassen, der ihre unterschiedliche künftige Entwicklung bestimmt. Für große R_A in der Nähe von 1 erzeugt die Deformation selber keine oder nur eine geringe Änderung der Eisdicke; der Deformationsprozeß *markiert* hier den Eintritt des Eises in sein zweites Lebensstadium, das durch höhere Eisdicke und langsames thermodynamisches Wachstum charakterisiert ist. Bemerkenswerterweise liegt der für die Simulation im Vergleich mit Beobachtungen beste Wert $R_A = 0.5$ gerade im Bereich des Übergangs der beiden Regime, was in Abb. 8.1 dadurch zum Ausdruck kommt, daß sich etwa bei $R_A = 0.5$ die Steigung der Kurven ändert. Dies kann so interpretiert werden, daß die Deformation des Eises sowohl ein Resultat seiner bisherigen Entwicklung ausdrückt - das Einsetzen der inneren Spannungen zeigt, daß die Eisdecke dick und kompakt geworden ist - als auch einen Prozeß darstellt, der selbst die Eisdecke modifiziert und deren weitere Entwicklung mitbestimmt.

Die Variationsläufe mit verschiedenen Werten für R_A zeigen, daß dies für die meisten prognostischen Variablen des Modells kein sensibler Parameter ist. Eine starke Abhängigkeit von R_A zeigen (definitionsgemäß) die Dicken der beiden Eisklassen und der Flächenanteil rauhen Eises. Der Volumenanteil rauhen Eises, das gesamte Eisvolumen und dessen räumliche Verteilung, ebenso die Eiskonzentration und die Eisdriftgeschwindigkeit werden dagegen nur um wenige Prozent verändert, wenn R_A etwa in dem Bereich 0.3 bis 0.7 variiert wird. Für eine qualitative Untersuchung, in welchen Regionen, zu welchen Jahreszeiten und in Abhängigkeit von welchen Variablen deformiertes Eis entsteht und wohin es driftet, ist eine solche Abschätzung von R_A ausreichend. Die Beobachtungsgröße, aus der der beste Wert für R_A abzuleiten ist, ist das mittlere Verhältnis der Dicke deformierten Eises zu der des nicht-deformierten.

Zur Untersuchung des Modellverhaltens bei extremen Einstellungen des Deformationsparameters werden im folgenden zwei Simulationen mit $R_A = 0.1$ und $R_A = 1.0$ vorgestellt. Das Modell bleibt auch bei diesen Läufen stabil und liefert zudem

für die mittlere Eisdicke h und die Eiskonzentration A Werte, die um nicht mehr als 10% von denen des Standardlaufs abweichen. Es muß jedoch betont werden, daß es sich hier im wesentlichen um numerische Untersuchungen handelt; diese Parametereinstellungen sind physikalisch nicht sinnvoll. $R_A = 0.1$ bedeutet, daß bei Deformation das Eis auf ein Zehntel seiner ursprünglichen Fläche zusammengepreßt wird. Dies führt zu einer mittleren Dicke von 11 m für das deformierte Eis im Weddellmeer, die erheblich über jedem beobachteten Wert liegt. Der andere untersuchte Fall, $R_A = 1.0$, sieht bei Deformation überhaupt keine Formveränderung (Flächenkompression) des Eises vor, so daß zu fragen wäre, wo die Arbeit (Energie) bleibt, die die verformenden Kräfte verrichten. Außerdem nimmt für die Einstellung $R_A = 1.0$ das deformierte Eis so rasch eine so große Fläche der Eisdecke ein, daß das verbleibende nicht-deformierte Eis im Extremfall nur 2 cm dick werden kann, weil es innerhalb weniger Tage der Verformung unterliegt. Diese Variationsläufe zeigen, daß der physikalisch sinnvolle Wertebereich des Deformationsparameters etwa auf den Bereich 0.5 ± 0.3 eingegrenzt werden kann.

Die Abbildungen auf den nächsten Seiten stellen die Resultate der Simulationen mit den Einstellungen $R_A = 0.1$ und $R_A = 1.0$ gegenüber und zeigen die einzelnen Aspekte der zuvor an Abb. 8.1 diskutierten Rolle des Deformationsparameters auf.

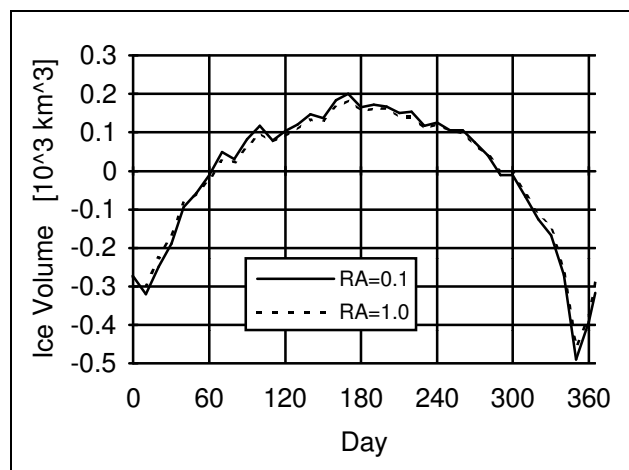


Abb. 8.2. Jahresgang 1987 des täglich im gesamten Modellgebiet thermodynamisch produzierten Eisvolumens [10^3 km^3]. Negative Werte zeigen Schmelzen an. Durchgezogene Kurve für $R_A = 0.1$, gestrichelte Kurve für $R_A = 1.0$.

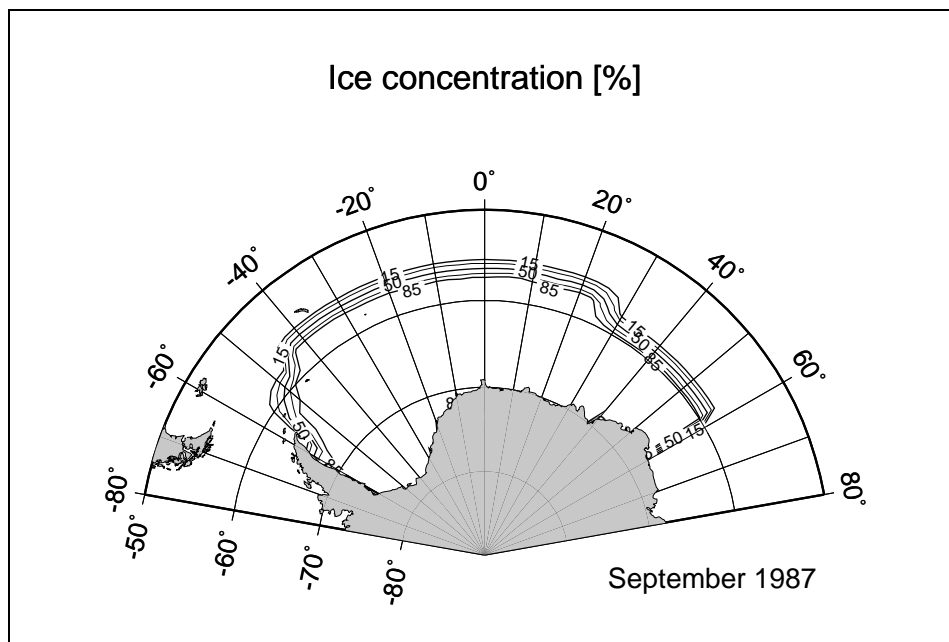
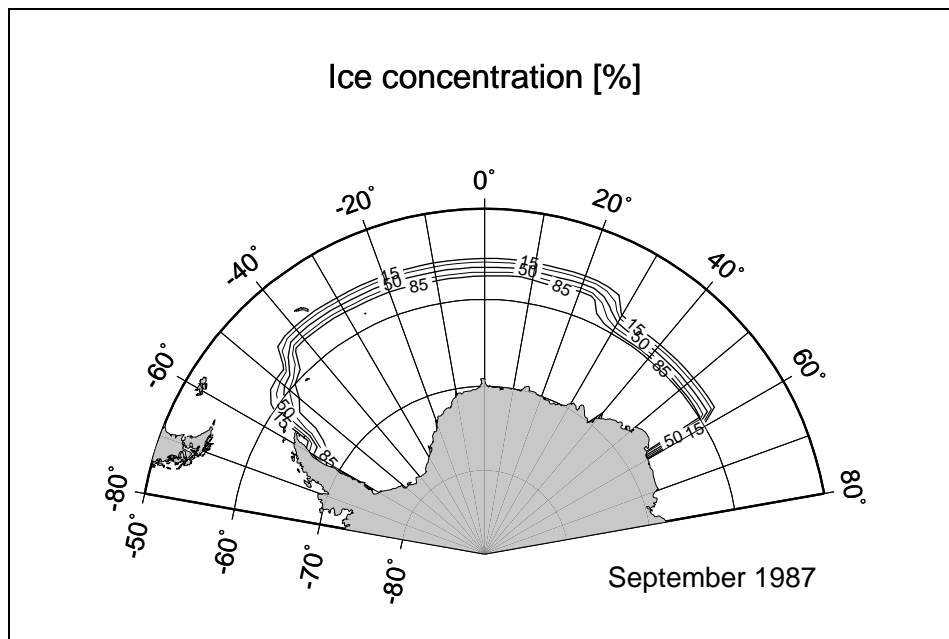


Abb. 8.3. Eiskonzentration A [%] für September 1987. Deformationsparameter $R_A = 0.1$ (oben) und $R_A = 1.0$ (unten). Die räumliche Verteilung der Eiskonzentration wird durch die Variation des Deformationsparameters kaum verändert.

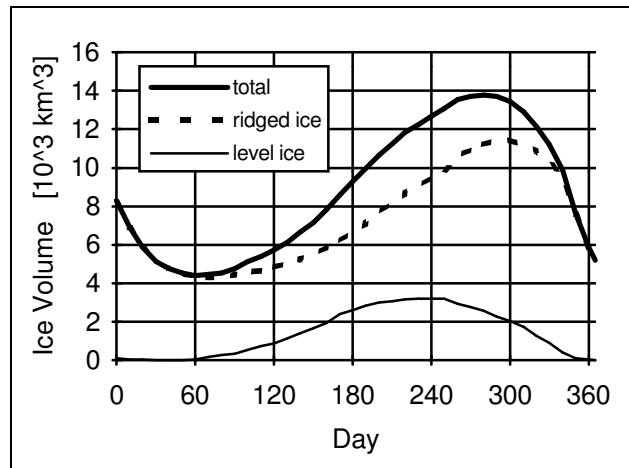
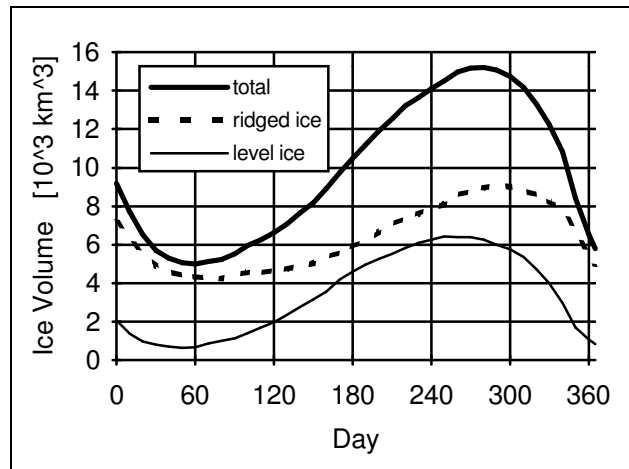


Abb. 8.4. Jahrgang 1987 des über das gesamte Modellgebiet integrierten Volumens [10^3 km^3] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und beider Eisklassen zusammen (dicke, durchgezogene Linie). Deformationsparameter $R_A = 0.1$ (oben) und $R_A = 1.0$ (unten).

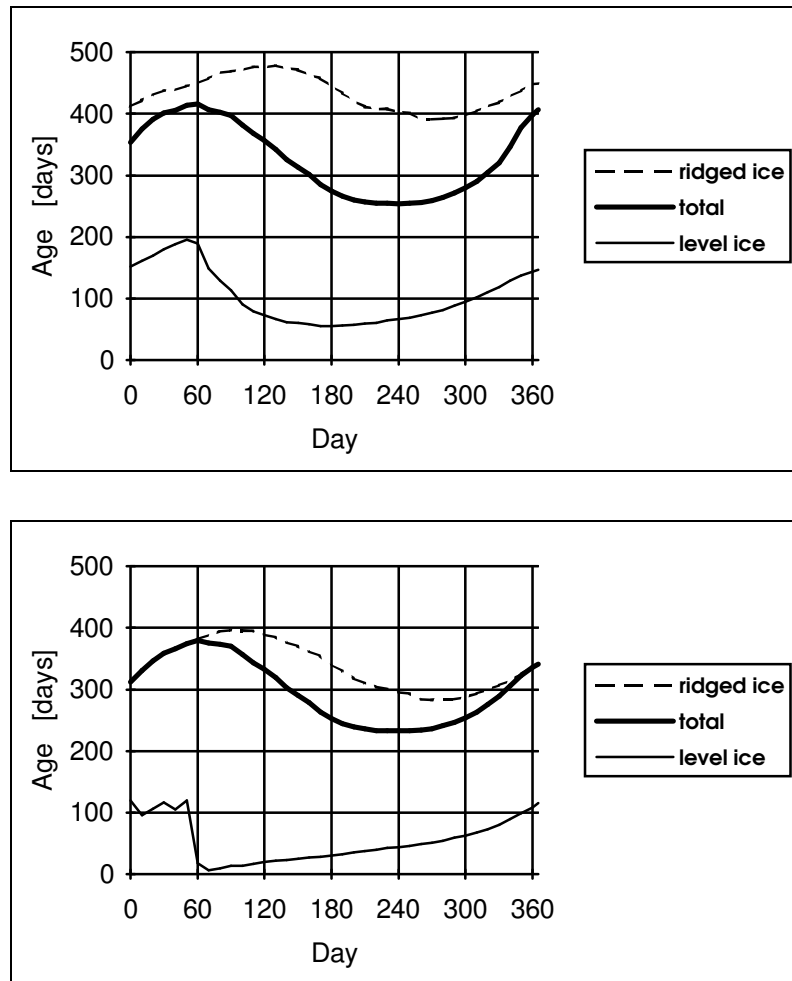


Abb. 8.5. Jahresgang 1987 des über das gesamte Modellgebiet gemittelten Alters [Tage] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und beider Eisklassen zusammen (dicke, durchgezogene Linie). Deformationsparameter $R_A = 0.1$ (oben) und $R_A = 1.0$ (unten).

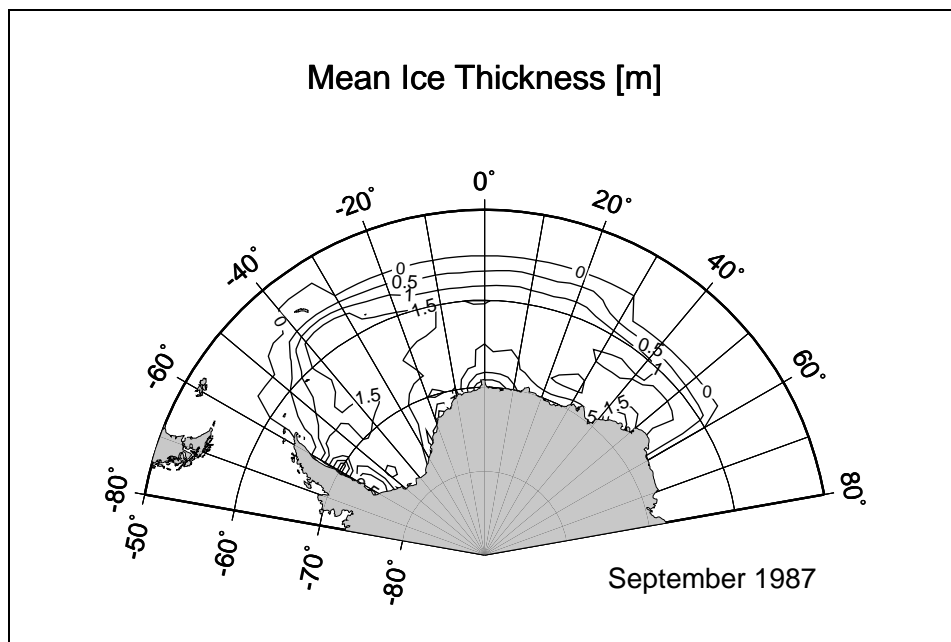
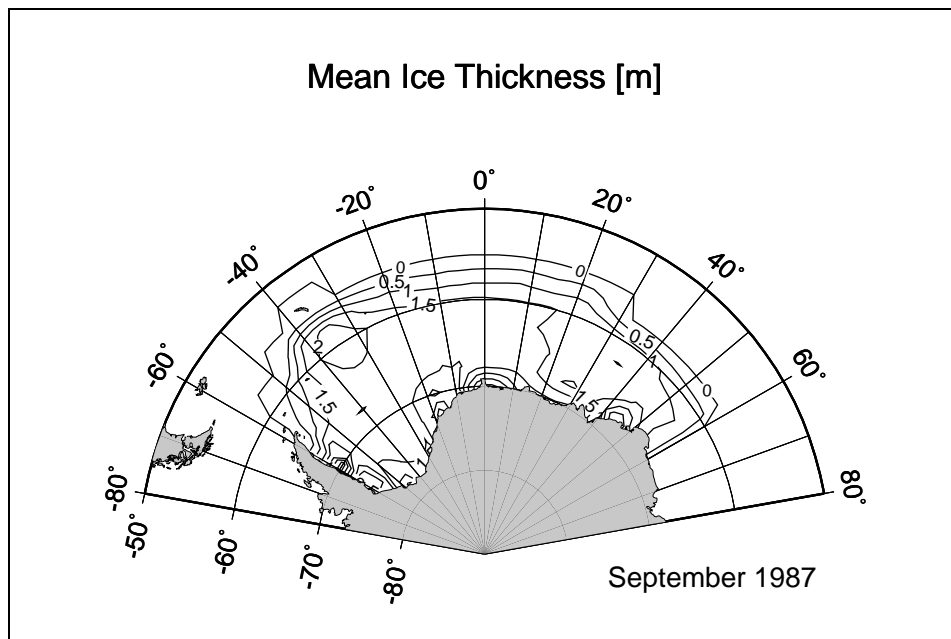


Abb. 8.6. Mittlere Eisdicke h [m] für September 1987. Deformationsparameter $R_A = 0.1$ (oben) und $R_A = 1.0$ (unten).

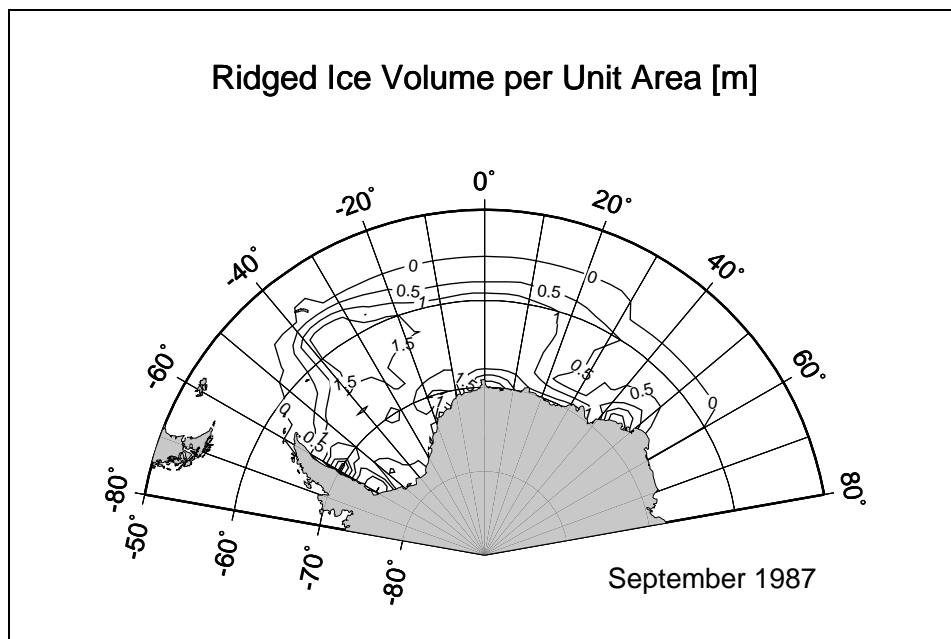
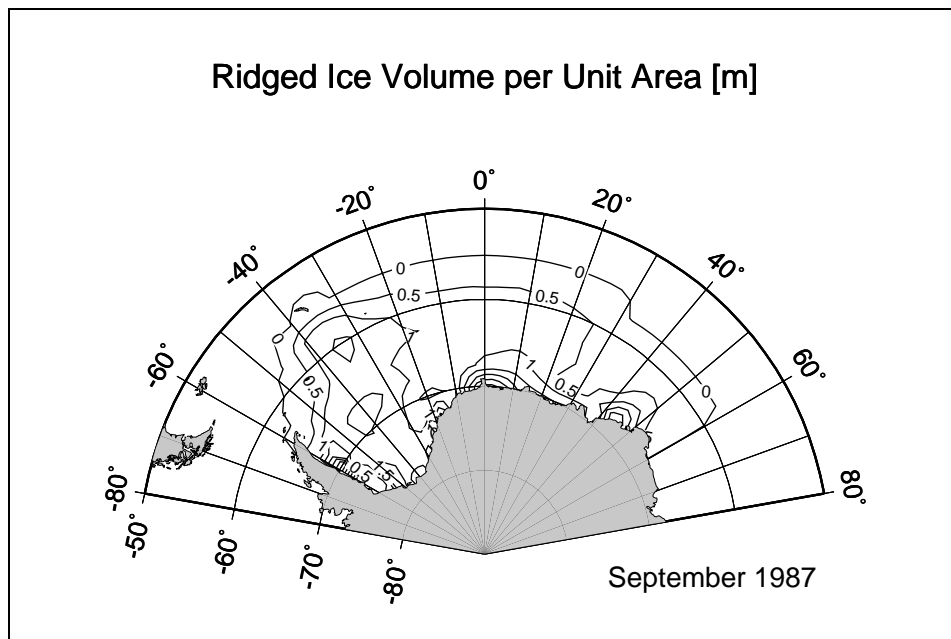


Abb. 8.7. Volumen deformierten Eises pro Einheitsfläche, h_r , [m], für September 1987. Deformationsparameter $R_A = 0.1$ (oben) und $R_A = 1.0$ (unten).

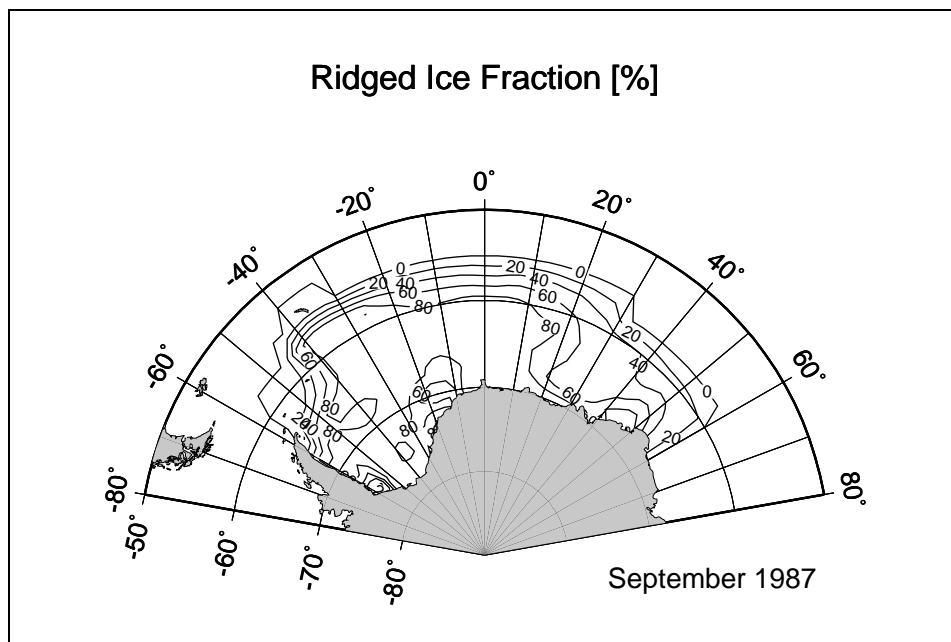
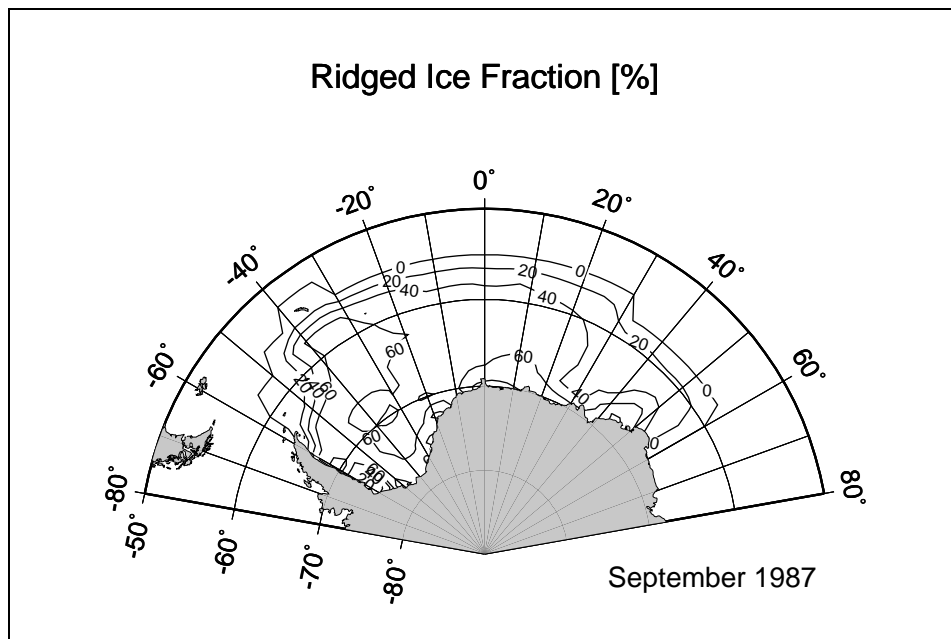


Abb. 8.8. Anteil deformierten Eises am gesamten Eisvolumen [%] für September 1987. Deformationsparameter $R_A = 0.1$ (oben) und $R_A = 1.0$ (unten).

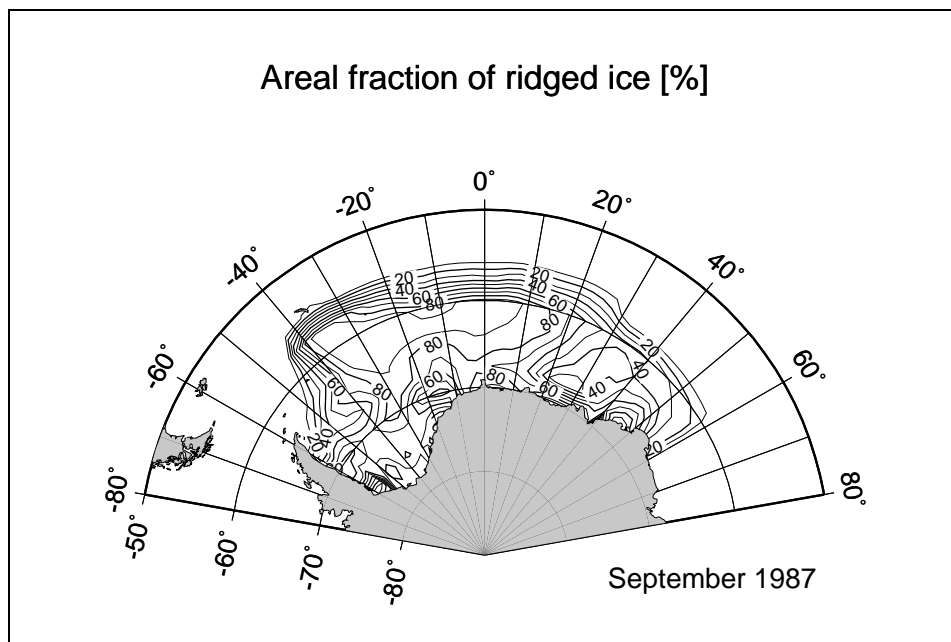
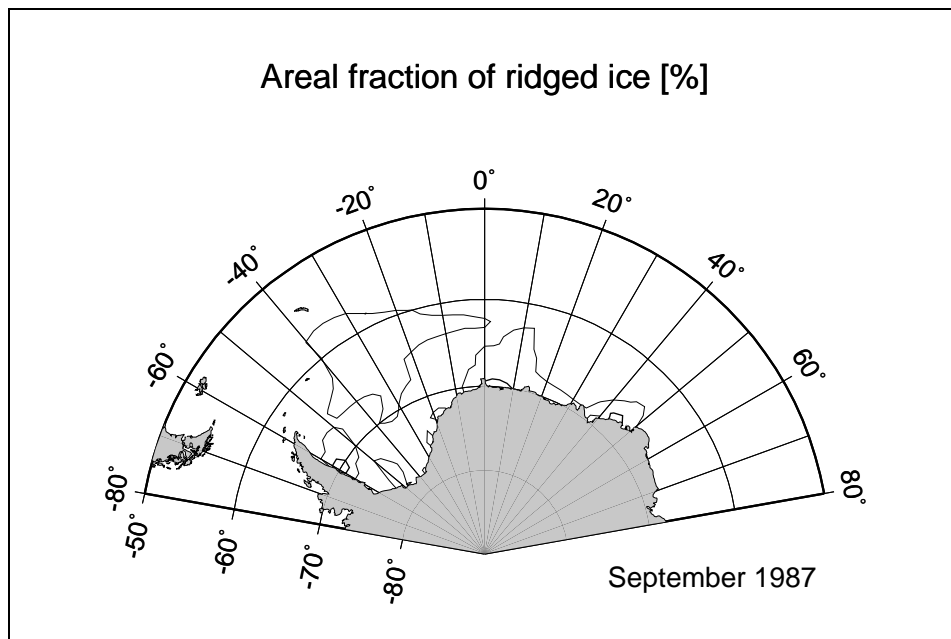


Abb. 8.9. Anteil deformierten Eises an der gesamten Eisfläche [%] für September 1987. Deformationsparameter $R_A = 0.1$ (oben) und $R_A = 1.0$ (unten).

Der Vergleich der beiden Parametereinstellungen $R_A = 0.1$ und $R_A = 1.0$ zeigt:

Der Jahresgang des täglich neu gefrorenen oder geschmolzenen Eisvolumens (Abb. 8.2) ist für beide Einstellungen sehr ähnlich. Die Beträge der Gefrier- bzw. Schmelzraten sind für $R_A = 0.1$ etwas höher, da das dünne, glatte Eis mit höheren Wärmeflüssen einen größeren Flächenanteil einnimmt.

Die räumliche Verteilung der Eiskonzentration (Abb. 8.3) wird durch die Variation von R_A nicht signifikant verändert.

Das gesamte Volumen rauhen Eises (Abb. 8.4) ist für $R_A = 0.1$ das ganze Jahr über höher als für $R_A = 1.0$, weil für $R_A = 0.1$ das bei Deformation entstehende raue Eis eine geringere Fläche glatten Eises bedeckt, also eine größere Fläche rasch wachsenden glatten Eises freiläßt. Dies erhöht das Volumen glatten Eises, welches - ohne einer Deformation zu unterliegen - so dick werden kann, daß es auch im Sommer nicht vollständig geschmolzen wird. Die höhere Eisdicke h erhöht die Eishärte P , hemmt die Bewegung des Eises und setzt die Deformationsraten herab, weswegen für $R_A = 0.1$ die saisonale Variation des Volumens des rauhen Eises geringer ausfällt.

Da für $R_A = 0.1$ das glatte Eis im Sommer nicht vollständig geschmolzen wird, geht dessen Alter nicht wie für $R_A = 1.0$ zu Beginn der Gefrierperiode (etwa 1. März, Tag 60) rasch auf wenige Tage zurück, sondern zeigt einen allmählichen Abfall, der sein Minimum von etwa 60 Tagen erst nach 3 Monaten (etwa 1. Juli, Tag 182) erreicht. Da das mittlere Alter des glatten Eises, wenn es deformiert wird, höher ist, trägt es auch weniger zur Verjüngung des rauhen Eises durch Deformation bei, so daß dessen saisonale Variation geringer ausfällt und dessen mittleres Alter insgesamt höher, bei 450 statt 350 Tagen, liegt.

Abb. 8.6 zeigt die räumliche Verteilung der mittleren Eisdicke h im Monatsmittel des Septembers 1987. Für $R_A = 0.1$ ist die Eisdicke knapp einen halben Meter dicker als für $R_A = 1.0$. Das Muster der räumlichen Verteilung ist allerdings recht ähnlich: Eine höhere Dicke im westlichen Weddellmeer und im Ausstromgebiet nordöstlich der Spitze der Antarktischen Halbinsel als im Osten; besonders hohe Eisdicken bis über 3 m an den Küsten, insbesondere entlang der Antarktischen Halbinsel. Die Auswirkung der Variation des Deformationsparameters auf die mittlere Eisdicke ist feststellbar, aber soweit beschränkt, daß in keiner Region völlig unrealistische mittlere Eisdicken oder drastische Abweichungen vom Standardlauf festzustellen wären.

Die für die mittlere Eisdicke h getroffenen Feststellungen gelten auch für das Volumen rauhen Eises pro Fläche, h_r , das Abb. 8.7 zeigt.

Der Anteil deformierten Eises am gesamten Eisvolumen (Abb. 8.8) zeigt für $R_A = 0.1$ eine mit der Verteilung von h und h_r etwa übereinstimmende Struktur mit einem erhöhten Anteil rauhen Eises im westlichen Weddellmeer. Für $R_A = 1.0$ ist der Anteil rauhen Eises allgemein höher und überschreitet für gut zwei Drittel der modellierten Region 80%. Beide Einstellungen für R_A prognostizieren übereinstimmend einen deutlichen Abfall des Volumenanteil rauhen Eises östlich von etwa 25° O.

Erwartungs- und definitionsgemäß zeigt der Anteil deformierten Eises an der eisbedeckten Fläche (Abb. 8.9) den größten Unterschied zwischen den beiden Einstellungen für R_A . Für $R_A = 0.1$ (Abb. 8.9 oben) erreicht der Flächenanteil rauhen Eises 10% innerhalb der dünnen, nicht annotierten Isolinie. 20% treten nur in einer einzigen Gitterzelle an der der Antarktischen Halbinsel auf. Dagegen überschreitet der Flächenanteil für $R_A = 1.0$ fast im gesamten Modellgebiet 40% und erreicht für große Regionen Werte über 80%.

8.1.2. Variation der Eishärte P^*

In zwei Variationsläufen wurde der Eishärteparameter P^* auf $10\,000\text{ N/m}^2$ und auf $40\,000\text{ N/m}^2$ gesetzt. Bei geringerer Eishärte von $10\,000\text{ N/m}^2$ ist das pro Tag deformierte Eisvolumen (Abb. 8.10) größer als für härteres Eis mit $40\,000\text{ N/m}^2$. Über das ganze Simulationsjahr integriert ist das deformierte Eisvolumen 7200 km^3 für $P^*=10\,000\text{ N/m}^2$ und 5800 km^3 für $P^*=40\,000\text{ N/m}^2$. Dies entspricht einer Abweichung von jeweils 20% vom Wert 6500 km^3 für den Standardlauf mit $P^*=20\,000\text{ N/m}^2$.

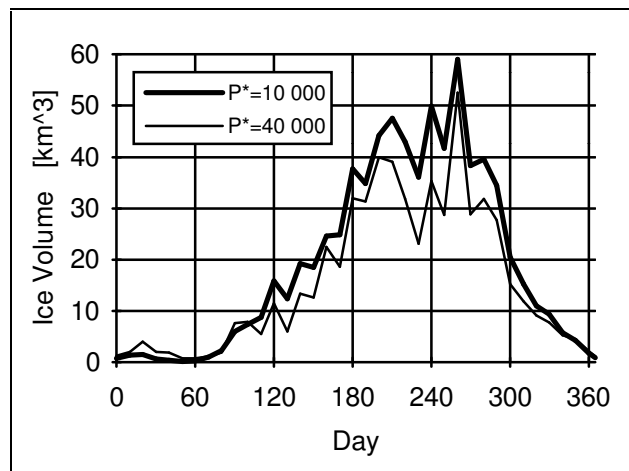


Abb. 8.10. Jahresgang 1987 des pro Tag deformierten Eisvolumens [km^3] für $P^*=10\,000$ (dicke Linie) und $P^*=40\,000$ (dünne Linie).

Im Vergleich des Jahresgangs 1987 der Volumina der beiden Eisklassen (Abb. 8.11) für die beiden Variationsläufe zeigt sich für geringere Eishärte $P^*=10\,000\text{ N/m}^2$, daß das Volumen glatten Eises das ganze Jahr über geringer ist, weil es rascher und in größerem Umfang deformiert wird; daß daher das Volumen rauhen Eises generell größer ist und auch eine höhere Amplitude im Jahresgang besitzt; und daß das Eisvolumen insgesamt höher ist mit einem Wintermaximum von $15\,800\text{ km}^3$ gegenüber nur $13\,400\text{ km}^3$ für härteres Eis mit $P^*=40\,000\text{ N/m}^2$. Im Jahresgang des Eisalters (Abb. 8.12) macht sich die bei weicherem Eis stärkere Deformation dadurch bemerkbar, daß das Alter des nicht-deformierten Eises geringer ist, weil es im Mittel nach einer kürzeren Zeit deformiert wird. Da hier das glatte Eis im Sommer nahezu vollständig verschwindet, ist der bei Einsetzen der Gefrierperiode stattfindende rasche Abfall seines Alters auf wenige Tage sehr ausgeprägt, während dieser Abfall bei erhöhter Eishärte langsamer stattfindet und ein höheres Minimum besitzt. Im Falle weicheren Eises wird das rauhe Eis dicker und thermodynamisch träger, was seine Lebenszeit und auch das Alter des Eises insgesamt erhöht.

Der Vergleich der räumlichen Verteilung der mittleren Eisdicke h für verringerten (Abb. 8.13 oben) und erhöhten (Abb. 8.13 unten) Eishärteparameter P^* zeigt die Wirkung der Deformation. Ist die Eishärte reduziert, so ist die Eisdicke in fast allen Regionen um bis zu 50 cm höher, da Deformationen das Eis stärker komprimieren. Besonders ausgeprägt ist der Effekt an den Küsten, wo Eisdicken über 4 m auftreten, während bei härterem Eis mit $P^* = 40\,000$ das Eis an den Küsten sogar etwas dünner als im zentralen Weddellmeer ist.

Dies zeigt sich auch in der räumlichen Verteilung des Anteils rauhen Eises am gesamten Eisvolumen. Dieser Volumenanteil ist bei verringerter Eishärte insgesamt höher als bei härterem Eis. Auch das räumliche Verteilungsmuster ist unterschiedlich. Für die reduzierte Eishärte ist entlang der Antarktischen Halbinsel ein Volumenanteil rauhen Eises über 80% zu erkennen, der sich in einer langen Zunge nach Nordosten in den ACC fortsetzt, in den dieses besonders rauhe Eis ausströmt. Bei erhöhter Eishärte ist der Volumenanteil rauhen Eises an den Küsten nicht höher als im zentralen Weddellmeer; daher tritt auch die Zunge ausströmenden rauhen Eises so nicht auf. Allerdings ist auch hier eine Region mit hohem Rauheitsanteil über 80% im Norden des Weddellmeers bei 30° W zu finden.

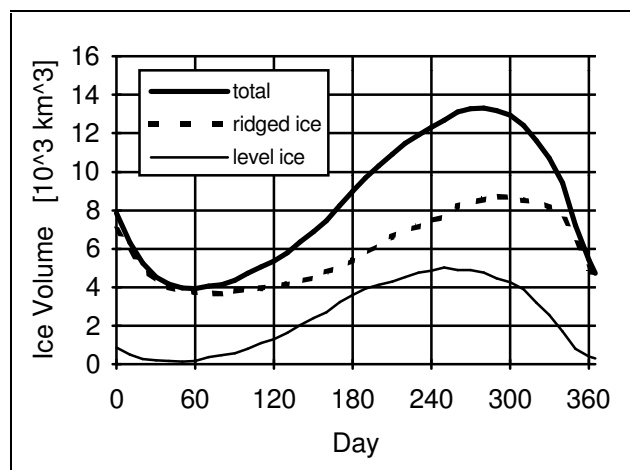
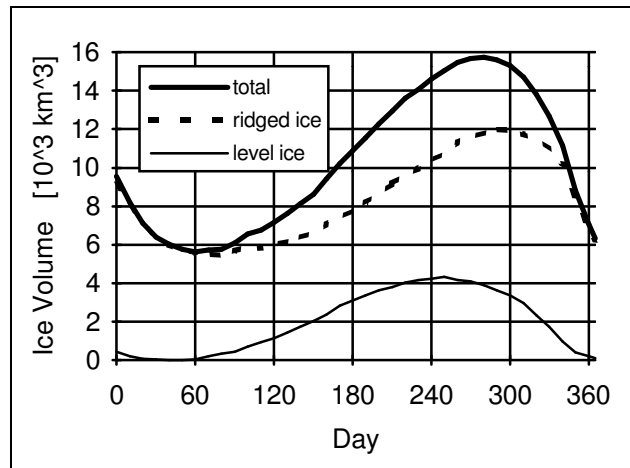


Abb. 8.11. Jahresgang 1987 des über das gesamte Modellgebiet integrierten Volumens [10^3 km^3] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und beider Eisklassen zusammen (dicke, durchgezogene Linie). Eishärteparameter $P^* = 10\,000$ (oben) und $P^* = 40\,000$ (unten).

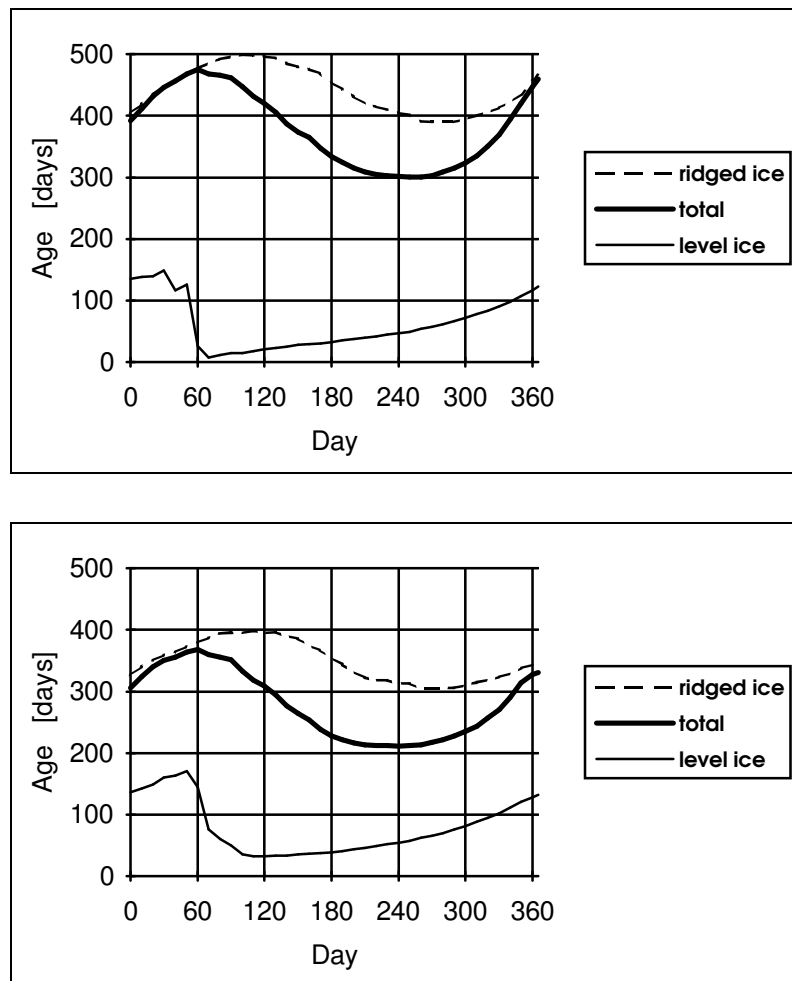


Abb. 8.12. Jahrgang 1987 des über das gesamte Modellgebiet gemittelten Alters [Tage] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und beider Eisklassen zusammen (dicke, durchgezogene Linie). Dynamischer Parameter $P^* = 10\,000$ (oben) und $P^* = 40\,000$ (unten).

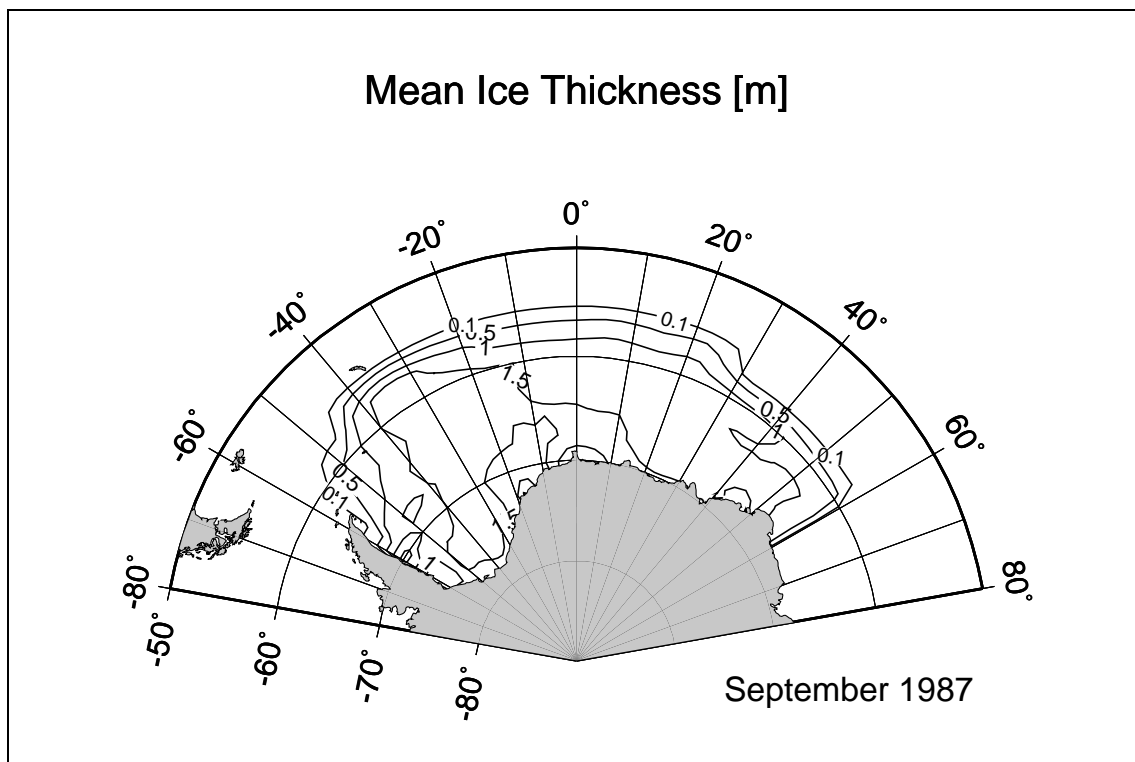
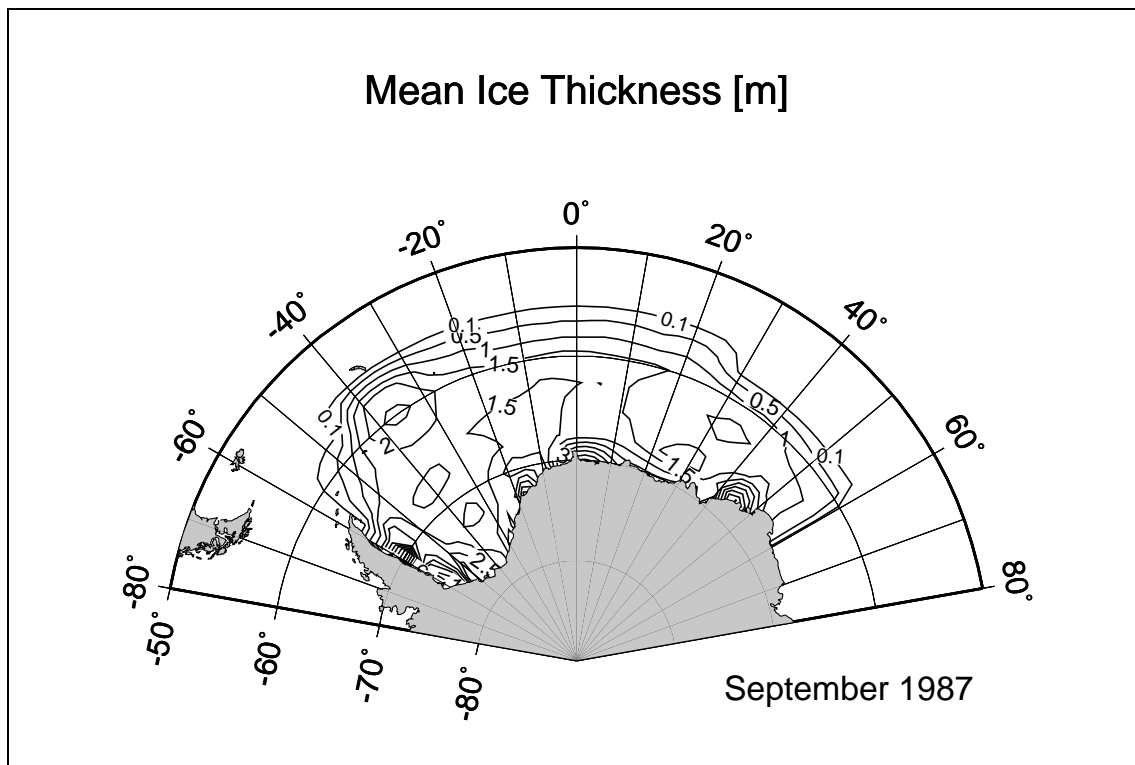


Abb. 8.13. Verteilung der mittleren Eisdicke h [m] im September 1987. Eishärteparameter $P^* = 10\,000$ (oben) und $P^* = 40\,000$ (unten).

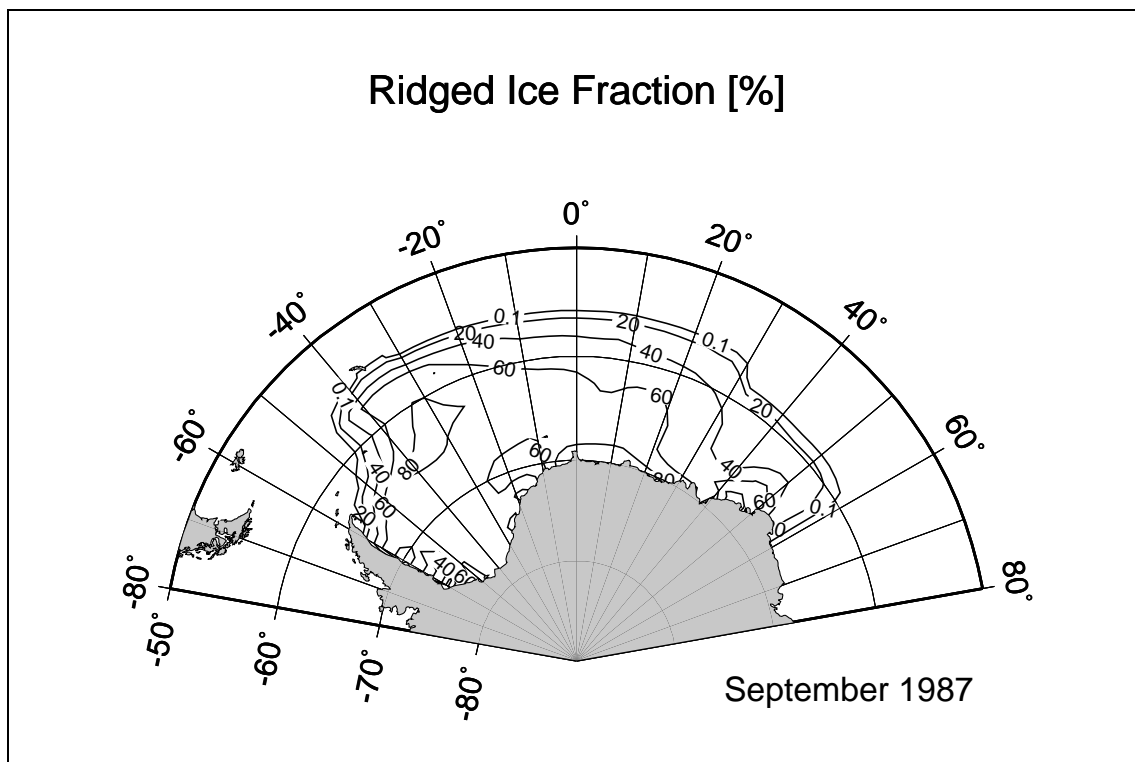
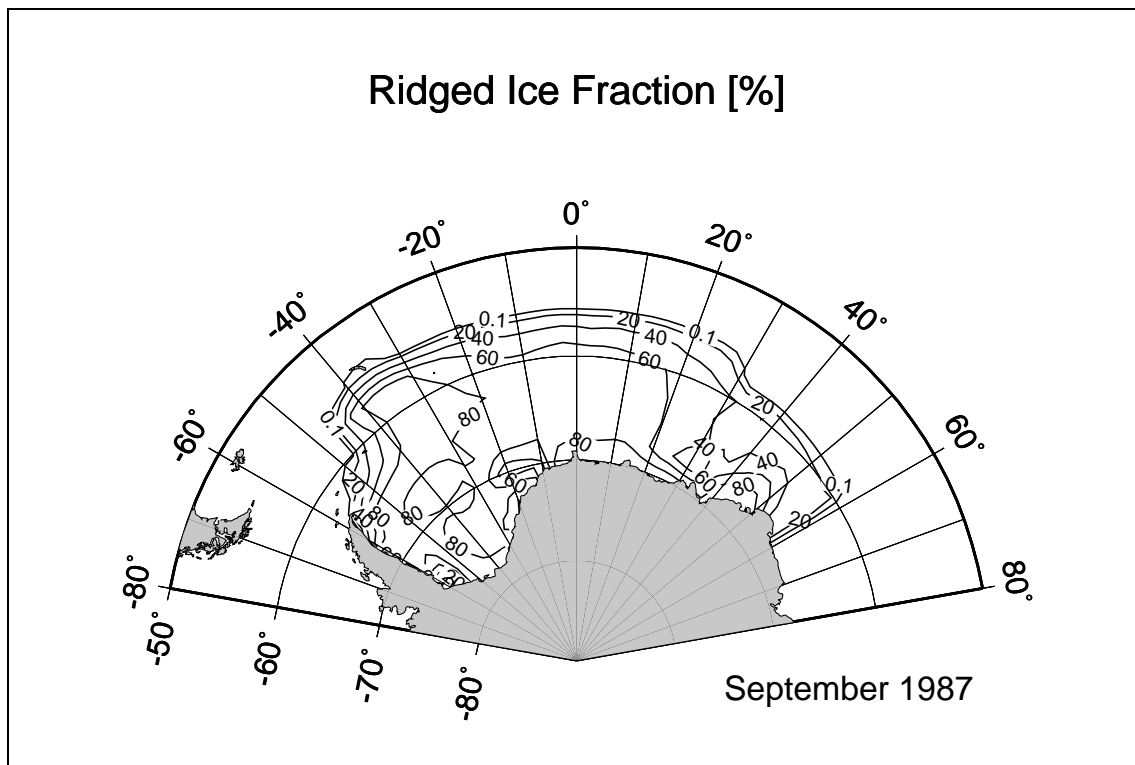


Abb. 8.14. Anteil [%] deformierten Eises am gesamten Eisvolumen im September 1987. Eishärteparameter $P^* = 10\,000$ (oben) und $P^* = 40\,000$ (unten).

8.1.3. Variation des Eiskonzentrationsparameters C^*

Zur Sensitivitätsanalyse wurden zwei Simulationen mit $C^* = 5$ und $C^* = 40$ für den Eiskonzentrationsparameter C^* durchgeführt, der neben dem Eishärteparameter P^* in die Eishärte

$$P = P^* h e^{-C^*(1-A)}$$

eingeht. Während P^* proportional zur Härte des Eises ist und diese unter allen Umständen bestimmt, hängt von C^* die minimale Eiskonzentration ab, die zum Einsetzen der Deformationsprozesse erforderlich ist. Für den Standardlauf mit $C^* = 20$ beträgt diese ungefähr 85%. Bei $C^* = 40$ setzen Deformationsprozesse erst bei einer Eiskonzentration von rund 95% ein, während dies für $C^* = 5$ bereits bei 60% der Fall ist. Ähnlich der Variation von P^* ist das täglich deformierte Eisvolumen (Abb. 8.15) höher für $C^* = 5$ als für $C^* = 40$.

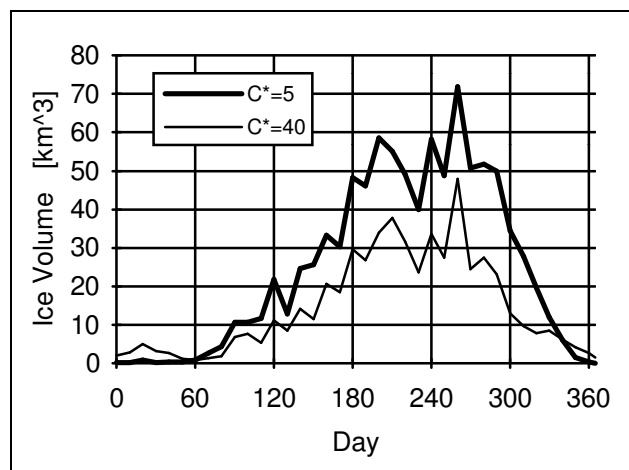


Abb. 8.15. Jahresgang 1987 des pro Tag deformierten Eisvolumens [km^3] für $C^* = 5$ (dicke Linie) und $C^* = 40$ (dünne Linie).

Für $C^* = 5$ zeigt das glatte Eis ein ähnliches Verhalten wie für reduzierten Eishärteparameter $P^* = 10\,000$: Während der Sommermonate verschwindet das Volumen (Abb. 8.16) glatten Eises ganz, und das Wintermaximum ist relativ niedrig, weil beträchtliche Mengen glatten Eises bereits deformiert werden, während die Eisdecke noch im Aufbau begriffen ist. Dies zeigt sich auch im Jahresgang des Alters des glatten Eises (Abb. 8.17), das einen niedrigen Maximal- und Minimalwert sowie einen steilen Abfall zu Beginn der Gefrierperiode aufweist. Umgekehrt ähnelt die Entwicklung des glatten Eises für $C^* = 40$ der für erhöhten Eishärteparameter $P^* = 40\,000$.

Dagegen unterscheidet sich die Entwicklung des rauhen Eises und des gesamten Eisvolumens bei variiertem C^* von der bei verändertem P^* . Für erhöhtes $C^* = 40$ ist das gesamte Eisvolumen mit 5100 km^3 im Sommerminimum und 14400 km^3 im Wintermaximum höher als für $C^* = 5$, für das die entsprechenden Werte nur 3100 km^3 und 14100 km^3 betragen. Das gesamte Eisvolumen und dessen mittleres Alter werden durch eine Erhöhung von P^* verringert, durch eine Erhöhung von C^* dagegen erhöht. Der Grund dafür liegt darin, daß eine erhöhte Eishärte P^* die Deformation des Eises in allen Regionen und zu allen Jahreszeiten verringert und den Aufbau einer dicken Eisdecke erschwert. Ein erhöhter Eiskonzentrationsparameter C^* dagegen verzögert die Deformation solange, bis die Eisdecke mit Eiskonzentrationen über 95% kompakt geworden ist. Wenn die Deformation dann stattfindet, besitzt das zu deformierende glatte Eis bereits eine beträchtliche Dicke, weshalb das daraus entstehende rauhe Eis ebenfalls recht dick wird. Im Mittel über das ganze Jahr 1987 und über alle Regionen beträgt die Dicke des rauhen Eises 3 m für $C^* = 40$ und nur 2 m für $C^* = 5$. In letzterem Fall ist auch das rauhe Eis hinreichend dünn, um einer vergleichsweise raschen Veränderung durch thermodynamische Prozesse zu unterliegen. Der Jahresgang des Volumens rauhen Eises (Abb. 8.16) weist daher für $C^* = 5$ eine ausgeprägte saisonale Variation auf, ebenso das Alter des rauhen Eises (Abb. 8.17), welches um ein vergleichsweise niedriges Niveau von knapp 300 Tagen schwankt. Dagegen zeigt das für $C^* = 40$ dickere rauhe Eis eine geringere saisonale Variation im Volumen wie auch im Alter, dessen Jahresmittelwert über 400 Tagen liegt.

Die Produktion rauhen Eises, über das Jahr 1987 integriert in Abb. 8.18 gezeigt, ist für $C^* = 40$ an den Küsten ausgeprägt hoch, im zentralen Weddellmeer dagegen mit nur 50 cm rauhen Eises pro Jahr vergleichsweise niedrig. Die Deformation des Eises setzt hier nur bei sehr hoher Eiskonzentration über 95% ein, die vor allem in Konvergenzzonen an den Küsten erreicht wird. Dagegen ist für $C^* = 5$ die Produktion rauhen Eises mit mehr als 1 m pro Jahr im gesamten Weddellmeer gleichmäßig hoch und steigt an den Küsten weniger an. Die hier bereits bei einer Eiskonzentration von 60% einsetzende Deformation ist im gesamten Modellgebiet beträchtlich. Auf die Küste zutreibendes Eis wurde in der Regel bereits vorher deformiert.

Die räumlichen Verteilungen der Eisdicke (Abb. 8.19) und des Volumens rauhen Eises pro Fläche (Abb. 8.20) zeigen für $C^* = 5$ eine gleichmäßigere Verteilung über die Modellregion als für $C^* = 40$. Bei letzterem ist vor allem an den Küsten, insbesondere entlang der Antarktischen Halbinsel, rauhes Eis festzustellen, das eine deutlich erkennbare Ausstromzunge in den ACC bildet.

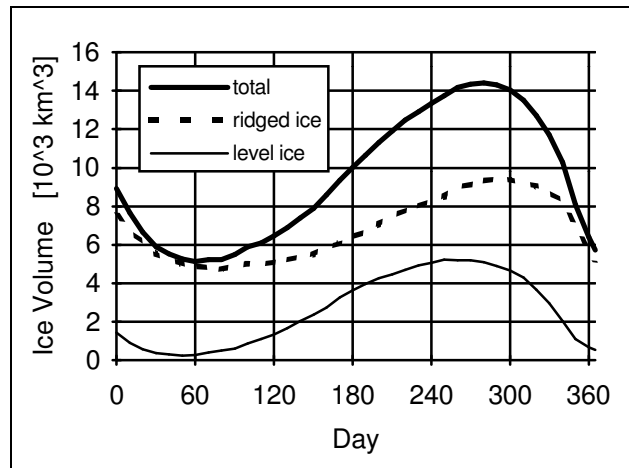
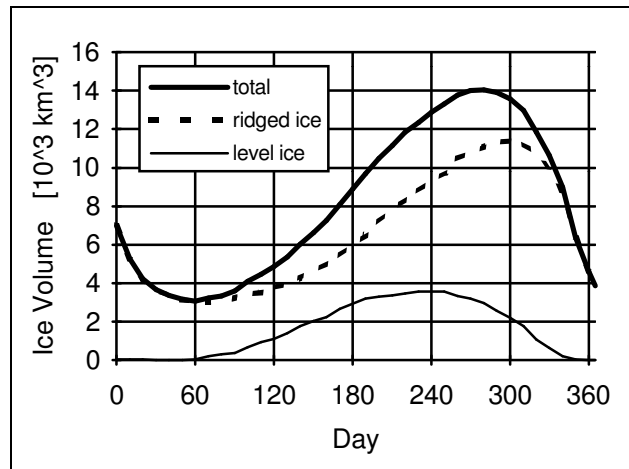


Abb. 8.16. Jahresgang 1987 des über das gesamte Modellgebiet integrierten Volumens [10^3 km^3] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und beider Eisklassen zusammen (dicke, durchgezogene Linie). Dynamischer Parameter $C^* = 5$ (oben) und $C^* = 40$ (unten).

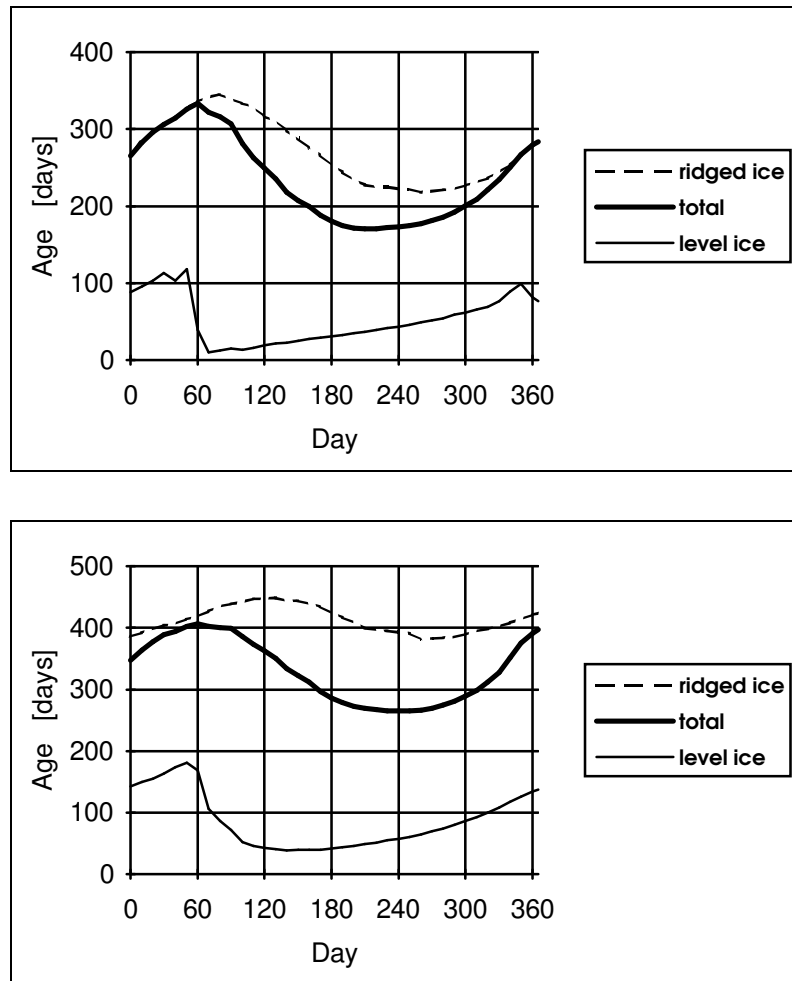


Abb. 8.17. Jahrgang 1987 des über das gesamte Modellgebiet gemittelten Alters [Tage] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und beider Eisklassen zusammen (dicke, durchgezogene Linie). Dynamischer Parameter $C^* = 5$ (oben) und $C^* = 40$ (unten).

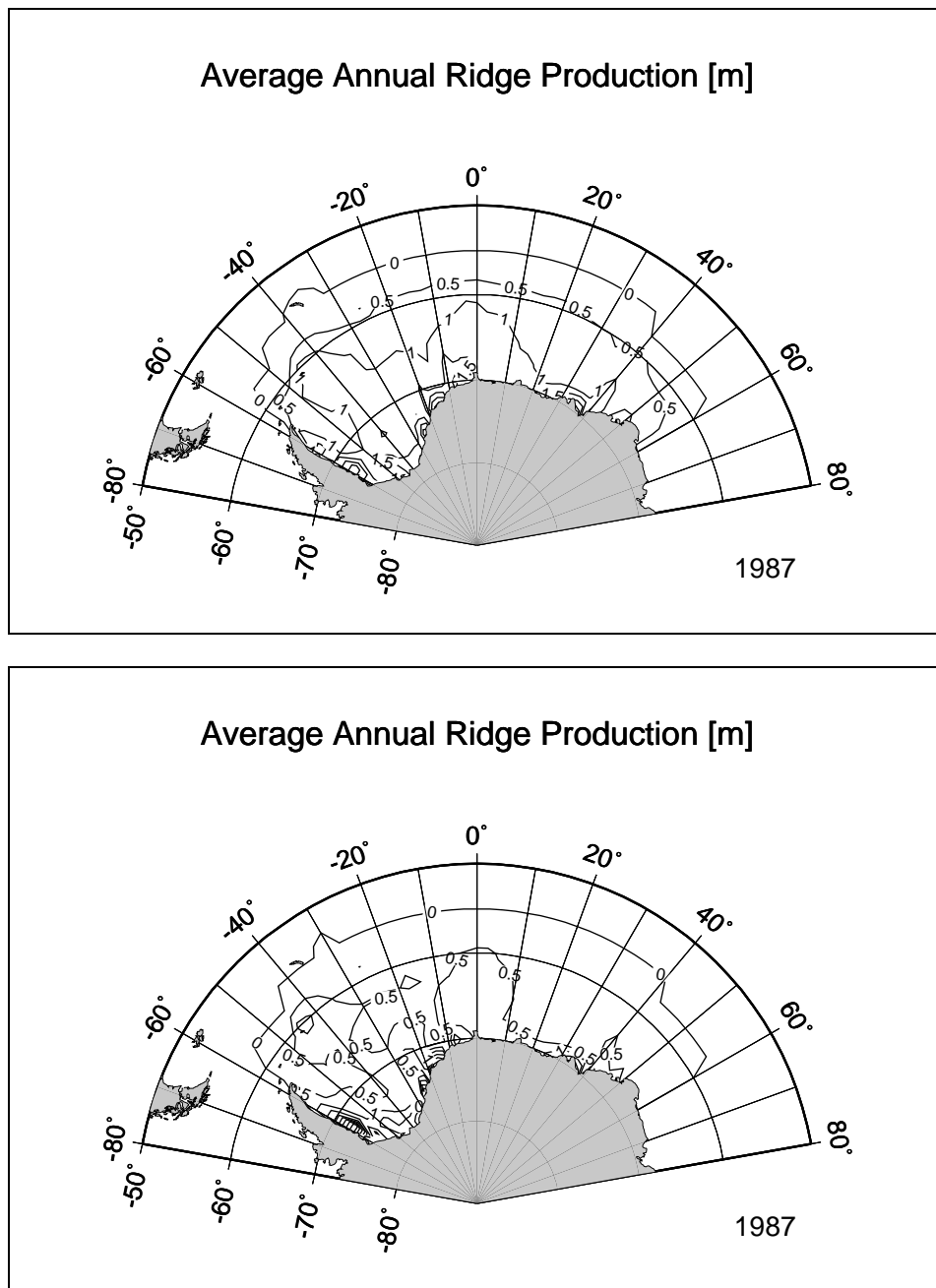


Abb. 8.18. Produktion rauhen Eisvolumens pro Fläche im simulierten Jahr 1987. Dynamischer Parameter $C^* = 5$ (oben) und $C^* = 40$ (unten).

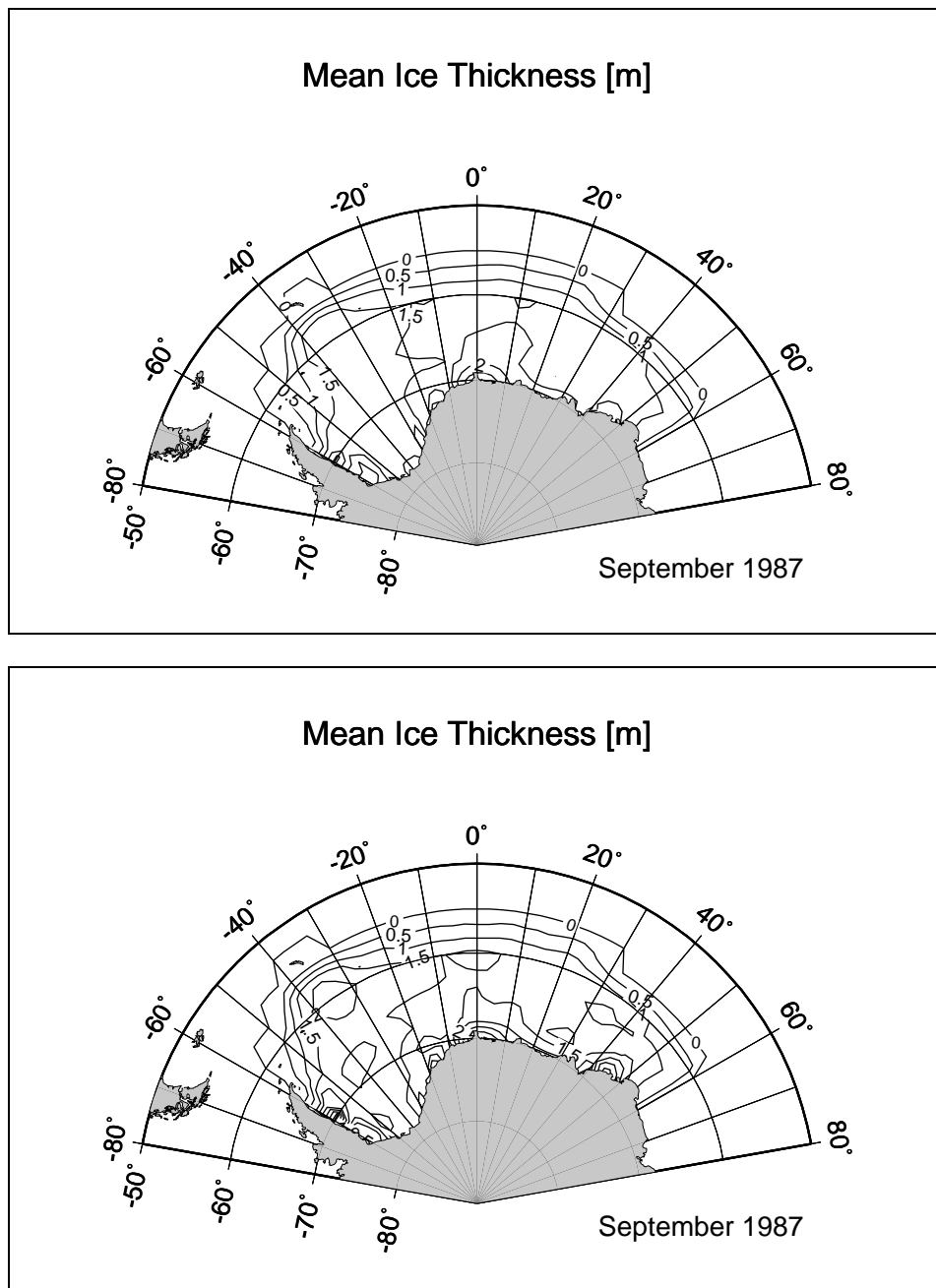


Abb. 8.19. Mittlere Eisdicke h [m] für September 1987. Dynamischer Parameter $C^* = 5$ (oben) und $C^* = 40$ (unten).

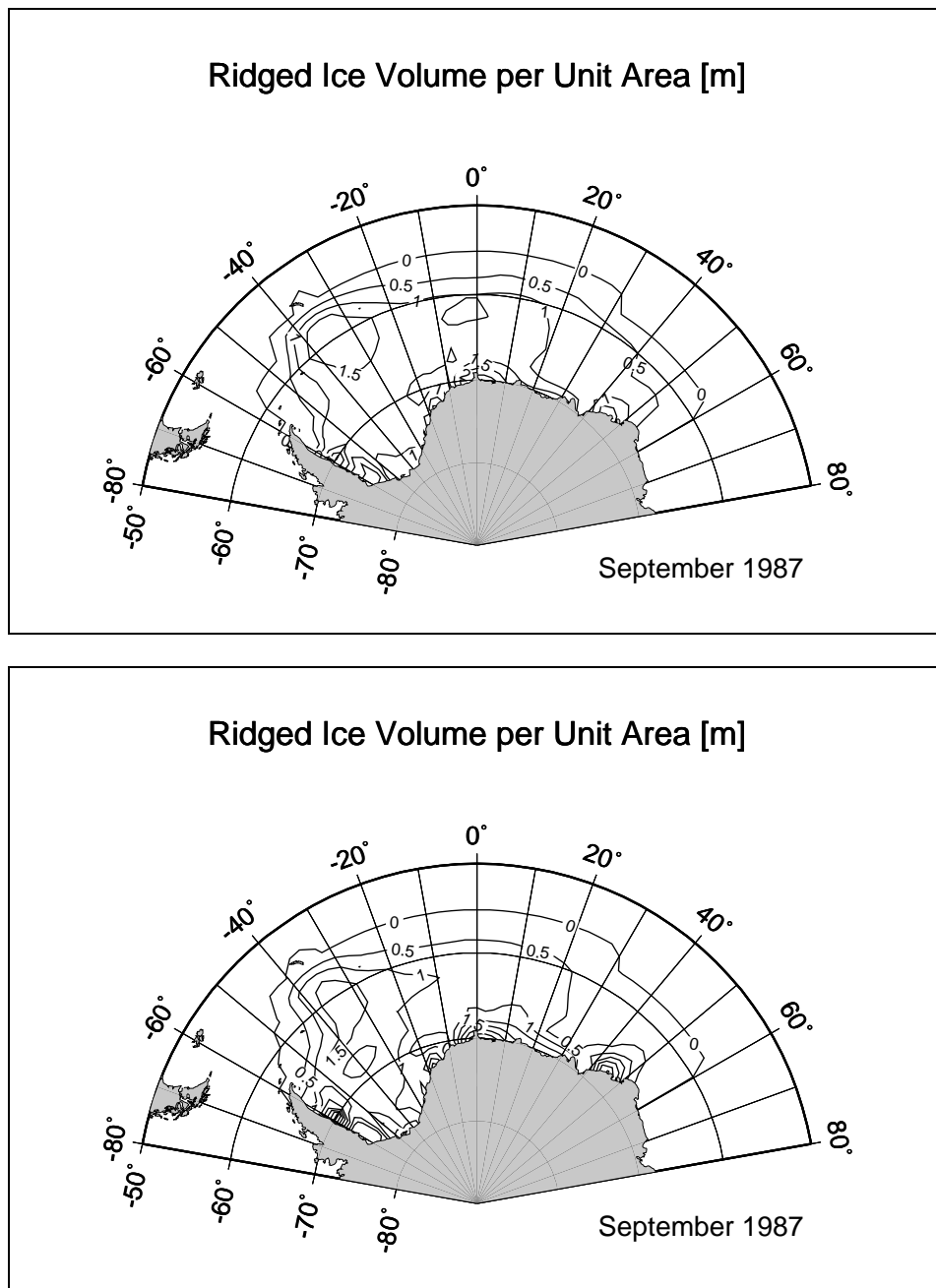


Abb. 8.20. Volumen rauhen Eises pro Fläche, h_r [m], für September 1987. Dynamischer Parameter $C^* = 5$ (oben) und $C^* = 40$ (unten).

8.1.4. Variation der Exzentrizität e der Fließkurve

Die Exzentrizität e der elliptischen Fließkurve für die viskos-plastische Rheologie des Meereises wurde in zwei Sensitivitätsläufen auf die Werte 1 und 4 anstelle des Standardwerts 2 gesetzt. Der Parameter e ist die Wurzel des Verhältnisses der Viskositäten für Kompression bei Konvergenz und für Scherdeformation. Für $e = 1$ sind beide Viskositäten gleich groß, und das Eis zeigt gegen Scherung relativ große Widerstandskräfte. Dagegen ist für $e = 4$ die Viskosität bei Scherung nur halb so groß wie für Konvergenz, so daß das Eis in Scherzonen, insbesondere an den Küsten, weniger Behinderung erfährt und höhere Driftgeschwindigkeiten erreicht. Da Scherdeformation in diesem Modell einen größeren Teil der Deformationskräfte bewirkt als Konvergenz¹⁴, ist die Deformation bei erhöhter Scherviskosität mit $e = 1$ insgesamt größer, wie Abb. 8.21 zeigt.

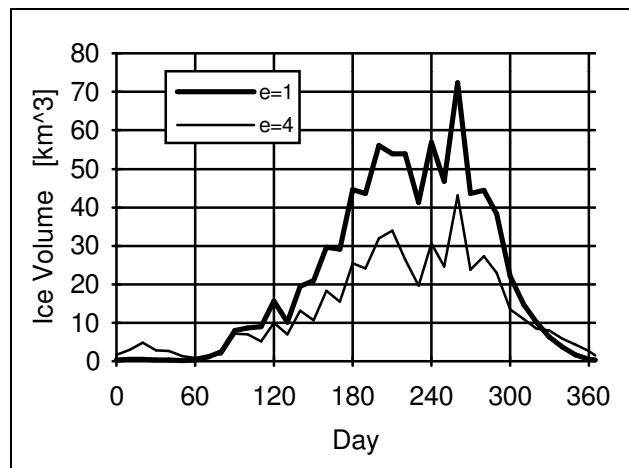


Abb. 8.21. Jahrgang 1987 des pro Tag deformierten Eisvolumens [km³] für $e = 1$ (dicke Linie) und $e = 4$ (dünne Linie).

Die für $e = 1$ erhöhte Deformation äußert sich im Jahrgang der Eisvolumina (Abb. 8.22) darin, daß das Volumen glatten Eises relativ gering ist und im Sommer fast auf 0 zurückgeht, daß das Volumen rauhen Eises dagegen sowohl absolut als auch in der Amplitude des Jahrgangs groß ist, und daß ebenso das gesamte Eisvolumen vergleichsweise groß ist. Umgekehrt ist für erhöhtes $e = 4$ das Volumen glatten Eises höher, das rauhen Eises geringer und das Eisvolumen insgesamt kleiner. Bezogen auf die

¹⁴Dies gilt sowohl für den Standardlauf als auch für die beiden Variationsläufe mit $e = 1$ und $e = 4$.

Eisvolumina wirkt die Reduzierung von e also ähnlich wie eine Verringerung des Eishärteparameters P^* (vgl. Abb. 8.11 mit Abb. 8.22).

Der Jahresgang des Eisalters (Abb. 8.23) zeigt für $e = 4$ mit verringerter Deformation vergleichbare Eigenschaften wie für erhöhte Eishärte P^* : Das glatte Eis kann relativ alt werden; das rauhe Eis und auch das gesamte Eisvolumen erreichen dagegen kein hohes Alter, da sie bei geringen internen Spannungen im Eis rasch aus dem Weddellmeer herausransportiert werden. Umgekehrt erreicht für $e = 1$ das rauhe Eis und das Eisvolumen insgesamt ein recht hohes Alter, weil die Advektion gehemmt ist. Bemerkenswert ist der Jahresgang des Alters des glatten Eises für $e = 1$: Im Sommer erreicht das Alter des glatten Eises einen ungewöhnlich hohen Wert von mehr als 600 Tagen, der das Alter des rauhen Eises sogar überschreitet. Während der vorangehenden Schmelzperiode erhöht sich das mittlere Alter glatten Eises innerhalb von 100 Tagen um mehr als 500 Tage. Allerdings ist das Volumen glatten Eises, das dieses hohe Alter erreicht, nach Abb. 8.22 klein. Der ungewöhnliche Jahresgang im Alter des glatten Eises wird dadurch hervorgerufen, daß die hohe Scherviskosität die Eisdriftgeschwindigkeit an den Küsten drastisch senkt, so daß das dort befindliche Eis nur sehr langsam aus dem Weddellmeer hinausransportiert wird und dabei mehrere Jahre alt werden kann, sofern es nicht vorher schmilzt. Das glatte Eis unterliegt dort nur schwacher Deformation und bleibt über Jahre hinweg zu einem großen Teil nicht-deformiert, weil die Driftgeschwindigkeiten und damit deren Ableitungen, die Deformationsraten, klein sind.

Die räumliche Verteilung des pro Jahr produzierten rauhen Eisvolumens pro Fläche (Abb. 8.24) zeigt einen deutlichen Unterschied: Bei hoher Scherviskosität ($e = 1$) ist die Deformation im zentralen Weddellmeer deutlich höher, an den Küsten jedoch geringer als bei $e = 4$, für das geringe Produktionsraten rauhen Eises im offenen Wasser mit sehr hoher Deformation an den Küsten kontrastieren. Die Ursache dafür liegt darin, daß eine Herabsetzung der Scherviskosität die Eisdrift beschleunigt, insbesondere in den küstennahen Scherzonen, so daß die Deformationen in Scherzonen dabei zunehmen.

Den Beitrag der Konvergenz zur Deformation des Eisvolumens, integriert über das Jahr 1987, zeigt Abb. 8.25. Den anderen Beitrag bilden die Scherdeformationen, die die Differenz zu 100% ausmachen. Für $e = 1$ tragen Konvergenzen zu rund 20%, für $e = 4$ zu rund 30% zur gesamten Deformation bei. In beiden Fällen wird der überwiegende Teil der Deformation von 80% bzw. 70% durch Scherung bewirkt. Die räumlichen Unterschiede dieses Verhältnisses der beiden Beiträge sind nicht stark ausgeprägt, doch

läßt sich ein etwas erhöhter Beitrag durch Konvergenz in offenen Ozean (ACC) und ein verringerter Anteil an den Scherzonen der Küsten feststellen.

Die Verteilung der mittleren Eisdicke (Abb. 8.26) und des Volumens rauhen Eises pro Fläche (Abb. 8.27) zeigt für $e = 1$ um bis zu 50 cm höhere Werte, ansonsten aber ein ähnliches Muster für beide Sensitivitätsläufe. Für $e = 4$ ist der Unterschied zwischen dem Westen des Weddellmeers mit höherer Eisdicke und dem Osten mit geringeren Werten etwas stärker ausgeprägt.

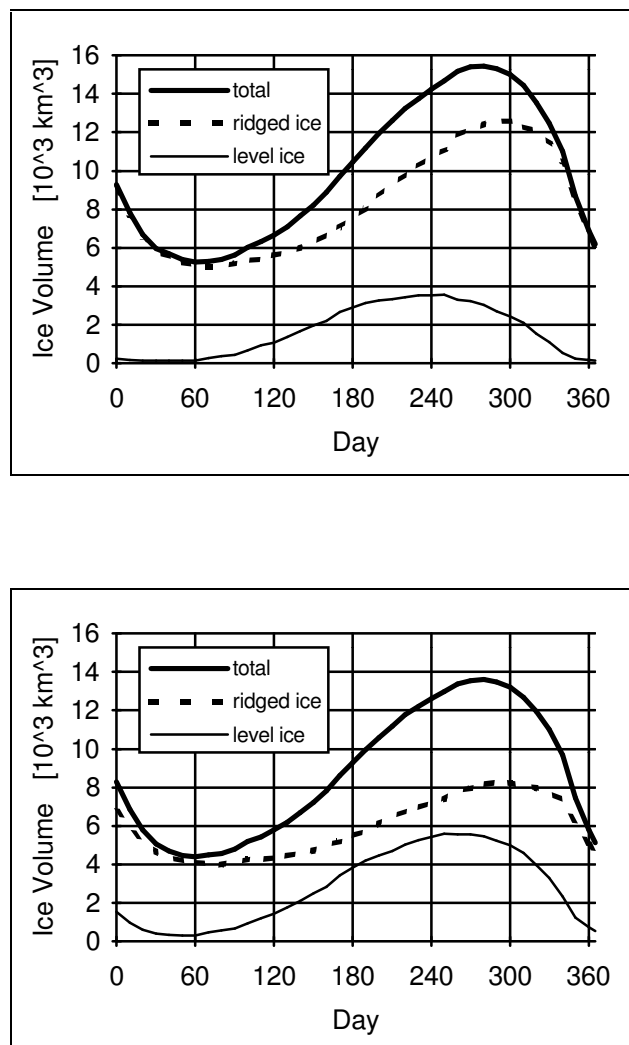


Abb. 8.22. Jahresgang 1987 des über das gesamte Modellgebiet integrierten Volumens [10^3 km^3] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und beider Eisklassen zusammen (dicke, durchgezogene Linie). Exzentrizität der Fließkurve $e = 1$ (oben) und $e = 4$ (unten).

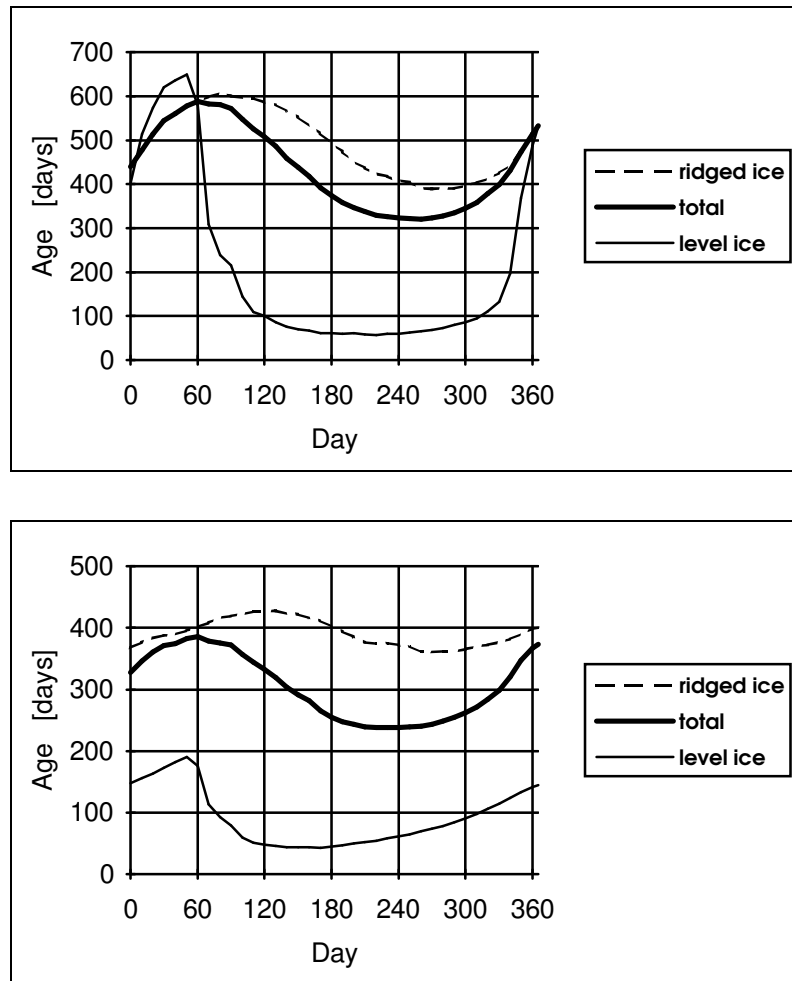


Abb. 8.23. Jahrgang 1987 des über das gesamte Modellgebiet gemittelten Alters [Tage] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und beider Eisklassen zusammen (dicke, durchgezogene Linie). Exzentrizität der Fließkurve $e = 1$ (oben) und $e = 4$ (unten).

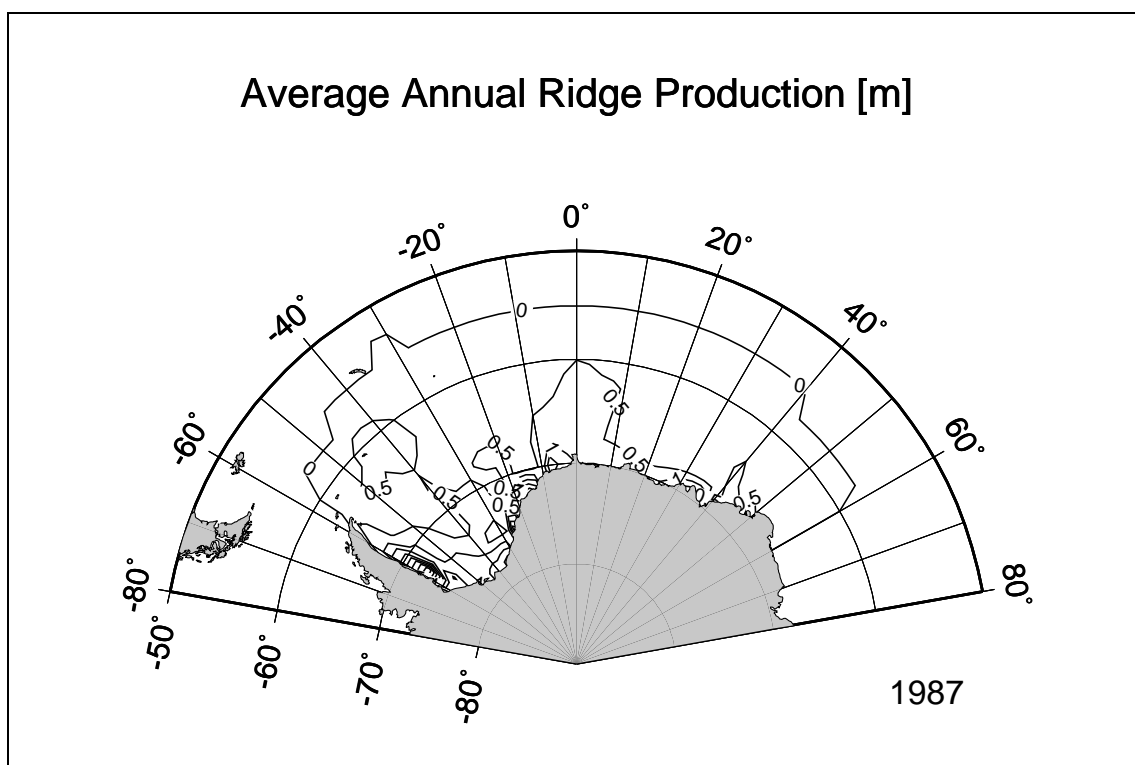
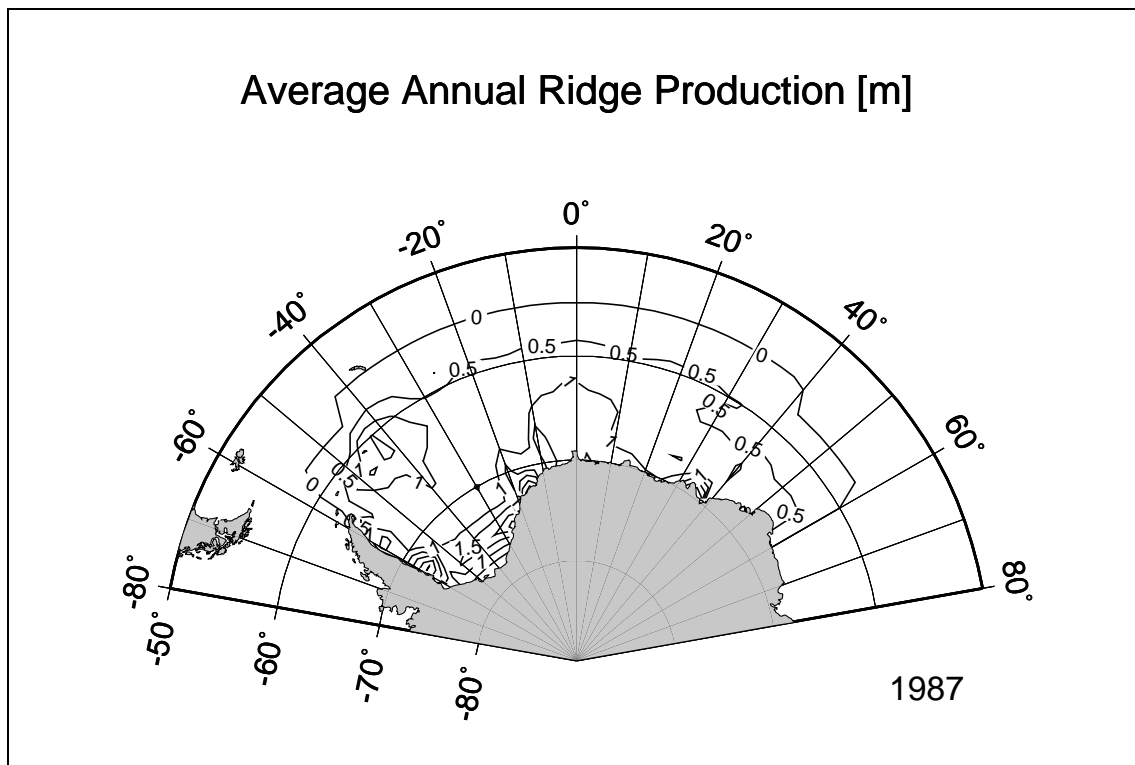


Abb. 8.24. Jährliche Produktion rauhen Eisvolumens pro Fläche [m] für 1987. Exzentrizität der Fließkurve $e = 1$ (oben) und $e = 4$ (unten).

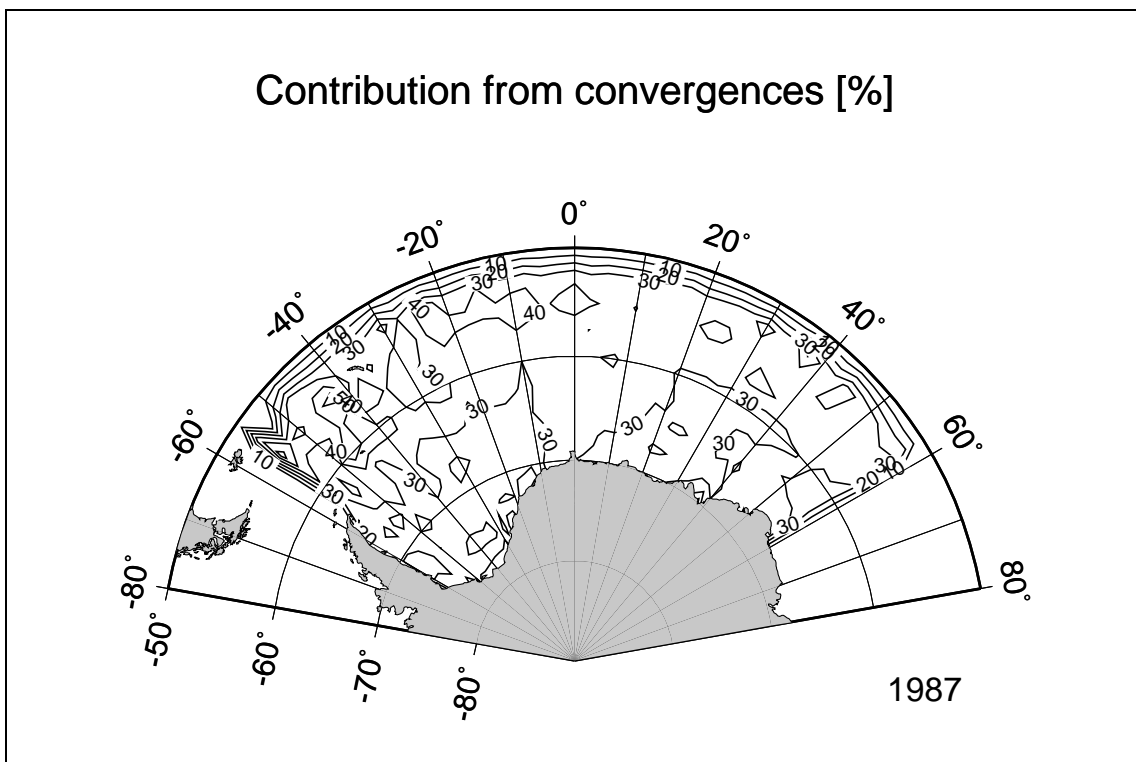
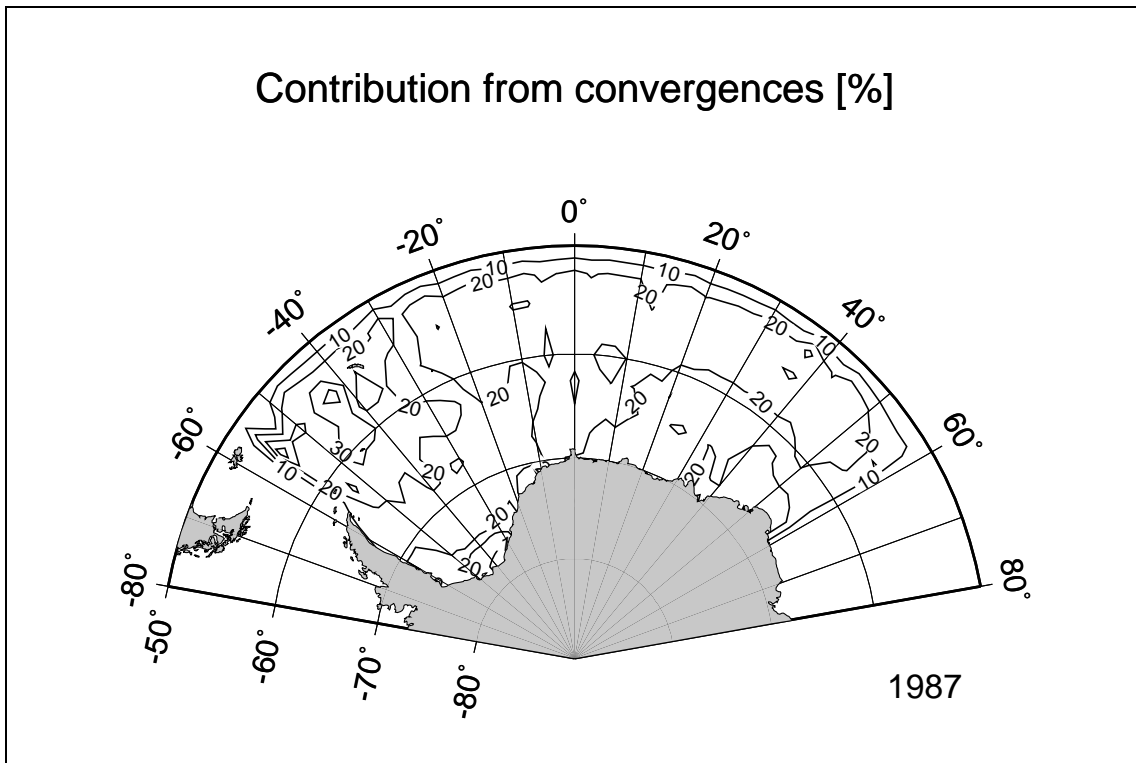


Abb. 8.25. Beitrag der Konvergenz [%] zur Deformation im Jahresmittel 1987. Der andere Beitrag, der die Differenz der gezeigten Werte zu 100% ausmacht, ist Scherdeformation. Exzentrizität der Fließkurve $e = 1$ (oben) und $e = 4$ (unten).

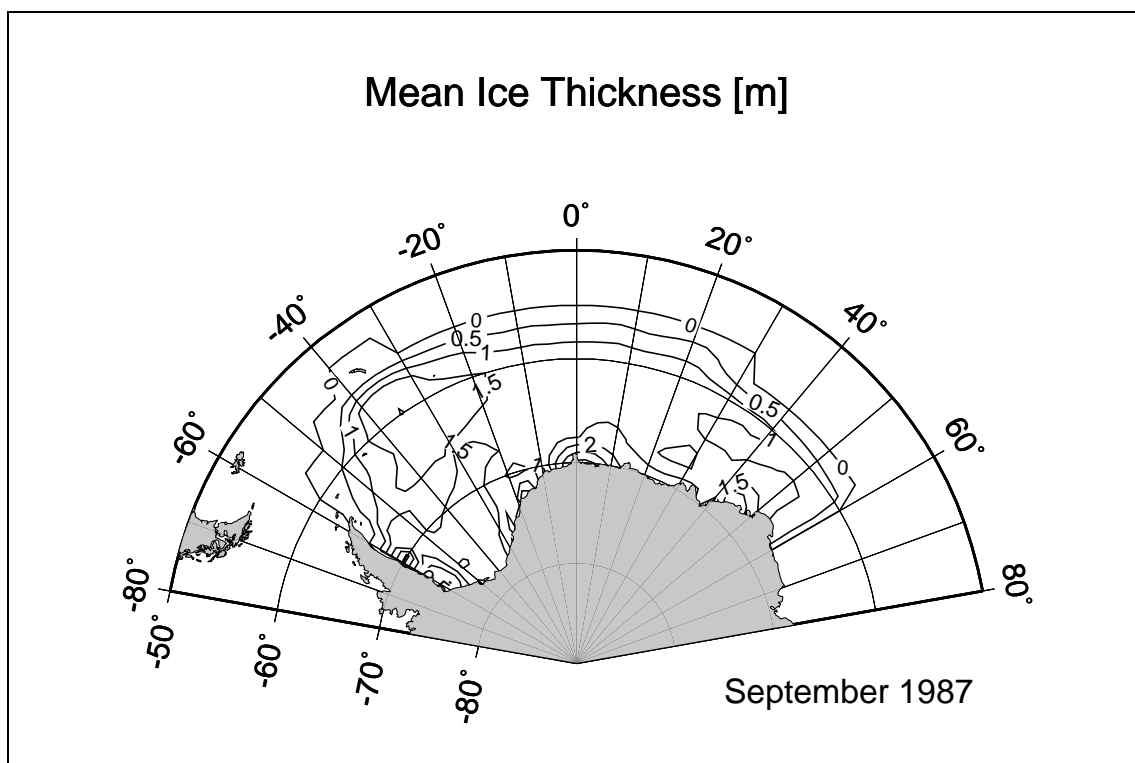
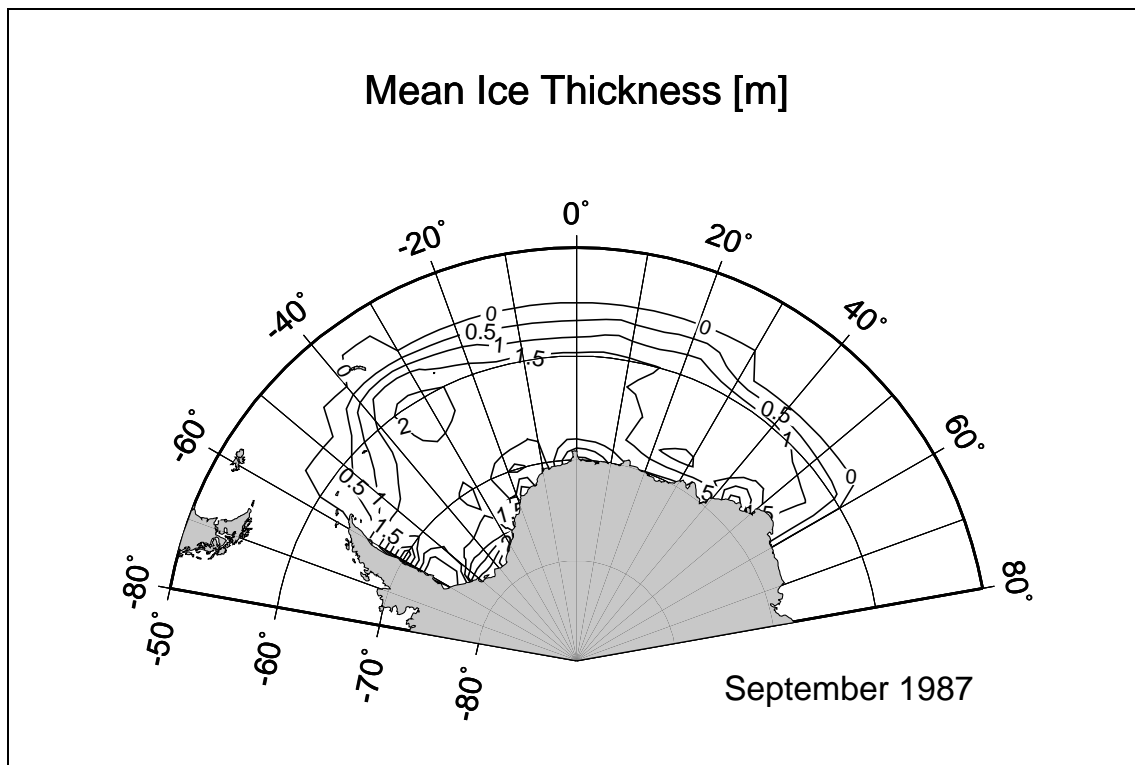


Abb. 8.26. Räumliche Verteilung der mittleren Eisdicke h [m] für September 1987. Exzentrizität der Fließkurve $e = 1$ (oben) und $e = 4$ (unten).

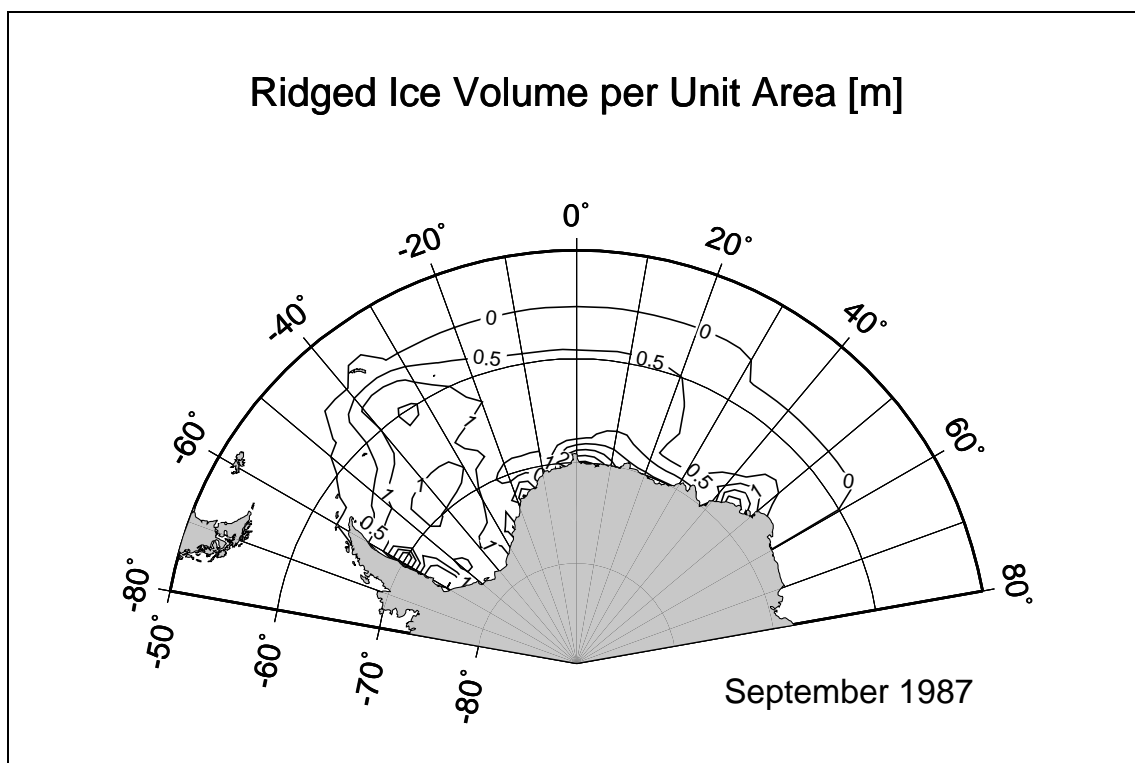
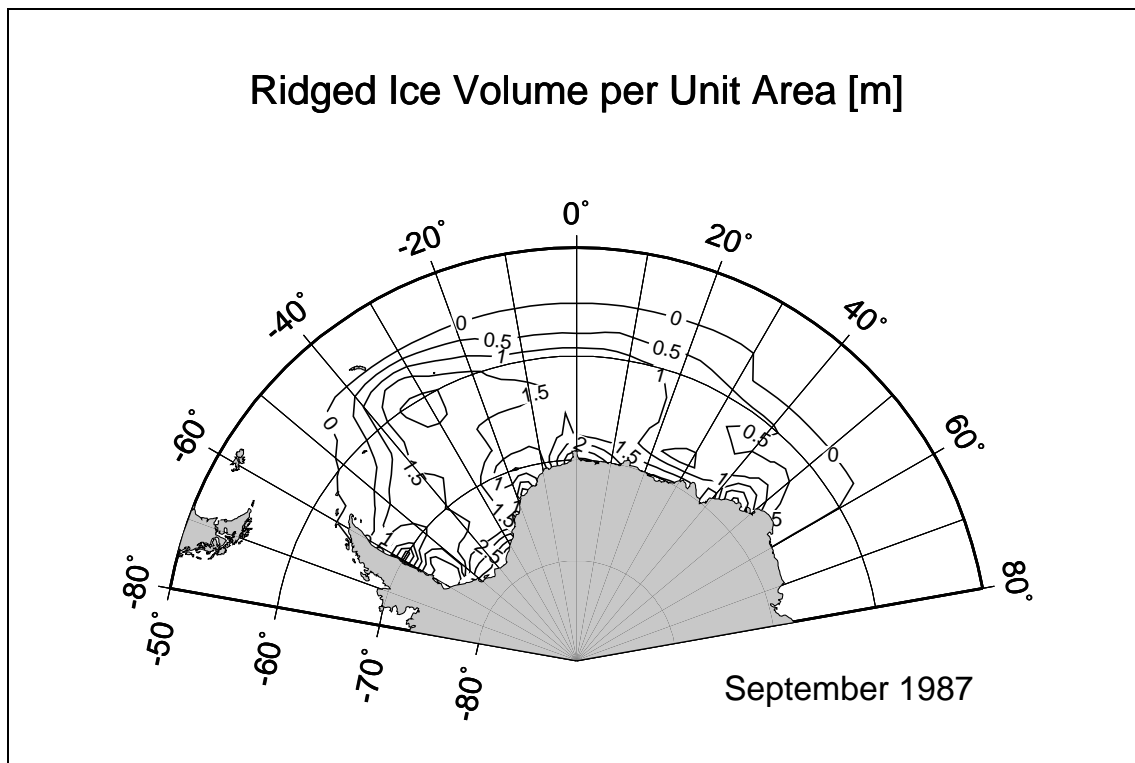


Abb. 8.27. Räumliche Verteilung des Volumens rauhen Eises pro Fläche, h_r , [m] für September 1987. Exzentrizität der Fließkurve $e = 1$ (oben) und $e = 4$ (unten).

8.2. Variation der Zeitskala des Antriebs. Quasiklimatologischer Antrieb

Um die Reaktion des Zweiklassenmodells auf einen Wechsel in der Zeitskala des Antriebs zu testen, wurde eine Simulation mit den gleitenden 31-Tagemittelwerten des ECMWF-Antriebs anstelle der täglichen Werte durchgeführt. Dieser Übergang von täglichem Antrieb auf eine Zeitskala von 31 Tagen in der Größenordnung klimatologischer Monatsmittel stellt die weitreichendste der hier untersuchten Veränderungen gegenüber dem Standardlauf dar. In diesem Variationslauf zeigt das Modell ein qualitativ anderes Verhalten als bei täglichem Antrieb. Ein eingehender Vergleich des Modellverhaltens bei täglichem und monatlichem Antrieb sollte mit dem Einklassenmodell beginnen und daran zunächst die elementaren prognostischen Variablen A , h und \mathbf{u} in ihrer zeitlichen Entwicklung und räumlichen Verteilung vergleichen. Diese umfangreiche Untersuchung ist allerdings nicht der Gegenstand dieser Arbeit. Im folgenden wird dargestellt, welche Effekte der Antrieb mit den quasiklimatologischen 31-Tagemitteln auf die Deformationsprozesse im Zweiklassenmodell hat. Wie in Kapitel 5 ausgeführt, wird bei Verwendung der 31-Tagemittel der Eishärteparameter P^* auf 10 000, die Hälfte seines Standardwerts, herabgesetzt, um die Eishärte dem schwächeren, gemittelten Windfeld anzupassen.

Abb. 8.28 zeigt den Jahresgang des Volumens nicht-deformierten und deformierten Eises sowie beider Eisklassen zusammen. Im Vergleich zum Standardlauf (Abb. 8.4) zeigen sich folgende Unterschiede:

- Das Wintermaximum des gesamten Eisvolumens ist geringer.
- Die saisonale Variation des Volumens des rauhen Eises ist reduziert. Während das Volumen des rauhen Eises im Standardlauf zwischen 4000 und 8000 km³ variiert, ist der Schwankungsbereich hier 3000 bis 4000 km³.
- Das glatte Eis verschwindet im Sommer nicht vollständig, und im Wintermaximum hat es ein höheres Volumen von 6000 statt 4000 km³.

Der gemeinsame Grund dieser Phänomene liegt darin, daß bei Antrieb mit 31-Tagemitteln die räumlichen und zeitlichen Ableitungen des Windgeschwindigkeitsfelds, damit die Deformationen des Eisfeldes wesentlich kleiner sind als bei täglichem Antrieb. Die im täglichen Antrieb enthaltenen Tiefdruckgebiete, die innerhalb weniger Tage über das Weddellmeer hinwegziehen und lokal hohe Konvergenzen oder Scherungen erzeugen, sind in den 31-Tagemitteln - bis auf die niederfrequenten Schwingungen einer Folge mehrerer Tiefdruckgebiete - praktisch nicht mehr enthalten.

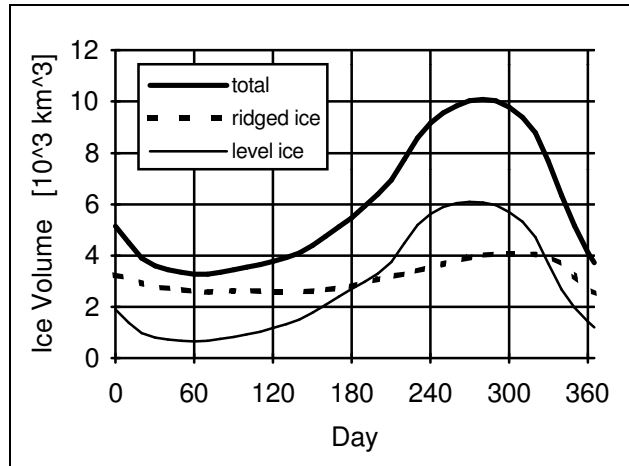


Abb. 8.28. Jahrgang des Volumens [10^3 km^3] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie), und des gesamten Eises (dicke, durchgezogene Linie) für 1987 bei Antrieb mit 31-Tagemittelwerten. $P^* = 10\ 000$.

Der Jahrgang des pro Tag deformierten Eisvolumens ist in Abb. 8.29 dargestellt. Gegenüber dem Standardlauf ist dieses deutlich reduziert. Über das ganze Jahr integriert werden beim Antrieb mit 31-Tagemittelwerten 28% des Volumens und 23% der Fläche deformiert, die beim Standardlauf in diesem Zeitraum Deformation unterliegen.

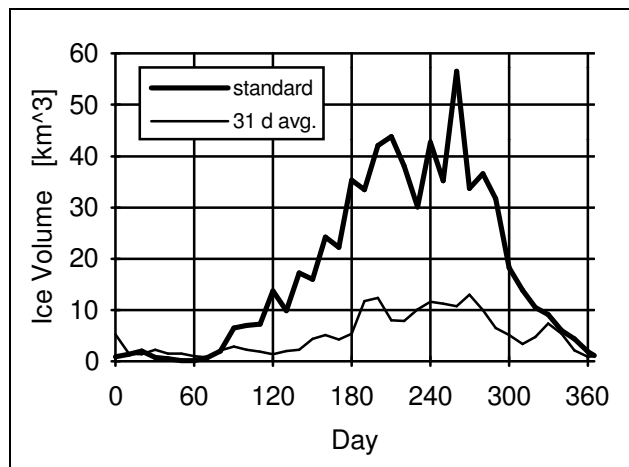


Abb. 8.29. Jahrgang des täglich deformierten Eisvolumens [10^3 km^3] für 1987. Dicke Linie für täglichen Antrieb (Standard), dünne Linie für Antrieb mit 31-Tagemittelwerten.

Diese Reduzierung der Deformationsprozesse bei 31-Tagemitteln bewirkt die in Abb. 8.28 festzustellenden Unterschiede zum Standardlauf: Das Wintermaximum des

Eisvolumens ist geringer, weil die Kompression des Eises durch Deformationen und die dabei zugleich entstehende Fläche offenen Wassers mit hohen Gefrierraten geringer ist. Die saisonale Variation des rauhen Eises ist schwach, weil es thermodynamisch ohnehin nur langsam wächst und in diesem Lauf die Deformationsprozesse, die es im Standardlauf vermehren, deutlich kleiner sind. Das glatte Eis verschwindet im Sommer nicht, weil es in der vorangehenden Gefrierperiode eine größere Dicke und einen größeren Anteil am Eisvolumen erreichen kann, ohne gleich deformiert zu werden. Dies belegt auch Abb. 8.30, die den Anteil des rauhen Eises am gesamten Eisvolumen und an der gesamten eisbedeckten Fläche im Jahresgang für 1987 zeigt. Zum Vergleich sind außerdem die beiden entsprechenden Kurven für den Standardlauf mit täglichem Antrieb aus Abb. 8.5 wiedergegeben.

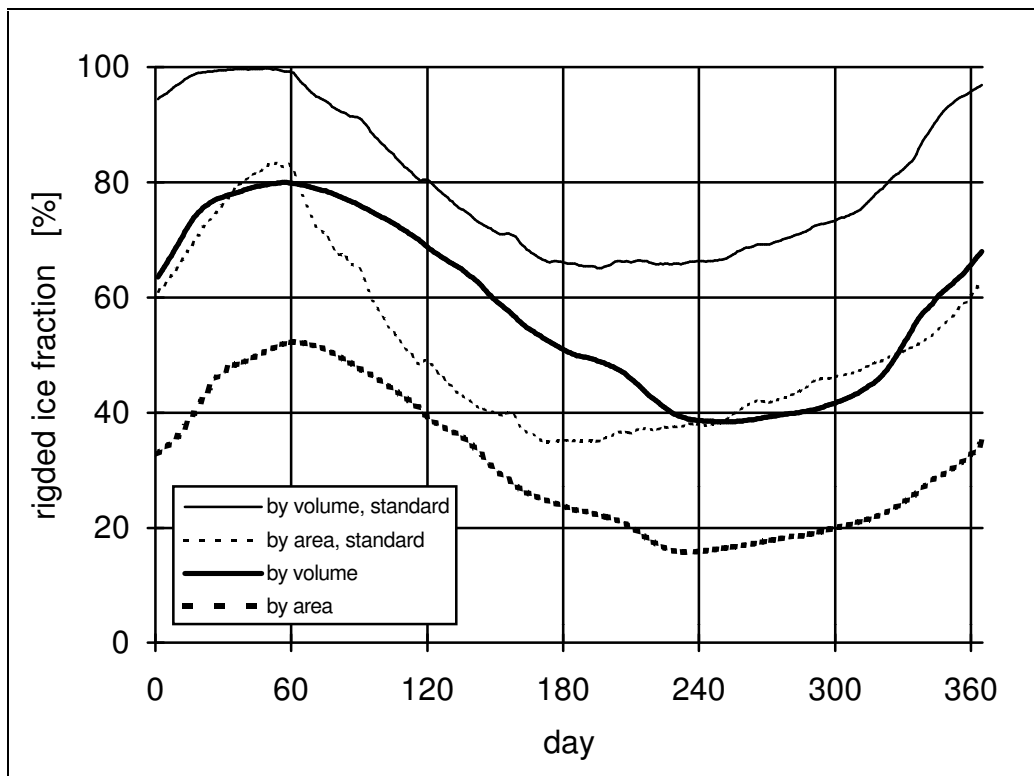


Abb. 8.30. Jahresgang des Anteils [%] des deformierten Eises am gesamten Eisvolumen (dicke durchgezogene Linie) und an der gesamten eisbedeckten Fläche (dicke gestrichelte Linie) für für 1987 bei Antrieb mit 31-Tagemittelwerten. Zum Vergleich sind auch der Jahresgang des Volumen- (dünne durchgezogene Linie) und des Flächenanteils (dünne gestrichelte Linie) deformierten Eises für den Standardlauf angegeben.

Für den Antrieb mit 31-Tagemittelwerten liegen die Anteile rauhen Eises durchgehend niedriger als bei dem täglichen Antrieb des Standardlaufs, und die Minima der Kurven

treten rund zwei Monate (60 Tage) später auf. Der Grund für diesen Phasenunterschied liegt darin, daß wegen der geringen Deformationsraten während der Gefrierperiode ab etwa 1. März (61. Tag) das glatte Eis in größerem Umfang gefrieren kann, ohne rasch in rauhes Eis transformiert zu werden. Die verlängerte mittlere Lebensdauer glatten Eises, ehe es zu rauhem deformiert wird, erhöht den Anteil glatten Eises am gesamten Eisvolumen und an der gesamten eisbedeckten Fläche im Vergleich zum Standardlauf.

Abb. 8.31 zeigt den Jahresgang des Alters des Eises sowohl für das gesamte Eisvolumen als auch für die beiden Klassen getrennt voneinander. Die entsprechende Darstellung des Standardlaufs ist Abb. 8.7.

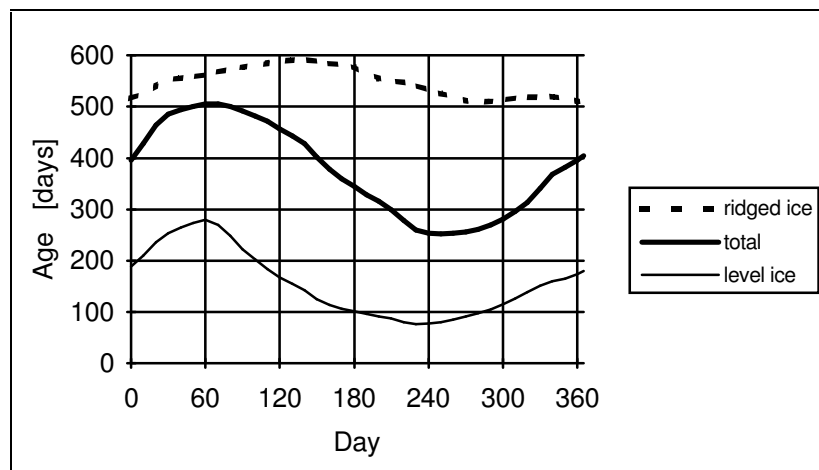


Abb. 8.31. Jahresgang des mittleren Alters [Tage] nicht-deformierten Eises (dünne, durchgezogene Linie), deformierten Eises (gestrichelte Linie) und des gesamten Eises (dicke, durchgezogene Linie) für 1987 bei Antrieb mit 31-Tage-Mittelwerten.

Besonders auffällig ist, daß der beim Standardlauf auftretende scharfe Abfall des Alters des glatten Eises zu Beginn der Gefrierperiode (etwa am 60. Tag) nun verschwunden ist. Der Grund liegt zum einen darin, daß in diesem Lauf eine nicht unerhebliche Menge glatten Eises die sommerliche Schmelzperiode überlebt, so daß das im Herbst gefrorene Neueis weniger in das volumengewichtete mittlere Alter eingeht. Zum anderen ist die Entstehung offenen Wassers wegen der verringerten Deformation reduziert, so daß weniger Neueis pro Zeit gebildet wird. Das Alter des rauhen Eises weist eine kleinere saisonale Variation als beim Standardlauf auf, weil die Transformation jungen, glatten Eises in rauhes Eis verringert ist.

Die voranstehenden Beispiele zeigen erneut, daß Deformation ein entscheidender Prozeß für den Aufbau der Eiskecke in diesem dynamisch-thermodynamischen Modell ist. Nicht

nur die Unterschiede der beiden Eisklassen, die definitionsgemäß entscheidend von Deformation abhängen, sondern auch die Eigenschaften der Eisdecke insgesamt, z. B. der in Abb. 8.28 gezeigte Jahresgang des gesamten Eisvolumens, sind zu einem wesentlichen Teil durch die Rolle der - zeitskalenabhängigen - Deformationsprozesse zu erklären.

Abschließend sei mit dem in Abb. 8.32 dargestellten Flächenanteil rauhen Eises bei Antrieb mit 31-Tagemitteln ein Beispiel dafür gegeben, wie die Zeitskala des Antriebs das räumliche Verteilungsmuster der Modellvariablen beeinflusst. Die entsprechende Darstellung für den Standardlauf ist Abb. 8.11. Infolge des geglätteten Windfelds treten im zentralen Weddellmeer wenig innere Spannungen und Deformationen auf. Die Deformationen an den Küsten sind sehr ausgeprägt und führen zu Flächenanteilen rauhen Eises von mehr als 80%.

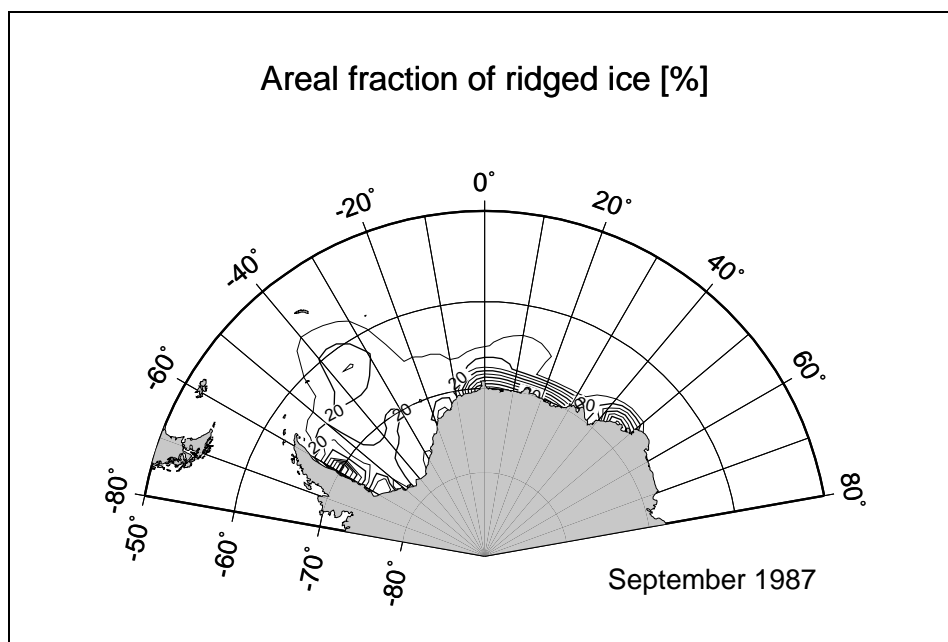


Abb. 8.32. Anteil deformierten Eises an der gesamten Eisfläche [%] im September 1987 bei Antrieb mit gleitenden 31-Tagemittelwerten.

8.3. Variation der Modellgleichungen

8.3.1. Explizite Beschreibung der Deformation bei Konvergenz

Die in den Kapiteln 2.7., 2.8. und 3.1. ausführlich dargestellte, bereits im im Einklassenmodell enthaltene Beschreibung der Deformation behandelt Konvergenz und Scherung unterschiedlich:

Bei Konvergenz findet keine Deformation für Eiskonzentrationen unter 100% statt. Erreicht die Eiskonzentration 100%, so wird weiter einströmendes Eisvolumen vertikal aufgestapelt; die Eiskonzentration bleibt 100%, bis das Eis wieder ausströmt oder schmilzt.

Bei Scherung wird die entstehende Fläche zusätzlichen offenen Wassers durch den Term

$$Q_A = \psi_s(\dot{\epsilon}) C(A)$$

nach Gl. (2.51) beschrieben, der in die Kontinuitätsgleichung (2.49)

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}A) + G_A - Q_A$$

des Einklassenmodells sowie in die Kontinuitätsgleichung (3.7)

$$\frac{\partial A_l}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}A_l) + G_{Al} + G_{A_{ow}} - Q_A - R_A T_A$$

des Zweiklassenmodells eingeht. Dieser Q_A -Term liefert Beiträge bereits bei Eiskonzentrationen ab etwa 85%.

Diese unterschiedliche Behandlung von Konvergenz und Scherung wurde hier von *Flato* und *Hibler* (1991) übernommen, um die Vergleichbarkeit beider Modelle zu gewährleisten. Da mit

$$T_A = [\psi_s(\dot{\epsilon}) + \psi_c(\dot{\epsilon})] C(A)$$

nach Gl. (3.15) nun die durch Konvergenz *und* Scherung pro Zeit entstehende Fläche offenen Wassers explizit beschrieben wird, liegt es allerdings nahe, T_A statt Q_A in die Kontinuitätsgleichung (3.7) einzusetzen, die dann

$$\frac{\partial A_l}{\partial t} = -\nabla(\mathbf{u}A_l) + G_{Al} + G_{A_{ow}} - T_A - R_A T_A \quad (8.1)$$

lautet. Eine Simulation mit dieser modifizierten Kontinuitätsgleichung wurde durchgeführt und mit dem Standardlauf verglichen. Da T_A stets größer oder gleich Q_A ist, erzeugt es eine etwas höhere Komprimierung des glatten Eises, was sich in einer etwa 5 cm höheren Dicke sowohl des nicht-deformierten als auch des daraus entstehenden deformierten Eises niederschlägt. Die Eiskonzentration A , die mittlere Eisdicke h , das während des Jahres deformierte Eisvolumen sowie der Flächen- und Volumenanteil rauhen Eises unterscheiden sich für die beiden Läufe um weniger als 2%. Dies ist darauf zurückzuführen, daß erstens die Konvergenz in diesem Modell nur rund halb soviel zur Deformation beiträgt wie Scherung und daher ein nicht so kritischer Term ist, und daß zweitens in den Fällen, wo Konvergenz einen wichtigen Beitrag zur Deformation liefert, das Standardmodell mit bei $A = 100\%$ einsetzender Deformation offenbar ähnliche Ergebnisse liefert wie die explizite Beschreibung durch T_A .

Fazit: Die explizite Beschreibung der Deformation bei Konvergenz kann aus Konsistenzgründen eingeführt werden, ändert die Simulationsergebnisse aber nicht signifikant.

8.3.2. Unterscheidung von *Ridging* und *Rafting*

In der Natur treten zwei unterschiedliche Arten der Deformation des Meereises auf:

a) *Rafting*: Dünnes, glattes Eis bricht an einer Bruchlinie, eine der dabei entstandenen Schollen schiebt sich auf die andere und gleitet ein Stück weit auf dieser. Das hierbei erzeugte deformierte Eis besitzt etwa die doppelte Dicke der ursprünglichen Eisscholle, eine relativ glatte Oberfläche und eine im Verhältnis zur Dicke große Grundfläche.

b) *Ridging*: Dicke Eisschollen kollidieren, die Bruchstücke richten sich in verschiedenen Orientierungen zur Vertikalen aus. Die entstehenden Preßerücken besitzen eine relativ große Dicke im Verhältnis zu ihrer Grundfläche und sind unregelmäßig geformt.

Rafting tritt bevorzugt auf, wenn die Dicke des zu deformierenden Eises unterhalb einer kritischen Dicke H_0 liegt; anderenfalls findet die Deformation überwiegend als *Ridging* statt. Nach *Leppäranta* (1981) beträgt H_0 ungefähr 30 cm.

Das für den Standardlauf verwendete Zweiklassenmodell unterscheidet diese beiden Deformationsprozesse nicht. In Erweiterung dieses Modells wurden zwei Testläufe mit $H_0 = 20$ cm und $H_0 = 30$ cm vorgenommen, bei denen *Rafting* ausgeschaltet wurde,

indem der Transformationsterm T_A für die pro Zeit deformierte Fläche glatten Eises in rauhes auf 0 gesetzt wurde, wenn die Dicke h_I / A_I des zu deformierenden, glatten Eises kleiner als H_0 war. Deformation wurde in dieser Simulation also nur zugelassen, wenn dickes Eis Ridgingprozessen unterlag.

Der Vergleich dieser beiden Testläufe mit der Standardsimulation zeigte, daß die Ergebnisse im Rahmen der Rechengenauigkeit praktisch identisch waren. Alles deformierte Eis im Zweiklassenmodell wird also durch Ridging, nicht durch Rafting erzeugt. Wenn die Eisdecke in der Simulation so kompakt wurde, daß Deformation einsetzte (Eiskonzentration über 85%), dann hatte das glatte Eis die kritische Dicke H_0 stets schon überschritten.

Das Zweiklassenmodell stößt hier an seine Grenze, die in der Natur auftretenden Raftingprozesse werden nicht simuliert. Zu erwägen ist:

- Prognostiziert das Modell ein zu schnelles Wachstum der Eisdicke, so daß der Schwellenwert H_0 zu rasch erreicht wird?
- Ist die Beschreibung des Rafting durch die großskalige Eiskonzentration angemessen? Gibt es in der Natur eine kompakte Eisdecke mit mehr als 85% Eiskonzentration über Regionen des Ausmaßes einer Gitterzelle, deren mittlere Dicke glatten Eises kleiner als H_0 ist? Oder findet Rafting in Regionen unterhalb der Gitterauflösung statt, die lokal eine höhere Eiskonzentration aufweisen als das großskalige Mittel der Gitterzelle?
- Die wesentliche Frage aber: Reichen zwei Eisklassen, die jeweils nur durch eine einzige, mittlere Dicke beschrieben werden, zur Simulation der verschiedenen Deformationsprozesse aus? Wieviele Eistypen muß ein realistisches, großskaliges Meereismodell enthalten, und wieviele Unterklassen verschiedener Dicke sind für jeden Typ anzusetzen?

9. Fazit und Ausblick

Die Unterscheidung des Eises in die beiden Klassen nicht-deformiertes und deformiertes Eis gibt Einblick in die Rolle der Deformationsprozesse beim Aufbau der Eisdecke. Diese bereits im Einklassenmodell enthaltenen Deformationen lassen sich im Zweiklassenmodell nicht nur an ihrer Wirkung auf die mittlere Eisdicke h und auf die Eiskonzentration A erkennen, sondern drücken sich in einem Transformationsprozeß zwischen den beiden Eisklassen aus, bei dem die Entstehung, die Advektion und das thermodynamische Wachstum, schließlich das Schmelzen des deformierten wie des nicht-deformierten Eises explizit verfolgt werden kann. Die beiden Eisklassen zeigen eine deutlich unterschiedliche zeitliche Entwicklung und räumliche Verteilung. Insbesondere ist festzustellen, daß an den Küsten hohe Produktionsraten deformierten Eises auftreten, und daß ein Ausstrom dicken, deformierten Eises im nordwestlichen Weddellmeer prognostiziert wird.

Die Simulationsergebnisse des Zweiklassenmodells weichen von denen des Einklassenmodells nicht wesentlich ab, sofern der einzige zusätzlich eingeführte, sog. Deformationsparameter R_A auf einen physikalisch sinnvollen Wert bei etwa 0.5 eingestellt wird. Sensitivitätsläufe haben gezeigt, daß die vom Modell prognostizierte mittlere Eisdicke h und die Eiskonzentration A nicht sensibel auf Veränderungen von R_A reagieren - es handelt sich hierbei also *nicht* um einen zusätzlichen freien Parameter, der eine willkürliche Variation der Simulationsergebnisse erlauben würde. Die Einführung der zweiten Eisklasse erhöht den Rechenaufwand des Modells um weniger als 20%, da die numerisch aufwendige Lösung der Impulsgleichung davon praktisch nicht betroffen ist, so daß die Erhöhung der Anzahl der Eisklassen hinsichtlich der Rechenzeit unproblematisch ist. Allerdings steigt mit jeder Eisklasse die Zahl der Modellvariablen, damit der Speicherbedarf und der Umfang des Programmcodes. Eine nützliche Erweiterung für ein Einklassenmodell könnte darin bestehen, die Produktionsrate deformierten Eises wie im Zweiklassenmodell explizit zu beschreiben und auszugeben, ohne jedoch die weitere Entwicklung des deformierten Eises von der des nicht-deformierten Eises zu unterscheiden.

Das Alter des Eises in der Simulation hat sich als weitere sinnvolle Größe zur Charakterisierung der Eisdecke herausgestellt. Besonders nützlich erwies sich die getrennte Berechnung des Eisalters für die beiden Eisklassen, die im Jahresgang und in der räumlichen Verteilung einen drastischen Unterschied, zum Teil geradezu konträre Eigenschaften aufweisen. Doch auch in einem Einklassenmodell ist das simulierte Alter des Eises ein nützlicher Indikator.

Die dritte eingeführte Modellerweiterung, die Simulation von Trajektorien der Eisdrift, wurde zur Einstellung der dynamischen Parameter verwendet und zeigte dabei seine Nützlichkeit. Dieses Verfahren liefert sehr anschauliche Resultate, die direkt mit den Trajektorien beobachteter Driftbojen verglichen werden können. Einen eingehenden quantitativen Vergleich des simulierten Geschwindigkeitsfelds mit Beobachtungen kann und soll diese Methode natürlich nicht ersetzen; sie liefert mit einer Anzahl einzelner Trajektorien Beispiele, anhand derer sich die Dynamik des Meereismodell qualitativ beurteilen läßt. Die simulierten Trajektorien reagieren empfindlich auf Veränderungen der dynamischen Parameter und weisen dabei eine größere Sensibilität auf als das Feld der Eisdriftgeschwindigkeiten selbst. Die Simulation der Trajektorien kann als Standardverfahren zur Auswertung der Modellprognosen verwendet werden, bei dem eine eventuell unrealistische Eisdynamik deutlich erkennbar wird.

Die Vergleiche der Rauigkeit und des Alters des Eises mit Beobachtungen zeigen eine zufriedenstellende qualitative Übereinstimmung. Ein generelles Problem ist dabei die unterschiedliche räumliche Skala: Die Resultate eines großskaligen Meereismodells, dessen prognostische Variablen Mittelwerte über Zehntausende von Quadratkilometern angeben, lassen sich mit einer Anzahl von stichprobenartigen Feldmessungen (z. B. durch *Eicken et al.*, 1994) der Eiseigenschaften auf Größenskalen von 100 m (Länge der bei Eiskernbohrungen untersuchten Strecke auf einer Eisscholle) bis hinab in den Millimeterbereich (verschieden alte Schichten eines Eiskerns) nicht direkt vergleichen. Während das Zweiklassenmodell beispielsweise nur eine Klasse rauhen Eises pro Gitterzelle enthält, sind die geometrischen Formen des in der Natur auftretenden rauhen Eises vielfältig und unterscheiden sich je nach der Entstehungsgeschichte, z. B. bei Deformation durch Konvergenz oder Scherung, bei Ridging oder Rafting. Für den Vergleich der mikrophysikalischen Untersuchungen des Eises mit den Simulationsergebnissen ist zunächst eine geeignete Mittelung durchzuführen, bei der ein erheblicher Teil der kleinskalig gewonnenen Information verlorengelht, so daß die Aussagen für große räumliche Regionen eher qualitativen Charakter bekommen: "Das Eis des Weddellmeers besteht aus ein- und zweijährigem Eis und ist im Westen älter, dicker und stärker deformiert als im Osten." Interpretiert man die Messungen in diesem Sinn eines großskaligen räumlichen Verteilungsmusters, ist die Übereinstimmung mit den Modellprognosen bemerkenswert gut.

Die zusätzlichen, vom Meereismodell prognostizierten Größen wie Rauigkeit und Alter geben Anforderungen an Beobachtungen vor. Wenn die großskalige Rauigkeit des Meereises nun simuliert werden kann, dann sollte versucht werden, diese auch zu messen - z. B. mit Fernerkundungsmethoden wie der Auswertung des Rückstreusignals aktiver

Mikrowellensensoren - und mit der Simulation zu vergleichen. In anderen Bereichen, z. B. der Unterscheidung des Eises in ein- und mehrjähriges durch Fernerkundungsmethoden, existieren bereits Beobachtungsverfahren, die aber bislang nicht zu einem umfassenden Vergleich mit den simulierten Größen herangezogen wurden. Neben der Aufgabe, die bereits verfügbaren Beobachtungsdaten zu erfassen, sind Methoden zu entwickeln, diese in einer geeigneten Form so zu mitteln oder zu interpretieren, daß sie mit den Modellgrößen vergleichbar werden.

Das erweiterte Zweiklassenmodell liefert Informationen über die Rauigkeit und das Alter des Eises, die zur Verbesserung oder Vereinfachung der Modellgleichungen verwendet werden können, indem Eiseigenschaften als Funktion der simulierten Rauigkeit oder des Alters beschrieben werden. Beispielsweise könnten die Schubspannungskoeffizienten rauigkeitsabhängig angesetzt werden, oder der Salzgehalt und die Dichte des Eises, ferner die Dicke der Schneeauflage ließen sich als Funktion des Eisalters formulieren. Eine Unterscheidung des Schnees in zwei Klassen, die eine unterschiedlich dicke Schneeauflage für glattes und rauhes Eis ermöglichen würde, ist eine weitere denkbare Modellerweiterung.

Soll die simulierte Rauigkeit des Eises in die prognostischen Modellgleichungen eingehen, sind zwei miteinander zusammenhängende Probleme zu lösen. Erstens ist die Frage, inwiefern die Modellvariablen des deformierten Eises eine geometrische oder dynamische Rauigkeit des in der Natur auftretenden Meereises wiedergeben. Zweitens hat die dynamische Rauigkeit zwei gegensätzliche Aspekte: eine erhöhte Rauigkeit der Oberseite des Eises verstärkt den Windantrieb und erhöht die mittlere Eisdriftgeschwindigkeit; zugleich vergrößert eine erhöhte Rauigkeit der Unterseite des Eises die Bremsreibung im Ozean und hemmt die Eisdrift. Daraus ergeben sich die beiden, hier offen bleibenden Fragen, welcher Effekt überwiegt und wie aus den Modellvariablen für deformiertes Eis eine Prognose über die Beschaffenheit seiner Grenzflächen zum Ozean und zur Atmosphäre abgeleitet werden kann.

Die Simulation der Rauigkeit und des Alters des Eises eröffnet also ein weites Spektrum der Vergleichsmöglichkeiten mit Beobachtungen sowie der Erweiterungen der prognostischen Gleichungen des Modells. Die Anwendung des Zweiklassenmodells auf die anderen mit Meereis bedeckten Regionen in Arktis und Antarktis ist ein sinnvoller nächster Schritt.

Anhang

Die Zeitseriendarstellungen geben für die Zeitachse den jeweiligen Tag im Jahr an. Die folgende Tabelle ordnet die fortlaufend nummerierten Tage eines Jahres den Monaten zu. (Bei Schaltjahren tritt ab März eine Verschiebung um einen Tag auf.)

Monat	Tage pro Monat	Tage im Jahr
Januar	31	1.....31
Februar	28	32.....59
März	31	60.....90
April	30	91.....120
Mai	31	121.....151
Juni	30	152.....181
Juli	31	182.....212
August	31	213.....243
September	30	244.....273
Oktober	31	274.....304
November	30	305.....334
Dezember	31	335.....365

Literaturverzeichnis

- Bryan, K., A numerical method for the study of the circulation of the world ocean, *J. of Comp. Phys.*, 4, 347-376, 1969
- Campbell, W. J., On the steady flow of sea ice, Dep. of Atmospheric Sciences, Univ. of Washington, Seattle, 167 pp., 1964
- Cox, M. D., A primitive equation, 3 dimensional model of the ocean, *GFDL Ocean Group Technical Report No. 1*, 1978
- Dierking, W., Laser profiling of the ice surface topography during WWGS 1992, in Druck beim *J. Geophys. Res.*, 1994
- ECMWF Research Department 1986, Research manual 1, ECMWF data assimilation, scientific documentation, *Meteorological Bulletin M1.5/1(1)* (Hrsg. P. Lönnberg und D. Shaw)
- Eicken, H., M. A. Lange, H.-W. Hubberten und P. Wadhams, Characteristics and distribution patterns of snow and meteoric ice in the Weddell Sea and their contribution to the mass balance of sea ice, *Ann. Geophys.*, 1994
- Fischer, H. und P. Lemke, On the required accuracy of atmospheric forcing fields for driving dynamic-thermodynamic sea ice models, in: *Nansen Centennial Volume: The role of the polar oceans in shaping the global environment* (Hrsg. Ola M. Johannessen et al.), American Geophysical Union, 1994
- Flato, G. M. und W. D. Hibler, III, An initial numerical investigation of the extent of sea ice ridging, *Ann. Glaciol.*, 15, 31-36, 1991
- Flato, G. M. und W. D. Hibler, III, Modeling pack ice as a cavitating fluid, *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 22, 626-651, 1992
- Gill, A. E., Atmosphere-ocean dynamics, *International Geophysics Series*, vol. 30, Academic Press, 1982
- Harder, M. und P. Lemke, Modelling the extent of sea ice ridging in the Weddell Sea, in: *Nansen Centennial Volume: The role of the polar oceans in shaping the global environment* (Hrsg. Ola M. Johannessen et al.), American Geophysical Union, 1994
- Harder, M., Erweiterung eines numerischen dynamisch-thermodynamischen Meereismodells zur Erfassung deformierten Eises (Veröffentlichung der Diplomarbeit), *Berichte aus dem Fachbereich Physik, Report Nr. 50*, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1994

- Hibler, W. D., III, A viscous sea ice law as a stochastic average of plasticity, *J. Geophys. Res.*, vol. 82, no. 27, 1977
- Hibler, W. D., III, A dynamic thermodynamic sea ice model, *J. Phys. Oceanogr.*, 9(4), 815-846, 1979
- Hibler, W. D., III und S. F. Ackley, Numerical simulation of the Weddell Sea pack ice, *J. Geophys. Res.*, 88, 2873-2887, 1983
- Hibler, W. D., III, The role of sea ice in modeling CO₂ increases, in *Climate processes and climate sensitivity* (Hrsg. Hansen, J. E. und T. Tikahashi), AGU, Washington, D. C., 1984
- Idso, S. B. und R. D. Jackson, Thermal radiation from the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 74, 5397-5403, 1969
- Kottmeier, C. und R. Hartig, Winter observations of the atmosphere over Antarctic sea ice, *J. Geophys. Res.*, vol. 95(D10), 16551-16560, 1990
- Laevastu, T., Factors affecting the temperature of the surface layer of the sea, *Comment. Phys. Math.*, 25, 1, 1960
- Lemke, P., A coupled one-dimensional sea ice-ocean model, *J. Geophys. Res.*, 92, 13, 164-13, 172, 1987
- Lemke, P., W. B. Owens und W. B. Hibler, III, A coupled sea ice-mixed layer-pycnocline model for the Weddell Sea, *J. Geophys. Res.*, 95 (C6), 9527-9538, 1990
- Leppäranta, M., On the structure and mechanics of pack ice in the Bothnian Bay, Finnish Marine Research No. 248, pp. 3-86, 1981
- Loewe, P., Full sea ice model forced with GCM atmosphere, in *Proceedings of the W. F. Weeks Sea Ice Symposium* (Hrsg. S. F. Ackley und W. F. Weeks), Monograph 90-1, U. S. Army Corps of Engineers, Cold Regions Research & Engineering Laboratory, 251-255, 1990
- Marshunova, M. S., Principal characteristics of the radiation balance of the underlying surface and of the atmosphere in the Arctic, in *Soviet Data on the Arctic Heat Budget and Its Climatic Influence*, pp. 51-131, Rand Corporation, Santa Monica, Calif., 1966
- Maykut, G. A., Estimates of the regional heat and mass balance of the ice cover, in *A symposium on sea ice processes and models*, September 1977, vol. 1, pp. 65-74, University of Washington, Seattle, 1977

- McPhee, M. G., The effect of the oceanic boundary layer on the mean drift of pack ice: Application of a simple model, *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 388-400, 1979
- McPhee, M. G., An analysis of pack ice drift in summer, in *Sea Ice Processes and Models*, (Hrsg. R. S. Pritchard), pp. 62-75, University of Washington, Seattle, 1980
- Murray, F. W., On the computation of saturation vapor pressure, *J. Appl. Meteorol.*, 6, 203-204, 1967
- Nikiforov, Y. G., Z. M. Gudkovich, Y. I. Yefimov und M. A. Romanov, Principles of a method for calculating the ice redistribution under the influence of wind during the navigation period in arctic seas, *Trudy Arkticheskii i Antarkticheskii Nauchnoissledovatel'skii Institut*, Leningrad, 257, 5-25 (übers. in *AIDJEX Bull.*, 3, 40-64, 1970)
- Olbers, D. und C. Wübbler, The role of wind and buoyancy forcing of the Antarctic Circumpolar Current, *Berichte aus dem Fachbereich Physik, Report No. 22*, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung (AWI), Bremerhaven, BRD, 1991
- Overland, J. E., Atmospheric boundary layer structure and drag coefficients over sea ice, *Tellus, Ser. A*, 44, pp. 54-66, 1992
- Owens, W. B. und P. Lemke, Sensitivity studies with a sea ice-mixed layer-pycnocline model in the Weddell Sea, *J. Geophys. Res.*, vol. 95 (C6), 9539-9555, 1990
- Parkinson, C. L. und W. M. Washington, A large-scale numerical model of sea ice, *J. Phys. Oceanogr.*, 84, 311-337, 1979
- Rothrock, D. A., The energetics of the plastic deformation of pack ice by ridging, *J. Geophys. Res.*, 80(33), 4514-4519, 1975
- Rowe, M. A., C. B. Sear, S. J. Morrison, P. Wadhams, D. W. S. Limbert und D. R. Crane, Periodic motions in Weddell Sea pack ice, *Ann. Glaciol.*, 12, pp. 145-186, 1989
- Sellers, W. D., *Physical Climatology*, 272 pp., University of Chicago Press, Chicago, Ill., 1965
- Semtner, A. J., Jr., A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate, *J. Phys. Oceanogr.*, 6, 379-389, 1976
- Stössel, A., The Hamburg sea ice model, technical report no. 3, Deutsches Klimarechenzentrum (DKRZ), Hamburg, 1991

- Stössel, A., Sensitivity of Southern Ocean sea ice simulations to different atmospheric forcing algorithms, *Tellus*, 44A, 395-413, 1992
- Trenberth, K. E. und J. G. Olson, ECMWF Global Analyses 1979-1986, NCAR technical note TN-300+STR, National Center for Atmospheric Research (NCAR), Boulder, Colorado, 1988
- van Loon, H., Cloudiness and precipitation in the southern hemisphere, *Meteorol. Monogr.*, 13, 101-111, 1972
- Vihma, T. und J. Launiainen, Ice drift in the Weddell Sea in 1990-1991 as tracked by a satellite buoy, *J. Geophys. Res.*, 98(C8), 14471-14485, 1993
- Zillman, J. W., A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the southern hemisphere oceans, *Meteorol. Stud.* 26, 562 pp., Bur. of Meteorol., Dep. of the Interior, Canberra, Australia, 1972