

**Vergleichende Untersuchungen eines optimierten
dynamisch-thermodynamischen Meereismodells
mit Beobachtungen im Weddellmeer**

**Comparison of an optimized dynamic-thermodynamic
sea ice model with observations in the Weddell Sea**

Holger Fischer

**Ber. Polarforsch. 166 (1995)
ISSN 0176 - 5027**

Holger Fischer

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung
Postfach 12 01 61
Columbusstr.
D-27515 Bremerhaven

Die vorliegende Arbeit ist die inhaltlich unveränderte Fassung einer Dissertation, die 1994 dem Fachbereich Physik/Elektrotechnik der Universität Bremen vorgelegt wurde.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iv
Summary	v
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund der Meereismodellierung	1
1.2 Modellansätze	3
1.3 Modelloptimierung und -verifikation	5
1.4 Überblick	6
2 Meereismodell	7
2.1 Physik des Meereismodells	7
2.1.1 Physikalischer Zusammenhang	7
2.1.2 Impulsbilanz	8
2.1.3 Thermodynamik	10
2.1.4 Schnee-Eis-Konversion	14
2.1.5 Erhaltungsgrößen	17
2.1.6 Ozeanische Deckschicht	18
2.2 Numerik des Meereismodells	20

2.3	Modellgebiet	22
2.4	Antriebsdaten	22
3	Meereisbeobachtungen	24
3.1	Driftbojen	24
3.2	Fernerkundungsdaten	28
4	Sensitivitätsstudien	30
4.1	Ausgangsvoraussetzungen	30
4.2	Methodik	37
4.3	Ergebnisse	41
4.3.1	Meereisvolumen und -ausdehnung	41
4.3.2	Driftgeschwindigkeit	46
4.3.3	Nettogefriertrate	48
4.4	Diskussion	55
5	Analyse der Lufttemperatur	59
5.1	Datenvergleich Bojen und ECMWF	59
5.2	Auswirkungen auf das Meereismodell	64
6	Modelloptimierung	66
6.1	Atmosphärische und ozeanische Ankopplung	66
6.2	Rheologische Modellparameter	75
6.3	Diskussion	80
7	Standardexperiment	85
7.1	Modifiziertes Standardexperiment	85
7.2	Eiskonzentration	86

7.3	Eisdrift	91
7.4	Schnee-Eis-Konversionsverhalten	95
7.5	Wechselwirkung zwischen Meereis und Ozean	101
8	Schlußfolgerungen und Ausblick	107
8.1	Schlußfolgerungen	107
8.2	Ausblick	109
	Danksagung	112
A	Thermodynamische Vergleichsstudie	113
B	Advektionsschema	118
	Literaturverzeichnis	125

Zusammenfassung

Gegenwärtig wird der Einfluß des Meereises auf die globale Ozeanzirkulation als Randbedingung an der Meeresoberfläche mit verschiedenen Meereis-Ozean Modellen untersucht. In der hier vorgestellten Arbeit wird dieses Ziel durch Vergleich von Beobachtungen mit einem Meereismodell realisiert. Dazu wird ein optimiertes dynamisch-thermodynamisches Meereismodell für das Weddellmeer mit einem ein-dimensionalen ozeanischen Deckschichtmodell gekoppelt, das mit den atmosphärischen Antriebsdaten der globalen Analysen des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF) für die Jahre 1986 und 1987 betrieben wird.

Mit Hilfe von Sensitivitätsstudien wird der Einfluß verschiedener atmosphärischer Antriebsparameter und numerischer Modellparameter untersucht, um die benötigten Genauigkeiten bei der realistischen Simulation des Meereises quantifizieren zu können. Die Lufttemperatur und der Wind sind diejenigen Randbedingungen, die hohe Anforderungen an die Genauigkeit erfüllen müssen, um gute Übereinstimmungen zwischen den Modellergebnissen für die Eisdicke, Eiskonzentration und Driftgeschwindigkeit mit den Beobachtungen zu erzielen. Ferner zeigt sich, daß die Nettogefriertrate, die den wichtigsten Einfluß des Meereises auf den Ozean darstellt, im wesentlichen durch die Stärke und Struktur des Windfeldes bestimmt wird.

Das optimierte Meereismodell zeigt gute Übereinstimmungen mit den Eiskonzentrationen, die aus den Analysen der Fernerkundungsdaten von passiven Mikrowellensensoren bestimmt werden. Vergleiche zwischen Modellergebnissen und Driftbojen ergeben, daß die Driftgeschwindigkeit nur während verschiedener kurzer Perioden durch die freie Drift beschrieben werden kann. Für täglich wechselnde atmosphärische Antriebsdaten müssen jedoch Deformationsprozesse im Meereis berücksichtigt werden, um realistische Geschwindigkeitsverteilungen zu erzielen.

Die Berücksichtigung eines Schnee-Eis-Konversionsprozesses führt zur Bildung meteorischen Eises mit einer ausgeprägten räumlichen Struktur. Vergleiche mit Meßdaten aus Eiskernprofilen erlauben dabei Abschätzungen über die mittlere winterliche Niederschlagsrate, die bisher nicht bekannt ist.

Ferner wird der Einfluß eines erhöhten ozeanischen Wärmeflusses untersucht, der in besserer Übereinstimmung mit Beobachtungsdaten ist und sich durch geeignete Änderung der Einmischungstiefe im ein-dimensionalen Deckschichtmodell ergibt.

Summary

The role of the sea ice in determining the boundary conditions at the sea surface and its influence on the global ocean circulation is presently investigated with several sea ice - ocean models. In the thesis presented here this investigation is carried out through a comparison between observations and sea ice model results. An optimized dynamic-thermodynamic sea ice model for the Weddell Sea is coupled to a one-dimensional mixed layer model and is forced with atmospheric boundary conditions from the global analyses of the European Centre for Medium Range Weather Forecasts (ECMWF) for the years 1986 and 1987.

From sensitivity studies the influence of different atmospheric forcing and model parameter is examined to quantify the required accuracy for a realistic simulation of the sea ice. Especially air temperature and wind field have to be known to a high accuracy in order to produce a good correspondence between model results sea ice observations. Furthermore it is shown that the net freezing rate, which represents the most important boundary condition for the polar ocean, is essentially determined by the strength and structure of the wind field.

The optimized sea ice model shows a good agreement with sea ice concentrations, which were analysed by remote sensing data from passive microwave sensors. Comparison between model results and buoys drift data suggests a free drift solution for the ice drift speed only for short time periods. For daily varying atmospheric forcing data deformation processes have to be considered to reach a realistic distribution of the drift speed.

The inclusion of the snow-ice-conversion process leads to the formation of meteoric ice with a pronounced spatial distribution. Comparison with measurements from sea ice cores allows a rough estimation of the average precipitation rate in wintertime, which is not well known.

Furthermore the influence of a increased oceanic heat flux is examined. A better correspondence to observations is obtained by a modification of the depth of the entrainment zone in the one-dimensional mixed layer model.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Hintergrund der Meereismodellierung

„ . . . Diese Eismassen sind von seltsamer Natur. Sie liegen zuweilen so still wie möglich, mit abge-sonderten Waken (norddt.; Öffnung in der Eis-decke) oder großen Fjorden; aber mitunter ist ihre Fahrt so stark und reißend, daß sie nicht langsamer gehen als ein Schiff, welches günstigen Wind hat, und sie treiben ebenso oft gegen den Wind als mit demselben. “

(Fridtjof Nansen, 1898)

Schon die Erkenntnisse der Polarexpeditionen Ende des letzten Jahrhunderts spiegelten die vielfältige Wechselwirkung des Meereises mit den angrenzenden Fluiden der Atmosphäre und des Ozeans wieder. Mit dem Einsetzen der Erfor-

schung globaler Klimaprozesse ist die Fragestellung dieser Wechselwirkung in den letzten Jahren von steigendem Interesse.

Das Meereis bedeckt bis zu 10% der Erdoberfläche und spielt bei der Betrachtung als Komponente des Klimasystems (Atmosphäre-Kryosphäre-Ozean-Biosphäre) eine bedeutende Rolle. Große Gebiete des polaren Ozeans werden von einer variablen dünnen Eisschicht bedeckt, die sich aus gefrierendem Meerwasser und akkumulierendem Schneefall bildet. An der Grenzschicht zwischen Ozean und Atmosphäre wirkt das Meereis als verstärkender Reflektor auf die Strahlungsbilanz an der Erdoberfläche, da das Verhältnis von ausfallender zu einfallender Strahlung (die sog. Albedo) beim Meereis sehr viel größer als beim Wasser ist. Deshalb kommt es durch die Meereisbedeckung an der Erdoberfläche zu einer Reduktion der absorbierten einfallenden kurzwelligigen Strahlung. Zugleich wirkt das Meereis als trennende Schicht zwischen der Atmosphäre und dem Ozean und unterdrückt somit entscheidend den Austausch von Impuls, Wärme und Substanzen.

Der Einfluß des Meereises auf den polaren Ozean wird im wesentlichen durch die Eisbildung, die Eisausdehnung und die Eisdrift beschrieben. Der charakteristische Salzgehalt (etwa 5 psu; psu = practical salinity unit, welches etwa den Promille entspricht) und das dynamische Verhalten des Meereises bilden dabei die entscheidenden Grundlagen bei den klimatischen Untersuchungen der polaren Regionen. Das Gefrieren von Meereis führt zu einem Salzeintrag in den Ozean, was u.a. Konvektionsprozesse zur Folge hat, während das Schmelzen von Meereis einen Süßwassereintrag bewirkt, welches eine Stabilisierung der ozeanischen Deckschicht bewirkt. Die Eisbewegung erzeugt eine räumliche Trennung der beschriebenen thermodynamischen Prozesse; dies hat zur Folge, daß die Gebiete des Gefrierens und Schmelzens zu einem Ungleichgewicht im vertikalen ozeanischen Salzfluß führen, was wiederum einen bedeutenden Einfluß auf die großräumige Ozeanzirkulation hat.

Die Meereisbedeckung des Südpolarmeeres, die größte zusammenhängende der Erde, unterliegt einer starken jahreszeitlichen Variabilität. Der ausgeprägte saisonale Zyklus des Meereises zeigt eine starke Veränderlichkeit gegenüber Änderungen in den Randbedingungen der Atmosphäre und des Ozeans.

Die Simulation derartiger Prozesse ist eine der Hauptaufgaben der Meereismodellierung. Als Konsequenz der angestrebten Kopplung von Atmosphäre, Ozean und Meereis in großskaligen Zirkulationsmodellen müssen die physikalischen Eigenschaften des Meereises in der Meereismodellierung berücksichtigt werden, um die globalen Prozesse im System Atmosphäre-Meereis-Ozean angemessen zu simulieren. Die Hierarchie der Modelle reicht von reinen Meereismodellen über Meereis-Ozean, Meereis-Atmosphäre bis zu Meereis-Ozean-Atmosphäre Modellen. Zum heutigen Stand der Forschung werden in dieser Arbeit Modellstudien

durchgeführt, die in erster Linie die Optimierung des Meereismodells beinhalten, um möglichst realistisch die zwischenjährlichen und jahreszeitlichen Variabilitäten des Meereises beschreiben zu können.

Hauptsächlich werden in der Meereismodellierung Prozeßstudien angestrebt, die z.B. den Frischwasserzufluß (Schmelzprozesse vom Meereis) in die Ozeane untersuchen. Weiterhin ist die hohe Sensitivität der polaren Regionen gegenüber Erhöhungen des CO_2 -Gehaltes eine offene Frage in den Klimastudien, da zu entscheiden ist, was ursächlich dafür verantwortlich ist (z.B. ungenügende Wiedergabe der Zirkulation oder zu vereinfachende Darstellung der Meereiskomponente). In diesem Zusammenhang ist das Wissen über die geforderte Genauigkeit der Anregungs- und Modellparameter von zusätzlicher Bedeutung, um so die relevanten Rückkopplungsprozesse des Klimasystems zu verstehen.

Bisher fanden nur sehr einfache Aspekte des Meereises Eingang in die numerischen Klimastudien. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt werden Teilaspekte der Wechselwirkung zwischen Eis, Ozean und Atmosphäre in Simulationsstudien untersucht, um so die wesentlichen dynamischen und thermodynamischen Prozesse des Meereises für ein voll gekoppeltes Klimamodell zu nutzen.

1.2 Modellansätze

Die Analysen der langjährigen Beobachtungen in den Polargebieten haben gezeigt, daß die numerische Simulation des Meereises in erster Linie auf thermodynamischen und dynamischen Prozessen beruht. Diese Prozesse sind mit unterschiedlicher Gewichtung und Realisierung in den großskaligen Meereismodellen integriert.

Bei der thermodynamischen Beschreibung des Meereises haben sich die Berechnungen des Eiswachstums durch [Sem76] und [Par79] als gute Näherung bei der Energiebilanz in der großskaligen Meereismodellierung erwiesen. Die unzureichenden Ergebnisse bezüglich der Eisdickenverteilung bei thermodynamischen Meereismodellen (z.B. [Par79]) führten zu der Notwendigkeit, dynamische Prozesse bei der Simulation des Meereises in Betracht zu ziehen. Durch die Berücksichtigung eines Kräftegleichgewichtes, das die Annahme eines viskos-plastischen Deformationsverhaltens des Meereises einschließt, konnte die numerische Simulation zu einem dynamisch-thermodynamischen Meereismodell erweitert werden [Hib79]. Die Meereismodellierung führt gegenwärtig durch die Berücksichtigung sowohl dynamischer, insbesondere durch die rheologische Beschreibung des Meereises, als auch thermodynamischer Prozesse zu den besten Ergebnissen.

Durch die Modellierung der rheologischen Eigenschaften des Meereises können Deformationsprozesse simuliert werden, die eine wichtige Rolle im Austausch zwischen Atmosphäre und Ozean spielen. Deformationsprozesse (z.B. Eisrückenbildung) beeinflussen die Eisdickenverteilung in weiten Bereichen der polaren Gebiete. Gleichzeitig kommt es durch die Deformationen zur Bildung von offenen Wasserflächen, in denen Neueisbildung möglich ist. Dieses neue dünne Eis wächst dabei thermodynamisch schneller, als es dem dicken Eis möglich ist. Offene Wasserflächen (zum Teil als Rinnen) sind auch in Wintersituationen anzutreffen und beeinflussen lokal die Wärmebilanz über dem Meereis. Weiterhin wird durch die Meereisdrift lateral Wärme von den Schmelzgebieten (Wärmesenke) in die Produktionsgebiete (Wärmequelle) transportiert.

Bei der Rheologie des Meereises führt die viskos-plastische Beschreibung [Hib79] zu erfolgreichen Ergebnissen. Andere Ansätze (z.B. das Cavitating Fluid Modell [Fla92]) sind numerisch weniger aufwendig, jedoch nicht unbedingt zur vollständigen Beschreibung des Meereises geeignet. Das Cavitating Fluid Modell etwa berücksichtigt nur Deformationen unter konvergenten Bedingungen. Für das Hibler-Meereismodell im Weddellmeer hat sich gezeigt [Har94], daß Scherdeformationskräfte einen überwiegenden Anteil an den Deformationskräften haben und somit Berücksichtigung in der numerischen Meereismodellierung finden sollten.

Das dynamisch-thermodynamische Meereismodell von Hibler [1979] wurde für das Gebiet des Weddellmeeres angewandt und mit einigen wenigen punktuellen Geschwindigkeitsmessungen von Driftbojen verglichen [Hib83], wobei diese Modellsimulation zu Ergebnissen führte, die der Realität einigermaßen nahe kommt. Die Meereisdrift zeigt im Mittel eine zyklonale Zirkulation (Weddellwirbel), so daß die Eisdicke durch Eispressungen im westlichen Gebiet des Weddellmeeres zur antarktischen Halbinsel hin ansteigt.

Das angesprochene Meereismodell [Hib83] wurde um die Schneeauflage, in Anlehnung an die thermodynamischen Prozesse von [Par79], erweitert [Lem90, Owe90]. Dies hat eine Abnahme der Eisdicke aufgrund des geänderten Reflektionsverhaltens der Oberfläche und des Isolierungseffektes durch die geringere Wärmeleitung der Schneeauflage zur Folge. Weiterhin wurde der ozeanische Wärmefluß nicht durch eine konstante Randbedingung (im Gegensatz zu den Simulationen von [Par79, Hib79]) wiedergegeben, sondern prognostisch durch ein eindimensionales Deckschichtmodell [Lem87] bestimmt, welches eine räumliche und zeitliche Variation des ozeanischen Wärmeflusses ermöglicht. Dieser Modellansatz wurde erfolgreich auf ein Meereismodell für den südlichen Ozean erweitert [Sto90].

Der atmosphärische Antrieb wurde sowohl klimatologisch als auch mit täglichen Zeitschritten in den obigen Modellrealisierungen verwendet. Bei den tägli-

chen atmosphärischen Antriebsdaten haben sich die Ergebnisse der numerischen Wettervorhersagemodelle als gute Eingangsparameter für die Meereismodellierung erwiesen. Sensitivitätsstudien, die unterschiedliche Ansätze bei der Parametrisierung der unteren atmosphärischen Grenzschicht berücksichtigen, haben die Anwendbarkeit der atmosphärischen Antriebsparameter bestätigt [Sto92a].

1.3 Modelloptimierung und -verifikation

Ein Vergleich von Ergebnissen der Meereismodelle mit Verifikationsdaten kann nur punktuell und für beschränkte Zeiträume durchgeführt werden. Um die Qualität der Modellergebnisse beurteilen zu können, sind derartige Vergleiche aber unerlässlich. In den letzten 20 Jahren stehen durch intensive Messungen und Beobachtungen Datensätze zur Verfügung, die für ein Meereismodell mit täglichem Zeitschritt genutzt werden können. Insbesondere die Fernerkundungsdaten der letzten Jahre bieten hier die Möglichkeit einer besseren räumlichen und zeitlichen Abdeckung der Meereisgebiete mit Beobachtungsdaten. Aufgrund der Verfügbarkeit der atmosphärischen Antriebsfelder durch Analysen der numerischen Wettervorhersagemodelle sind detaillierte Simulationsstudien bei sich täglich ändernden Meereisbedingungen möglich.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt sind die Meereismodelle als Vorstudien für die angestrebte vollständige Kopplung an Zirkulationsmodelle zu sehen. In diesem Rahmen wird diese Studie als Beitrag zur Entwicklung eines optimierten Meereismodells eingebettet, wobei der Schwerpunkt auf dem Vergleich mit Verifikationsdaten beruht.

Das Ziel dieser Studie ist es, die Sensitivität des Meereismodells bezüglich der atmosphärischen Randbedingungen näher zu untersuchen. Weiterhin sollen Modellparameter durch vergleichende Messungen angepasst und verifiziert werden. Hier sind vor allem die Modellparameter zu nennen, die einen großen Einfluß auf das dynamische Verhalten des Meereises haben, da aufgrund der Trajektorien von Driftbojen ein Vergleich mit den prognostizierten Modellergebnissen möglich ist. Das optimierte Meereismodell zeigt somit Ansätze auf, die in der numerischen Modellierung bei der weitergehenden Kopplung zwischen Ozean-Meereis-Atmosphäre Anwendung finden können. Das Zusammenspiel zwischen der Verifikation und der Optimierung der numerischen und physikalischen Prozesse bilden dabei die Grundlage zu dieser Arbeit.

1.4 Überblick

Im Kapitel 2 der Arbeit werden die wesentlichen Parametrisierungen der Modellphysik erläutert und die Kopplung des Meereises an die Atmosphäre und den Ozean beschrieben. Weiterhin werden die spezifischen Merkmale des Meereismodells, die dieser Anwendung zugrunde liegen, näher ausgeführt.

Auf das Datenmaterial, das die Verifikationsdaten für die Modellergebnisse liefert, wird im 3. Kapitel eingegangen.

Im Kapitel 4 werden Sensitivitätsstudien durchgeführt, die die Abhängigkeit der prognostischen Variablen des Meereismodells vom atmosphärischen Antrieb und den Modellparametern aufzeigen. Die notwendigen Anforderungen an die Genauigkeit der atmosphärischen Antriebsparameter werden bestimmt, um die Zuverlässigkeit für die Meereismodellierung zu prüfen.

Als Konsequenz der Ergebnisse des Kapitels 4 stellt Kapitel 5 vergleichende Untersuchungen zwischen dem atmosphärischen Antriebsfeld der Lufttemperatur von Analysen des ECMWF und Driftbojenmessungen vor.

Im Kapitel 6 wird ein Verfahren vorgestellt, das die wichtigsten dynamischen Modellparameter dahingehend optimiert, daß Abweichungen zwischen den Modellergebnissen und gemessenen Verifikationsdaten minimiert werden.

Das Kapitel 7 behandelt die wesentlichen Ergebnisse des optimierten Meereismodells und diskutiert die dynamischen und thermodynamischen Auswirkungen auf das Meereis.

Abschließend werden in Kapitel 8 die Folgerungen für das Meereismodell diskutiert und ein Ausblick über die zukünftigen Aktivitäten in Bezug auf die Meereismodellierung gegeben, um so die Erkenntnisse über die, schon von F.Nansen beschriebene, „seltsame Natur“ des Meereises zu erweitern.

Kapitel 2

Meereismodell

2.1 Physik des Meereismodells

2.1.1 Physikalischer Zusammenhang

Die Beschreibung des Meereises in der numerischen Modellierung berücksichtigt sowohl thermodynamische als auch dynamische Prozesse. Der Transport des Eises wird durch eine Balance, der auf das Meereis wirkenden Kräfte, ausgedrückt. Hierbei werden die relevanten Kräfte berücksichtigt und Parametrisierungen für die einzelnen Terme eingeführt. Ein vollständiges dynamisch-thermodynamisches Meereismodell besteht im wesentlichen aus vier Komponenten, die sich beschreiben lassen durch:

1. eine Impulsbilanz, die u.a. die rheologischen Eigenschaften des Meereises berücksichtigt und die Driftgeschwindigkeit des Meereises bestimmt.
2. eine Energiebilanz an der Oberfläche, die die Strahlungsbilanz, den sensiblen und latenten Wärmefluß und die Wärmeleitung durch das Eis berücksichtigt. Ausgehend von den atmosphärischen Anregungsdaten wird hierdurch die Oberflächentemperatur des Meereises bestimmt.

3. ein Modell für die Wärmeleitung, das den Wärmestrom durch das Eis und den Schnee durch die berechnete Oberflächentemperatur und der vorgegeben Ozeantemperatur bestimmt.
4. eine Bilanz für die Masse von Eis und Schnee und für den Bedeckungsgrad (eisbedeckter Anteil pro Fläche), die unter Berücksichtigung der Driftgeschwindigkeit (Punkt 1) und den Gefrier- und Schmelzraten (Punkt 2 und 3) die neuen Eis- und Schneedicken sowie den Bedeckungsgrad bestimmt.

2.1.2 Impulsbilanz

In guter Näherung läßt sich das Meereis großskalig als zwei-dimensionales Kontinuum beschreiben. In kartesischen Koordinaten ist die Impulsbilanz des Meereises in einer zwei-dimensionalen Ebene dann wiedergegeben durch

$$\frac{mD\mathbf{u}}{Dt} = -mf\mathbf{k} \times \mathbf{u} + \boldsymbol{\tau}_a + \boldsymbol{\tau}_w - mg\nabla H + \mathbf{F} \quad (2.1)$$

wobei $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla$ die totale Zeitableitung, m die Eismasse pro Einheitsfläche, \mathbf{k} der Einheitsvektor senkrecht zur Oberfläche, \mathbf{u} die Geschwindigkeit des Meereises, f der Coriolisparameter, g die Erdbeschleunigung und H die Meeresoberflächentopographie [Hib79] repräsentieren. Der Beschleunigungsterm auf der linken Seite von (2.1) ergibt sich aus der Summe der Corioliskraft ($-mf\mathbf{k} \times \mathbf{u}$), der Schubspannung des Windes ($\boldsymbol{\tau}_a$), der Schubspannung des Ozeans ($\boldsymbol{\tau}_w$), der Oberflächenneigung ($mg\nabla H$) und den internen Kräften \mathbf{F} im Eis. Die Schubspannungen des Windes und des Ozeans sowie die internen Spannungen sind die dominanten Terme in (2.1) und nahezu von der gleichen Größenordnung.

Die Schubspannungen des Windes und des Ozeans werden als integrale atmosphärische Randbedingungen mit konstantem Drehwinkel bestimmt, z.B. [McP80]. Für den Ozean gilt somit

$$\boldsymbol{\tau}_w = \rho_w c_w |\mathbf{U}_w - \mathbf{u}| [(\mathbf{U}_w - \mathbf{u}) \cos \Theta + \mathbf{k} \times (\mathbf{U}_w - \mathbf{u}) \sin \Theta] \quad (2.2)$$

analog gilt für die Atmosphäre

$$\boldsymbol{\tau}_a = \rho_a c_a |\mathbf{U}_a| [\mathbf{U}_a \cos \Phi + \mathbf{k} \times \mathbf{U}_a \sin \Phi] \quad (2.3)$$

mit

$$\begin{aligned} \rho_w &= \text{Dichte des Ozeans} \\ \rho_a &= \text{Dichte der Atmosphäre} \end{aligned}$$

\mathbf{U}_w	=	Ozeanische Strömungsgeschwindigkeit
\mathbf{U}_a	=	Windgeschwindigkeit
c_w	=	ozeanischer Schubspannungskoeffizient
c_a	=	atmosphärischer Schubspannungskoeffizient
Φ	=	Drehwinkel für den Wind
Θ	=	Drehwinkel für die ozeanische Strömung

Die dimensionslosen Schubspannungskoeffizienten c_w und c_a werden räumlich und zeitlich als konstant angesehen. Der Drehwinkel für die geostrophische Strömung Θ beträgt -25° , während der Drehwinkel $\Phi = 0^\circ$ gesetzt wird, da der Wind als Bodenwind angenommen wird (siehe z.B. Kapitel 2.4 oder auch [Sto92a]). Für die Atmosphäre (vgl. 2.3) kann die Relativgeschwindigkeit zwischen der Eisdrift und der Windgeschwindigkeit vernachlässigt werden, da im allgemeinen $|\mathbf{U}_a| \gg |\mathbf{u}|$ gilt.

Die internen Kräfte \mathbf{F} werden durch die Divergenz des zwei-dimensionalen Schubspannungstensors σ ausgedrückt.

$$F_j = \sum_i \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} \quad (2.4)$$

Der Spannungstensor σ wird als Funktion der Eisdicke h_i , der Eiskonzentration A und des Tensors der Deformationsraten $\dot{\epsilon}$ beschrieben, wobei $\dot{\epsilon}$ durch die Gradienten der Driftgeschwindigkeit des Meereises gegeben ist. Das Materialverhalten des Meereises wird für kleine Deformationsraten als linear-viskose kompressible Flüssigkeit und für große Deformationsraten durch ein plastisches Verhalten realistisch interpretiert [Hib79]. Ausgehend von diesem Verhalten läßt sich das Meeris durch ein viskos-plastisches Fließgesetz beschreiben, welches eine modifizierte Form des nicht-linearen Fließgesetzes für eine Flüssigkeit ist

$$\sigma_{ij} = 2\eta \dot{\epsilon}_{ij} + \left[(\zeta - \eta) \sum_k \dot{\epsilon}_{kk} - P/2 \right] \delta_{ij} \quad (2.5)$$

wobei die Diagonale des Deformationsratentensors $\dot{\epsilon}$ die Divergenz der Meereisdrift darstellt und ζ als Kompressionsviskosität und η als Scherviskosität bezeichnet wird. $P/2$ ist der statische Druck, der als eine Funktion der Meereisdicke h_i und des Bedeckungsgrades A angesetzt wird [Hib79]

$$P = P^* h_i \exp(-C(1 - A)) \quad (2.6)$$

wobei P^* und C als dynamische Eisfestigkeitsparameter anzusehen sind. In (2.6) gibt P die maximal erlaubte Spannung an, bei der die Deformation einsetzt. Bei

der zwei-dimensionalen Betrachtungsweise wird diese Bruchgrenze durch eine sogenannte Fließkurve (siehe z.B. [Mel86]) beschrieben, die in der Ebene der Hauptspannungskomponenten von σ angesetzt wird. Aus den Hauptkomponenten des Spannungstensors lassen sich für diesen Ansatz die Viskositäten bestimmen

$$\zeta = \frac{P}{2\Delta} \quad (2.7)$$

und

$$\eta = \frac{\zeta}{e^2} \quad (2.8)$$

mit

$$\Delta = \left[(\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2) \left(1 + \frac{1}{e^2}\right) + 4 \frac{\dot{\epsilon}_{12}^2}{e^2} + 2\dot{\epsilon}_{11}\dot{\epsilon}_{22} \left(1 - \frac{1}{e^2}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

wobei e die Exzentrizität der elliptischen Fließkurve, also das Verhältnis der Kompressions- zur Scherviskosität bestimmt. Da die Viskositäten in (2.7) und (2.8) für sehr kleine Deformationsraten unverhältnismäßig groß werden, müssen sie durch einen maximalen Wert begrenzt werden

$$\zeta_{max} = (2,5 \times 10^8 \text{ s})P \quad \text{und} \quad \eta_{max} = \frac{\zeta_{max}}{e^2} \quad (2.10)$$

Aufgrund dieser Modellannahmen für das Fließverhalten des Meereises, verbleiben drei empirische Parameter (e , P^* und C), die durch Vergleiche mit Meßdaten näher bestimmt werden müssen.

2.1.3 Thermodynamik

Der thermodynamische Anteil des Meereismodells basiert auf der Energiebilanz über dem eisbedeckten und eisfreien Teil der Gitterzelle. Die Energiebilanz über dem Meereis läßt sich wie folgt berechnen [Sem76, Par79] (Flüsse in die Oberfläche werden als positiv angenommen)

$$\begin{aligned} F_{net} &= F_H + F_L + F_s \downarrow - F_s \uparrow + F_l \downarrow - F_l \uparrow + F_{con} \\ &= F_a + F_{con} \end{aligned} \quad (2.11)$$

mit

F_{net}	=	netto Energiefluß
F_H	=	sensibler Wärmefluß
F_L	=	latenter Wärmefluß
$F_s \downarrow$	=	Fluß der kurzwelligen Einstrahlung
$F_s \uparrow$	=	Fluß der kurzwelligen Ausstrahlung
$F_l \downarrow$	=	Fluß der langwelligen Einstrahlung
$F_l \uparrow$	=	Fluß der langwelligen Ausstrahlung
F_{con}	=	konduktiver Wärmefluß
F_a	=	atmosphärischer Wärmefluß

Für das offene Wasser läßt sich eine ähnliche Bilanz herleiten [Par79]. Die kurzwellige Gegenstrahlung $F_s \uparrow$ wird, als Anteil der kurzwelligen Einstrahlung, durch die Albedo α an der Erdoberfläche ausgedrückt, wobei die Albedo aufgrund der Oberflächeneigenschaften (Schnee oder Eis, Schmelzen oder Gefrieren) variiert.

Die Strahlungsflüsse werden analog zu Parkinson und Washington [1979] aus astronomischen Parametern und atmosphärischen Variablen, wie Lufttemperatur, Feuchte, Luftdruck und Bewölkung abgeleitet. Die kurzwellige Einstrahlung (solarer Anteil) $F_s \downarrow$, reduziert um den Anteil der Wolkenbedeckung [Lae60], berechnet sich nach einer empirischen Gleichung von [Zil72] aus

$$F_s \downarrow = \left[\frac{S \cos^2 Z}{(\cos Z + 2.7)e \times 10^{-5} + 1.085 \cos Z + 0.1} \right] (1 - 0.6 Cl^3) \quad (2.12)$$

mit

S	=	Solarkonstante = 1353 W/m^2
e	=	aktueller Dampfdruck
Z	=	solarer Zenitwinkel
Cl	=	Bewölkung im Wertebereich von 0 bis 1

Der Nettobetrag der kurzwelligen Strahlung ergibt sich somit aus

$$F_s^{net} = F_s \downarrow (1 - \alpha) \quad (2.13)$$

Die langwellige Einstrahlung $F_l \downarrow$ wird für jeden Zeitschritt nach einer Gleichung von [Ids69] und einem Wolkenfaktor [Mar66] bestimmt

$$F_l \downarrow = \sigma T_a^4 \left[1 - 0.261 \exp(-7.77 \times 10^{-4} (273 - T_a)^2) \right] (1 + 0.275 Cl) \quad (2.14)$$

mit

$$\begin{aligned}\sigma &= \text{Stefan Boltzman Konstante} = 5.6710^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4} \\ T_a &= \text{Lufttemperatur an der Oberfläche}\end{aligned}$$

Mit dem Stefan Boltzman Gesetz wird die langwellige Ausstrahlung $F_l \uparrow$ als Funktion der Oberflächentemperatur T_s ausgedrückt, so daß sich die Bilanz der langwelligen Strahlung ergibt aus

$$F_l^{net} = \epsilon_s(F_l \downarrow - \sigma T_s^4) \quad (2.15)$$

mit

$$\epsilon_s = \text{Langwellige Emissivität} = 0.97$$

Die turbulenten Flüsse (latenter und sensibler Anteil) werden über Standardformeln berechnet. Der sensible Wärmefluß F_H ergibt sich aus der Temperaturdifferenz in der unteren Luftschicht

$$F_H = \rho_a c_p C_H |\mathbf{U}_a| (T_a - T_s) \quad (2.16)$$

mit

$$\begin{aligned}\rho_a &= \text{Dichte der Luft am Boden} = 1.3 \text{ kgm}^{-3} \\ c_p &= \text{spezifische Wärmekapazität} = 1004 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1} \\ C_H &= \text{Wärmeaustauschkoeffizient} = 1.75 \times 10^{-3} \\ \mathbf{U}_a &= \text{Windgeschwindigkeit}\end{aligned}$$

In Analogie zu (2.16) wird der latente Wärmefluß F_L aus der Differenz der Feuchte in der bodennahen Grenzschicht bestimmt aus

$$F_L = \rho_a L C_E |\mathbf{U}_a| (q_{10m} - q_s) \quad (2.17)$$

mit

$$\begin{aligned}L &= \text{Verdampfungswärme} (= 2.5 \times 10^6) \\ &\quad \text{oder Sublimation} (= 2.834 \times 10^6) \text{ Jkg}^{-1} \\ C_E &= \text{Wärmeaustauschkoeffizient, gleicher Wert wie } C_H \\ q_{10m} &= \text{spezifische Feuchte in } 10m \\ q_s &= \text{spezifische Feuchte an der Oberfläche}\end{aligned}$$

wobei sich die spezifische Feuchte aus einer empirischen Gleichung für den Sättigungsdampfdruck, sowohl über dem Meereis als auch über dem offenen Ozean, bestimmt.

Der noch verbleibende konduktive Wärmefluß F_{con} in (2.11) beschreibt die Wärmeleitung durch das Eis. Als Ansatz dient hier das sogenannte 0-Schichtenmodell [Sem76], welches in der Vertikalen ein lineares Temperaturprofil im Eis wie auch im eventuell vorhandenen Schnee voraussetzt. Mit diesen Modellannahmen kann die Temperaturdifferenz zwischen den einzelnen Grenzflächen berechnet werden. Da die Speicherung von Wärme im Eis bzw. Schnee vernachlässigt wird, ist der Wärmefluß durch das Eis gleich dem Wärmefluß durch den Schnee zu setzen

$$(T_i - T_s) \frac{\kappa_s}{h_s} = (T_f - T_i) \frac{\kappa_i}{h_i} \quad (2.18)$$

mit

- κ_i = Wärmeleitfähigkeit von Eis
- κ_s = Wärmeleitfähigkeit von Schnee
- T_f = Gefriertemperatur von Meerwasser $\simeq -2^\circ\text{C}$
- T_i = Temperatur an der Grenzfläche Schnee/Eis
- T_s = Temperatur an der Schneeoberfläche
- h_i = Eisdicke
- h_s = Schneedicke

Aus der Bedingung von (2.18) bestimmt sich der konduktive Wärmefluß durch Schnee und Eis als

$$F_{con} = \frac{\kappa_i(T_f - T_s)}{h_i^*} \quad (2.19)$$

wobei für die effektive thermodynamische Eisdicke h_i^* gilt

$$h_i^* = h_i + h_s \frac{\kappa_i}{\kappa_s} \quad (2.20)$$

Die Eisdicke in (2.20) berücksichtigt somit den Isolationseffekt der Schneeaufgabe.

Um einer realistischen Eisdickenverteilung innerhalb einer Gitterzelle nahe zu kommen, werden subskalig sieben gleichverteilte Eisdicken eingeführt [Hib84], die von 0 bis zur doppelten mittleren Eisdicke reichen. Pro Zeitschritt werden die Wachstumsraten für jede der sieben Eisdickenkategorien berechnet, die als Summe die gesamte Wachstumsrate ergeben.

Die noch zu bestimmende Oberflächentemperatur T_s ergibt sich aus der Energiebilanz an der Schnee/Eis Oberfläche (siehe 2.11) und wird iterativ bestimmt. Hierbei sind die Fälle des Schmelzens und Gefrierens zu unterscheiden. Liegt T_s unterhalb der Gefrierpunkttemperatur von Schnee und Eis (gleich 0°C), so ist die Eisdickenänderung gegeben durch den Wärmefluß innerhalb des Eises (F_{con}) reduziert um den Anteil des ozeanischen Wärmeflusses (F_o). In diesem Fall muß weiterhin noch nach dem basalen Schmelzen oder Gefrieren unterschieden werden, je nachdem ob die Oberflächentemperatur unterhalb (Gefrieren) oder oberhalb (Schmelzen) der Gefrierpunkttemperatur des Meerwasseres T_f liegt. Beide Fälle lassen sich in der Eisdickenänderung wie folgt charakterisieren

$$\dot{h}_i = \begin{cases} \frac{F_{con}-F_o}{\rho_i L} > 0 & \text{wenn } T_s < T_f \\ \frac{F_{con}-F_o}{\rho_i L} < 0 & \text{wenn } 0^\circ\text{C} > T_s > T_f \end{cases} \quad (2.21)$$

Für den Fall, daß $T_s > 0^\circ\text{C}$ ist, findet sowohl basales Schmelzen als auch Schmelzen an der Oberfläche statt und es wird $T_s = 0^\circ\text{C}$ gesetzt. Unter Berücksichtigung dieses Falles sowie den Fällen aus (2.21) ergibt sich für die gesamte thermodynamische Änderung der Eisdicke

$$\dot{h}_i = - \frac{F_a + F_o}{\rho_i L} \quad (2.22)$$

mit L = Schmelzwärme des Eises (siehe 2.17) und ρ_i = Dichte des Eises.

Ein Vergleich der thermodynamischen Strahlungsgrößen mit Messungen ist in dem in dieser Modellstudie gewählten Zeitraum nicht möglich, da keine Strahlungsmessungen durchgeführt wurden. Zum generellen Verständnis der thermodynamischen Berechnung im Meereismodell sei auf den Anhang A verwiesen, wo ein Vergleich zwischen einem eindimensionalen thermodynamischen Meereismodell und Strahlungsmessungen die Auswirkung der thermodynamischen Formulierung aufzeigt.

2.1.4 Schnee-Eis-Konversion

Durch die Berücksichtigung des Schnees in der Thermodynamik des Meereismodells [Owe90] ist es von besonderer Wichtigkeit, die Wechselwirkung von Schnee und Eis in Betracht zu ziehen. Als Quelle für den Schnee ist der Niederschlag anzusehen, der durch eine Konstante von 0.35 m/Jahr Regenwasser angesetzt wird. Für antarktische Gebiete ist das sogenannte Fluten der Eisschollen ein oft zu beobachtendes Phänomen [Eic94]. Aufgrund der Schneelast kann es bei den Eisschollen zu einem negativen Freibord kommen, infolge dessen sich Wasser in der Grenzschicht zwischen Schnee und Wasser sammelt (Flutungseffekt). Durch

Gefrierprozesse wird der Schnee, der sich unterhalb der Wasserlinie befindet, in Eis umgewandelt. Dieses durch Schnee-Eis-Konversion erzeugte Eis stammt somit ursprünglich zum Teil aus der Atmosphäre und wird als meteorisches Eis bezeichnet.

Unter Vernachlässigung des eingeströmten Wassermenge beim Fluten der Eisschollen kann die Schnee-Eis-Konversion nach dem Archimedisches Prinzip bestimmt werden [Lep83]. Hiernach ist die verdrängte Wassermenge durch die Säule von Eis plus Schnee gegeben durch

$$h_d = \frac{\rho_i h_i + \rho_s h_s}{\rho_w} \quad (2.23)$$

mit

ρ_w	=	Dichte von Wasser
ρ_i	=	Dichte von Eis
ρ_s	=	Dichte von Schnee
h_i	=	Eisdicke
h_s	=	Schneedicke

Für den Fall, daß $h_d > h_i$ (negatives Freibord) ist, wird $h_i = h_d$ gesetzt und die Schneedicke h_s um den äquivalenten Anteil reduziert

$$\Delta h_s = (h_i + h_d) \frac{\rho_i}{\rho_s} \quad (2.24)$$

Der schematische Prozeß der Schnee-Eis-Konversion ist in Abb.2.1 zu sehen, wobei das linke Bild den Zustand vor der Konversion und das rechte Bild den Zustand nach der Konversion darstellt.

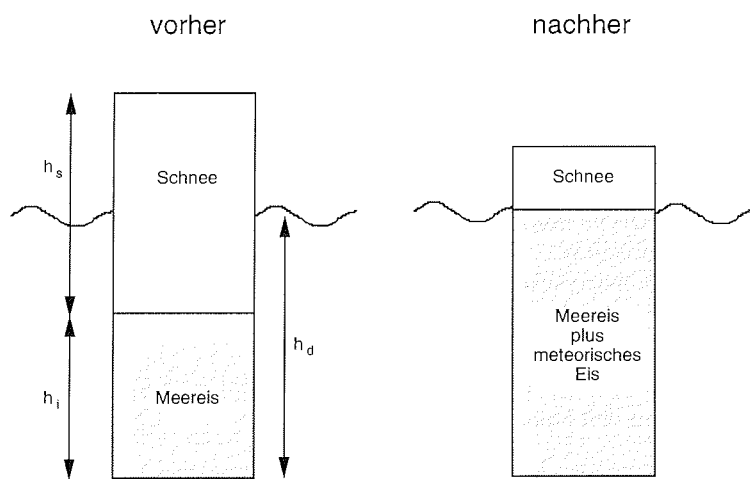


Abbildung 2.1: Vertikaler Schnitt durch eine Eisscholle zur schematischen Darstellung des Schnee-Eis-Konversionsprozesses vor (linkes Bild) und nach (rechtes Bild) der Konversion.

2.1.5 Erhaltungsgrößen

Thermodynamische Änderungen lassen sich durch Erhaltungsgleichungen für die mittlere Eisdicke (h_i), die Schneedicke (h_s) und die Eiskonzentration (A) berechnen [Owe90]

$$\dot{h}_i = -\nabla \cdot (\mathbf{u}h_i) + S_h + S_{Diff} \quad (2.25)$$

$$\dot{A} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}A) + S_A + S_{Diff} + S_{op} \quad (2.26)$$

$$\dot{h}_s = -\nabla \cdot (\mathbf{u}h_s) + S_s + S_{Diff} \quad (2.27)$$

wobei $A \leq 1$ ist. Der Diffusionsterm S_{Diff} ist klein und wird vornehmlich aus numerischen Gründen eingeführt. Der Term S_{op} (siehe 2.26) beschreibt die Erzeugung offenen Wassers, die aufgrund von Scherdeformation auch bei hohen Eiskonzentrationen auftreten kann [Hib84]. Nach dem exponentiellen Ansatz von [Fla91] wird der Term S_{op} , in Konsistenz zu (2.6), ausgedrückt durch

$$S_{op} = f(\dot{\epsilon}) \exp(-C(1 - A)) \quad (2.28)$$

wobei $f(\dot{\epsilon})$ eine Funktion des Tensors der Deformationsraten $\dot{\epsilon}$ definiert. Ein Vergleich zwischen diesem und einem quadratischen Ansatz (siehe [Hib84]) findet sich in der Arbeit von [Har94].

S_h , S_A und S_s sind thermodynamische Terme, die das Wachstum des Eises beschreiben und gegeben sind durch

$$S_h = A f\left(\frac{h_i^*}{A}\right)\Gamma + (1 - A)f(0) - \frac{F_o}{\rho_i L} \quad (2.29)$$

mit

$$\Gamma = \begin{cases} 0 & \text{wenn } f(h_i^*/A) < 0 \text{ und } h_s > 0 \\ 1 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.30)$$

$$S_A = \begin{cases} (1 - A)f(0)/h_0 & \text{wenn } f(0) > 0 \\ 0 & \text{wenn } f(0) \leq 0 \end{cases} + \begin{cases} 0 & \text{wenn } S_h \geq 0 \\ AS_h/(2h_i) & \text{wenn } S_h < 0 \end{cases} \quad (2.31)$$

$$S_s = \begin{cases} AN\rho_w/\rho_s & \text{wenn } T_a < 0^\circ C \\ 0 & \text{wenn } T_a \geq 0^\circ C \end{cases} + \begin{cases} Af(h_i^*/A)\rho_i/\rho_s & \text{wenn } f(h_i^*/A) < 0 \text{ und } h_s > 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.32)$$

Die Funktion der Gefrierate $f(h)$ wird durch die effektive Eisdicke h_i^* (siehe 2.20) gegeben und bestimmt die mittlere Eisdicke h_i . Der S_h Term (siehe 2.29) setzt sich zusammen aus der Summe der Gefrieraten für den eisbedeckten und eisfreien Teil sowie aus dem vertikalen ozeanischen Wärmefluß F_o . In (2.30) wird durch Γ sichergestellt, daß unter atmosphärischen Schmelzbedingungen zuerst der Schnee und anschließend das Eis geschmolzen wird.

Die Änderungen der Meereiskonzentration werden durch den S_A Term (siehe 2.31) ausgedrückt, wobei die Gefrieraten für dickes ($f(h)$) und dünnes Eis ($f(0)$) unterschieden werden. Das Schließen offenen Wassers und der eisfreien Rinnen (Leads) aufgrund von Gefrierprozessen wird durch den Term $(1 - A)f(0)/h_0$ in (2.31) parameterisiert. Hierzu wird ein Modellparameter h_0 eingeführt [Hib79], der das Zufrieren der Rinnen mit einer Rate von $f(0)/h_0$ verzögert. Schmelzprozesse, die die Eiskonzentration ändern, werden im zweiten Teil von (2.31) berücksichtigt. Hierbei wird angenommen, daß innerhalb einer Gitterzelle eine gleichmäßige Verteilung der Eisdicken zwischen 0 und $2h_i/A$ vorliegt und diese jeweiligen Eisdicken mit gleicher Rate schmelzen. Das vertikale Schmelzen bestimmt die Abnahme des Bedeckungsgrades in jeder Gitterzelle und somit auch das laterale Schmelzen.

Die konstante Niederschlagsrate N von 35 cm/Jahr wirkt als Quelle für den Schnee, ausgedrückt durch den S_s -Term in (2.32). Ist die Lufttemperatur $T_a < 0^\circ\text{C}$, so fällt der Niederschlag als Schnee auf den eisbedeckten Teil der Gitterzelle, während der Niederschlag über den eisfreien Teil als Frischwassereintrag in die ozeanische Deckschicht angesehen wird.

2.1.6 Ozeanische Deckschicht

Die ozeanische Deckschicht wird durch ein prognostisches ein-dimensionales Deckschichtmodell beschrieben [Lem87], welches für das Gebiet des Weddellmeeres bereits Anwendung in der Kopplung an ein Meereismodell fand [Lem90, Owe90]. Der prognostische ozeanische Wärmefluß F_o wird in diesem Modell durch das Einmischen von warmen Tiefenwasser in die Deckschicht bestimmt, was im Gegensatz zu früheren Experimenten mit Meereismodellen (z.B. [Hib79, Par79]) eine räumliche und zeitliche Variation von F_o ermöglicht.

Basierend auf der Erhaltung von Wärme und Salz, einer Bilanz für die potentielle Energie sowie Parametrisierungen über die Einmischungsflüsse an der Unterseite der Deckschicht werden fünf Variable prognostisch bestimmt (Temperatur T_D , Salzgehalt S_D und Tiefe der Deckschicht z_D , sowie die Skalentiefe der Haloklinen d_S und Thermoklinen d_T). Die Einmischungsflüsse werden durch

die vertikalen Temperatur- und Salzgehaltsprofile parametrisiert, welche innerhalb der Deckschicht als konstant und unterhalb der Sprungschicht durch einen exponentiellen Verlauf gekennzeichnet sind. Somit lassen sich die Profile für die Temperatur T_o und den Salzgehalt S_o im Ozean beschreiben durch

$$\left. \begin{aligned} T_o(z) &= T_D \\ S_o(z) &= S_D \end{aligned} \right\} \quad 0 > z > -z_D$$

$$\left. \begin{aligned} T_o(z) &= T_b + (T_D - T_b) \exp[(z + z_D)/d_T] \\ S_o(z) &= S_b + (S_D - S_b) \exp[(z + z_D)/d_S] \end{aligned} \right\} \quad -z_D > z > -z_b$$
(2.33)

mit

z	=	Tiefe
z_D	=	Deckschichttiefe
T_D	=	Deckschichttemperatur
S_D	=	Salzgehalt der Deckschicht
d_T	=	Skalentiefe der Thermoklinen
d_S	=	Skalentiefe der Haloklinen
z_b	=	Tiefe an der Basis des Ozeans
T_b	=	Temperatur an der Basis des tiefen Ozeans
S_b	=	Salzgehalt an der Basis des tiefen Ozeans

Die Einmischungflüsse werden durch eine mittlere Temperatur $\overline{T_o^D}$ und einen mittleren Salzgehalt $\overline{S_o^D}$ innerhalb einer Mischungszone der Dicke D_δ parametrisiert, die durch Integration von (2.33) gegeben sind. Dies ist eine Erweiterung des Stufenprofils aus dem Kraus-Turner Modell [Nii77]. In Formeln ausgedrückt gilt somit

$$\overline{T_o^D} - T_D = a_T(T_b - T_D) \quad \text{and} \quad \overline{S_o^D} - S_D = a_S(S_b - S_D) \quad (2.34)$$

und

$$a_{S,T} = 1 + \frac{d_{S,T}}{D_\delta} (\exp(-D_\delta/d_{S,T}) - 1) \quad (2.35)$$

wobei $a_{S,T}$ in (2.35) den Anteil der Temperatur- und Salzgehaltsdifferenz zwischen der Deckschicht und der Basis des tiefen Ozeans wiedergibt, der während des Einmischungsvorganges wirksam wird, und $d_{S,T}$ der jeweiligen Dicke der Thermoklinen und Haloklinen entspricht. Die turbulente Mischungslänge D_δ wurde aus der mittleren quadratischen Abweichung zwischen Modell und Daten des Arctic Ice Dynamics Joint Experiments (AIDJEX) [Lem84] mit $D_\delta = 8m$ errechnet

und von der Nordhemisphäre auf die südlichen Polarregionen übertragen, da der Mangel an gemessenen Daten für diese Regionen zum gegenwärtigen Zeitpunkt keine separate Bestimmung erlaubt. Auf die Abhängigkeit der Modellergebnisse von der Wahl der Einmischungslänge D_s wird in Kapitel 7.5 eingegangen.

2.2 Numerik des Meereismodells

Die dynamischen Gleichungen des Meereismodells (2.1), (2.25), (2.26) und (2.27) werden mittels finiter Differenzen als Anfangswertproblem numerisch gelöst. Bei dem räumlichen Gitter handelt es sich um ein geschachteltes, sogenanntes Arakawa-B-Gitter [Mes76], welches in seiner horizontalen Struktur in Abb.2.2 zu sehen ist. Die skalaren Zustandsgrößen (z.B. Eisdicke) sind gegenüber den vektoriellen Größen (z.B. Driftgeschwindigkeit) um den halben Gitterabstand je Richtung versetzt. Dieses Gitter erlaubt die räumliche Variation sowohl der Geschwindigkeiten, als auch der Eisfestigkeit (z.B. der nicht-linearen Viskositäten). Weiterhin erlaubt diese Gitterform eine weitestgehend massen- und energierhaltende Behandlung der Kontinuitätsgleichungen (2.25) bis (2.27). Zur Lösung der Impulsgleichung (2.1) wird ein semi-implizites Prädiktor-Korrektor-Verfahren angewendet, welches die Zentrierung der nicht-linearen Terme in den internen Eisspannungen ermöglicht. Bei diesem Verfahren werden pro Zeitschritt zwei Relaxationslösungen benötigt. Bei der dynamisch-thermodynamischen Kopplung (2.25) bis (2.27) werden die Geschwindigkeitskomponenten u und v mit einem Vorwärts-Rückwärts Verfahren (leap-frog) [Mes76] integriert.

Für eine ausführliche numerische Beschreibung des Meereismodells sei auf die Arbeiten von [Hib79] (hier insbesondere der Anhang A) und auf [Sto92b] verwiesen.

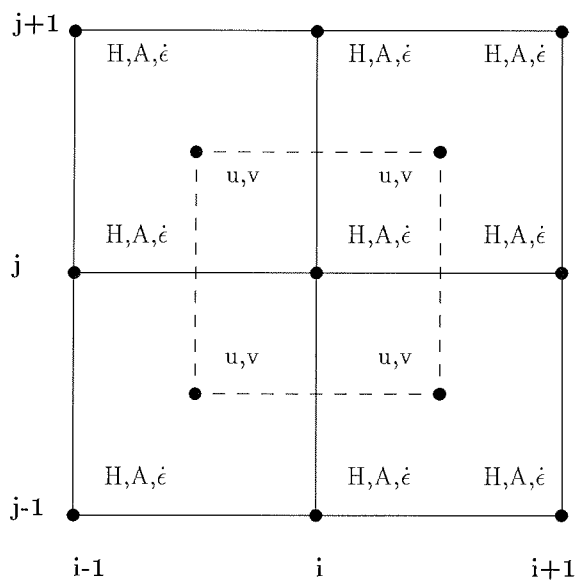


Abbildung 2.2: Schematische Struktur des geschachtelten Modellgitters (Arakawa-B), welches die Eisdicke H , Eiskonzentration A und Deformationsrate ϵ stellvertretend für die skalaren Zustandsgrößen zeigt, während u und v die Geschwindigkeitskomponenten am jeweiligen Gitterpunkt (i, j) repräsentieren.

2.3 Modellgebiet

Das Gebiet für das Meereismodell erstreckt sich (unter Berücksichtigung der Geschwindigkeitspunkte im Modellgitter, siehe Abb. 2.2) von 60° W bis 60° O (zonal) und von 80° S bis 47.5° S (meridional). Abbildung 2.3 zeigt das Modellgebiet für die inneren Geschwindigkeitspunkte. Die räumliche Auflösung beträgt $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ Grad auf einem polarstereographischen Gitter. Das Zeitschrittverfahren erzeugt täglich wechselnde Meereisbedingungen. An den kontinentalen Grenzen werden die prognostischen Variablen des Meereises auf null gesetzt, um ein masse- und energieerhaltendes Modell zu gewährleisten, während die offenen horizontalen ozeanischen Ränder durch Ausflußzellen repräsentiert sind, in denen aufgrund von Advektion und Diffusion ein Zugewinn oder Verlust von Meereis möglich ist.

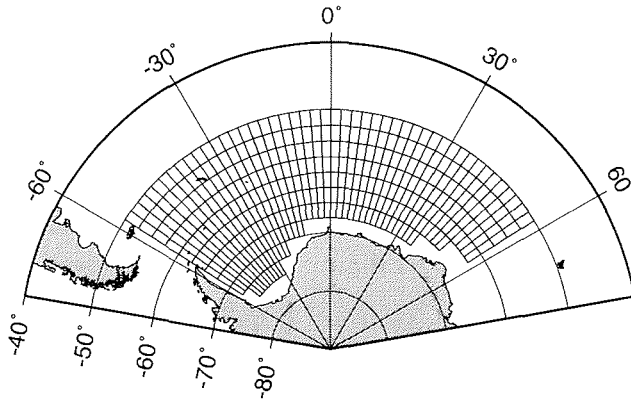


Abbildung 2.3: Modellgebiet des Meereismodells von 60° W bis 60° O und von 80° S bis 47.5° S. Die Kreuzungspunkte geben die inneren Geschwindigkeitspunkte im Gitter wieder.

2.4 Antriebsdaten

Für den atmosphärischen und ozeanischen Antrieb der Meereismodells werden sowohl klimatologische, als auch aktuelle tägliche Daten hinzugezogen. Da für den südlichen Ozean für einige Variablen nur spärliche und zum Teil unzuverlässige

Beobachtungen und Messungen existieren, werden diese verschiedenen Zeitskalen in den Antriebsdaten verwendet.

Aus dem operationellen numerischen Vorhersagemodell des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF) werden die aktuellen 12-stündigen atmosphärischen Analysen als Antriebsdaten verwendet. Die Windkomponenten u_a und v_a , Lufttemperatur T_a , relative Feuchte rh , sowie die geopotentielle Höhe Z_g werden für die Druckniveaus von 1000 hPa und 850 hPa aus den ECMWF-Daten extrahiert. Die Lufttemperatur T_a und die relative Feuchte rh werden, je nach Lage der Druckniveaus, auf Werte nahe der Oberfläche (2 m) inter- bzw. extrapoliert [Tre88]. Obwohl die Windkomponenten u_a und v_a aus dem 1000 hPa Niveau nicht mit den Oberflächenwerten gleichzusetzen sind, werden sie trotzdem als Oberflächenantrieb angenommen [Sto92a]. Zum einen erscheint eine Höhenkorrektur in den Winddaten aufgrund des ungenügenden Wissens über die atmosphärische Grenzschicht als nicht sinnvoll. Zum anderen gehen Schiffsdaten bis zum 9. September 1986 mit in den Wind des 1000 hPa Niveaus ein [Tre89] und repräsentieren, zumindest bis zu diesem Zeitpunkt, den glaubwürdigsten Oberflächenwind. Für das Gebiet des Weddellmeeres hat sich der 1000 hPa Wind als geeignetes Antriebsfeld für eine realistische Simulation der Eisdickenverteilung erwiesen, da die orographischen Effekte Berücksichtigung in den ECMWF-Winddaten finden [Sto91]. Die 12-stündigen Oberflächenwerte werden anschließend auf tägliche Werte gemittelt, um mit dem Zeitschritt des Meereismodells im Einklang zu sein.

Zusätzlich werden klimatologische Werte für Bewölkung und Niederschlag verwendet, da für diese Parameter nur unzureichende zeitliche und räumliche Daten in den südpolaren Regionen bekannt sind. Die Bewölkung wird als zonales Jahresmittel nach den Ergebnissen von [Loo72] angenommen, die Niederschlagsrate wird auf einen konstanten Wert von 0.35 m/Jahr gesetzt.

In den ozeanischen Randbedingungen wird die geostrophische Strömung durch Ergebnisse aus einem Simulationsexperiment [Olb91], welches die Gefrieraten aus einem Meereismodell für das Weddellmeer berücksichtigte, auf das Modellgitter interpoliert. Die geostrophische ozeanische Strömung wird durch den ozeanischen Dragkoeffizienten c_w und einem Drehwinkel $\Theta = -25^\circ$ an das Meereismodell gekoppelt.

Im ozeanischen Deckschichtmodell werden die unteren Randbedingungen der Temperatur T_b (gleich 0.6°C) und des Salzgehaltes S_b (gleich 34.8psu) auf konstante Werte gesetzt. Für spätere Untersuchungen (ab Kapitel 6) wird eine räumliche Variation dieser Parameter zugelassen, indem hierzu T_b und S_b aus dem 500 m Niveau des klimatologischen Datensatzes vom südlichen Ozean [Olb92] als jährliche Mittel angenommen werden.

Kapitel 3

Meereisbeobachtungen

3.1 Driftbojen

Großräumige Vergleiche mit In-Situ-Messungen sind für das Gebiet des Weddellmeeres aufgrund der mangelnden Datendichte nur unzureichend möglich. Die Driftgeschwindigkeit des Meereises läßt sich u.a. mittels auf dem Meereis ausgesetzter Driftbojen anhand der Trajektorien bestimmen. Für den vom Meereismodell simulierten Zeitraum wurden ARGOS-Bojen in den Fahrtabschnitten vom Winter Weddell Sea Project 1986 (WWSP86) (siehe [Kot88] und [Hoe87]) von der POLARSTERN, sowie eine Boje (Februar 1986) vom Scott Polar Research Institute / British Antarctic Survey (SPRI/BAS) [Row89], auf dem Meereis ausgesetzt. Diese Driftbojen senden Meßdaten an Satelliten. Aus der Dopplerverschiebung des Sendesignals läßt sich die Position der Boje bestimmen, so daß die Bojen als Indikator für das kinematische Verhalten des Meereises verwendet werden können.

Tabelle 3.1 gibt die Identifikationsnummern, die ungefähre Lebensdauer, sowie die Startposition wieder. Insbesondere die Bojen ab dem Oktober 1986 (Nr. 3310 bis 3317) und die Boje 534 sind, aufgrund ihrer langen Lebensdauer und ihrer guten räumlichen Abdeckung für das Gebiet des Weddellmeeres, geeignet, um Vergleichsstudien mit Modellergebnissen durchzuführen. Je nach Ausstattung der Bojen werden verschiedene atmosphärische Parameter gemessen. Sensoren für die

Tabelle 3.1: Kennzeichnung der Argos-Bojen, ihre Lebensdauer und Startposition für die Jahre 1986 und 1987 im Weddellmeer

Nr.	Zeitraum der Drift	Startposition (geogr. Breite-Länge)
3310	Okt.1986 - Apr.1987	66.4°S – 11.4°W
3311	Okt.1986 - Dez.1987	69.2°S – 5.9°W
3312	Okt.1986 - Dez.1987	70.6°S – 10.5°W
3313	Okt.1986 - Dez.1987	70.0°S – 6.9°W
3314	Okt.1986 - Dez.1987	72.4°S – 20.9°W
3316	Okt.1986 - Dez.1987	70.6°S – 16.6°W
3317	Okt.1986 - Jan.1987	72.7°S – 19.9°W
534	Feb.1986 - Apr.1987	75.5S – 50.0W
6570	Jul.1986 - Okt.1986	55.3°S – 22.9°W
6571	Jul.1986 - Dez.1986	62.9°S – 2.8°W
6573	Jul.1986 - Dez.1986	62.8°S – 1.3°W
6574	Jul.1986 - Dez.1986	65.3°S – 1.8°O
6576	Aug.1986 - Dez.1986	68.6°S – 3.7°W
3290	Aug.1986 - Dez.1986	64.0°S – 5.0°O
3291	Aug.1986 - Dez.1986	67.0°S – 4.3°O
3292	Aug.1986 - Dez.1986	61.3°S – 7.0°O
3293	Aug.1986 - Dez.1986	63.8°S – 2.2°W
3294	Aug.1986 - Dez.1986	65.9°S – 3.6°W
3295	Aug.1986 - Sep.1986	61.0°S – 1.0°W

Messungen des Luftdrucks waren auf allen Bojen installiert. Die Lufttemperatur (ca. 2 m Höhe) wurde ebenfalls von einem Großteil der Bojen gemessen. Weitere Sensoren z.B. zur Windmessung oder ozeanischen Strömungsmessung wurden zusätzlich auf einzelnen Bojen installiert. Zur genaueren meßtechnischen Auslegung der Bojen siehe [Hoe87, Kot88, Row89]. Die Luftdruckmessungen der Bojensensoren wurden für das numerische Vorhersagemodell vom ECMWF, welches die Daten für den atmosphärischen Antrieb des Meereismodells liefert (siehe Kapitel 2.5), zur Initialisierung verwendet.

Für die polaren Gebiete ist eine Datenübertragung von den Bojen an die Satelliten typischerweise alle 1 bis 2 Stunden möglich. Die Genauigkeit der Lokalisation der Driftbojen ist im Bereich von einigen hundert Metern und hängt insbesondere von der Geometrie des Satellitenüberfluges, der Übertragungszeit, der Driftgeschwindigkeit der Boje u_b und der Stabilität des Oszillators der Boje ab.

Die gespeicherten Daten werden in 3-stündige äquidistante Zeitserien interpoliert und anschließend auf Tageswerte gemittelt, um mit dem Zeitschritt des Eismodells in Übereinstimmung zu sein. Aus der Genauigkeit der Positionsbestimmung und der zeitlichen Auflösung Δt läßt sich der Fehler für die Driftgeschwindigkeit bestimmen. Setzt man den mittleren Fehler in der Bestimmung der Position bei 350 m (z.B. [Arg88],[Row89]) an, so beträgt der Fehler in der Driftgeschwindigkeit der Boje Δu_b ca. 0.8 cm/s , wenn die Zeitpunkte der Lokalisation Δt 24 Stunden auseinander liegen. Abbildung 3.1 zeigt die zeitliche Entwicklung des Fehlers der Driftgeschwindigkeit zu unterschiedlichen Zeitpunkten der Lokalisation; d.h. Variationen von Δt . Da die Tagesposition der Boje aus mehreren Werten pro Tag gemittelt wird, ist der tatsächlich auftretende Fehler in der Driftgeschwindigkeit niedriger als in Abb.3.1 angegeben. Vielfach ist die Lokalisation der ARGOS-Bojen besser als 350 m (vgl. z.B. [Hoe87],[Arg88]), welches somit den Fehler der Driftgeschwindigkeit weiterhin verringert. Vergleicht man die typischen Driftgeschwindigkeiten von Bojen im Gebiet des Weddellmeeres (Abb.3.2), so erkennt man, daß der Fehler der Driftgeschwindigkeit für die meisten Fälle deutlich kleiner als die gemessenen Driftgeschwindigkeiten ist. Der Mittelwert für die täglichen Driftgeschwindigkeiten der Boje 3316 liegt bei $\bar{u}_b = 0.15 \text{ m/s}$ und damit etwa zwei Größenordnungen über dem errechneten Fehler, der durch die Lokalisation der Bojenposition auftritt.

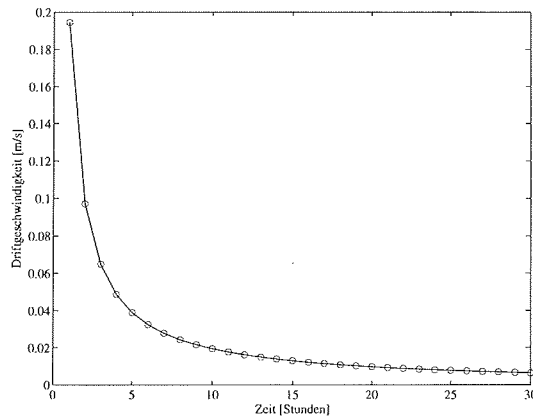


Abbildung 3.1: Fehler in der Bestimmung der mittleren Driftgeschwindigkeit Δu_b bei Variationen von zwei Zeitpunkten Δt der Lokalisation der ARGOS-Bojen. Die Annahme des Positionierungsfehlers je Lokalisation beträgt 350 m.

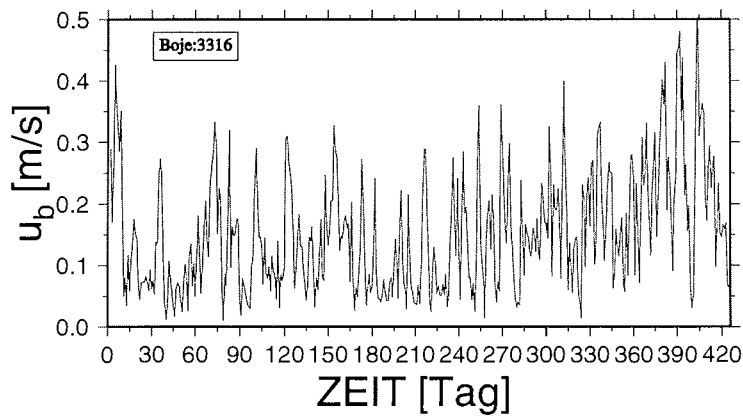


Abbildung 3.2: Betrag der täglichen Driftgeschwindigkeit u_b der ARGOS-Boje Nr.3316 für den Zeitraum vom 1.November 1986 bis 31.Dezember 1987.

3.2 Fernerkundungsdaten

Um großskalige Messungen über den schwer zugänglichen polaren Gebieten zu erlangen, bilden Fernerkundungsdaten ein wichtiges Hilfsmittel bei der Interpretation der Physik des Meereises. Verschiedene Sensoren und Verfahren, die sich u.a. im Frequenzbereich unterscheiden, finden Anwendung auf Satelliten und Flugzeugen. Passive Mikrowellenempfänger sind seit längerer Zeit (Anfang der 70-er Jahre) auf Satelliten im Einsatz und bilden, aufgrund ihrer geringen Empfindlichkeit gegenüber atmosphärischen Einflüssen, eine wichtige Grundlage für kontinuierliche Beobachtungen der polaren Regionen.

Auf dem Satelliten Nimbus 7 wurde das sogenannte Scanning Multichannel Microwave Radiometer (SMMR) für den Zeitraum 1. Oktober 1978 bis 20. August 1987 geflogen. Im Rahmen des Defense Meteorological Satellite Programmes (DMSP) wurde mit dem Special Sensor Microwave Imager (SSMI) ab dem Juli 1987 ein weiteres Mikrowellenradiometer auf dem Satelliten F-08 eingesetzt.

Im Zeitraum vom 1. Januar 1986 bis 8. Juli 1987 werden für die hier durchgeführten Untersuchungen die SMMR-Daten hinzugezogen, während vom 9. Juli 1987 bis zum 2. Dezember 1987 die SSMI-Daten als Vergleich genutzt werden. Die SMMR-Daten stehen typischerweise alle 2-3 Tage zur Verfügung und werden auf tägliche Werte (analog zu den SSMI-Daten) interpoliert. Die Eiskonzentrationsdaten werden aus einer Auflösung von $50 \times 50 \text{ km}^2$ berechnet.

Bei der Berechnung der Eiskonzentrationen sind in den letzten Jahren verschiedene Verfahren entwickelt worden, die im wesentlichen auf einem Strahlungstransportmodell der Oberfläche und der Atmosphäre basieren. Die Mehrzahl der Verfahren benutzt eine Mehrfrequenzanalyse und unterschiedliche Polarisierungen, damit großskalig Meereiskonzentrationen bestimmt werden können. Beispielhaft sei hier der Nasa-Team Algorithmus [Cav84] angeführt, der das Polarisationsverhältnis PR , definiert als

$$PR = \frac{1.7V - 1.7H}{1.7V + 1.7H} \quad (3.1)$$

sowie das spektrale Gradientenverhältnis GR

$$GR = \frac{0.8V - 1.7V}{0.8V + 1.7V} \quad (3.2)$$

zur Bestimmung der Eiskonzentration nutzt, wobei V und H für vertikale und horizontale Polarisation stehen. 1.7 bzw. 0.8 geben die Wellenlänge (in cm) wieder, welches einer Frequenz von 18.0 bzw. 37.0 GHz entspricht.

Untersuchungen über die verschiedenen Verfahren (z.B. [Ste92]) zeigen, daß die Genauigkeit in der Bestimmung der Eiskonzentration in der Arktis bei etwa

5-10% (Herbst-Winter-Frühjahr) und etwa 10-20% (Sommer) liegt. Zur Berechnung der prozentualen Eisbedeckung unterscheiden die Verfahren drei bestimmende Typen von Oberflächen in polaren Gebieten: offener Ozean, einjähriges Eis und mehrjähriges (Überstehen von mindestens einer Schmelzperiode) Eis. Charakteristische Helligkeitstemperaturen für diese drei Oberflächentypen liefern Referenzpunkte (Ankerpunkte, engl. tie-points) für die jeweiligen Algorithmen. Arktische und antarktische Ankerpunkte werden dabei unterschiedlich angesetzt, und sind in den südpolaren Regionen nicht sehr gut durch vergleichende Messungen abgesichert.

Ein Algorithmus, der für die südpolaren Meereisregionen gute Ergebnisse liefert (T. Viehoff, persönliche Mitteilung), ist der sogenannte Comiso-Algorithmus [Com86]. Ergebnisse der Eiskonzentrationsbestimmungen, nach den Algorithmen vom Nasa-Team und von Comiso, werden in dieser Studie als Verifikationsdaten für die Resultate des Meereismodells genutzt.

Kapitel 4

Sensitivitätsstudien

4.1 Ausgangsvoraussetzungen

Die Anforderungen an die Genauigkeit der atmosphärischen Antriebsdaten und die genaue Kenntnis der Modellparameter sind Fragestellungen, die in der Meereismodellierung von großem Interesse sind. Vor allem ist es wichtig zu wissen, wie groß die zulässigen Variationen der Antriebs- und Modellparameter sein dürfen, damit realistische Ergebnisse der Meereissimulationen erzielt werden. Der Einfluß der atmosphärischen Randbedingungen und der Modellparameter auf die Ergebnisse des Meereismodells bedarf einer besonderen Untersuchung. Frühere Studien (z.B. [Owe90] und [Cha92]) zeigten, daß Meereismodelle sensitiv, sowohl gegenüber dem atmosphärischen Antrieb als auch gegenüber der Wahl der Modellparameter, reagieren. Ferner ergab sich, daß dynamisch-thermodynamische Eismodelle weitaus weniger sensitiv gegenüber Variationen der Antriebs- bzw. Modellparameter sind, als es bei rein thermodynamischen Modellen der Fall ist. Auszüge der folgenden Sensitivitätsuntersuchungen, die insbesondere das Eisvolumen und die Eisausdehnung betreffen, finden sich in [Fis94].

Ausgangspunkt für alle folgenden Sensitivitätsstudien ist ein Gleichgewichtslauf des Meereismodells von fünf Jahren mit dem atmosphärischen Antrieb von 1986 (Abb.4.1). Nach diesem Zeitpunkt kann der saisonale Zyklus des Eisvolumens als zyklotionär angesehen werden. Folgend auf den Zustand des Modells

am 31. Dezember 1986 wird ein transienter Lauf von 2 Jahren mit dem Antrieb von 1986 und 1987 mit den jeweiligen Variationen der Antriebs- bzw. Modellparameter durchgeführt. Zur weiteren Analyse dieser Sensitivitätsstudien werden ausschließlich die Ergebnisse des Jahres 1987 herangezogen, um möglichst unabhängig von den Anfangsbedingungen des Gleichgewichtslaufes zu sein.

Als Referenz für die Sensitivitätsstudien dient ein Modellauf, auf den sich die weiteren Variationsexperimente beziehen. Dieses Referenzexperiment wird mit den in Tabelle 4.1 angegebenen Einstellungen der Modellparameter für die Jahre 1986 und 1987 durchgeführt. Die Werte dieser Modellparameter sind in guter Übereinstimmung mit anderen großskaligen dynamisch-thermodynamischen Meereismodellen (z.B. [Hib83],[Lem90],[Sto90]). Abweichungen gegenüber diesen vorhergehenden Modellstudien sind in den dynamischen Parametern zu erkennen. Diese Modifikationen sind auf einen Driftvergleich der simulierten Eisdrift mit der Drift von ARGOS-Bojen zurückzuführen. Für einen mehrmonatigen Zeitraum, der vornehmlich die eisbedeckte Saison berücksichtigt, werden die täglichen Positionsänderungen der Modellbojen und der realen Bojen mittels der Lagrangeschen Technik analysiert (ähnlich den Arbeiten von [Hib83] und [Ip,91]). Aus der Übereinstimmung der beobachteten und simulierten Länge und räumlichen Abweichung der Trajektorien ergibt sich die Wahl der Modellparameter in Tabelle 4.1. Stellvertretend für den Driftvergleich sind drei simulierte und beobachtete Drifttrajektorien in Abb.4.2 zu sehen.

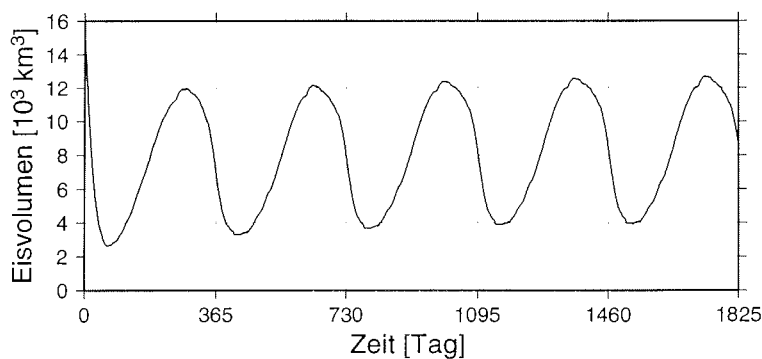


Abbildung 4.1: 5 Jahreszyklen des Eisvolumens für das Jahr 1986, zur Initialisierung des Gleichgewichtslaufes.

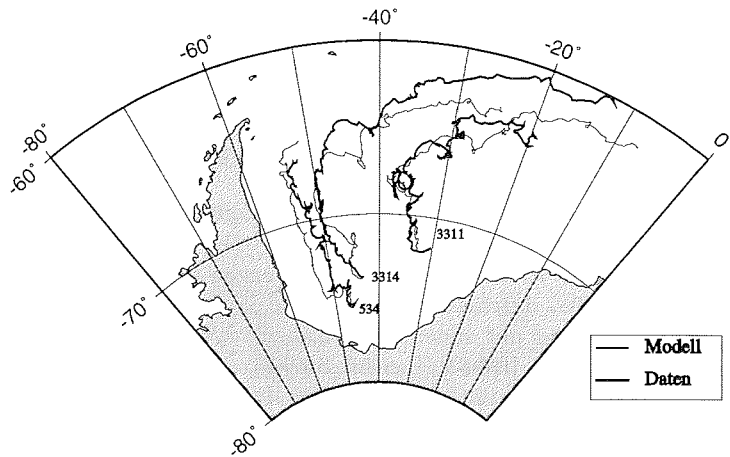


Abbildung 4.2: Trajektorien der simulierten (dünne Linie) und beobachteten Drift (dicke Linie) für den Zeitraum vom 1.Mai bis 31.Dezember 1986 (Boje Nr.534) und vom 1.April bis 31.Dezember 1987. (Bojen Nr.3311 und 3314)

Differenzen zu anderen Modellstudien sind in erster Linie in der Wahl der zeitlich und räumlich konstanten Schubspannungskoeffizienten c_a und c_w zu sehen. Sowohl Meereismodelle [Sto92a] als auch Messungen während des AIDJEX-Experimentes [McP80] zeigen, daß das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten von großer Bedeutung ist. Für Oberflächenwinde kann das Verhältnis nach obigen Untersuchungen als

$$\frac{c_w}{c_a} = 2 \quad (4.1)$$

angenommen werden. Der ozeanische Schubspannungskoeffizient c_w wurde gegenüber dem AIDJEX-Wert von $c_w = 5.5 \times 10^{-3}$ auf $c_w = 3.0 \times 10^{-3}$ reduziert und ergibt, mit dem in (4.1) angegebenen Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten, den am besten übereinstimmenden Driftvergleich.

Messungen des atmosphärischen Schubspannungskoeffizienten in dem Gebiet des Weddellmeeres ergaben während des Zeitraums von WWSP86 [Mar90] einen Wert von $c_a = 1.72 \times 10^{-3}$. Aus einer Zusammenfassung verschiedener Regionen und Oberflächenrauigkeiten [Ove85] ergibt sich für den 10 m-Wind ein Bereich von $c_a = 1.2 - 3.7 \times 10^{-3}$. Im Vergleich zu dem hier im Eismodell verwendeten Wert von 1.5×10^{-3} steht dieses Ergebnis in guter Übereinstimmung und ist eher am unteren Wertebereich anzusiedeln.

Der Eisstärkenparameter P^* ist gegenüber den bisher in Eismodellen mit tägli-

Tabelle 4.1: *Modellparameter des Referenzlaufes*

Nr.	Parameter	Bedeutung	Standardwerte
1.	α_i	Albedo von Eis	0.75
2.	α_s	Albedo von Schnee	0.85
3.	α_{im}	Albedo von schmelzendem Eis	0.66
4.	α_{sm}	Albedo von schmelzendem Schnee	0.75
5.	α_w	Albedo von Wasser	0.1
6.	h_o	Rinnenschließungsparameter	0.5 [m]
7.	P^*	Eisstärkenparameter	2.0×10^4 [N/m ²]
8.	C	dynamischer Eisparameter	20
9.	c_w	ozean. Schubspannungskoeffizient	3.0×10^{-3}
10.	c_a	atmos. Schubspannungskoeffizient	1.5×10^{-3}
11.	e	Exzentrizität	2

chem Zeitschritt gebräuchlichen Wert von $2.75 \times 10^4 N/m^2$ leicht erniedrigt. Da P^* insbesondere in konvergenten Gebieten oder Regionen mit starker Scherdeformation von Bedeutung ist, wird die Boje Nr.534 in erster Linie zur Optimierung für die Einstellung von P^* genutzt, da diese Boje entlang der antarktischen Halbinsel driftete, welches als ein Gebiet für derartige Eisverhältnisse angesehen wird. Die restlichen modellierten Driftbojen bleiben von der absoluten Einstellung von P^* relativ unbeeinflusst, so daß sich bei einem Wert von $P^* = 2.0 \times 10^4 N/m^2$ die beste Übereinstimmung der modellierten und beobachteten Drifttrajektorien ergibt.

Um einen Vergleich der Standardsimulation mit Messungen zu bekommen, sind in Abb.4.3 die Meereisausdehnung und in Abb.4.4 die eisbedeckte Fläche (Eiskonzentrationsanteil pro Gitterzelle) für die Jahre 1986 und 87 zu sehen. Die Fernerkundungsdaten stammen für den Zeitraum vom 1.Januar 1986 bis zum 8.Juli 1987 vom SMMR-Sensor, während ab dem 9.Juli 1987 auf die täglichen Daten vom SSMI zurückgegriffen wird. Für die SSMI-Daten sind in Abb.4.4 zwei verschiedene Ansätze bei der Berechnung der Eiskonzentration im Vergleich zu dem Standardexperiment zu sehen. Der NASA-Algorithmus u.a. [Cav91],[Cav84] entspricht dabei der Analyse, die auch bei den SMMR-Daten angewandt wurde, während eine alternative Berechnung nach einem Algorithmus von Comiso (z.B [Com92],[Com86]) in Abb. 4.4, allerdings nur für die SSMI-Daten, gezeigt wird.

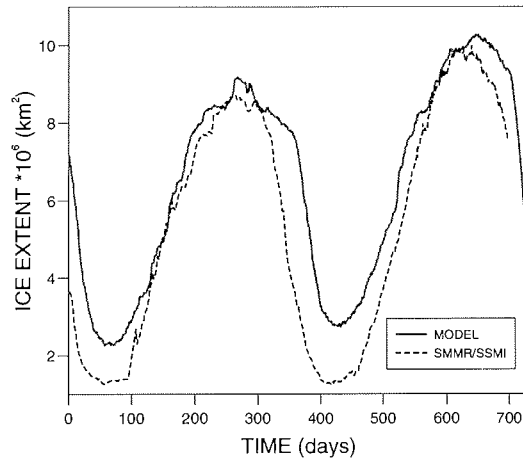


Abbildung 4.3: Meereisausdehnung (Minimum > 15%) für die Jahre 1986 und 1987. Die durchgezogene Linie entspricht dem Modellexperiment, während die gestrichelte Linie den Verlauf für die SMMR/SSMI-Daten wiedergibt.

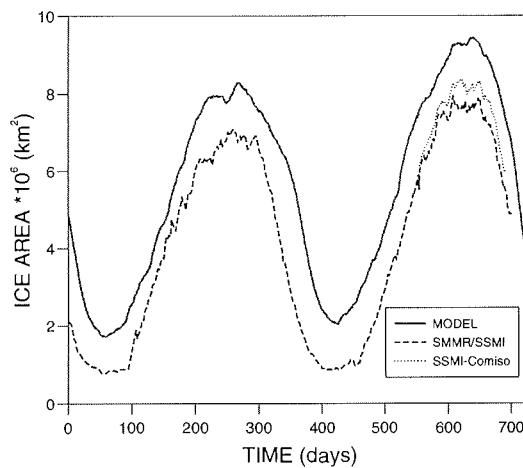


Abbildung 4.4: Eisbedecktes Gebiet für die Jahre 1986 und 1987 (analog zu Abb. 4.3), wobei die gestrichelte Linie für das Nasa-Verfahren und die gepunktete Linie für das Comiso-Verfahren der SMMR/SSMI-Daten gilt.

Als maximale Differenz für 1987 ergibt sich für die Eisausdehnung ein Wert von ca. $1.5 \times 10^6 \text{ km}^2$ und für die eisbedeckte Fläche von ca. $1.3 \times 10^6 \text{ km}^2$.

Diese Differenz ist in erster Linie auf die Eisausdehnung im dortigen Sommer 1987 zurückzuführen, da vom Modell eine größere Eisausdehnung im südöstlichen Bereich des Weddellmeeres vorhergesagt wird als es in der Analyse der Fernerkundungsdaten beobachtet wird (vgl. Abb.4.5). Das Problem der sommerlichen Eisausdehnung wird in Kapitel 5 in einem Vergleich zwischen den ECMWF-Antriebsdaten und Messungen von ARGOS-Bojen eingehender untersucht. Im Rahmen der Auflösung ist die Eisausdehnung in der Winterzeit zwischen Modell und Fernerkundungsdaten in annähernd guter Übereinstimmung. Für die weitere Analyse der Sensitivitätsstudien wird die bisher erzielte Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtungsdaten (aufgrund der Abb.4.2, 4.3 und 4.4) als ausreichend angesehen. Eine detaillierte Diskussion über die modellierte und beobachtete Meereisverteilung folgt in Kapitel 7.2.

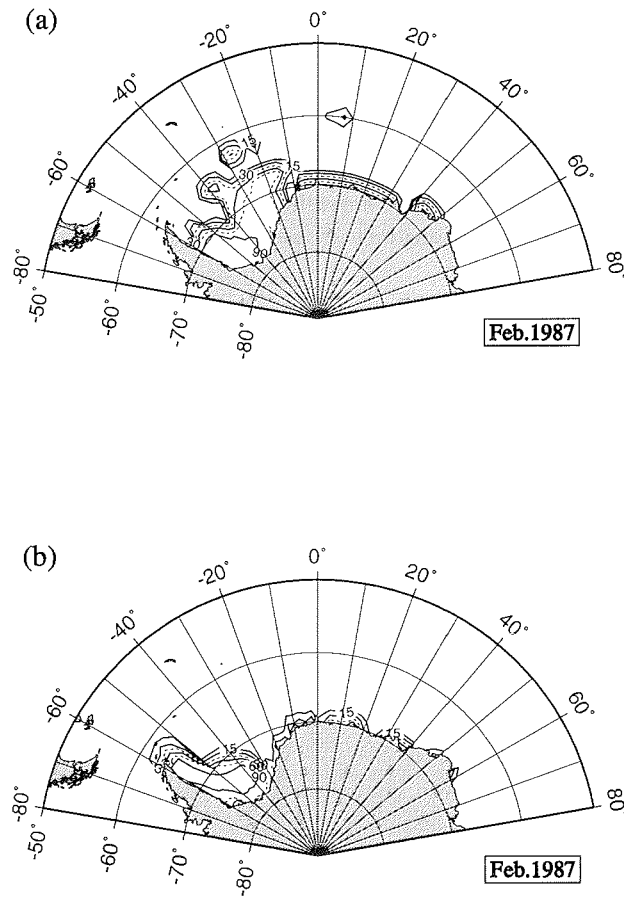


Abbildung 4.5: Mittlere Eiskonzentration (in Prozent, Minimum 15 %) vom Februar 1987 für das Modell (a) und die SMMR-Daten (b). Das Konturintervall beträgt 15%.

4.2 Methodik

Als Indikator für die Ergebnisse der Variationsläufe des Meereismodells werden maximale und minimale Eisausdehnung und Eisvolumen sowie die Driftgeschwindigkeit des Monats September 1987 näher untersucht. Für die Analyse der Driftgeschwindigkeit werden nur Werte südlich von 60° berücksichtigt und zu einem räumlichen Mittelwert \bar{u} zusammengefaßt. Als weiterer Schritt wird die Differenz der Nettogefriertrate für die verschiedenen Variationsläufe analysiert.

Um Auskunft über das sensitive Verhalten des Meereismodells zu erhalten, werden zusätzlich zu dem Standardlauf weitere Modellläufe mit modifizierten Modell- und Antriebsparametern ausgeführt. Pro Modell- bzw. Antriebsparameter werden vier weitere Simulationsexperimente durchgeführt, die zum einen mit der maximalen Änderung der Parameter (siehe Tab.4.2) und zum anderen mit der Hälfte dieser maximalen Änderung integriert werden. Die in Tabelle 4.2 aufgeführten Variationen der Modell- und Antriebsparameter berücksichtigen Terme, die eng mit dem Antrieb des Meereismodells verbunden sind. In der Tabelle 4.2 sind die Terme Nr. 1 bis 7 Variable, die als atmosphärische Randbedingungen in das Modell eingehen, während die Terme Nr.8 bis 11 spezifische Modellparameter repräsentieren.

Die einfallenden Strahlungsterme $F_s\downarrow$ und $F_l\downarrow$ werden nicht direkt als Antriebsparameter eingelesen, sondern über (2.12) und (2.14) bestimmt [Par79]. Die Berechnung dieser Strahlungsterme ist eng verknüpft mit den eingelesenen Antriebsparametern (z.B. Lufttemperatur und Wolkenbedeckung) und ist von entscheidender Bedeutung für das thermodynamische Verhalten des Meereises, insbesondere die lokalen Schmelz- und Gefrierdaten. Somit können die Strahlungsterme als ein Indikator für die Wechselwirkung zwischen einzelnen Antriebsparametern angesehen werden, da ein Vergleich mit den Variationen der einzelnen Antriebsparameter möglich ist.

Begrenzungen der Bewölkung Cl von $0 \leq Cl \leq 1$ und der kurzwelligen Einstrahlung $F_s\downarrow \geq 0$ müssen bei der Variation der einzelnen Parameter berücksichtigt werden. Desweiteren wird nur der Betrag des Oberflächenwindes (Nr.6) variiert, um die Richtung des Windfeldes unbeeinflusst zu lassen. Die Variation der Oberflächenalbedo (Nr.8) ist ausschließlich begrenzt auf Flächen von gefrorenem und schmelzendem Eis bzw. Schnee. Die Albedo von Wasser α_w wird im Modell auf dem konstanten Wert von 0.1 gehalten.

Unter der Annahme, daß die eingeführten Variationen der Modell- und Antriebsparameter einen linearen Auswirkung auf das Verhalten des Maximums bzw. Minimums von Eisvolumen und -ausdehnung haben, läßt sich eine Steigung b definieren, die als Beispiel für die Variation der Lufttemperatur T_a in Abb.4.6

dargestellt ist

$$b_{S,W}^V = \frac{\Delta V_{S,W}}{\Delta P} \quad (4.2)$$

$$b_{S,W}^E = \frac{\Delta E_{S,W}}{\Delta P} \quad (4.3)$$

wobei V das Volumen, E die Ausdehnung des Meereises und die Indices S und W die Extrema in Sommer und Winter repräsentieren, während P als Platzhalter für die Variation des jeweiligen Antriebs- oder Modellparameters in (4.2) und (4.3) steht.

Tabelle 4.2: *Maximale Variation der Antriebs- und Modellparameter um den Standardwert*

Nr.	Parameter	max. Bereich der Variation
1.	Lufttemperatur T_a	± 2.0 [$^{\circ}C$]
2.	Bewölkung Cl	± 0.2
3.	relative Feuchte rh	± 20 [%]
4.	kurzwellige Einstrahlung $F_s \downarrow$	± 60 [W/m^2]
5.	langwellige Einstrahlung $F_l \downarrow$	± 60 [W/m^2]
6.	Windgeschwindigkeit $ \mathbf{U}_a $	± 40 [%]
7.	Niederschlagsrate N	± 0.3 [$m/Jahr$]
8.	Albedo von Schnee und Eis α	± 0.1
9.	Eisstärkenparameter P^*	$\pm 1.5 \times 10^4$ [N/m^2]
10.	dynamischer Eisparameter C	± 10
11.	Rinnenschließungsparameter h_o	± 0.2 [m]

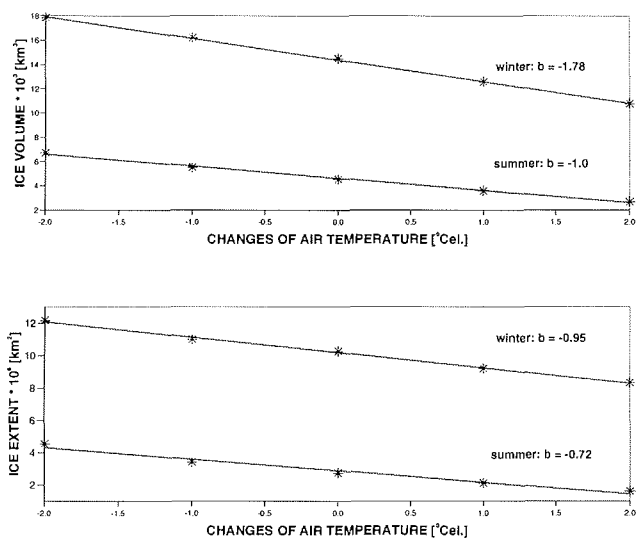


Abbildung 4.6: Maximales und minimales Eisvolumen (obereres Bild) und Eisausdehnung (unteres Bild) als Funktion der Lufttemperaturänderung an der Oberfläche (Stern). Die Steigung b der durchgezogenen Linie zeigt die lineare Anpassung und ist gegeben in Einheiten von $10^3 \text{ km}^3 / ^\circ \text{C}$ (oben) und $10^6 \text{ km}^2 / ^\circ \text{C}$ (unten).

Der Jahreszyklus des Eisvolumens und der Eisausdehnung, für eine Variation der Lufttemperatur T_a von -2.0 bis $+2.0^\circ \text{C}$, ist in Abb.4.7 und 4.8 für das Jahr 1987 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Annahme der linearen Änderung des Minimums bzw. Maximums der Eisvolumens und -ausdehnung hinreichend gut erfüllt ist. Ebenso ist der 2-jährige transiente Modellauf für die jeweilige Variation der Modell- und Antriebsparameter als ausreichend unabhängig von dem gemeinsamen Gleichgewichtszustand zu betrachten.

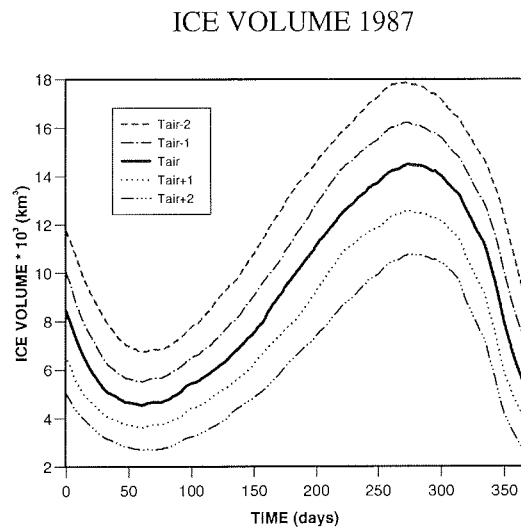


Abbildung 4.7: Jahreszyklus des Eisvolumens für das Jahr 1987 in Abhängigkeit von der Variation der Lufttemperatur T_a für den Bereich von -2 bis $+2^\circ\text{C}$.

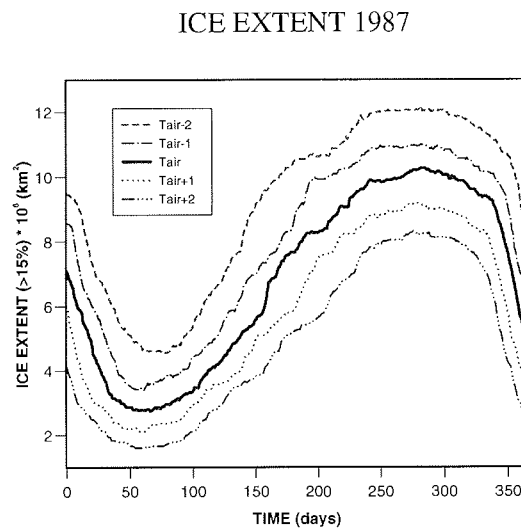


Abbildung 4.8: Jahreszyklus der Eisausdehnung für das Jahr 1987 in Abhängigkeit von der Variation der Lufttemperatur T_a für den Bereich von -2 bis $+2^\circ\text{C}$.

4.3 Ergebnisse

4.3.1 Meereisvolumen und -ausdehnung

Bei allen Variationen der Modell- und Antriebsparameter zeigt sich, daß der Zeitraum, in dem das Maximum (Wintersituation) und das Minimum (Sommersituation) des Eisvolumens und der Eisausdehnung beobachtet werden, nahezu an den gleichen Tagen auftritt. Nur in einigen Fällen ergibt sich eine maximale Verschiebung von ± 15 Tagen beim Eisvolumen und ± 10 Tagen bei der Eisausdehnung. Eine Phasenverschiebung im Jahreszyklus ist bei allen angewendeten Variationen als vernachlässigbar anzusehen.

Als Kriterium für die Sensitivität bezüglich der Modell- und Antriebsparameter wird eine 10 %-ige Abweichung gegenüber dem Standardlauf, sowohl für das Eisvolumen als auch für die Eisausdehnung, als Referenz herangezogen. In Anlehnung an (4.2) und (4.3) gilt somit

$$\Delta^* P_{S,W}^V = \frac{\Delta^* V}{b_{S,W}^V} \quad (4.4)$$

und

$$\Delta^* P_{S,W}^E = \frac{\Delta^* E}{b_{S,W}^E} \quad (4.5)$$

Tabelle 4.3 und 4.4 geben die maximal erlaubten Variationen $\Delta^* P$ des jeweiligen Modell- und Antriebsparameters für eine 10 %-ige Abweichung vom Standardlauf wieder. In Tabelle 4.3 werden die Referenzwerte für $\Delta^* V$ und $\Delta^* E$ durch einen Mittelwert des maximalen und minimalen Eisvolumens bzw. Eisausdehnung angegeben (z.B. $\Delta^* V = 0.1(V_S + V_W)/2$ in (4.4)). Diese Normalisierung unterdrückt den Effekt der unterschiedlichen Flächen- und Volumenanteile, die aufgrund der jeweiligen sommerlichen und winterlichen Eissituation auftreten. Im Gegensatz dazu gibt Tabelle 4.4 den analogen Parameterbereich für eine 10 %-ige Abweichung von der aktuellen Eissituation des Standardlaufes wieder (z.B. $\Delta^* V = 0.1V_{S,W}$ in (4.4)). Das Vorzeichen \pm in den Tabellen 4.3 und 4.4 beschreibt das ansteigende Verhalten des Eisvolumens bzw. der Eisausdehnung bei steigenden Parameterwerten, während das Vorzeichen \mp ein abnehmendes Verhalten des Eisvolumens bzw. der Eisausdehnung bei steigenden Parameterwerten signalisiert.

Die Sommerwerte in Tabelle 4.4 sind kleiner und die Winterwerte sind größer im Vergleich zu den gemittelten Werten der Tabelle 4.3. Dies ist das Ergebnis

des kleineren erlaubten Fehlers im Sommer und des größeren im Winter, da der ausgeprägte Jahresgang des Eisvolumens und der Eisausdehnung hierfür verantwortlich ist.

Obwohl dynamisch-thermodynamische Meereismodelle weniger sensitiv als rein thermodynamische Modelle gegenüber Modifikationen der Randbedingungen reagieren (vgl. z.B. [Hib84],[Lem90]), so ist trotzdem eine starke Abhängigkeit der Modellergebnisse von der Variation der Lufttemperatur T_a zu beobachten. Bei einer 10 %-igen Abweichung vom Standardlauf ist die geforderte Genauigkeit von T_a im Bereich von 0.5 bis 1.1°C.

Die Wolkenbedeckung Cl geht klimatologisch und relativ grob angenähert in das Meereismodell ein. Es zeigt sich jedoch, daß der Bedeckungsgrad bis auf ± 0.2 bekannt sein muß, um geringere Abweichung als 10 % im Eisvolumen und der Eisausdehnung aufzuweisen. Um ein akzeptable Vorhersage für das Eisvolumen und die Eisausdehnung zu erhalten, werden ebenfalls hohe Anforderungen an die Genauigkeit der relativen Feuchte rh gestellt. Für die winterliche Eissituation muß rh auf ± 10 % und für die Sommersituation auf ± 20 % bekannt sein.

Auch für die Strahlungsterme $F_s\downarrow$ und $F_l\downarrow$ als Funktionen der Lufttemperatur, Wolkenbedeckung und relativen Feuchte ergibt sich ein starker Einfluß auf das Eisvolumen und die Eisausdehnung (vgl. (2.12) und (2.14)). Dabei zeigt sich, daß Abweichungen in der langwelligen Einstrahlung eine stärkere Auswirkung auf die Charakteristik des Eises haben als es Abweichungen in der kurzwelligen Einstrahlung bewirken. Für $F_l\downarrow$ wird demnach eine Genauigkeit von 15 bis 25 W/m^2 gefordert, während für $F_s\downarrow$ eine Genauigkeit von 20 bis 40 W/m^2 als ausreichend erscheint. Der Grund dafür liegt in der Tatsache begründet, daß $F_l\downarrow$ das ganze Jahr über wirkt, während $F_s\downarrow$ nur in den Sommermonaten von Bedeutung ist.

Änderungen im Betrag der Windgeschwindigkeit U_a haben einen starken Einfluß auf die Wintersituation des Eisvolumens und der Eisausdehnung. Dies liegt begründet in der modifizierten Eisdickenverteilung in konvergenten Driftgebieten und einer ausgeprägteren Zirkulation im Weddellmeer bei höheren Windgeschwindigkeiten. Weiterhin führt die Änderung des Betrages der Windgeschwindigkeit zu Veränderungen in den turbulenten Wärmeflüssen (vgl. (2.16) und (2.17)).

Die Eisausdehnung reagiert gegenüber kleinen Variationen der Modellparameter wenig sensitiv. Einzig Variationen der Albedo α scheinen für die sommerliche Ausdehnung von Bedeutung zu sein. Schmelztümpel, Schneebedeckung und Flutungseffekte sind in diesem Zeitraum Prozesse, die einen Einfluß auf das Oberflächenalbedo haben. Die aus dem Modell ermittelte zulässige Abweichung von ± 0.2 liegt in einem Bereich, wo diese Prozesse wirksam werden können. Das Eisvolumen reagiert dagegen in hohem Maße sensitiv gegenüber der Einstellung

des Eisstärkenparameters P^* , der die rheologischen Eigenschaften des Meereises entscheidend bestimmt.

Tabelle 4.3: Maximal erlaubter Bereich des jeweiligen Parameters für eine 10 %-ige Abweichung vom sommerlichen und winterlichen Eisvolumen und -ausdehnung des Standardlaufes in Bezug auf den jährlichen Mittelwert von 1987.

Nr.	Parameter	Eisvolumen		Eisausdehnung	
		Winter(max)	Sommer(min)	Winter(max)	Sommer(min)
1.	T_a [$^{\circ}C$]	∓ 0.5	∓ 1.0	∓ 0.7	∓ 0.9
2.	Cl	± 0.2	± 0.2	± 0.2	± 0.2
3.	rh [%]	∓ 12	∓ 20	∓ 12	∓ 24
4.	$F_s \downarrow$ [W/m^2]	∓ 20	∓ 35	∓ 22	∓ 40
5.	$F_i \downarrow$ [W/m^2]	∓ 13	∓ 21	∓ 18	∓ 26
6.	U_a [%]	± 17	— ^a	± 17	— ^a
7.	N [$m/Jahr$]	— ^a	± 0.6	— ^a	— ^a
8.	α	— ^a	± 0.2	— ^a	± 0.2
9.	P^* [N/m^2]	$\mp 0.8 \times 10^4$	$\mp 1.3 \times 10^4$	— ^a	— ^a
10.	C	± 19	± 18	— ^a	— ^a
11.	h_o [m]	± 0.1	— ^a	— ^a	— ^a

^aweniger als 10 %-ige Abweichung bei maximal zulässiger Variation der Parameter

Tabelle 4.4: Maximal erlaubter Bereich des jeweiligen Parameters für eine 10 %-ige Abweichung vom Eisvolumen und -ausdehnung des Standardlaufes von 1987, bezogen auf die aktuellen Sommer- und Winterwerte.

Nr.	Parameter	Eisvolumen		Eisausdehnung	
		Winter(max)	Sommer(min)	Winter(max)	Sommer(min)
1.	T_a [$^{\circ}C$]	∓ 0.8	∓ 0.5	∓ 1.1	∓ 0.4
2.	Cl	± 0.3	± 0.1	± 0.3	± 0.1
3.	rh [%]	∓ 18	∓ 9	∓ 20	∓ 9
4.	$F_s \downarrow$ [W/m^2]	∓ 31	∓ 16	∓ 36	∓ 16
5.	$F_i \downarrow$ [W/m^2]	∓ 20	∓ 9	∓ 29	∓ 10
6.	U_a [%]	± 26	— ^a	± 27	∓ 33
7.	N [$m/Jahr$]	— ^a	± 0.3	— ^a	± 0.5
8.	α	— ^a	± 0.1	— ^a	± 0.1
9.	P^* [N/m^2]	$\mp 1.3 \times 10^4$	$\mp 0.6 \times 10^4$	— ^a	$\pm 1.4 \times 10^4$
10.	C	— ^a	± 8	— ^a	— ^a
11.	h_o [m]	± 0.2	± 0.3	— ^a	— ^a

^aweniger als 10 %-ige Abweichung bei maximal zulässiger Variation der Parameter

Anforderungen an die Genauigkeit der Antriebsparameter ergeben sich aus einer Mittelung der Ergebnisse der Tabellen 4.3 und 4.4 und sind in Tabelle 4.5 zusammengefaßt.

Tabelle 4.5: *Mittlere geforderte Genauigkeit der atmosphärischen Antriebsparameter für eine 10 %-ige Abweichung vom Standardlauf des Meereismodells für das Jahr 1987.*

Nr.	Parameter	mittlere geforderte Genauigkeit
1.	ΔT_a	0.7 [$^{\circ}C$]
2.	ΔCl	0.2
3.	Δrh	16 [%]
4.	$\Delta F_{s\downarrow}$	27 [W/m^2]
5.	$\Delta F_{l\downarrow}$	18 [W/m^2]
6.	ΔU_a	24 [%]
7.	ΔN	0.5 [$m/Jahr$]

4.3.2 Driftgeschwindigkeit

Die Analyse des Geschwindigkeitsfeldes vom September 1987 zeigt, daß die Windgeschwindigkeit U_a der einzige Antriebsparameter ist, der einen Einfluß auf die mittlere monatliche Driftgeschwindigkeit \bar{u} hat. Bei allen anderen Variationen der Modell- und Antriebsparameter wird nur eine Änderung von \bar{u} im Bereich von 0 bis 5% erreicht.

Beim sogenannten Standardlauf ergibt sich ein Wert für $\bar{u} = 10.5 \text{ cm/s}$. Eine Erhöhung der Windgeschwindigkeit U_a um 40% bewirkt ein Ansteigen auf $\bar{u} = 14.4 \text{ cm/s}$, während die Reduktion von U_a um 40% ein Absinken auf $\bar{u} = 6.3 \text{ cm/s}$ zur Folge hat. In guter Näherung variiert die mittlere monatliche Driftgeschwindigkeit \bar{u} für den in diesen Sensitivitätsstudien verwendeten Parameterbereich linear mit dem Betrag der Windgeschwindigkeit U_a . Änderungen im Betrag der Windgeschwindigkeit U_a wirken sich dabei, mit Ausnahme einiger Gitterzellen, die sich nahe der antarktischen Halbinsel befinden, in ähnlicher Größenordnung aus (vgl. Abb.4.9 und 4.10).

Eine Verringerung des Gebietes zur Berechnung von \bar{u} auf überwiegend konvergente Regionen (z.B. westlich von $45^\circ W$), zeigt eine höhere Sensitivität von \bar{u} gegenüber Variationen des Eisstärkenparameters P^* .

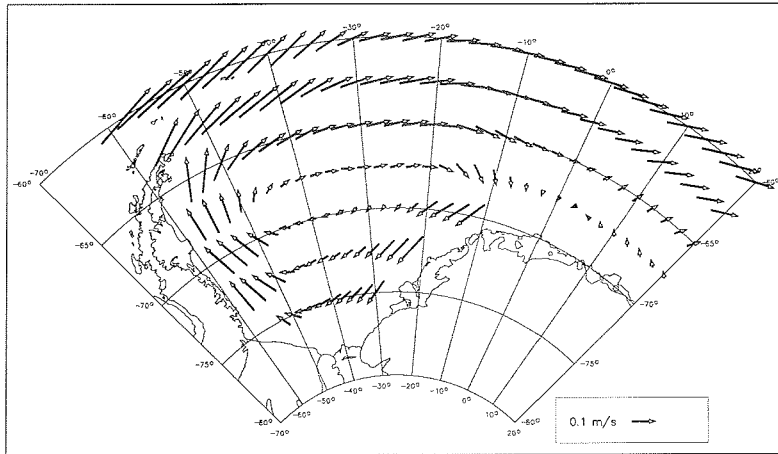


Abbildung 4.9: Mittlere monatliche Driftgeschwindigkeit des Meereises im September 1987 vom Standardlauf.

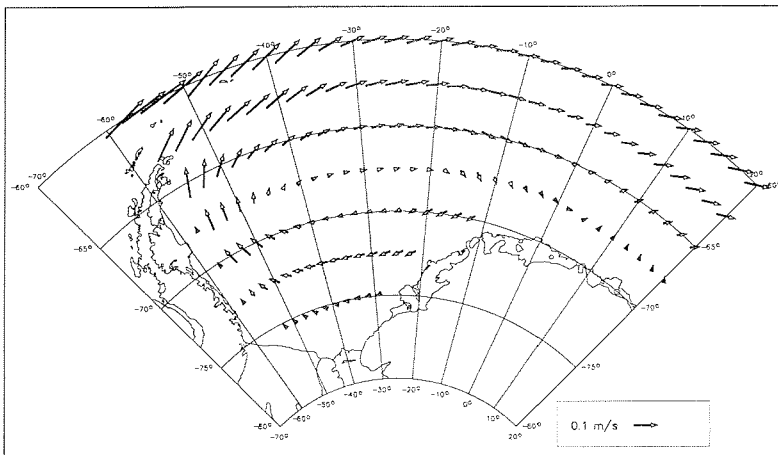


Abbildung 4.10: Analog zu Abb.4.9, bei einer Reduzierung der Windgeschwindigkeit U_a um 40%.

4.3.3 Nettogefriertrate

Die jährliche Summe der täglichen Gefrierraten wird als Nettogefriertrate bezeichnet. Je nachdem, ob im Jahresmittel eine konvergente oder divergente Meereisbewegung vorherrscht, ist die Nettogefriertrate positiv oder negativ. Die Nettogefriertrate ist eine wichtige Anregungsgröße für die ozeanische Zirkulation, da die Konvektionsprozesse eine entscheidende Rolle in der Meereis-Ozean-Wechselwirkung spielen. Die thermodynamischen Verhältnisse und die Meereisbewegung bestimmen im wesentlichen die Nettogefriertrate, deren Auswirkungen die Dichtestruktur des Ozeans entscheidend beeinflussen.

Eine der Charakteristiken von dynamisch-thermodynamischen Meereismodellen ist die regional unterschiedliche Verteilung der Produktions- und Schmelzgebiete von Meereis, wie sie als Beispiel für das Jahr 1987 in Abb.4.11 zu sehen ist.

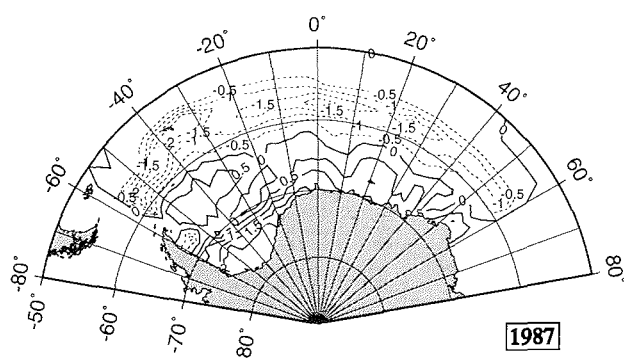


Abbildung 4.11: Nettogefriertrate des Standardlaufes in [m/a] für das Jahr 1987. Durchgezogene Konturlinien repräsentieren die Gefriergebiete, während die gestrichelten Konturen die Schmelzgebiete darstellen. Konturintervall gleich 0.5 m/a

Abb.4.11 zeigt eine Gewichtung für die Produktion des Meereises auf das Gebiet des südlichen Weddellmeeres und beschreibt die typische Verteilung der Nettogefrierraten, die im wesentlichen durch die südlichen Produktionsgebiete und die nördlichen Schmelzgebiete (etwa nördlich von 65° S) beschrieben werden können. Insbesondere die dynamischen Prozesse sind verantwortlich dafür, daß

auch während der Winterzeit Neueis in Regionen mit hoher Eisbedeckung gebildet werden kann, welches mit der Zeit in andere Regionen driftet und dort schmilzt.

Südlich der Breite von $68.75^\circ S$ ist ein Großteil der Gebiete zu finden, die über das Jahr eine positive Gefriertrate besitzen. Für das Meereisgebiet zwischen den kontinentalen Rändern und der Breite von $68.75^\circ S$ läßt sich durch Mittelung ein Wert F_n definieren, der die mittlere Gefriertrate pro Quadratmeter in diesem Gebiet beschreibt. Der Wert von F_n wird im weiteren zur Untersuchung der Sensitivität der Nettogefriertrate gegenüber Variationen der Modell- und atmosphärischen Antriebsparameter genutzt. Für das Gebiet südlich von $68.75^\circ S$ ergibt sich eine Anzahl von 87 eisbedeckten Gitterzellen mit positiven Nettogefrierraten in den Variationsstudien, wobei bei nur sehr wenigen Variationsläufen eine leichte Reduzierung der Anzahl innerhalb des ausgewählten Gebietes zu beobachten ist (z.B. bei einer Erhöhung der Lufttemperatur T_a um $+2^\circ C$).

In Abb.4.12 ist das Verhalten von F_n bei 5 Variationen der Lufttemperatur zu sehen. Auch in der Größe F_n zeigt sich die starke Sensitivität des Meereismodells bezüglich Änderungen in der Lufttemperatur. Eine Erhöhung der Lufttemperatur T_a um $+1^\circ C$ reduziert die Eisproduktion pro Quadratmeter um etwa 10% für das ausgewählte Gebiet. Für die Eisproduktion erscheint eine Reduzierung der Lufttemperatur nur einen geringen Einfluß zu haben, da der Wert bei $F_n \approx 1.4$ m/a eine Art von Sättigung erfährt. Dies ist auf die Eisdickenverteilung in dem ausgewählten Gebiet zurückzuführen, da die Wärmeleitung durch das Eis aufgrund der Eisdicke nur sehr gering ist und so nur im geringen Maße ein verstärktes Gefrieren bei einer Erniedrigung der Lufttemperatur einsetzt.

Vergleiche der kurzwelligen ($F_{s\downarrow}$) und der langwelligen ($F_{l\downarrow}$) Einstrahlung (vgl. Abb.4.13) zeigen ein ähnliches Verhalten von F_n , wie es in der Variation der Lufttemperatur T_a zu beobachten ist. Der Betrag von F_n ist dabei sensitiver gegenüber einer Erhöhung von $F_{l\downarrow}$ als gegenüber $F_{s\downarrow}$. Dies ist vor allem auf die ganzjährige Wirksamkeit bei einer Erhöhung von $F_{l\downarrow}$ zurückzuführen, da während der Wintermonate die kurzwellige Einstrahlung $F_{s\downarrow}$ für das südliche Weddellmeer sehr klein ist. Die Erhöhung der einfallenden Strahlungsterme bewirkt zwar eine Abnahme von F_n , jedoch wird dieser Effekt durch die Parametrisierung der Bewölkung in Strahlungstermen gedämpft (vgl. (2.12) und (2.14)). Obwohl der Wert von F_n wenig sensitiv gegenüber Variationen des Wolkenbedeckungsgrades ist, zeigt sich in diesem Fall ein umgekehrtes Verhalten als es in den Abb.4.12 und 4.13 zu sehen ist. Somit wirkt die Bewölkung als Puffer in der Abnahme der Produktion des Meereises bei einer gleichzeitigen Anhebung der einfallenden Strahlung.

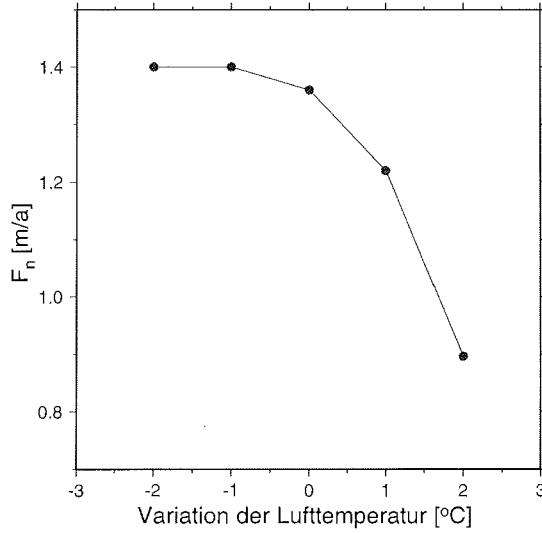


Abbildung 4.12: Änderung der Nettofrierrate pro Quadratmeter bei Variation der Lufttemperatur T_a für das eisbedeckte Gebiet im südlichen Weddellmeer (von 81.25°S bis 68.75°S).

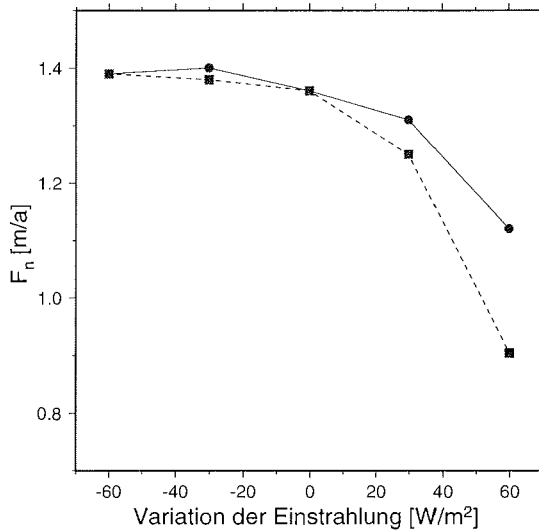


Abbildung 4.13: Änderung der Nettofrierrate pro Quadratmeter bei Variation der langwelligen F_l (Quadrate und gestrichelte Linie) und der kurzwelligen F_s (Punkte und durchgezogene Linie) Einstrahlung für das eisbedeckte Gebiet im südlichen Weddellmeer (von 81.25°S bis 68.75°S).

Andere Variationen der thermodynamischen Antriebs- und Modellparameter (vgl. Tabelle 4.2) haben einen vernachlässigbar kleinen Einfluß auf die Gefrieraten im südlichen Weddellmeer. Bei allen Variationen der thermodynamischen Antriebs- und Modellparameter ist keine wesentliche Erhöhung für den Wert von F_n über den Grenzwert von etwa 1.4 m/a hinaus zu erzielen.

Einzig die Parameter, die die Dynamik des Meereismodells beeinflussen oder einen Einfluß auf den Anteil offenen Wassers pro Gitterzelle haben, können die Produktion des Eises in dem ausgewählten Gebiet im südlichen Weddellmeer über diesen Grenzwert hinaus erhöhen. Hier sind vor allem die Variation der Windgeschwindigkeit (Abb.4.14) und des Rinnenschließungsparameters h_o zu nennen. Eine Anhebung der Windgeschwindigkeit um 20 % erhöht den Wert von F_n um ca. 5 % gegenüber dem Standardlauf, was in etwa auch durch einen Wert für $h_o = 0.7$ (Standardwert gleich 0.5) erzielt wird. Bei beiden Parametern ($|\mathbf{U}_a|$ und h_o) wird diese Zunahme der Gefrieraten durch den Anteil des offenen Wassers erreicht, da sowohl $|\mathbf{U}_a|$ (insbesondere an den kontinentalen Küsten) als auch h_o bei einer Anhebung den Anteil der offenen Wasserflächen vergrößern.

Die rheologischen Parameter C und P^* erreichen bei ihren maximal zulässigen Variationen (vgl. Tabelle 4.2) ebenfalls eine Änderung von etwa 5 % für den Wert von F_n , wobei ein steigender Wert von P^* den Wert von F_n erhöht, während der dynamische Parameter C ein entgegengesetztes Verhalten zeigt.

Die Untersuchungen der Nettogefrierate führen zu dem Ergebnis, daß im Gebiet der Meereisproduktion Änderungen in den thermodynamischen Parametern, hier insbesondere die Lufttemperatur, die Gefrieraten senken, aber nur unwesentlich erhöhen können. Ein Ansteigen der prognostizierten Gefrieraten in den Produktionsgebieten des Meereises ist dagegen in erster Linie durch Variationen derjenigen Antriebs- und Modellparameter zu erzielen, die einen Einfluß auf die Bildung von offenen Wasserflächen pro eisbedeckter Gitterzelle haben.

Ein Beispiel für die räumliche Differenz der Nettogefrieraten in den Variationsläufen im Verhältnis zum Standardexperiment ist in der Abb.4.15 zu sehen. Die größten auftretenden Änderungen sind erwartungsgemäß in der Eisrandzone zu beobachten. Bei der Erhöhung der Windgeschwindigkeit wird mehr Eis in nördlichere Regionen verdriftet, wo die Thermodynamik bei etwa $55^\circ S$ in einem zonal ausgerichteten Gebiet die Schmelzraten merklich erhöht (vgl. Abb.4.15b). In Abb.4.15a dagegen verringert sich die Eiskante in Richtung des Kontinents, was dazu führt, das im Modellgebiet bei einer Erhöhung der Lufttemperatur weniger Meereis produziert und dementsprechend geschmolzen wird.

Die Gefriergebiete im südlichen Weddellmeer weisen ein sehr unterschiedliches Verhalten bei der Variation eines dynamischen oder thermodynamischen Parameters auf. Eine Erhöhung der Lufttemperatur um $2^\circ C$ bewirkt eine relativ

gleichmässige Abnahme der Gefrierdaten um etwa 0.5 m/a im Gebiet des zentralen Weddellmeeres. Einzig an der Spitze der antarktischen Halbinsel und entlang des Breitengrades bei $70^{\circ}S$ sind diese Gefrierdaten in diesem Fall niedriger. Eine 20 %-ige Anhebung der Windgeschwindigkeit hat zur Folge, daß die Gefrierdaten fast ausschließlich entlang der Küstenlinie des südlichen Weddellmeeres ansteigen. In diesen Gebieten treten vermehrt Küstenpolynen auf, in denen aufgrund der niedrigen Lufttemperatur sehr schnell Neueis gebildet werden kann. Obwohl das Meereismodell keine Küstenpolynen auflöst, unterstreicht das Ergebnis der Gefrierdaten, bei gleichzeitiger Erhöhung der Windgeschwindigkeit, die Notwendigkeit der Dynamik in der Meereismodellierung.

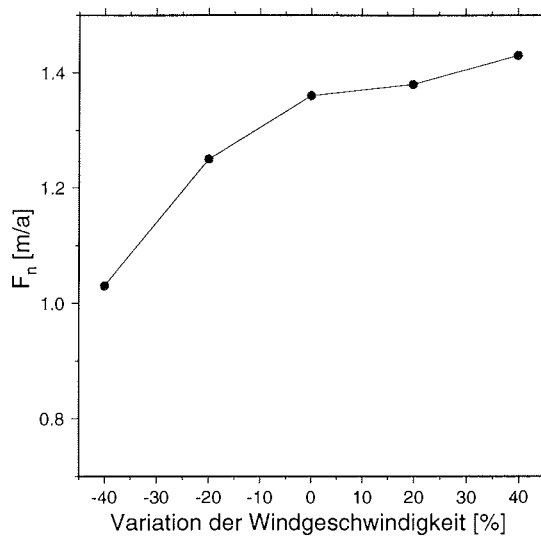


Abbildung 4.14: Änderung der Nettogefriertrate pro Quadratmeter bei Variation des Betrages der Windgeschwindigkeit $|U_a|$ (in Prozent) für das eisbedeckte Gebiet im südlichen Weddellmeer (von $81.25^\circ S$ bis $68.75^\circ S$).

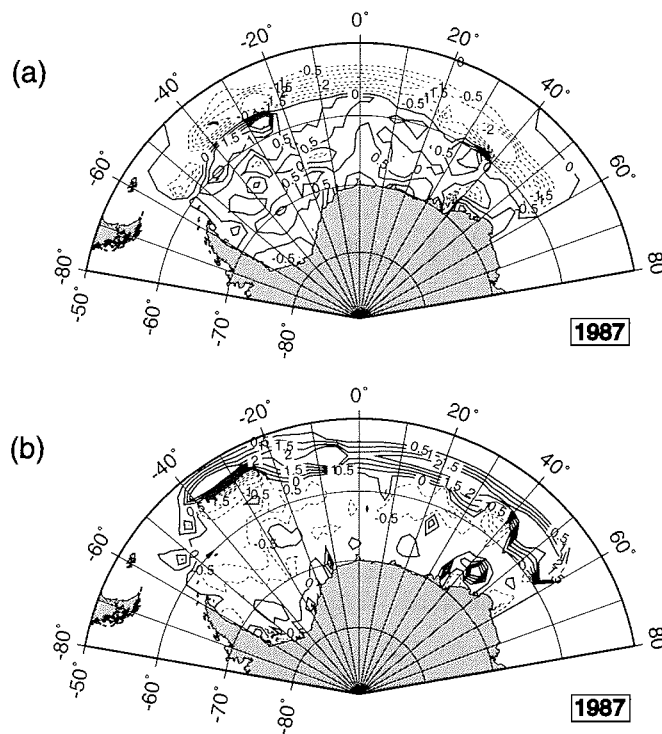


Abbildung 4.15: Differenz der jährlichen Nettogefrierdaten im jeweiligen Vergleich zum Standardexperiment (a) bei Erhöhung der Lufttemperatur T_a um $+2^\circ\text{C}$ und (b) bei Erhöhung des Betrages der Windgeschwindigkeit $|U_a|$ um 20 % Prozent. Konturintervall 0.5 m.

4.4 Diskussion

Die Ergebnisse der Sensitivitätsstudien zeigen, daß die Qualität der atmosphärischen Antriebsdaten entscheidend für die Resultate des Meereismodells ist. Bei der Beurteilung der zeitlichen und räumlichen Entwicklung des Meereises müssen insbesondere das Lufttemperaturfeld und das Windfeld hohe Anforderungen an die Güte der Antriebsdaten erfüllen, um zuverlässige Vergleiche mit Messungen zu ermöglichen.

Die starke Abhängigkeit des Meereismodells vom Antriebsfeld der Lufttemperatur ist keineswegs auf die Region des Weddellmeeres beschränkt. Untersuchungen mit einem Meereismodell für den südlichen Ozean zeigen ein ähnlich sensitives Verhalten gegenüber Änderungen der Lufttemperatur [A. Stössel, pers. Mitteilung].

Eine genauere Bestimmung des klimatologischen Antriebsparameters der Bewölkung ist durch die nicht unbedeutende Abhängigkeit des Meereismodells von diesem Parameter von großer Wichtigkeit. Der bedeutende Einfluß der Bewölkung auf die Meereismodell wurde auch schon in eindimensionale thermodynamische Meereisstudien (z.B. [Shi84],[Cur92]) aufgezeigt. Sowohl die Parametrisierung der Bewölkung in der einfallenden Strahlung (vgl. (2.12) und (2.14)) als auch eine detaillierte Betrachtung der Höhenverteilung der Wolken sind als sinnvolle Ergänzung bei der Meereismodellierung anzusehen. Aus dieser Sensitivitätsstudie läßt sich folgern, daß auch wenig bekannte Parameter (z.B. Wolkenbedeckung und relative Feuchte) eine wichtige Rolle als atmosphärische Randbedingungen in dynamisch-thermodynamischen Meereismodellen spielen.

Trotz der starken Abhängigkeit von den thermodynamischen Antriebsparametern zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen dem dynamisch-thermodynamischen und einem rein thermodynamischen Meereismodell (vgl. z.B. [Hib79], [Hib84], [Lem90]). In Analogie zur Abb.4.6 erkennt man in Abb.4.16 die verstärkte Abhängigkeit eines thermodynamischen Meereismodells gegenüber Variationen der Lufttemperatur. Für eine $\pm 2^\circ\text{C}$ Änderung, eines 7-jährigen thermodynamischen Laufes für die Jahre 1986 und 1987, ergibt sich die Steigung b aus der linearen Regression in Abb.4.16. Der 5-jährige thermodynamische Lauf des Modell für 1986 wurde in Analogie zum dynamisch-thermodynamischen Lauf zur Initialisierung der folgenden Variationsjahre 1986 und 1987 genutzt. Legt man, analog zu Kapitel 4.3.1, die 10 %-ige Änderung des maximalen bzw. minimalen Eisvolumens und der Eisausdehnung gegenüber dem thermodynamischen Standardlauf zugrunde (vgl. Tabelle 4.4), so ergeben sich für die geforderten Genauigkeiten der Lufttemperatur die Werte im thermodynamischen Fall aus der Tabelle 4.6. Diese Werte sind ähnlich denen des dynamisch-thermodynamischen Eismodells, da sowohl die Steigung b als auch das Eisvolumen etwa um den Faktor

Tabelle 4.6: *Maximal erlaubter Bereich der Lufttemperatur für eine 10 %-ige Abweichung vom Eisvolumen und -ausdehnung im Vergleich zum thermodynamischen Standardlauf von 1987.*

Nr.	Parameter	Eisvolumen		Eisausdehnung	
		Winter(max)	Sommer(min)	Winter(max)	Sommer(min)
1.	T_a [$^{\circ}C$]	∓ 0.9	∓ 0.9	∓ 0.7	∓ 1.0

2 erhöht sind (vgl. Abb.4.16)

Die 10 %-ige *relative* Änderung des maximalen und minimalen Eisvolumens ist daher nur unzureichend geeignet, um die unterschiedliche Sensitivität zwischen einem thermodynamischen und dynamisch-thermodynamischen Meereismodell aufzuzeigen. Aus diesem Grunde wird die Sensitivität gegenüber einer $+2^{\circ}C$ Erhöhung der Lufttemperatur auf den gesamten Jahresgang erweitert und ein alternatives Maß S_V für die Änderung des Eisvolumens eingeführt. Auf eine analoge Einführung für die Eisausdehnung wird hier verzichtet, da die Eisausdehnung nicht im gleichen Maße dynamische und thermodynamische Prozesse unterscheidet. Die Größe S_V , die die Änderung des Eisvolumens in Abhängigkeit von der Änderung der Lufttemperatur beschreibt, definiert sich in Einheiten von [$km^3/^{\circ}C$] aus

$$S_V = \frac{1}{2^{\circ}C} \left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (V_{T_a+2}^i - V_{T_a}^i)^2 \right]^{1/2} \quad (4.6)$$

wobei V das Eisvolumen für die Lufttemperatur T_a und $T_a + 2^{\circ}C$ am jeweiligen Tag i des Jahres ($n = 365$ Tage) repräsentiert. Vergleicht man den Wert von S_V für den dynamisch-thermodynamischen und rein thermodynamischen Lauf so ergeben sich folgende Werte:

$$S_V = \begin{cases} 1.6 \times 10^3 & [km^3/^{\circ}C] & \text{für dynamisch-thermodynamisch} \\ 2.4 \times 10^3 & [km^3/^{\circ}C] & \text{für rein thermodynamisch} \end{cases}$$

Somit ändert sich das Eisvolumen eines rein thermodynamischen Eismodells etwa um den Faktor 1.5 mehr pro $^{\circ}C$ als im dynamisch-thermodynamischen Eismodell.

Der aufgeführte Vergleich unterstreicht (z.B. [Hib79],[Lem90]) und quantifiziert die geringere Sensitivität eines dynamisch-thermodynamisches Meereismodells gegenüber einem rein thermodynamisches Modell bei gleichzeitiger Änderung der atmosphärischen Randbedingungen. Dieser Wirkung der Meereismodelle ist in gekoppelten Ozean-Meereis-Atmosphäre Modellen Rechnung zu tragen, da die rein thermodynamische Betrachtung der Meereiskomponente in derartigen Modellen eine zu starke Sensitivität gegenüber atmosphärischen Änderungen aufweist. Dieser Effekt ist insbesondere in Klimastudien zu bedenken, wo

die Temperaturschwankungen der Atmosphäre eine wichtige Rolle spielen (z.B. CO_2 -Szenarien), da ein rein thermodynamisches Eismodell eine zu statische Rolle in solchen Klimamodellen einnimmt.

Bei den Variationen des Windfeldes wurde ausschließlich der Betrag des Windes variiert. Die Annahme, daß das Windfeld als Oberflächenwind wirkt, führt zu befriedigenden Ergebnissen in dem Verhalten des Meereises. Aus diesem Grunde wird auf eine Variation der Windrichtung (z.B. Drehwinkel für den Wind) verzichtet, obwohl Änderungen in der Windrichtung beträchtliche Auswirkungen auf das Eisvolumen und die Eisausdehnung haben sowie zu stark veränderten Meereisverteilungen führen.

Variationen der Modellparameter sind für die Eisausdehnung nur von geringem Einfluß. Nur die Albedo scheint für die Sommereisausdehnung wichtig zu sein. Das Eisvolumen dagegen reagiert äußerst sensitiv gegenüber Variationen der Modell- und Antriebsparameter, was die Wichtigkeit von Messungen der Eisdicke für eine optimale Meereismodellierung unterstreicht.

Das Driftverhalten des Meereises wird, insbesondere in den divergenten Zonen des Weddellmeeres, durch das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten c_a/c_w bestimmt und ist mit den beobachteten Drifttrajektorien der ARGOS-Bojen in guter Übereinstimmung. In stark konvergenten Gebieten, so z.B. östlich der antarktischen Halbinsel, wird der Einfluß von P^* bedeutender und Änderungen sowohl von c_a/c_w als auch P^* zeigen Auswirkungen auf das Verhalten des Meereises. Die Sensitivitätsanalysen der Driftgeschwindigkeit des Monats September 1987 unterstützen dieses Argument, da erst bei einer Gebietseinschränkung auf westlich von $45^\circ W$ eine signifikante Änderung der Drift bei Variationen von P^* festzustellen ist (vgl. Kapitel 4.3.2).

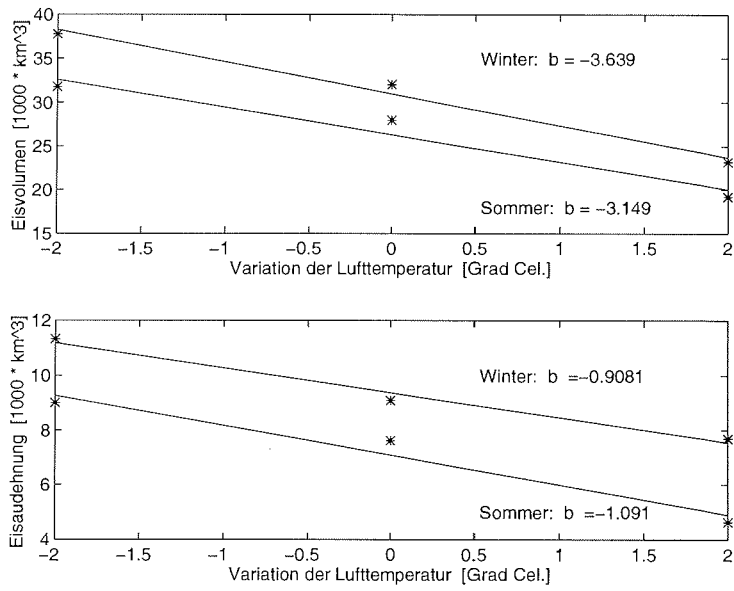


Abbildung 4.16: Analog zu Abb.4.6 für rein thermodynamische Meereissimulationen. Einem 5-jährigen thermodynamischen Gleichgewichtslauf folgen zwei transiente Jahre (1986 und 1987) mit den Variationen der Lufttemperatur.

Kapitel 5

Analyse der Lufttemperatur

5.1 Datenvergleich Bojen und ECMWF

Fragestellungen über die Güte der atmosphärischen Antriebsfelder sind insofern für die Meereismodellierung von Interesse, als das numerische Wettervorhersagemodell vom ECMWF Annahmen über das Meereis beinhaltet, die zu Problemen in der Anwendung für ein Meereismodell führen können. Annahmen über das Meereis, die nicht unbedingt der großskaligen Charakteristik des Meereises entsprechen (vgl. z.B. [ECM85]), sind u.a.:

- Gleichbleibende Eisdicke von 1.0 m,
- Gleichbleibende Eiskonzentration von 100 %,
- Oberflächenalbedo α von 0.55,
- Schmelztemperatur des Eises im Sommer von -1.9°C ,

Bisherige Analysen von Meereismodellen zeigten (z.B. [Hib83, Owe90, Sto92a]), daß diese Annahmen in den numerischen Wettervorhersagemodellen nicht die realen Verhältnisse widerspiegeln. Insbesondere die Schmelztemperatur von -1.9°C ist einer der Gründe, warum die Sommereisausdehnung des Meereismodells größer als die von den Fernerkundungsdaten bestimmte Ausdehnung ist (vgl. Abb.4.3),

da das Meereismodell die Schmelztemperatur des Eises bei 0°C ansetzt (vgl. (2.22)), was das Eis in der Natur realistischer beschreibt. Aus diesem Grunde kann es im Eisrandbereich zu niedrigeren Temperaturen in den Antriebsfeldern kommen, die das Schmelzen des Meereises verhindern. Höhenkorrekturen, wie sie bei der Bestimmung der bodennahen Lufttemperatur und Feuchte aus den Druckniveaus von 850 und 1000 hPa durch die Inter- bzw. Extrapolation auftreten, mögen eine weitere Fehlerquelle für die atmosphärischen Antriebsfelder sein.

Wie sich in den Sensitivitätsstudien gezeigt hat, ist die Lufttemperatur T_a ein wichtiger Antriebsparameter, dessen Änderungen starke Auswirkungen auf das Verhalten des Meereismodells haben. Die von den ARGOS-Bojen gemessenen Lufttemperaturen werden vom numerischen Vorhersagemodell des ECMWF nicht berücksichtigt. Bei den ECMWF-Lufttemperaturen handelt es sich in erster Linie also um ein Modellprodukt, welches als Datenstützpunkte über dem Meereis ausschließlich die Luftdruckmessungen der ARGOS-Bojen berücksichtigt.

Um die Genauigkeit der atmosphärischen Antriebsdaten zu untersuchen, wird ein Vergleich zwischen den Lufttemperaturen vom ECMWF mit gemessenen Temperaturdaten der ARGOS-Bojen durchgeführt. Hierzu werden die täglichen Mittelwerte der gemessenen Lufttemperaturen (T_a^B) an den jeweiligen Positionen der ARGOS-Bojen als Referenz herangezogen. Da die Lufttemperaturen vom ECMWF auf dem großskaligen Modellgitter vorliegen, werden die Temperaturwerte der vier nächstgelegenen Gitterpunkte auf die Tagesposition der Boje interpoliert. Somit wird die Lufttemperatur vom ECMWF an der Position der Boje (T_a^M) beschrieben durch

$$T_a^M = k_1 T_a(i, j) + k_2 T_a(i + 1, j) + k_3 T_a(i, j + 1) + k_4 T_a(i + 1, j + 1) \quad (5.1)$$

wobei k_1 bis k_4 Koeffizienten für den Abstand der Gitterpunkte zu der Tagesposition der Boje beschreiben. Für die Summe der Koeffizienten gilt: $\sum_{i=1}^4 k_i = 1$.

Vergleiche von T_a^M und T_a^B für die Periode vom 1. November 1986 bis 31. März 1987 zeigen (Abb. 5.1), daß die ECMWF-Temperaturen (T_a^M) im Mittel 3.9°C unterhalb der gemessenen Bojendaten (T_a^B) liegen. Bei anderen Bojen (z.B. Nr. 3311), die nahe der in Abb. 5.1 dargestellten Boje drifteten (vgl. [Kot90]), ließ sich für diesen Zeitraum ein ähnlicher Temperaturunterschied zwischen ECMWF- und Bojen-Daten feststellen. Für die hier beschriebene Periode ergibt ein Vergleich mit wöchentlichen Meereiskarten [Kot90], daß einige Driftbojen nahe der sommerlichen Eiskante drifteten und sich somit in Regionen mit niedriger Eiskonzentration bewegten.

Ein Temperaturvergleich für einen längeren Zeitraum (1. November 1986 bis 31. Dezember 1987) führt zu dem Ergebnis (Abb. 5.2), daß die Mittelwerte und

Standardabweichungen der Temperaturdaten von ECMWF und Boje ($T_a^M = -10.6 \pm 6.3^\circ C$ und $T_a^B = -9.8 \pm 8.7^\circ C$) gut übereinstimmen. Dies gilt vornehmlich ab dem Zeitpunkt der einsetzenden Gefrierperiode (ca. Anfang April). Ab diesem Zeitpunkt werden zwar kurzzeitige Fluktuationen, wie sie in den Zeitserien der Bojentemperaturen zu erkennen sind (vgl. Abb.5.2), von den ECMWF-Temperaturen nicht aufgelöst. Diese schwächer ausgeprägten Fluktuationen der ECMWF-Temperaturen bewegen sich aber im Bereich der Akzeptanz, da die Glättung der großräumigen Temperaturfelder berücksichtigt werden muß.

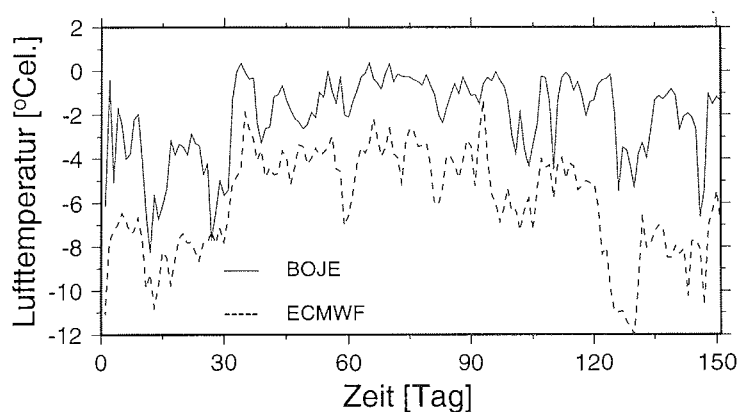


Abbildung 5.1: Zeitserien der täglichen Lufttemperaturen der Boje Nr.3310 (T_a^B) (durchgezogene Linie) und der auf die Tagesposition der Boje interpolierten ECMWF-Lufttemperaturen (T_a^M) (gestrichelte Linie) für den Zeitraum vom 1. November 1986 bis 31. März 1987.

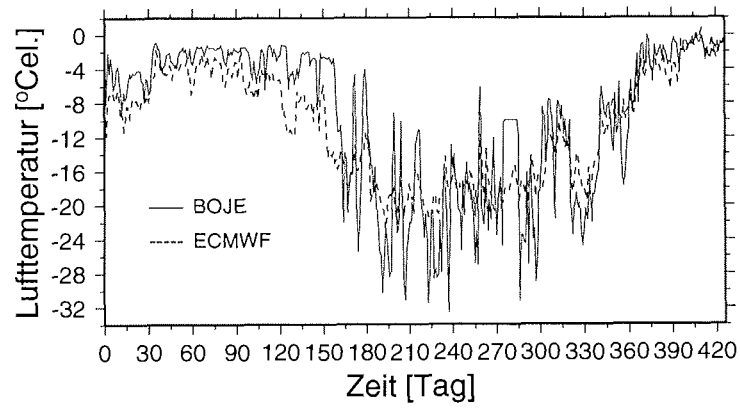


Abbildung 5.2: Analoge Zeitserien wie in Abb.5.1 für die Boje Nr.3313 (durchgezogene Linie) und die ECMWF-Lufttemperaturen (gestrichelte Linie) für den Zeitraum vom 1.November 1986 bis 31.Dezember 1987.

Das Streudiagramm von Abb.5.3 zeigt für eine Anzahl von sieben Bojen den Bezug der Temperaturen T_a^M und T_a^B . Im Idealfall müssten die 2567 Datenpunkte eine lineare Korrelation zeigen. Mit einem Korrelationskoeffizienten von 0.9 ist eine gute Übereinstimmung erreicht, die aber vornehmlich durch den Jahresgang der Lufttemperatur erzielt wird. Auffällig in Abb. 5.3 ist die Abweichung der Datenpunkte von der linearen Anpassung im Temperaturbereich der ECMWF-Daten von -5 bis 0°C . Für diesen Bereich ist eine typische Abweichung der ECMWF Daten von -2.0 bis -4.0°C zu beobachten. Dies ist ausschließlich auf den Zeitraum der Schmelzperiode beschränkt.

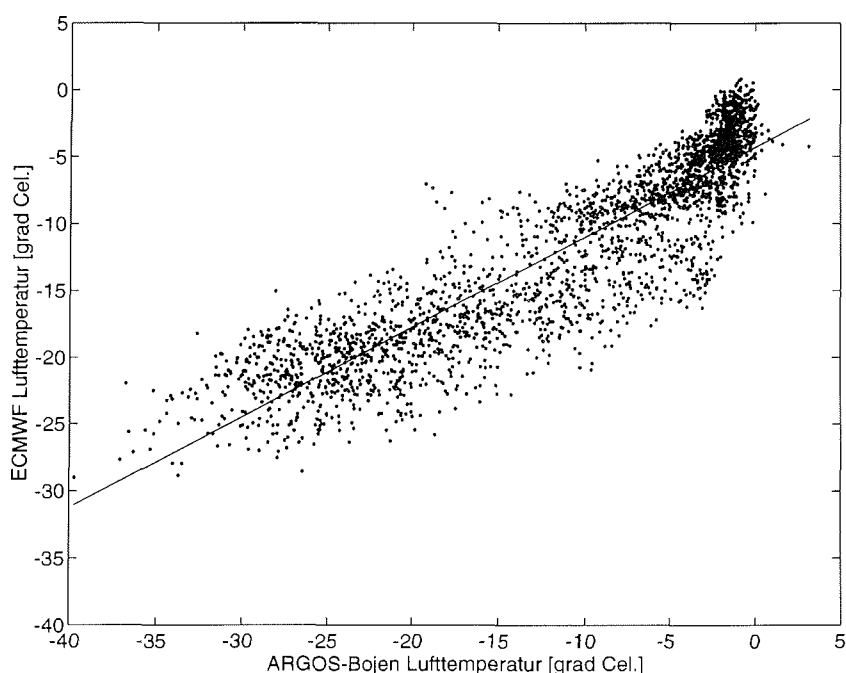


Abbildung 5.3: Interpolierte ECMWF-Lufttemperaturen (T_a^M) in Abhängigkeit von den gemessenen Temperaturdaten (T_a^B) der Bojen Nr. 3310, 3311, 3312, 3313, 3314, 3316, 534 für den Zeitraum vom 1. Februar 1986 bis 31. Dezember 1987. Die durchgezogene Linie gibt die lineare Anpassung der Datenpunkte wieder.

Die Untersuchungen der Lufttemperatur zeigen in erster Näherung eine Diskrepanz in den gemessenen Bojentemperaturen und den ECMWF-Daten, die vornehmlich auf die Frühjahrs- und Sommerperiode beschränkt ist. Innerhalb dieser saisonalen Schmelzperiode ist die ECMWF-Lufttemperatur ca. 3.5°C niedriger

als die gemessene Lufttemperatur der ARGOS-Bojen. Im allgemeinen wird angenommen [Hib83, Hoe87], daß die von ARGOS-Bojen gemessenen Lufttemperaturen in der Schmelzperiode des Eises aufgrund der kurzwelligigen Einstrahlung zu hoch sind, da sich die Thermistoren innerhalb eines Strahlungsgehäuses befinden, in welchem eine unzureichende Belüftung auftreten kann. Die schlechte Durchlüftung kann insbesondere bei schwachen Winden und zur Tageszeit des höchsten Sonnenstandes zu einem Unterschied von bis zu 10.0°C (L. Sellmann, pers. Mitteilung) führen. Als Tagesmittel wird dieser Fehler im Bereich von 1.0°C angenommen [Hoe87], so daß trotz dieser Annahme eine hier beobachtete Differenz von 2.0 bis 3.0°C verbleibt.

Eine wiederholende Analyse der ECMWF-Daten, die u.a. auch die gemessenen Temperaturdaten von ARGOS-Bojen berücksichtigt, ist für die bereits vorliegenden Datenfelder vorgesehen [H.Cattle, pers. Mitteilung]. Dies könnte in den Polarregionen zur Bestimmung von Lufttemperaturfeldern führen, die eine stärkere Orientierung an der Meereisbedeckung haben.

5.2 Auswirkungen auf das Meereismodell

Für die Lufttemperatur stellt sich aus den vorherigen Ergebnissen die Frage nach einer Anpassung der Antriebsfelder. Zur Wahl stehen hier eine räumliche oder eine zeitliche Anpassung, die sich in einer Erhöhung der Lufttemperatur äußert.

Für den Zeitraum vom 15. Oktober 1986 bis zum 31. März 1987 wurde eine Erhöhung der ECMWF-Lufttemperatur eingeführt. Hierzu wurde für 200 Tage eine Zunahme der Temperatur von maximal 2.0°C ermöglicht, wobei die Erhöhung mit einer Sinusfunktion von $\sin(\text{Tag} \cdot \pi / 200)$ überlagert ist, damit nach dem Zeitschritt ein abrupter Wechsel innerhalb des Temperaturfeldes vermieden wird. Ein 6-jähriger Simulationslauf für 1986 mit den analogen Änderungen von T_a ging dem analysierten Jahr 1987 voraus. Mit den geänderten Lufttemperaturen T_a befindet sich der Jahreszyklus der Meereisausdehnung für 1987 in besserer Übereinstimmung mit den Fernerkundungsdaten (analog zu Abb.4.3). Die simulierte minimale Ausdehnung liegt näher, aber immer noch oberhalb der beobachteten Daten. Im Bereich des östlichen Weddellmeeres sind weiterhin noch kleinere eisbedeckte Flächen zu finden, die nicht in den SMMR/SSMI-Daten zu erkennen sind (vgl. Abb.4.5). Zurückzuführen ist dies auf ein zu spätes Einsetzen der Schmelzperiode; dies ist durch das langsame Ansteigen der Lufttemperatur T_a aufgrund der sinusartigen Überlagerung bedingt.

Als weitere Möglichkeit wird eine räumliche Anpassung der Lufttemperatur

T_a geprüft. Mit einer quadratischen Anpassung aus dem Temperaturvergleich von ECMWF- und Bojen-Daten (Abb.5.3) zeigt sich, daß in erster Näherung eine Erhöhung von 2.7°C im Temperaturbereich von -5 bis 0°C die beste Übereinstimmung erzielt. Da die Bojendaten keine signifikanten Abweichungen im Winter gegenüber den ECMWF-Daten aufweisen wird die Anhebung von T_a auf die Schmelzperiode (1.November 1986 bis 31.März 1987) beschränkt.

Der in Abb.5.4 gezeigte Jahreszyklus von 1986 und 1987 ergibt, aufgrund der räumlichen Anpassung von T_a , eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten. Die regionale sommerliche Eisverteilung ist weiterhin noch unterschiedlich zu den Fernerkundungsdaten. Im nordöstlichen Bereich der antarktischen Halbinsel verbleibt im Simulationsexperiment ein zu großer Anteil offenen Wassers, welcher flächenmäßig im Bereich des östlichen Weddellmeeres kompensiert wird. Die eisbedeckte Fläche im östlichen Weddellmeer fällt dabei aber deutlich geringer aus, als es bei den vorherigen Modellexperimenten der Fall war. Für alle weiteren Simulationen wird dieses angepaßte Temperaturfeld verwendet. Eine weitere Anpassung des Temperaturfeldes erscheint nicht sinnvoll, da die anderen Antriebsfelder, vor allem das Windfeld (vgl. [Sto90]), ebenfalls fehlerbehaftet sind und so einen nicht unerheblichen Einfluß auf des Verhalten des Meereismodells haben.

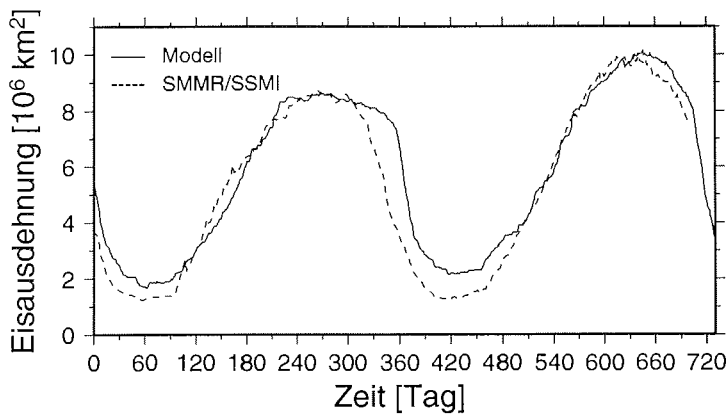


Abbildung 5.4: Analog zu Abb.4.3 für eine Anhebung der Lufttemperatur T_a um 2.0°C im Temperaturbereich von -5 bis 0°C im Zeitraum vom 1.November 1986 bis 31.März 1987. Durchgezogene Linie (Modell) und gestrichelte Linie (SMMR/SSMI-Daten).

Kapitel 6

Modelloptimierung

6.1 Atmosphärische und ozeanische Ankopplung

Die Ergebnisse der Sensitivitätsstudien (Kapitel 4) haben gezeigt, daß die Schubspannungskoeffizienten c_a und c_w entscheidend das großräumige dynamische Verhalten des Meereismodells bestimmen; insbesondere hat das Verhältnis von c_a zu c_w einen großen Einfluß.

Für die weiteren Untersuchungen werden die als konstant angenommen Werte des Salzgehaltes und der Ozeantemperatur des tiefen Ozeans durch die Daten des hydrographischen Atlas des südlichen Ozeans ersetzt [Ol92], um eine realistische räumliche Verteilung im tiefen Ozean zu erzielen (vgl. auch Kapitel 2.4).

Unter den Annahmen, daß die internen Spannungen vernachlässigbar klein sind, die Corioliskraft nur einen geringen Einfluß auf den Betrag der Eisdrift hat (etwa 10–20 % [Kot92]) und die ozeanische Strömung alleine durch ihre Reibung repräsentiert wird (vgl. (2.2) und (2.3)), können die quadratischen Ansätze für die Schubspannungen aus (2.1) gleichgesetzt werden, so daß näherungsweise gilt

$$\rho_w c_w |\mathbf{u}|^2 = \rho_a c_a |\mathbf{U}_a|^2 \quad (6.1)$$

Nimmt man die räumlichen und zeitlichen Variationen der jeweiligen Dichten ρ_w und ρ_a als klein an, so ergibt sich mit den konstanten Schubspannungskoeffizienten aus Umstellung von (6.1) eine Näherung für die freie Driftgeschwindigkeit \mathbf{u}_f des Meereises

$$\mathbf{u}_f = \sqrt{\frac{\rho_a c_a}{\rho_w c_w}} \mathbf{U}_a \quad (6.2)$$

Auf der Grundlage von (6.2) läßt sich aus den Modellgeschwindigkeiten \mathbf{u} ein Windfaktor A_w definieren, der sich aus dem Verhältnis von \mathbf{u}/\mathbf{U}_a ergibt und dem Wurzelausdruck in (6.2) entspricht. In Abb.6.1 ist der Windfaktor A_w als Jahresmittel von 1987 für das eisbedeckte Gebiet zu sehen. Auffällig ist das räumlich konstante Verhalten von A_w für einen großen Teil des Modellgebietes. Nahe den kontinentalen Küsten verringert sich der Wert von A_w erheblich, was auf den stärkeren Einfluß der internen Spannungen zurückgeführt wird (vgl. z.B. [Mar90], [Kot92]).

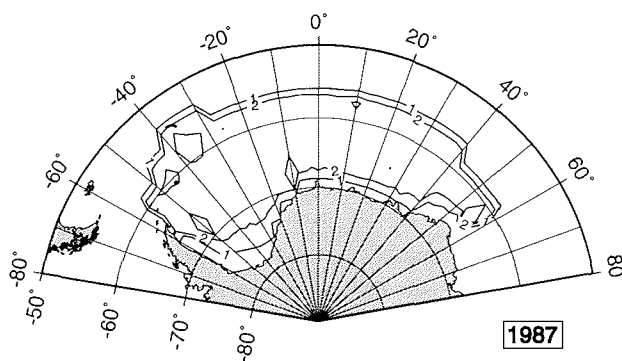


Abbildung 6.1: Räumliches Jahresmittel des Windfaktors $A_w = \mathbf{u}/\mathbf{U}_a$ [in Prozent] für das eisbedeckte Gebiet von 1987. Das Konturintervall beträgt 1 %.

Der Wert von A_w zeigt eine geringe Variation bezüglich der Jahreszeit, wobei Monatsmittelwerte von A_w ein annähernd ähnliches Verhalten ergeben, wie es in Abb.6.1 zu sehen ist. Mit den verwendeten Modellparametern ergibt sich nach (6.2) ein theoretischer Wert von $A_w = (\rho_a c_a / \rho_w c_w)^{1/2} = 2.4$ %. In Abb.6.2 ist der Jahresgang des mittleren Windfaktors A_w für das eisbedeckte Gebiet in 1987 zu sehen. Der Mittelwert von A_w beträgt etwa 2.3 % und ist nahezu konstant während des gesamten Jahres. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit von Bojen gemessenen Werten von A_w in der Region des Weddellmeeres (z.B. [Kot92]), wobei man berücksichtigen muß, daß es sich bei dem Betrag von \mathbf{U}_a um

bodennahe Winde handelt. Der leicht geringere Wert von A_w in der Sommerperiode ist in erster Linie auf den Jahresgang der Meereisausdehnung zurückzuführen, da zu dieser Zeit eine Eisausdehnung existiert, die sich nahe der Küstenregionen ausrichtet und die internen Spannungen somit einen stärkeren Einfluß auf das Kräftegleichgewicht nehmen, was wiederum eine leichte Abnahme von A_w zur Folge hat. Im Jahresmittel ist die Übereinstimmung zwischen dem theoretischen

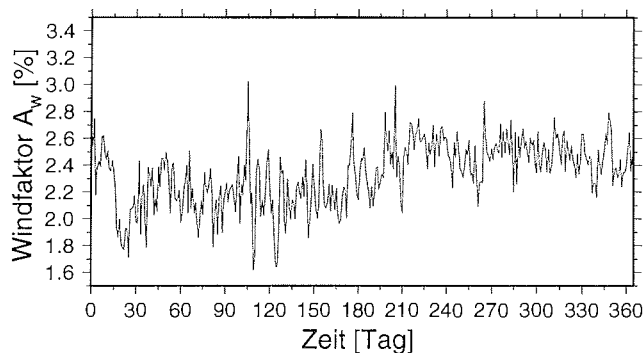


Abbildung 6.2: Jahreszyklus des Windfaktors $A_w = \mathbf{u}/U_a$ [in Prozent] für das eisbedeckte Gebiet von 1987.

Wert von 2.4 % und dem Mittelwert des Meereismodells recht gut. Das dynamische Verhalten des Meereises wird damit im starken Maße durch das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten c_a/c_w bestimmt (vgl. (6.2)). Für eine generelle Anpassung der dynamischen Parameter des Meereismodells ist somit die Einstellung des Verhältnisses c_a/c_w von entscheidender Bedeutung. Aus den Abb. 6.1 und 6.2 läßt sich jedoch erkennen, daß Schwankungen um den errechneten Mittelwert von $A_w = 2.3$ auftreten, die durch weitere dynamische Prozesse bedingt sind.

Bei der Anpassung des Verhältnisses c_a/c_w wird auf die Trajektorien der ARGOS-Bojen zurückgegriffen. Ähnliche Verfahren zeigten die Anwendbarkeit der Lagrangeschen Beschreibung für einen Vergleich zwischen Modellergebnissen und Trajektorien (z.B. [Hib82],[Fla92],[Vih93]). Ziel ist es, die Trajektorien der ARGOS-Bojen durch die prognostizierten Driftgeschwindigkeiten des Modells nachzuvollziehen. Aufgrund der guten zeitlichen Auflösung und räumlichen Abdeckung der ARGOS-Bojen in den Jahren 1986 und 1987, ist der Vergleich mit den Modellergebnissen von besonderem Interesse.

Die prognostizierten Driftgeschwindigkeiten \mathbf{u} des Modells werden aus den vier

Gitterpunkten, die der realen Bojenposition am nächsten liegen, auf die Startposition der Boje interpoliert [Har94]. Auf dieser Position starten nun zeitgleich die ARGOS-Boje mit der täglichen Driftgeschwindigkeit \mathbf{u}_B und eine modellierte Boje mit der interpolierten Driftgeschwindigkeit \mathbf{u}_M . Die jeweils neue Position zum nächsten Zeitschritt ergibt sich somit aus den Beträgen und der Richtung der Geschwindigkeiten \mathbf{u}_B und \mathbf{u}_M . Die so ausgeführten Translationen der realen und modellierten Boje beschreiben neue Positionen, die im Idealfall in einem gemeinsamen Punkt enden. In den nächsten Zeitschritten kann dieses Verfahren zur vollständigen Beschreibung der Trajektorien wiederholt werden.

Für die Analyse der Drifttrajektorien werden die Bojen Nr.3311, 3312, 3313, 3314, 3316 und 534 als Vergleich herangezogen, da diese Bojen ein gute räumliche Abdeckung des Weddellmeeres erreichten. Um zu gewährleisten, daß sich die ARGOS-Bojen, die zum Vergleich herangezogen werden, im eisbedeckten Gebiet bewegten, wird für die Drift der Bojen ein Zeitraum von 8 bzw. 9 Monaten ausgewählt, der etwa ab der einsetzenden Gefrierperiode beginnt. Im einzelnen sind dies

- 1.April bis 31.Dezember 1986 Nr.534
- 1.Mai bis 31.Dezember 1987 die restlichen 5 Bojen,

wobei sich während der Driftphase der 5 Bojen (Nr. 3311 bis 3316) zwei Gruppen (1.Gruppe: Nr. 3311 und 3313 und 2.Gruppe: Nr. 3312, 3314, 3316) von sehr ähnlichen Drifttrajektorien herauskristallisierten (vgl. [Kot88]).

Die täglich zurückgelegten Strecken der ARGOS-Bojen betragen typischerweise etwa 10 bis 30 Kilometer und liegen somit deutlich unterhalb der räumlichen Auflösung des Modells. Trotzdem kann es mit der Zeit zu großen Abweichungen zwischen den modellierten und realen Trajektorien kommen, die u.a. durch das oben genannte Lagrangesche Verfahren bedingt sind (vgl. Abb.4.2). Der so akkumulierte Fehler in der Modelltrajektorie kann dazu führen, daß die interpolierte Driftgeschwindigkeit \mathbf{u}_M anderen lokalen atmosphärischen Randbedingungen unterliegt, als es bei der realen Boje der Fall ist, was somit eine verstärkende Wirkung auf die Abweichung zwischen der realen und modellierten Boje hat.

Die mittlere Distanz (Abb.4.2) zwischen modellierter und realer Boje beträgt am Ende der 8- bzw. 9-monatigen Drift etwa 600 km. Hierbei hat die Boje Nr.534 eine deutlich geringere Distanz von etwa 120 km nach der 8-monatigen Drift aufzuweisen. Die Bojen Nr.3311 und 3313 haben ungefähr die gleiche Distanz zu den modellierten Bojen im Jahr 1987, wie sie bei den restlichen drei Bojen in diesem Zeitraum zu beobachten ist. Bei der in Abb.4.2 eingestellten Parameterwahl ist

ein unterschiedliches Verhalten der Bojendrift im Jahr 1987 zu sehen. Die realen Bojen Nr. 3311 und 3313 sind schneller gegenüber den modellierten Bojen, während die realen Bojen Nr.3312,3314 und 3316 eher zu langsam im Vergleich zu der Modellstudie sind.

Es gilt nun einen Kompromiß zwischen der kumulativen Abweichung von 600 km und der täglichen Abweichung zwischen Modelltrajektorie und der Trajektorie der ARGOS-Boje zu finden. Da die ARGOS-Bojen auch sehr kleinskalige Bewegungen vollziehen, muß nicht der genaue Verlauf der Bojentrjektorie mit der Driftgeschwindigkeit u_M reproduziert, sondern eine mittlere Bewegung der Eisdrift prognostiziert werden, die aber eine gute zeitliche Auflösung aufweist.

Der Kompromiß besteht darin, die simulierte Boje auf die Position der realen Boje zurückzusetzen. Es gilt nun zu entscheiden, nach welchem Zeitpunkt des freien Auseinanderdriftens der modellierten und realen Boje die modellierte Boje auf die reale Bojenposition zurückgesetzt werden muß, um so den durch das Lagrangesche Verfahren bedingten Fehler bei der Analyse der Trajektorien zu reduzieren. Abb.6.3 zeigt die mittlere Distanz pro Tag zwischen allen realen und modellierten Bojen. Die Boje Nr.534 erreichte niedrigere mittlere Distanzen als in Abb.6.3 angegeben, obwohl sich der Verlauf der Kurve nahezu analog zu Abb.6.3 verhält. Nach 5-7 Tagen des Auseinanderdriftens beträgt die mittlere Distanz zwischen allen modellierten und realen Bojen etwa 4 km pro Tag. Dieser Zeitraum deckt sich in etwa mit den typischen Zeitskalen der durchziehenden Wettersysteme in den polaren Meeresregionen. Aus diesen Gründen wird für alle weiteren vergleichenden Untersuchungen der realen und modellierten Trajektorien der Zeitschritt des Zurücksetzens auf die realen Bojenpositionen gleich 10 Tage gesetzt, um so zum einen den kurzzeitigen Einfluß der durchziehenden Tief- und Hochdruckgebiete zu unterdrücken und zum anderen genügend Datenpunkte für den statistischen Vergleich während der Driftphase zu erhalten.

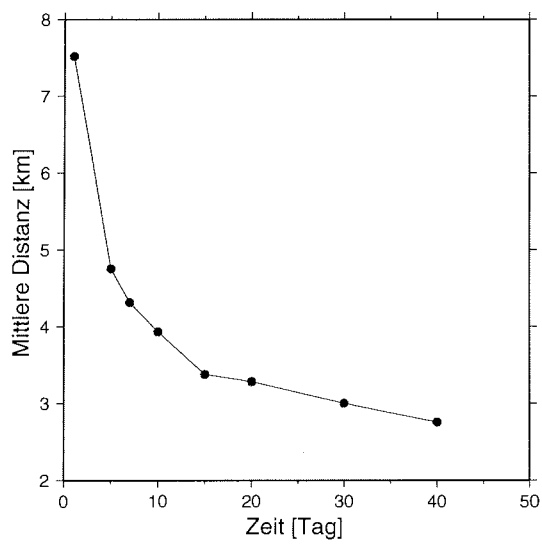


Abbildung 6.3: *Mittlere Distanz zwischen modellierten und realen Bojen (Nr. 3311, 3312, 3313, 3314, 3316 und 534) nach verschiedenen Zeitpunkten des Zurücksetzens der modellierten Bojen auf die realen Bojenpositionen.*

Für die weiteren Untersuchungen wird die minimale Distanz zwischen den modellierten und realen Bojen nach 10 Tagen als Referenz angenommen. Bei der weiteren Analyse des Verhältnisses der Schubspannungskoeffizienten c_a/c_w wird der ozeanische Wert $c_w = 3.0 \times 10^{-3}$ gehalten. Für verschiedene Variationen von c_a werden 7-Jahresläufe mit dem atmosphärischen Antrieb von 1986 (6 Jahre) und 1987 (1 Jahr) durchgeführt, wobei die Geschwindigkeitsfelder der letzten 2 Jahre (1986 und 1987) zur Analyse herangezogen werden.

Die Ergebnisse der Simulationen mit verschiedenen Werten des Verhältnisses von c_a/c_w zeigen (Abb.6.4), daß die mittlere Distanz, nach Anpassung mit einer Spline-Funktion, bei etwa 37 km ein Minimum hat, was einem Verhältnis von $c_a/c_w = 0.44$ entspricht. Dieser Wert liegt nahe dem in den Sensitivitätsstudien (Kapitel 4) verwendeten Wert von $c_a/c_w = 0.5$.

Jede der sechs analysierten Bojen zeigt ein ähnliches Verhalten gegenüber den Änderungen vom Verhältnis c_a/c_w , wie es in Abb.6.4 zu sehen ist. Bei allen Bojen liegt der Minimumwert nahe dem gemittelten Wert von $c_a/c_w = 0.44 \pm 0.03$.

Der ozeanische Schubspannungskoeffizient c_w ist in vielen bisherigen Meer-eisstudien (z.B. [Hib79], [Lem90], [Sto92a]) mit dem Wert aus dem AIDJEX-Experiment gleich 5.5×10^{-3} gesetzt worden. Für diesen Wert von c_w werden, entsprechend zu Abb.6.4, weitere Simulationsexperimente mit Variationen des atmosphärischen Schubspannungskoeffizienten c_a durchgeführt. Aus der Spline-Anpassung ergibt sich in Abb.6.5 ein ähnlich parabolisches Verhalten der mittleren Distanzen zwischen realen und modellierten Bojen, wie es in Abb.6.4 zu sehen ist. Ebenso befindet sich das Minimum vom Verhältnis c_a/c_w mit 0.38 nahe dem aus Abb.6.4 ermittelten Wert, wobei die mittlere Distanz nach 10 Tagen nahezu identisch ist.

Für beide ozeanische Schubspannungskoeffizienten von $c_w = 3.0 \times 10^{-3}$ oder 5.5×10^{-3} ist keine eindeutige Unterscheidung nach der jeweiligen Einstellung der Schubspannungskoeffizienten möglich. Jedoch zeigt sich bei beiden Simulationsstudien ein deutliches Minimum für das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten c_a/c_w . Die Eisdickenverteilungen und die Eiskonzentrationen sind bei beiden Einstellungen des ozeanischen Schubspannungskoeffizienten c_w nahezu identisch, wenn das Verhältnis von c_a/c_w sich nahe dem Minimum der Abb.6.4 und 6.5 befindet. Versuche mit extremen Werten für c_a und c_w (z.B. 1/10 oder das 10-fache der Werte aus Abb.4.2) weisen allerdings auch starke Änderungen in der Eisdickenverteilung und der Drifttrajektorien auf, und damit auch eine Erhöhung der mittleren Distanz, wenn das Verhältnis von c_a/c_w nahe dem ermittelten Minimum liegt.

Als Resultat der Anpassung der räumlich und zeitlich konstanten Parameter der Schubspannungskoeffizienten ergibt sich, daß die Balance der ozeanischen

und der atmosphärischen Kräfte entscheidender für das dynamische Verhalten des Meereismodells ist als die Einstellung der absoluten Werte von c_a oder c_w .

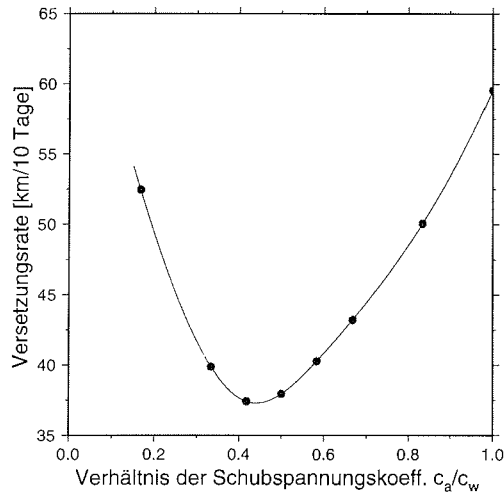


Abbildung 6.4: Mittlere Distanz zwischen modellierten und realen Bojen (Nr. 3311, 3312, 3313, 3314, 3316 und 534) nach jeweils 10 Tagen für eine 8- bzw. 9-monatige Driftphase in 1986 und 1987 in Abhängigkeit vom Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten c_a/c_w . $c_w = 3.0 \times 10^{-3}$.

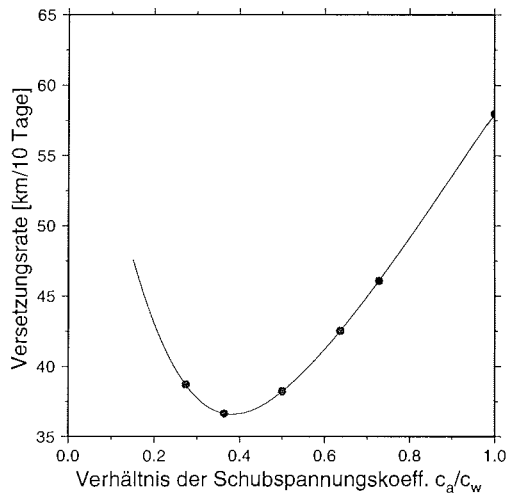


Abbildung 6.5: Analog zu Abb.6.4, aber mit einem geänderten Wert des ozeanischen Schubspannungskoeffizienten von $c_w = 5.5 \times 10^{-3}$.

6.2 Rheologische Modellparameter

Ein weiterer Modellparameter, der einen Einfluß auf das dynamische Verhalten des Meereismodells hat (vgl. Kapitel 4.3.2), ist der Eisstärkenparameter P^* (z.B. [Owe90]). Für hohe Werte von P^* wird ein Eis mit größerer Widerstandskraft gegenüber Deformationen simuliert, während für niedrige Werte von P^* ein weiches Eis simuliert wird, was zu einem Ansteigen der Eisdicken führen kann. Der Wert P^* wurde in den Meereismodellen je nach zeitlicher Auflösung der Windantriebsdaten gesetzt, z.B. 5000 N/m^2 bei Monatsmittelwerten [Hib79] und 27500 N/m^2 bei täglichen Winden [Hib83], [Owe90]. Um die genauere Einstellung von P^* zu überprüfen, wird die gleiche Anpassungsmethode verwandt, die für das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten genutzt wurde.

Innerhalb dieser Untersuchungen wird das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten auf 0.44 gesetzt und der Wert für $c_w = 3.0 \times 10^{-3}$ verwendet. Bei der Analyse der mittleren Distanzen nach jeweils 10 Tagen zeigt sich, daß nicht alle sechs verwendeten Bojen das gleiche Verhalten gegenüber den Modellergebnissen wiedergeben, wie es z.B. in Kapitel 6.1 bei der Anpassung der Schubspannungskoeffizienten zu beobachten ist. Im weiteren erfolgt eine Trennung der Analysen in drei Gebiete, für die schon angesprochenen zwei Gruppen in 1987 und die Driftboje Nr.534 in 1986.

Für die 8-monatige Driftphase in 1986 ist ein lokales Minimum bei $P^* = 19600 \text{ N/m}^2$ zu sehen (Abb.6.6). Dieses Minimum zeigt einen weiten Bereich für die Variation von P^* . Ab etwa 25000 N/m^2 ist ein nennenswertes Ansteigen der mittleren Distanz zu registrieren. Die Änderung der mittleren Distanz nach 10 Tagen fällt dabei aber deutlich geringer aus, als es bei den Untersuchungen für die Schubspannungskoeffizienten der Fall ist, denn auch bei großen oder kleinen Werten (z.B. 10 oder 35×10^5) ändert sich das dynamische Verhalten der modellierten Boje Nr.534 gering (etwa 4 km pro 10 Tage). Änderungen dieser Größenordnung können schon bei kleiner Variation des Verhältnisses der Schubspannungskoeffizienten erzielt werden (vgl. Abb.6.4 oder 6.5).

Bei den Untersuchungen zu den Bojen in 1987 zeichnet sich kein eindeutiges Minimum bei der Variation des Eisstärkenparameters P^* ab. Für die Gruppe der Bojen Nr.3311 und 3313 (Abb.6.7) ist ein asymptotisches Verhalten der mittleren Distanz ab etwa 20000 N/m^2 zu beobachten, während die Bojen Nr.3312,3314 und 3316 (Abb.6.8) eher im Bereich für das weichere Eis einen minimalen Abstand zwischen realen und modellierten Bojen aufweisen. Dieses Verhalten spiegelt die schon erwähnte unterschiedliche Länge der modellierten Trajektorien für diese beiden Gruppen wieder.

Aus den Ergebnissen der Minimierung der Abstände zwischen realen und mo-

dellierten Bojen bei Variationen des Eisstärkenparameters P^* ergibt sich, daß nur bei der Boje Nr.534, die sich im westlichen Bereich des Weddellmeeres befand, eine eindeutige Zuordnung von P^* feststellen läßt. Die Boje Nr.534 driftete nordwärts entlang der antarktischen Halbinsel und befand sich während dieser Zeit in einem Gebiet, wo größere Eisdicken anzutreffen sind [Eic94] und Deformationsprozesse in Zusammenhang mit der Eisdicke eine entscheidende Rolle spielen.

Die Drift der modellierten Bojen in 1987 wird in erster Linie durch die atmosphärische und ozeanische Ankoppelung bestimmt und weniger durch die Wahl von P^* . Der Parameter P^* ist somit kein geeigneter Parameter, um die generelle Eisdrift in der Region des Weddellmeeres zu beschreiben [Sto92a].

Aufgrund des Bojenvergleiches für die Boje Nr.534 ergibt sich ein optimaler Wert für P^* von etwa 20000, was dem schon in den Sensitivitätsstudien (Kapitel 4) gewählten Wert entspricht.

Die Exzentrizität e ist ein weiterer Modellparameter, der einen Einfluß auf das dynamische Verhalten des Meereises hat. Dieser Modellparameter beschreibt das Verhältnis der Kompressions- zur Scherviskosität, genauer $\sqrt{\zeta/\eta}$ (vgl. (2.8)). In bisherigen Modellstudien wurde der Wert für $e = 2.0$ gesetzt (z.B. [Hib79],[Owe90]). Variiert man e um diesen Wert, so zeigt sich bei kleineren Werten von e ein Ansteigen der Eisdicken, insbesondere an den kontinentalen Rändern. Dies ist auf die Erhöhung der Scherviskosität ($\eta \approx \zeta$) zurückzuführen, was zur Folge hat, daß die Scherdeformationen einen noch stärkeren Einfluß auf die Deformationen nehmen als es im Standardexperiment mit $e = 2.0$ schon der Fall ist [Har94]. Bei einem Wert von $e > 2.0$ wird die Scherdeformation des Eises reduziert, und es kommt zu geringeren Eisdicken, insbesondere nahe der Küstenregionen.

Die mittlere Distanz nach 10 Tagen zeigt für alle modellierten und realen Bojen ein ähnliches Verhalten bei Variation der Exzentrizität, wie es als Beispiel in Abb.6.9 für die Boje Nr.534 zu sehen ist. Bei einer Erhöhung von e ergibt sich ab ca. $e = 1.5$ eine relativ konstante Distanz zwischen den modellierten und realen Bojen. Bei einer Verringerung von e ist ein starkes Ansteigen der mittleren Distanz zu beobachten, was auf eine beträchtliche Reduzierung der Driftgeschwindigkeit der modellierten Bojen zurückzuführen ist. Dieser Effekt geht einher mit einer starken Zunahme der mittleren Eisdicke für kleine Werte der Exzentrizität e . Vereinzelt kann es an den Küsten zu Eisdicken h_i von unrealistischen 6 m kommen (für $e = 0.5$).

Der Bojenvergleich macht deutlich, daß die Scherviskosität nicht zu groß gegenüber der Kompressionsviskosität gewählt werden darf, da ansonsten die Driftgeschwindigkeit des Meereises durch die großen Eisdicken merklich reduziert

wird. Aus diesem Grunde erscheint der bisher verwendete Wert der Exzentrizität $e = 2.0$ als geeignet, um die Meereisdrift im Gebiet des Weddellmeeres befriedigend zu beschreiben. Im weiteren wird der Wert von $e = 2.0$ als Standardwert beibehalten.

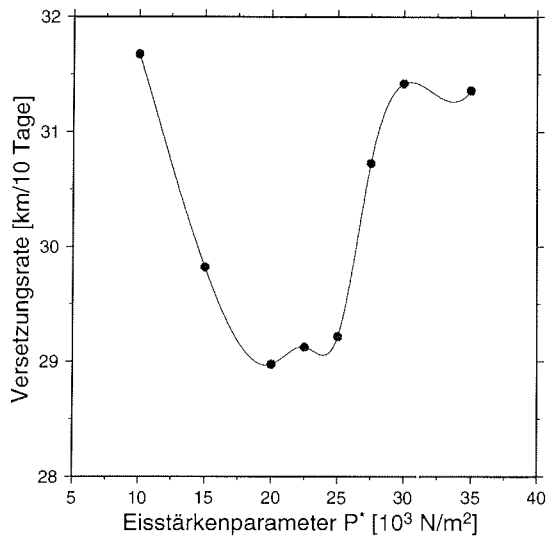


Abbildung 6.6: Mittlere Distanz zwischen modellierter und realer Boje (Nr.534) nach jeweils 10 Tagen während der 8-monatige Driftphase in 1986 in Abhängigkeit vom Eisstärkenparameter P^* .

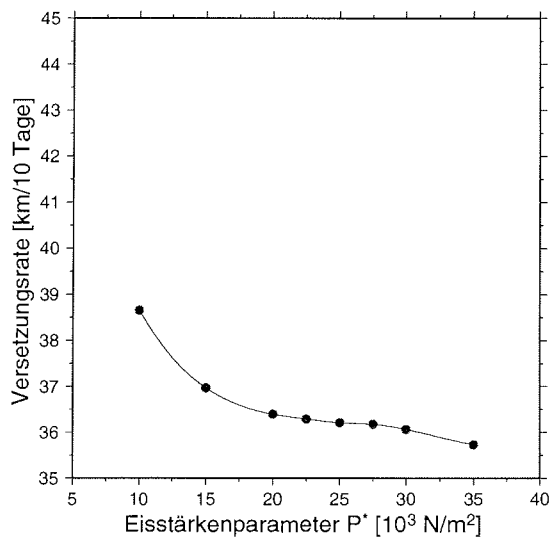


Abbildung 6.7: Analog zu Abb.6.6 für eine 9-monatige Driftphase der Bojen Nr.3311 und 3313 in 1987.

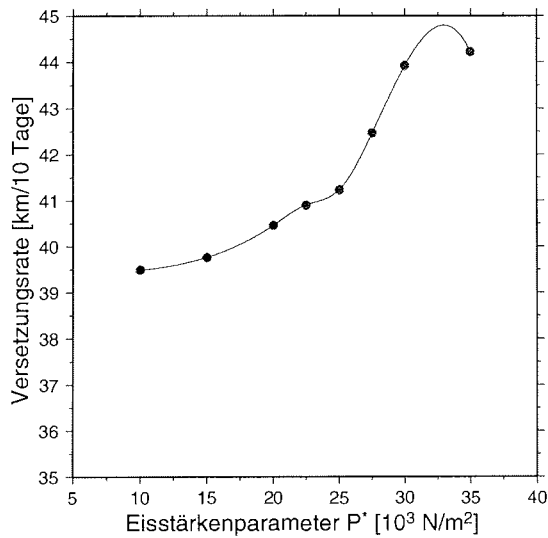


Abbildung 6.8: Analog zu Abb.6.7 für eine 9-monatige Driftphase der Bojen Nr.3312,3314 und 3316 in 1987.

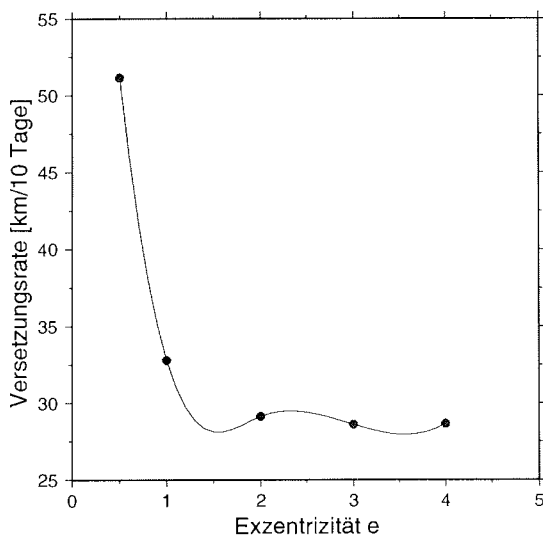


Abbildung 6.9: Mittlere Distanz zwischen modellierter und realer Boje (Nr.534) nach jeweils 10 Tagen während der 8-monatigen Driftphase in 1986 in Abhängigkeit von der Exzentrizität e .

6.3 Diskussion

Das Verfahren der Differenz für die modellierten und realen Bojen ist als eine sinnvolle Anwendung für die Optimierung der dynamischen Modellparameter anzusehen. Über den mittleren Abstand nach 10 Tagen zwischen modellierter und realer Boje können insbesondere die Schubspannungskoeffizienten c_a und c_w dahingehend optimiert werden, daß die Differenzen zwischen Modellergebnissen und den Resultaten der Bojentrjektorien minimiert werden. Dies liegt darin begründet, daß die ozeanische und atmosphärische Schubspannungen für einen großen Teil des Modellgebietes die wesentlichen Antriebsgrößen sind, und damit das dynamische Verhalten des Meereismodells entscheidend beeinflussen.

Der für das gesamte Modellgebiet ermittelte mittlere Windfaktor A_w beträgt 2.3 % und ist damit in guter Übereinstimmung mit einem aus Bojendrift und Windmessungen bestimmten Windfaktor von 2.4 % aus dem Jahren 1990 und 1991 [Vih93]. Dieser Wert von 2.4 % bezieht sich auf den 10-m Wind und beinhaltet den Zeitraum, in dem sich die Boje im inneren Teil des eisbedeckten Gebietes befand. In der Eisrandzone wurde für 1990/91 ein größerer Wert ($A_w = 3.4$ %) beobachtet. Für einen früheren Zeitraum wurde der Windfaktor A_w mit etwa 3.0 % im östlichen Weddellmeer bestimmt [Mar90] und ist ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den Modellergebnissen. Weiterhin kann das Modellergebnis von $A_w = 2.3$ % somit als gute Bestätigung für die Annahme des ECMWF-Windes als Oberflächenwind angesehen werden.

Typische Werte für A_w bewegen sich in der Arktis bei etwa 0.9 bis 1.9 % [Tho82]. Dieser niedrigere Wert in der Arktis wird in erster Linie auf das geringere freie Driftverhalten, und die damit verbundenen größeren internen Spannungen, des arktischen Meereises gegenüber dem antarktischen Meereis zurückgeführt.

Die in dem Meereismodell optimierten Schubspannungskoeffizienten von $c_a = 1.32 \times 10^{-3}$ und $c_w = 3.0 \times 10^{-3}$ ergeben ein Verhältnis von $c_a/c_w = 0.44$. Dies Verhältniss von c_a/c_w bewegt sich im Rahmen von bisher ermittelten Literaturwerten für das Gebiet des Weddellmeeres (z.B. 0.5 [Vih93] und 0.28 - 0.59 [Hoe91]).

Analysen von Driftdaten während des WWSP86-Experimentes ergaben einen Wert für $c_a = 1.72 \times 10^{-3}$ [Wam93]. Aus verschiedenen Gebieten mit unterschiedlichen Rauigkeiten wurde ein Wertebereich von $c_a = 1.2 - 3.7 \times 10^{-3}$ ermittelt [Ove85]. Der im Meereismodell verwendete Wert von $c_a = 1.32 \times 10^{-3}$ ist damit in guter Übereinstimmung und eher am unteren Bereich anzusiedeln. Größere Werte für c_a würden ebenfalls ein sinnvolles Driftverhalten des Meereises wiedergeben, wenn gleichzeitig der ozeanische Schubspannungskoeffizient c_w angehoben wird, damit das Verhältnis c_a/c_w optimal bleibt.

Der Einfluß des Verhältnisses von c_a/c_w zeigt aber auch, daß keine eindeutige Bestimmung der jeweiligen Schubspannungskoeffizienten separat möglich ist. Bewegen sich die Werte von c_a und c_w im Rahmen der bisher ermittelten Literaturwerte, so ist das Driftverhalten des Modells in Bezug auf die Drifttrajektorien der realen Bojen nahezu identisch, wenn der ermittelte optimale Wert von c_a/c_w eingehalten wird.

Variationen der rheologischen Modellparameter zeigen deutlich geringere Auswirkungen auf die Kinematik des Modells als von den Veränderungen des Verhältnisses der Schubspannungskoeffizienten ausgehen. Ebenso sind starke räumliche Unterschiede zwischen den einzelnen Bojenvergleichen bei den Variationen der rheologischen Parameter zu sehen. Dies trifft vor allem auf die Gebiete mit Konvergenz zu, denn in stark konvergenten Gebieten (z.B. nahe der antarktischen Halbinsel), tragen sowohl das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten c_a/c_w als auch der Eistärkenparameter P^* entscheidend zum Driftverhalten des Meereises bei.

In Abb.6.10 ist die täglich zurückgelegte Strecke einer realen Boje und einer modellierten Boje, die der freien Drift unterliegt und mit einem Windfaktor von 2.4 % durch den ECMWF-Wind an der Position der Boje angetrieben wird (vgl. (6.2)), zu sehen. Generell läßt sich sagen, daß bei den kleinen zurückgelegten Strecken, was einer niedrigen Driftgeschwindigkeit entspricht, die freie Drift in vielen Fällen höhere Werte als die ARGOS-Boje liefert. Dies gilt u.a. als Indiz für das Auftreten von internen Spannungen im Meereis. Die größeren zurückgelegten Strecken der realen Boje Nr.3314 am Ende der Driftperiode (etwa ab dem Tag 690) legen die Vermutung nahe, daß u.a. der ozeanische Antrieb in diesen Regionen (Zirkumpolarstrom) im Modell zu schwach ausgeprägt ist.

Trotz der guten Übereinstimmung zwischen theoretischem und vom Modell bestimmten mittlerem Windfaktor zeigen sich deutliche Unterschiede in der statistischen Verteilung der Geschwindigkeiten zwischen der freien Drift und dem Meereismodell mit dem viskos-plastischen Rheologieansatz. Die Abbildungen 6.11 und 6.12 geben, im jeweiligen Zeitraum der Drift, die Verteilung der täglichen Driftgeschwindigkeiten für das komplette Modell, der freien Drift und der realen Boje an den Positionen der ARGOS-Bojen wieder. Wie sich ersehen läßt, liefert das Meereismodell eine gute Übereinstimmung mit den beobachteten Driftgeschwindigkeiten der ARGOS-Bojen. Dies gilt insbesondere für die Boje Nr.534, die im stärkeren Maße den internen Spannungen ausgesetzt ist und eine Reduktion der Driftgeschwindigkeit erfährt, was im Modell durch eine bessere Geschwindigkeitsverteilung (vgl. Abb.6.12) im Vergleich zur freien Drift reproduziert wird. Für die Gebiete, wo die internen Spannungen eine nur untergeordnete Rolle spielen, wird die Geschwindigkeitsverteilung durch die freie Drift und durch die Modellergebnisse nahezu identisch beschrieben (vgl. als Beispiel die Boje Nr.3313,

siehe Abb.6.11).

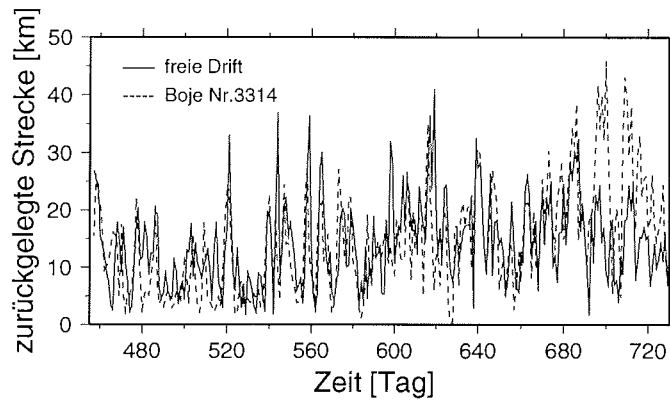


Abbildung 6.10: Zeitserie der täglich zurückgelegten Strecken für eine 8-monatige Driftperiode in 1987 der Boje Nr.3313. Die gestrichelte Linie entspricht der realen Boje, während die durchgezogene Linie eine modellierte Boje darstellt, die der freien Drift unterliegt und mit dem ECMWF-Wind an der Position der Boje angetrieben wird.

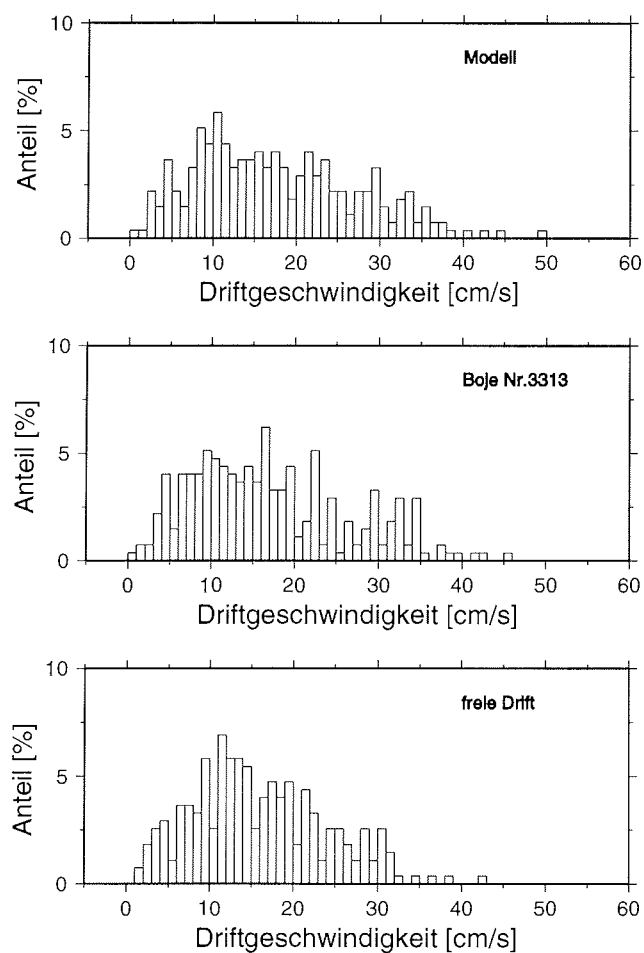


Abbildung 6.11: Histogramm von der Geschwindigkeitsverteilung der Eisdrift für die Boje Nr.3313 während einer 8-monatigen Driftperiode ab dem 1. Mai 1987. Das obere Bild zeigt die vom Modell prognostizierten Geschwindigkeiten, das mittlere die beobachteten Größen der ARGOS-Boje und das untere Bild die Geschwindigkeiten für die freie Drift.

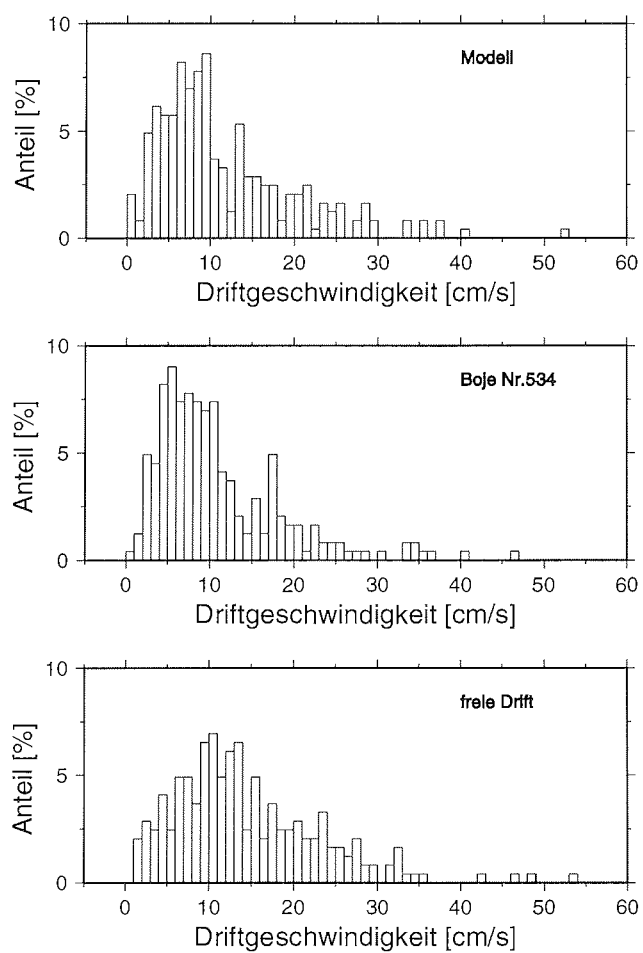


Abbildung 6.12: Analog zu Abb. 6.11 für die Boje Nr.534 während einer 9-monatigen Driftperiode ab dem 1. April 1986.

Kapitel 7

Standardexperiment

7.1 Modifiziertes Standardexperiment

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Charakteristiken des optimierten Meereismodells dargestellt und einige prognostische Variablen mit Meßdaten und Beobachtungen verglichen. Insbesondere erfährt das Verhalten der Schneebedeckung eine gesonderte Betrachtung, um den Einfluß dieser Größe auf das Meereis näher zu bestimmen. Außerdem wird der ozeanische Wärmefluß eingehender untersucht, damit die Auswirkungen auf die Kopplungsprozesse vom Meereis an den Ozean genauer betrachtet werden können.

Für die weiteren Studien werden die optimierten Parameter (c_w , c_a , P^* , e) des vorhergehenden Kapitels hinzugezogen. Weiterhin wird ab diesem Zeitpunkt ein alternativer Algorithmus, der aus einem upstream-Schema mit einer Anti-Diffusionsgeschwindigkeit besteht, für die Advektion des Meereises genutzt, um die auftretenden negativen Eisdicken aufgrund des zentralen Differenzen-Schemas zu vermeiden (siehe hierzu Anhang B).

Das in diesem Kapitel modifizierte Standardexperiment zeigt grundlegende Übereinstimmungen mit dem vorherigen Referenzlauf der Sensitivitätsstudien (siehe Kapitel 4), jedoch sind die genannten Modifikationen als nützliche Verbesserungen der Modellergebnisse anzusehen.

Auf eine gesonderte Darstellung der Eisdickenverteilung wird in diesem Kapitel verzichtet, da grundlegende Betrachtungen in einer vorhergehenden Studie für ein Zwei-Eisklassenmodell behandelt wurden [Har94] und die wesentlichen Modifikationen im Anhang B dargestellt sind.

7.2 Eiskonzentration

Die im vorherigen Abschnitt 7.1 angeführten Modifikationen des Modells ergeben einen Jahresgang der Eisausdehnung, der in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Fernerkundungsdaten ist (Abb.7.1). Die Bedeckungsgrad des Eismodells ist in der Wintersaison gekennzeichnet durch einen großen Anteil von Gebieten mit einer Eiskonzentration von deutlich mehr als 90 % (siehe Abb.7.2 mittleres Bild). Dieses Verhalten ist während des gesamten Jahres zu beobachten und ergibt im Vergleich zu den passiven Fernerkundungsdaten größere Werte für den Jahresgang des eisbedeckten Gebietes (vgl. Abb.4.4). Das Eisrandgebiet wird zur Eiskante hin durch einen stark abfallenden Gradienten im Eisbedeckungsgrad repräsentiert. Vergleiche mit Fernerkundungsdaten (siehe Abb.7.2, oberes und unteres Bild) ergeben eine generelle Übereinstimmung von beobachteten und modellierten Eiskonzentrationen. Jedoch zeigen sich Unterschiede für die Regionen der hohen Eiskonzentrationen, die unterschiedlich stark ausgeprägt sind, je nachdem welcher Algorithmus der passiven Mikrowellendaten zum Vergleich herangezogen wird. Der Nasa-Team Algorithmus erzeugt dabei für ein großes eisbedecktes Gebiet eine deutlich geringere Eiskonzentration als es durch das Modell wiedergegeben wird, während der Comiso-Algorithmus eine bessere Übereinstimmung mit den Modellergebnissen erzielt.

Östlich des Weddellmeeres hat sich für sehr hohe Eiskonzentrationen aus einem Vergleich zwischen Fernerkundungsdaten und Beobachtungen bei Helikopterflügen gezeigt, daß der Nasa-Team Algorithmus die Eisbedeckung unterschätzt [All93]. Für arktische Regionen konnte diese, durch den Nasa-Team Algorithmus erzeugte, zu niedrige Bestimmung der Eiskonzentration ebenfalls bestätigt werden und beträgt dort etwa 5 - 15 % [Ste92]. Zurückgeführt wird diese Unterschätzung auf das Vorhandensein von dünnem jungen Eis, welches auch bei Eiskonzentrationen von mehr als 85 % zu finden ist und durch den Nasa-Team Algorithmus nicht vom offenen Wasser unterschieden werden kann (vgl. (3.1) und (3.2)). In arktischen Regionen hat sich auch beim Comiso-Algorithmus eine Unterschätzung für Eiskonzentrationen von mehr als 95 % gezeigt [Ste92]. Das Problem der nur unzureichend bekannten Ankerpunkte in antarktischen Gebieten ist ein weiterer Unsicherheitsfaktor in der Bestimmung der Eiskonzentrationen durch

Fernerkundungsdaten. Aus den hier genannten Gründen ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht zu entscheiden, ob das Meereismodell oder die Analysen der Fernerkundungsdaten Eiskonzentrationen für die Wintersituation liefern, die näher an der Realität liegen.

Die in den SSMI-Daten zu erkennenden niedrigeren Eiskonzentrationen entlang der antarktischen Küsten sind auf Küstenpolynyen zurückzuführen, die aufgrund der schlechteren räumlichen Auflösung des Meereismodells nicht aufgezeigt werden können. Durch die bedingten Auflösungsunterschiede gilt analoge Argumentation für die detailliertere Darstellung der Eisrandzone in den Fernerkundungsdaten.

Der Vergleich zwischen Modellergebnissen und Analysen der Fernerkundungsdaten ist in Abb.7.3 für die sommerliche Eisverteilung zu sehen. Trotz der optimierten dynamischen Parameter und den oben genannten Modifikationen ist die Übereinstimmung der Eiskonzentrationen für diesen Zeitraum weiterhin nur bedingt gut. Im südlichen Weddellmeer erscheinen die Daten und die Modellergebnisse in guter Übereinstimmung zu sein, während insbesondere nahe der Spitze der antarktischen Halbinsel weniger Eis im Modell als in den Mikrowellendaten zu sehen ist. Bei dieser Region handelt es sich vornehmlich um ein Gebiet mit zweijährigem Eis (z.B. [Eic94]), so daß dünnes Eis nicht als Begründung für diesen Unterschied angeführt werden kann. Die Unterschiede dürften in erster Linie auf die atmosphärischen Antriebsfelder des Meereismodells zurückgeführt werden, wobei sich auch vor der Korrektur des Lufttemperaturfeldes in Kapitel 5 eine annähernd ähnliche sommerliche Eisverteilung nahe der antarktischen Halbinsel ergab.

Die ECMWF-Lufttemperaturfelder weisen eine überwiegend zonale Ausrichtung auf, während die Isolinien der Meereistemperaturen aus den Analysen der SMMR-Daten eine mehr meridionale Krümmung in der Nähe der antarktischen Halbinsel erfahren [Glo92]. Obwohl die Meereistemperaturen nicht den Lufttemperaturen entsprechen, ist jedoch zu erwarten, daß die Temperaturen des Meereises einen Einfluß auf die oberflächennahen Lufttemperaturen haben. Aus diesem Grunde liegt die Vermutung nahe, daß die Randbedingung der atmosphärischen Lufttemperatur ein wesentlicher Faktor für die zu geringe nördliche Sommereisausdehnung ist. Weiterhin können die dynamischen Antriebsfelder des ECMWF-Windes und der geostrophischen Strömung in der genannten Region zu schwach ausgeprägt sein.

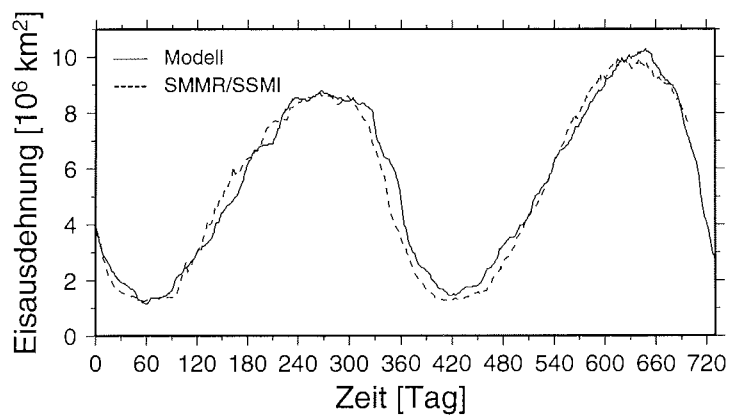


Abbildung 7.1: *Eisausdehnung des modifizierten Standardlaufes (analog zu Abb.4.3 und Abb.5.4) der Jahre 1986 und 1987. Durchgezogene Linie (Modell) und gestrichelte Linie (SMMR/SSMI-Daten).*

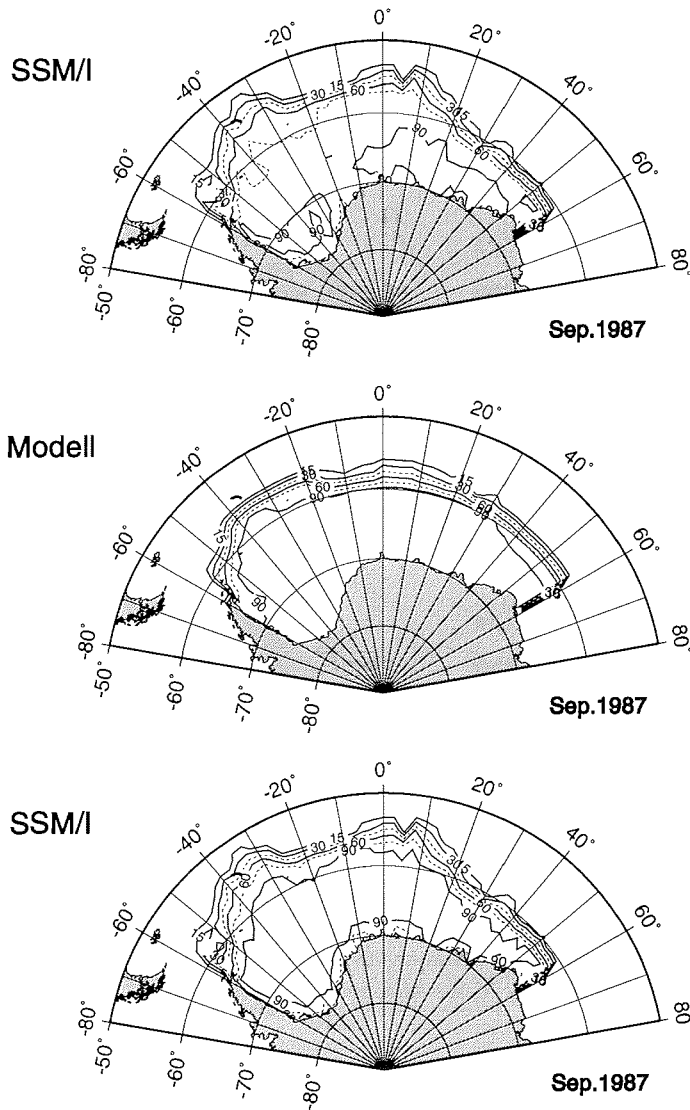


Abbildung 7.2: Mittlere Eiskonzentration [in Prozent] für den September 1987 (Wintersituation). Die SSMI-Daten werden durch die Algorithmen vom Nasa-Team (oberes Bild) und von Comiso (unteres Bild) dargestellt. Die Eiskonzentration des Modells ist im mittleren Bild zu sehen. Das Konturintervall beträgt 15 %. Minimum = 15 %.

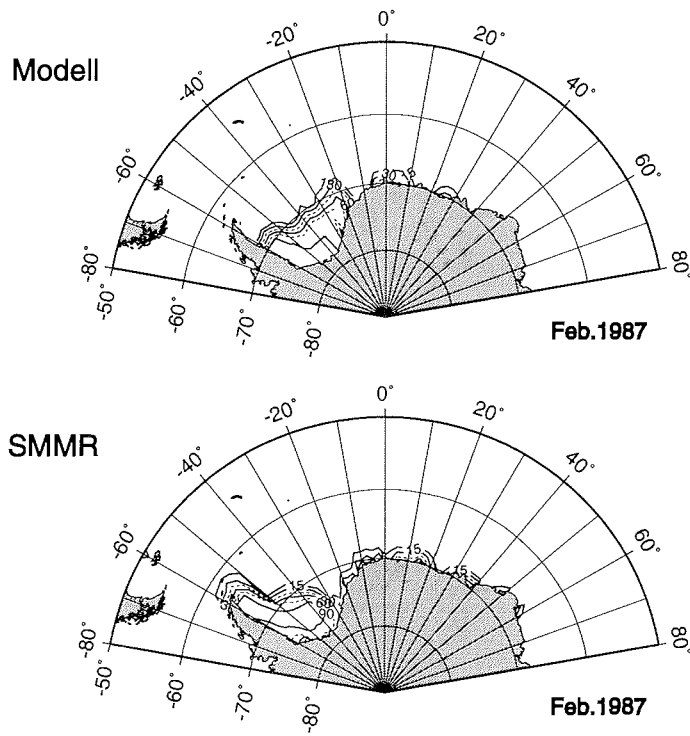


Abbildung 7.3: Mittlere Eiskonzentration [in Prozent] für den Februar 1987 (Sommersituation). SMMR-Daten vom Nasa-Team Algorithmus (oberes Bild) und die prognostizierten Eiskonzentrationen des Modells (unteres Bild). Das Konturintervall beträgt 15 %. Minimum = 15 %.

7.3 Eisdrift

Die Drift des Meereises ist in der Meereismodellierung nicht nur eine nützliche Ergänzung, sondern eine Notwendigkeit um realistische Simulationen der Meereisprozesse zu erzielen. Die Ergebnisse der Kapitel 4 und 6 unterstreichen die Bedeutung der dynamischen Prozesse in den Simulationsexperimenten und schließen an die Argumentationen über die Dynamik des Weddellmeeres von vorhergehenden Modellstudien an [Hib83],[Lem90].

Der Vergleich der realen und der optimierten simulierten Bojentrjektorien aus Kapitel 6 sind in Abb.7.4 und 7.5 dargestellt. Für die Bojen in 1987 verbleibt auch nach der Optimierung ein Unterschied in den simulierten und beobachteten Trajektorien, wofür in erster Linie der Unterschied zwischen den lokalen Winden und Strömungen, die auf die reale Boje wirken und den Antriebsfeldern (Wind und geostrophische Strömung) des Modells verantwortlich sind. Deutlich wird dieser Sachverhalt insbesondere ab dem November 1987, da sich der Abstand zwischen realer und simulierter Boje ab diesem Zeitpunkt vergrößert. In den dortigen Gebieten sind die Beträge des Windes und der geostrophischen Strömungsgeschwindigkeit relativ groß, so daß Abweichungen zwischen den realen lokalen Antriebsfeldern (Bojen) und den Antriebsdaten des Modells stärkere Auswirkungen haben.

Generell läßt sich eine gute Übereinstimmung des Driftverhaltens der simulierten Bojen mit den ARGOS-Bojen erzielen. Die großräumige Drift der simulierten Bojen weist die typischen Driftgeschwindigkeiten für das Gebiet des Weddellmeeres auf. Weiterhin wird der Übergang von der nördlichen Driftrichtung zu einer mehr östlichen Orientierung (etwa bei 65° S) von den Simulationsergebnissen wiedergegeben. Dieses Verhalten weist ähnliche Ergebnisse in Bezug auf die Eiskante und dem großräumigen Wachstum des Meereises auf, wie es in einer Studie über Driftbojen für 1980 der Fall war [Mas92].

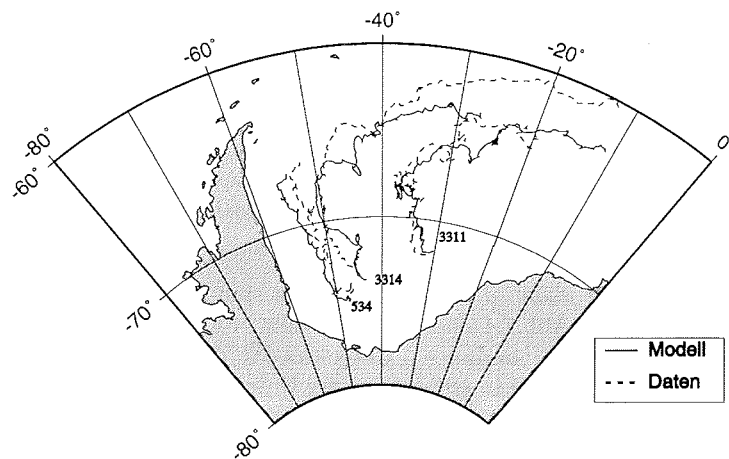


Abbildung 7.4: Trajektorien der simulierten (durchgezogene Linie) und beobachteten Drift (gestrichelte Linie) für den Zeitraum vom 1.Mai bis 31.Dezember 1986 (Boje Nr.534) und vom 1.April bis 31.Dezember 1987. (Bojen Nr.3311 und 3314).

Das Driftverhalten der simulierten und beobachteten Bojen ist schon in Kapitel 6 eingehend untersucht worden, so daß auf einen zusätzlichen Vergleich der Modellergebnisse mit weiteren ARGOS-Bojen [Hoe87] eingegangen wird, der für den genannten Zeitraum von Interesse ist. Diese Bojen wurden etwa Anfang August 1987 nahe dem Greenwich Meridian ausgesetzt (siehe Tabelle 3.1). Da diese Bojen etwa ab dem November zum großen Teil im offenen Wasser drifteten [Hoe87], ist im eisbedeckten Gebieten ein Vergleich mit den Modellergebnissen von August bis Ende Oktober 1987 möglich. Für diesen kurzen Zeitraum wird auf eine Optimierung (analog zu Kapitel 6) verzichtet, da sich die Bojen in einem Gebiet befanden, wo interne Spannungen eine untergeordnete Bedeutung besitzen und das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten von den anderen Bojen (aus Kapitel 6) auf diese Regionen übertragen werden kann.

Die Drift der simulierten Bojen zeigt eine generelle Übereinstimmung mit der Drift der ARGOS-Bojen. Exemplarisch ist in Abb.7.6 der Trajektorienvergleich der Bojen 3293,3294,6571 und 6574 zu sehen. Die nicht dargestellten Bojen (z.B. 6573) weisen für den gleichen Zeitraum ein sehr ähnliches Verhalten auf. Änderungen der rheologischen Parameter führen zu vernachlässigbar kleinen Veränderungen in den simulierten Trajektorien, während eine Veränderung des Verhältnisses der Schubspannungskoeffizienten c_a/c_w eine größere Wirkung auf die simulierten Trajektorien hat.

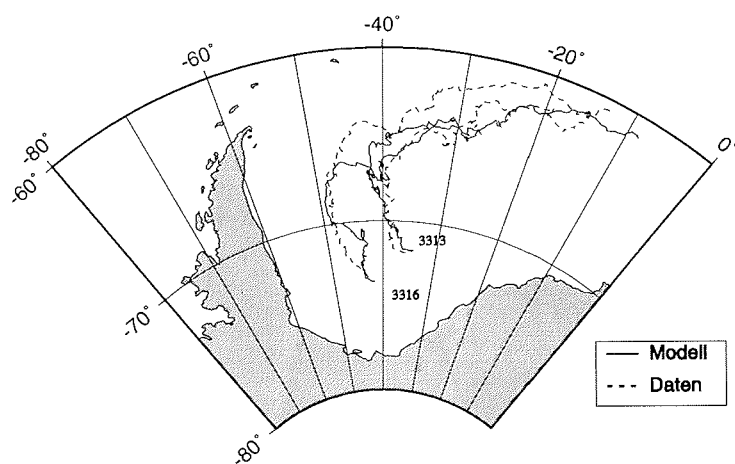


Abbildung 7.5: Trajektorien der simulierten (durchgezogene Linie) und beobachteten Drift (gestrichelte Linie) für den Zeitraum vom 1. April bis 31. Dezember 1987. (Bojen Nr. 3313 und 3316). Auf die Darstellung von Boje Nr. 3312 wird aus Gründen der Übersicht verzichtet, da die Boje sehr ähnlich der Boje Nr. 3316 driftete.

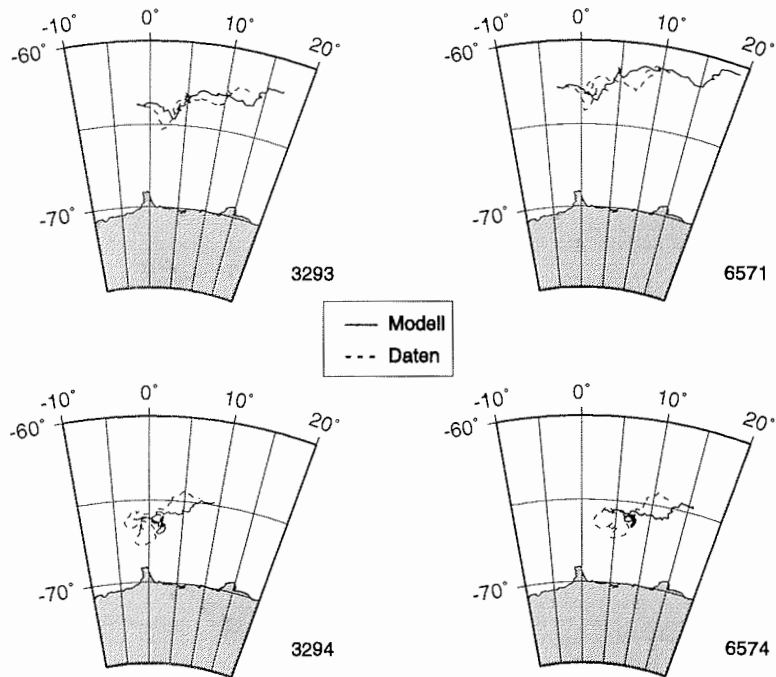


Abbildung 7.6: Trajektorien der simulierten (gestrichelte Linie) und beobachteten Drift (durchgezogene Linie) für den Zeitraum vom 1. August bis 31. Oktober 1986 (Bojen Nr. 3293, 6571, 3294 und 6574).

7.4 Schnee-Eis-Konversionsverhalten

Die Schneebedeckung beeinflusst die Massen- und Energiebilanz des Meereises und damit die Sensitivität der Meereisbedeckung gegenüber klimatischen Änderungen. Der Einfluß der Schneebedeckung auf dem Meereis ist nicht nur in der Modellierung von Interesse (siehe u.a. [Led91],[Owe90]), sondern auch für die Analyse der Fernerkundungsdaten von enormer Wichtigkeit (z.B. [Com92]). Eine Verringerung des Eisvolumens für das Weddellmeer wurde in einem Meereismodell durch das Vorhandensein einer Schneeauflage beobachtet [Owe90]. Messungen haben gezeigt, daß die relativ hohe Schneebedeckung im Weddellmeer häufig zu einem negativen Freibord der Eisschollen führt, welches bewirkt, daß durch Fluten der Eisscholle meteorisches Eis gebildet werden kann [Eic94]. Da der Prozeß der Erzeugung meteorischen Eises im Rahmen dieser Arbeit im Meereismodell implementiert wurde, lassen sich Aussagen über die zeitliche und räumliche Verteilung erzielen.

Das Standard Meereismodell mit Schneemodul liefert im Jahresmittel ein um 24 % geringes Eisvolumen als es bei einer Modellsimulation ohne Schneeauflage der Fall ist (Abb.7.7). Die kontinuierliche Niederschlagsrate von 35 cm/Jahr fällt als Schnee auf die Eisbedeckung, welche je nach Jahreszeit und Region unterschiedliche Eisdicken aufweist. Der Konversionsprozeß von Schnee in meteorisches Eis ist also im starken Maße durch die Eisdickenverteilung gegeben. Der Zeitraum der Schnee-Eis-Konversion ist für die Niederschlagsrate von 35 cm/Jahr in erster Linie auf das Ende des Winters (etwa um den Tag 300) und auf die Sommerperiode beschränkt (Abb.7.8). Für eine erhöhte Niederschlagsrate von 50 cm/Jahr zeigt sich insbesondere in der Winterzeit ein deutliches Ansteigen der Bildungsrate von meteorischem Eis, die auch früher etwa ab dem Tag 170 einsetzt. Bei einer geringeren Niederschlagsrate von 20 cm/Jahr spielt der Umwandlungsprozeß von Schnee in meteorisches Eis praktisch keine Rolle. Erst ab einer Niederschlagsrate von mehr als 20 cm/Jahr gewinnt die Schnee-Eis-Konversion an Wichtigkeit und ist insbesondere für erhöhte Niederschlagsraten als eine wichtige Quelle für das gesamte Eisvolumen anzusehen.

Bei einer Niederschlagsrate von 35 cm/Jahr beträgt der Anteil des meteorischen Eisvolumens am gesamten Eisvolumen etwa 2 %. Messungen aus mehreren Expeditionen ergaben für die Region des Weddellmeeres einen Wert von 4 % [Eic94], so daß das Modellergebnis unterhalb der Beobachtungen liegt. Dies ist insbesondere durch die zeitlich und räumlich konstante Niederschlagsrate von 35 cm/Jahr im Modell bedingt. Eine höhere Niederschlagsrate von z.B. 50 cm/Jahr ergibt einen Anteil von meteorischem Eis, der nahe an den Beobachtungen liegt. Weiterhin ist die größere östliche Ausdehnung des Meereismodells gegenüber den Regionen der Bohrkernuntersuchungen von Bedeutung, da östlich von 20° W die Bildung von meteorischem Eis nur eine untergeordnete Rolle spielt, obwohl das

Meereisvolumen in diesen Gebieten wesentlich zum gesamten Meereisvolumen beiträgt.

Der Umwandlungsprozeß von Schnee in meteorisches Eis ist im Modellgebiet nicht überall von gleicher Bedeutung. Für die zeitliche und räumliche Entwicklung des meteorischen Eises ist die genaue Beschreibung der dynamischen Prozesse im Meereismodell von besonderer Bedeutung, da die Schnee-Eis-Konversion eng mit dem dynamischen Verhalten des Modells verknüpft ist. Advektionsprozesse werden im Modell für das meteorische Eis berücksichtigt, so daß aufgrund des Driftverhaltens des Meereises eine signifikante Verteilung des meteorischen Eises zu erwarten ist.

Für das Jahr 1987 ist die Verteilung des meteorischen Eises als kumulative Größe in Abb.7.9 dargestellt. Es zeigt sich, daß das meteorische Eis in erster Linie zwischen der antarktischen Halbinsel und 20° W zu finden ist. Ein starke Zunahme des meteorischen Eises ist für eine Niederschlagsrate von 35 cm/Jahr erst ab 45° W in westlicher Richtung zu beobachten (Abb.7.9, oberes Bild). Bei einer erhöhten Niederschlagsrate von 50 cm/Jahr ist die Erhöhung des Anteils des meteorischen Eises im wesentlichen auf das westliche Weddellmeer beschränkt, weist aber eine deutliche Zunahme der meteorischen Eisdicke auf (Abb.7.9, unteres Bild) und ist damit in besserer Übereinstimmung mit Messungen von Eiskernprofilen (vgl. Abb.7.10) im Weddellmeer [Eic94]. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Niederschlagsrate für den Standardlauf mit 35 cm/Jahr eher zu niedrig gewählt ist. In den Messungen wird ein abruptes Ansteigen des meteorischen Eises ab 35° W in westlicher Richtung beobachtet [Eic94], welches auf die dort vorhandene Trennungslinie zwischen dem zweijährigem und dem einjährigem Eis zurückgeführt wird.

Das Schneevolumen steigt bei einer Erhöhung der Niederschlagsrate an, ist jedoch ab etwa 35 cm/Jahr durch ein langsames Ansteigen gekennzeichnet, was auf die Schnee-Eis-Konversion zurückzuführen ist (siehe Abb.7.11). Analog wird die Verringerung des Eisvolumens, siehe Abb.7.12, bei einer Erhöhung der Niederschlagsrate durch die Schnee-Eis-Konversion aufgefangen. Ist der Konversionsprozeß nicht im Modell implementiert, so steigt das Schneevolumen stark an und das Eisvolumen verringert sich weiter, wenn die Niederschlagsrate erhöht wird. In diesem Fall würde sich auch die Sensitivität des Meereismodells (vgl. Kapitel 4) bezüglich Änderungen der Niederschlagsrate merklich erhöhen.

Somit ist die Schnee-Eis-Konversion ein stabilisierender (negativ rückkoppelder) Prozeß im Gebiet des Weddellmeeres bei einer gleichzeitigen Erhöhung der Niederschlagsrate, dies sowohl für die Schneebedeckung als auch für das Meereisvolumen. Von Interesse ist dieser Sachverhalt insbesondere bei künftigen gekoppelten Klimamodellen, die den Einfluß von Niederschlagsänderungen untersuchen.

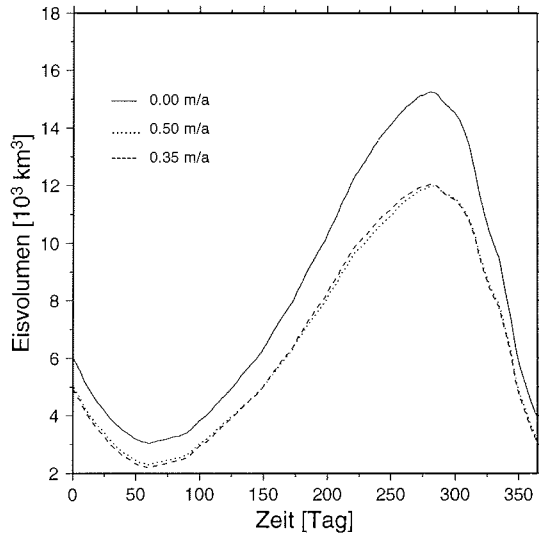


Abbildung 7.7: Eisvolumen für das Jahr 1987 ohne Schneeauflage (durchgezogene Linie) und mit Schneeauflage bei unterschiedlichen Niederschlagsraten von 35 (Standard, gestrichelte Linie) und 50 (gepunktete Linie) cm/Jahr.

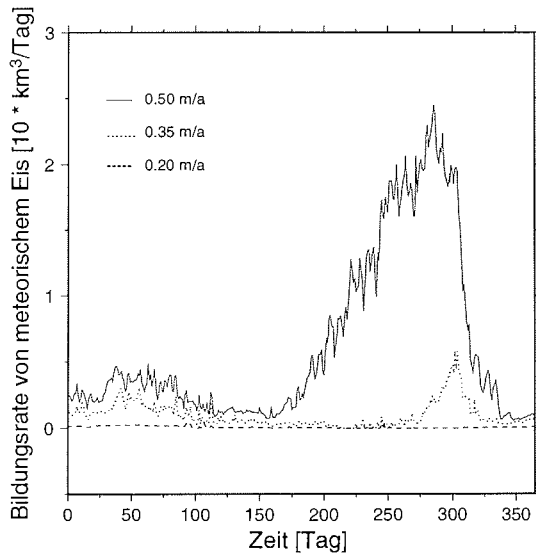


Abbildung 7.8: Bildungsrate des meteorischen Eisvolumens für das Jahr 1987 bei unterschiedlichen Niederschlagsraten von 20, 35 (Standard) und 50 cm/Jahr.

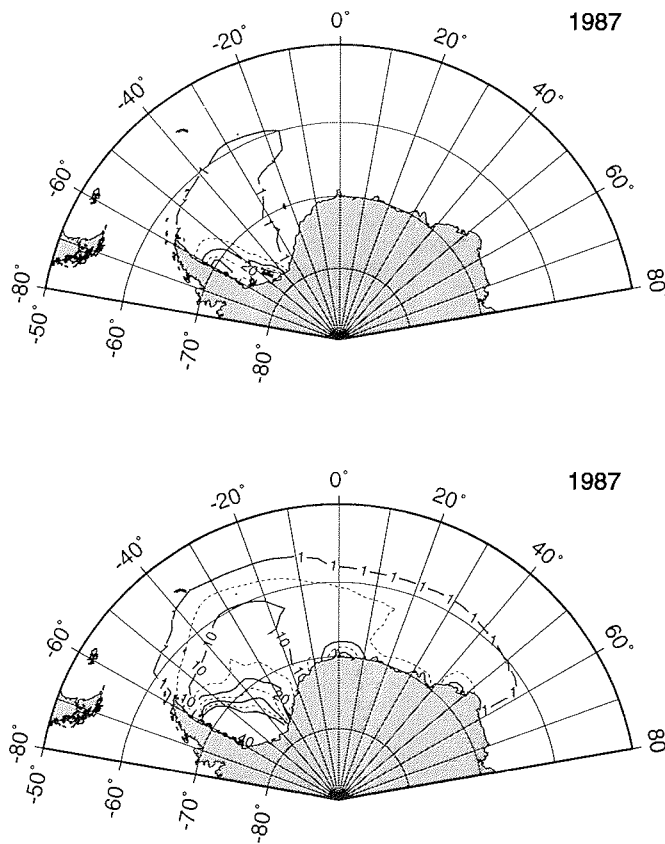


Abbildung 7.9: Meteorisches Eis [in cm] für das Jahr 1987 bei unterschiedlichen Niederschlagsraten von 35 cm pro Jahr (oberes Bild) und 50 cm pro Jahr (unteres Bild). Das Konturintervall beträgt 5 cm, wobei die Isolinie von 1 cm der niedrigste dargestellte Wert ist.

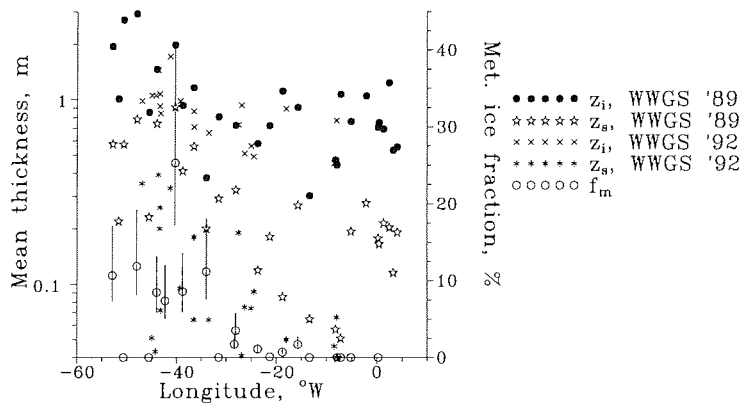


Abbildung 7.10: Aus Eiskernprofilen gemessene Eisdicken (hier z_i), Schneedicken (hier z_s) und prozentualer Anteil des meteorischen Eises (hier f_m) in Abhängigkeit von der geographischen Länge für Fahrtabschnitte der Jahre 1989, 1992 im Weddellmeer (Quelle: [Eic94], Figure 4)

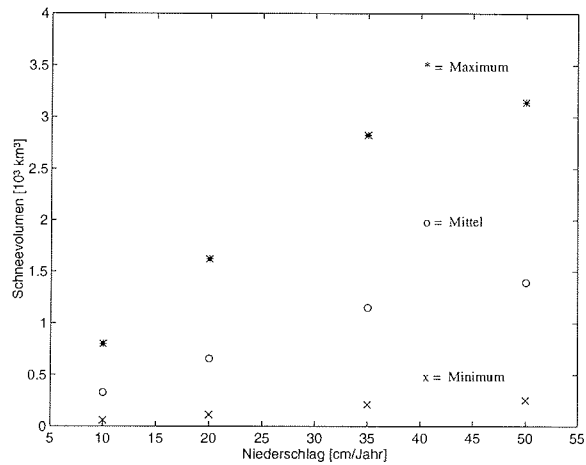


Abbildung 7.11: Änderung des Schneevolumens für das Jahr 1987 in Abhängigkeit von den Niederschlagsraten. Sterne gleich maximales, Kreuze gleich minimales und Kreise gleich mittleres Schneevolumen.

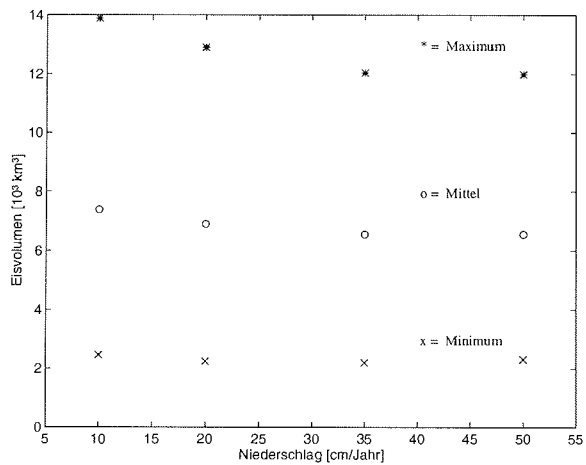


Abbildung 7.12: Änderung des Eisvolumens für das Jahr 1987 in Abhängigkeit von den Niederschlagsraten. Sterne gleich maximales, Kreuze gleich minimales und Kreise gleich mittleres Eisvolumen.

7.5 Wechselwirkung zwischen Meereis und Ozean

Die Kopplung von Meereis und Ozean ist eng verknüpft mit der Größe des ozeanischen Wärmeflusses F_o , welcher von entscheidender Bedeutung für das Wachstum und Schmelzen des Eises ist. Durch die Erweiterung des Meereismodells um ein ein-dimensionales ozeanisches Deckschichtmodell [Lem87], ist eine räumliche und zeitliche Variation von F_o in den Modellsimulationen möglich. Für ein Meereismodell im Weddellmeer wurde der mittlere ozeanische Wärmefluß in einer früheren Studie mit $F_o = 3.26 \text{ W/m}^2$ bestimmt [Lem90].

Integriert über das eisbedeckte Modellgebiet ergibt sich für den Standardlauf der vorliegenden Arbeit für das Jahr 1987 ein mittlerer ozeanischer Wärmefluß von $F_o = 2.37 \text{ W/m}^2$ und ist damit im Bereich des Modellergebnisses für das Weddellmeer [Lem90]. Aus Messungen entlang des Greenwich Meridians wurde der mittlere ozeanische Wärmefluß im Jahre 1986 im eisbedeckten Gebiet mit 16 W/m^2 bestimmt [Gor90]. Für die Winterzeit wurde dieser Wert sogar mit $F_o = 41 \text{ W/m}^2$ angegeben. Diese hohen Werte werden zum Teil auf die Bodentopographie in dieser Region (Maud Rise) zurückgeführt [Gor90], sind jedoch deutlich höher als die oben angeführten Modellergebnisse. Im allgemeinen wird für das Weddellmeer ein Bereich von 4 bis 20 W/m^2 für den ozeanischen Wärmefluß angenommen [Gor81].

Abb.7.13 gibt den mittleren ozeanischen Wärmefluß für den September 1987 wieder, was ungefähr der Zeit der größten Eisausdehnung entspricht. Die räumliche Verteilung des ozeanischen Wärmeflusses weist für einen großen Teil des zentralen Weddellmeeres etwa 2 W/m^2 auf. Im Eisrandbgebiet sowie in den nord-westlichen und östlichen Rändern des Weddellmeeres kommt es zu einer deutlichen Steigerung von F_o mit bis zu 20 W/m^2 .

Der vertikale ozeanische Wärmefluß F_o hängt von der Einmischungsgeschwindigkeit und dem effektiven Temperatursprung an der Basis der Deckschicht ab, der wiederum von der Einmischungstiefe D_δ bestimmt wird. D_δ ist für eine stabile Schichtung in der Arktis (Beaufortsee) angepasst worden ($D_\delta = 8 \text{ m}$) und mangels ausreichender Beobachtungsdaten auch für das Weddellmeer, in dem eine wesentlich schwächere Schichtung vorliegt, übertragen worden. Die geringe Stabilität des Ozeans würde einen größeren Wert von D_δ im ein-dimensionalen Deckschichtmodell rechtfertigen.

Um den Einfluß von Variationen der Einmischungstiefe D_δ auf den ozeanischen Wärmefluß F_o darzustellen, ist die Verteilung von F_o für $D_\delta = 40 \text{ m}$ in

Abb.7.14 zu sehen. Die räumliche Verteilung der Gebiete mit einem erhöhten ozeanischen Wärmefluß ist dabei sehr ähnlich dem Standardexperiment (siehe Abb.7.13). F_o weist für größere Werte von D_s (größer 8 m) eine bessere Übereinstimmung mit Beobachtungen für das Weddellmeer auf (z.B. [Gor81]). Neuere Stationsmessungen im zentralen Weddellmeer haben für den August 1994 einen mittleren ozeanischen Wärmefluß von $F_o = 17 \text{ W/m}^2$ ergeben [McP95].

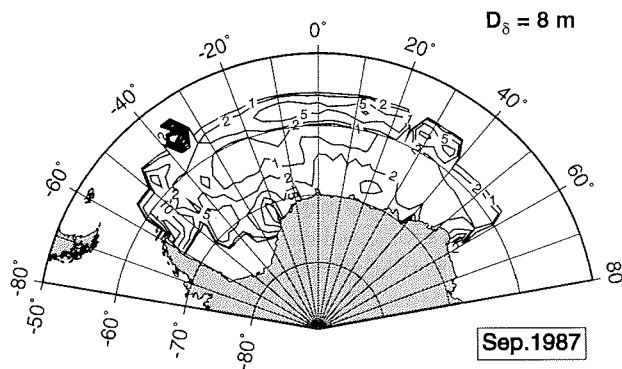


Abbildung 7.13: Mittlerer ozeanischer Wärmefluß F_o im September 1987 für den Standardlauf ($D_s = 8$ m). Das Konturintervall beträgt 5 W/m^2 , wobei die Isolinien für 1 und 2 W/m^2 gesondert dargestellt werden.

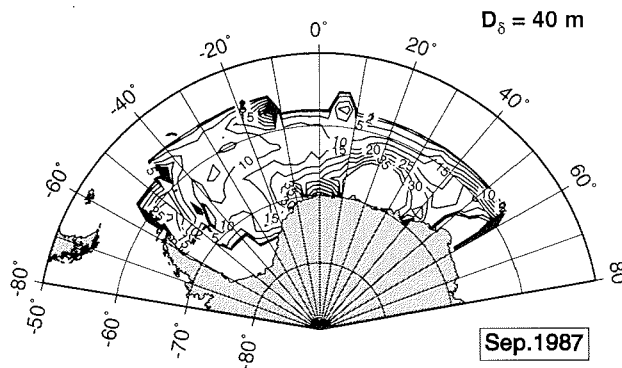


Abbildung 7.14: Analog zu Abb. 7.13 für eine Einmischungstiefe $D_s = 40$ m. Das Konturintervall beträgt 5 W/m^2 , wobei die Isolinien für 1 und 2 W/m^2 gesondert dargestellt werden.

Die Abhängigkeit des ozeanischen Wärmeflusses F_o von dem Deckschichtparameter D_s ist nicht nur auf den September beschränkt, sondern für einen längeren

Zeitraum im Jahr von Bedeutung. Abb.7.15 zeigt den Jahresgang des über das eisbedeckte Gebiet gemittelten ozeanischen Wärmeflusses für 1987 in Abhängigkeit vom Parameter der Einmischungstiefe D_δ . Der Anstieg des ozeanischen Wärmeflusses beschränkt sich dabei in erster Linie auf die Winterzeit und setzt etwa ab der Gefrierperiode (ca. 1. April 1987) ein. Mit Einsetzen der Schmelzperiode (etwa ab Tag 310) ist der ozeanische Wärmefuß nahezu unabhängig von der Einmischungstiefe D_δ . Analog ist F_o während der Sommerzeit als annähernd gleich bei Variationen von D_δ anzusehen.

Den ozeanischen Wärmefuß durch eine konstante Größe im Modell auszudrücken erscheint nicht sinnvoll, da aus Abb.7.15 zu erkennen ist, daß die wesentlichen ozeanischen Wärmeflüsse während der Gefrierperiode auftreten. Dieser Sachverhalt wird auch in Messungen beobachtet [Gor90],[McP95]. Ein erhöhter konstanter ozeanischer Wärmefuß (z.B. 15 W/m^2) führt zu einer geringeren sommerlichen Eisausdehnung (Abb.7.17) und zu starken Änderungen im Eisvolumen (Abb.7.16) gegenüber dem modifizierten Standardlauf, dabei ist das winterliche Eisvolumen immer noch größer als für den Standardlauf, obwohl dieser im Mittel nur 2.7 W/m^2 aufweist. Ein konstant niedriger ozeanischer Wärmefuß (z.B. 3 W/m^2) erzeugt größere Eisdicken insbesondere in der Winterzeit. Die schnelle Änderung der Eisausdehnung bei konstant vorgegebenem ozeanischen Wärmefuß in der Wachstumsphase der Meereisbedeckung (vgl. Abb.7.16, etwa zwischen Tag 130 und 250) spiegelt die besondere Bedeutung des variablen ozeanischen Wärmeflusses für das Eisrandgebiet wieder. Neueisbildung an der Packeisgrenze verursacht einen erhöhten ozeanischen Wärmefuß, der das basale Schmelzen des Meereises erhöht und damit einen großen Einfluß auf die Lage des Eisrandes hat. Es wird deutlich, daß die Berücksichtigung von lokalen und zeitlich variablen ozeanischen Wärmeflüssen für eine realistische Simulation des Meereises von Bedeutung ist.

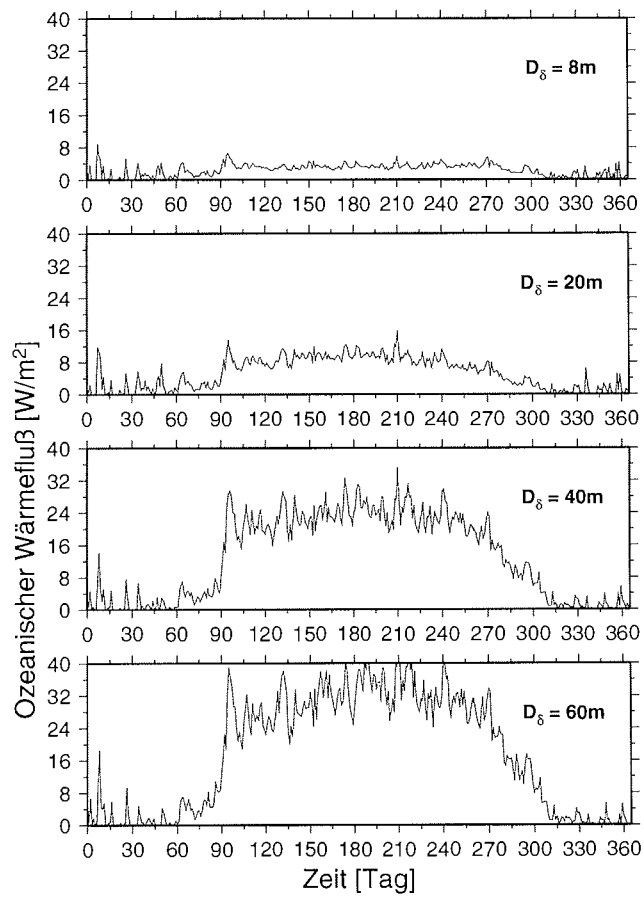


Abbildung 7.15: Gemittelter (über dem eisbedecktem Gebiet) ozeanischer Wärmefluß für das Jahr 1987, dargestellt für verschiedene Einmischungstiefen D_δ von 8 (Standard), 20, 40 und 60 m.

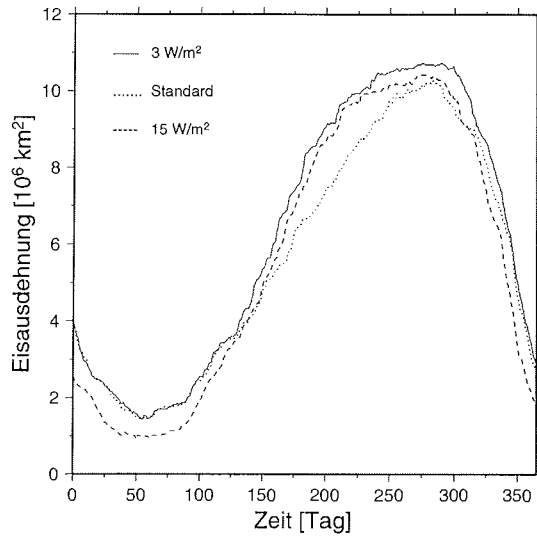


Abbildung 7.16: Jahresgang der Eisdehnung (Minimum 15 % Eiskonzentration) für einen festen ozeanischen Wärmefluß von 3 W/m^2 (durchgezogene Linie) und 15 W/m^2 (gestrichelte Linie) im Vergleich zum Standardlauf (gepunktete Linie) mit der prognostischen Deckschicht für das Jahr 1987.

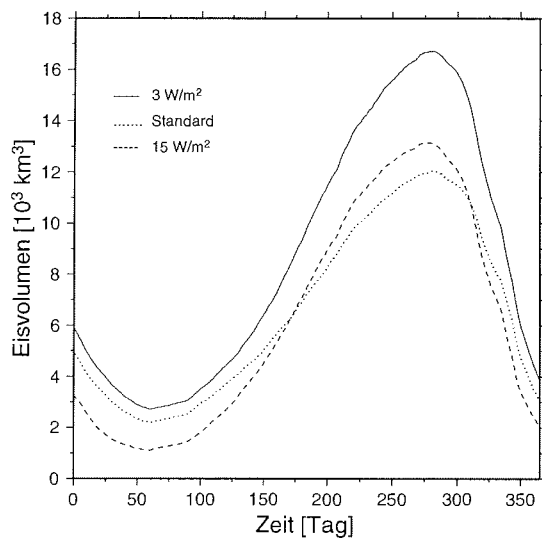


Abbildung 7.17: Analog zu Abb.7.16 für den Jahresgang des Eisvolumens des Jahres 1987.

Kapitel 8

Schlußfolgerungen und Ausblick

8.1 Schlußfolgerungen

Die Ergebnisse des Meereismodells in den vorhergehenden Kapiteln haben gezeigt, daß sowohl die thermodynamische als auch die dynamische Betrachtung des Meereises in den Simulationen berücksichtigt werden müssen, um eine realistische Wiedergabe der zeitlichen Entwicklung und der räumlichen Verteilung der prognostischen Größen zu erzielen.

Die Jahresgänge der Meereisverteilung für die Jahre 1986 und 1987 konnten von dem Meereismodell gut reproduziert werden. Jedoch hat sich gezeigt, daß hohe Anforderungen an die vorgegebenen atmosphärischen Randbedingungen (hier insbesondere das Temperatur- und Windfeld) gestellt werden müssen, um einen Vergleich mit Meßdaten zu ermöglichen. Dies erkennt man insbesondere in der sommerlichen Eisverteilung, die nur unzureichend vom Modell im Vergleich zu den Ergebnissen der Fernerkundungsdaten wiedergegeben werden konnte. Die Qualität der atmosphärischen Randbedingungen der ECMWF-Analysen ist für die südlichen Polarregionen nur unzureichend bekannt, so daß Abstriche in der Qualität der Modellergebnisse akzeptiert werden müssen, da die Sensitivitätsstudien eine starke Abhängigkeit von den atmosphärischen Antriebsfeldern aufzeigen.

In dieser Arbeit wurden die benötigten Genauigkeiten der atmosphärischen

Antriebsdaten der ECMWF-Analysen genauer quantifiziert. Es konnte gezeigt werden, daß die wesentlichen prognostischen Variablen (Eisdicke, Eiskonzentration und Driftgeschwindigkeit) unterschiedlich sensitiv gegenüber Variationen einzelner atmosphärischer Randbedingungen und gegenüber Veränderungen der Modellparameter reagieren. Weiterhin konnte nachgewiesen werden, daß die Berücksichtigung der dynamischen Prozesse im Modell für eine realistische Beschreibung der Gefrierdaten in den wesentlichen Produktionsgebieten des Weddellmeeres unumgänglich ist.

In dieser Studie hat sich gezeigt, daß der Betrag der Driftgeschwindigkeit des Meereises im Jahresmittel für einige Gebiete des Weddellmeeres durch die Annahme der freien Drift wiedergegeben wird. Nahe der Küstenregionen und in stark konvergenten Gebieten treten jedoch interne Spannungen im Meereis auf, die durch den viskos-plastischen Rheologieansatz [Hib79] angemessen reproduziert werden können. Dieser Sachverhalt konnte in der vorliegenden Arbeit durch Vergleiche von realen und modellierten Trajektorien dargestellt werden. Geschwindigkeitsverteilungen des Modells zeigen gute Übereinstimmungen mit den Verteilungen der täglichen Driftgeschwindigkeit von ARGOS-Bojen, wenn Deformationsprozesse des Meereises berücksichtigt werden.

Die hier entwickelte Methode des Trajektorienvergleiches zwischen realen und modellierten Bojen konnte als ausgezeichnete Interpretationshilfe zur Beschreibung der Dynamik des Meereismodells genutzt werden. Frühere Meereismodellstudien in der Region des Weddellmeeres (z.B. [Hib83],[Lem90],[Sto90]) verwendeten Modellparameter, die durch den Driftvergleich in dieser Arbeit mit den Trajektorien der ARGOS-Bojen optimiert werden konnten. Während die rheologischen Parameter nahezu gleich blieben, mußte das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten in dieser Studie bei täglichen Antriebsdaten leicht verändert werden und stellte sich dabei als wesentlicher Parameter für die realistische Beschreibung der Dynamik des Modells heraus.

Die Annahme des Oberflächenwindes scheint für den 1000 hPa Wind vom ECMWF berechtigt zu sein, da das dynamische Verhalten des Meereises ausreichende Übereinstimmungen mit der Drift von ARGOS-Bojen aufweist, wenn das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten c_a/c_w nahe 0.5 liegt.

Die Berücksichtigung der Schneebedeckung im Modell erweist sich als notwendige und sinnvolle Ergänzung im Meereismodell (vgl. [Sto90],[Lem90]). Der Prozeß der Schnee-Eis-Konversion konnte durch einfache Modellannahmen simuliert werden und zeigt erstmalig eine detaillierte Verteilung des meteorischen Eises, das eine deutliche Zunahme nahe der antarktischen Halbinsel erfährt, was durch Beobachtungen bestätigt wird.

Weiterhin konnte gezeigt werden, daß die Bildung von meteorischem Eis in

starkem Maße abhängig von der Niederschlagsrate und vornehmlich für die Winterzeit bzw. Ende der Winterzeit von Bedeutung ist. Bei einer Erhöhung der Niederschlagsrate führt die Bildung von meteorischem Eis zu einer negativen Rückkopplung, die das Entstehen von geringeren Eisdicken und großen Schneedicken verhindert. Somit wird die klimarelevante Variabilität des Meereismodells herabgesetzt, da die erhöhte Albedo der Oberfläche und der Effekt der Wärmeisolation aufgrund der vermehrten Schneebedeckung durch den Konversionsprozeß vermindert wird. Der Anteil des meteorischen Eises ist im Standardlauf ($N = 35$ cm/Jahr) mit etwa 2 % am gesamten Eisvolumen dabei eher als gering anzusehen. Jedoch hat sich bei höheren Niederschlagsraten (etwa ab 50 cm/Jahr) gezeigt, daß die Übereinstimmung in der Verteilung des meteorischen Eises mit Beobachtungen zunimmt. Die zusätzliche Betrachtung des meteorischen Eises in diesem Meereismodell gibt somit die Möglichkeit Abschätzungen für die jährlichen Niederschlagsraten über dem Meereis zu erhalten.

Die Modellergebnisse des ozeanischen Wärmeflusses liegen für den Standardlauf mit der aus der Arktis importierten Einmischungstiefe für stabile Ozeanschichten im räumlichen Mittel deutlich unterhalb von Beobachtungen im Weddellmeer. Unter Verwendung eines ein-dimensionalen Deckschichtmodells [Lem87] konnte gezeigt werden, daß die Erhöhung der Einmischungstiefe an der Basis der Deckschicht zu einem Anstieg im ozeanischen Wärmefluß führt, der näher an den beobachteten Größen des Weddellmeeres liegt.

Der Austausch des Advektionsschemas der zentralen Differenzen durch ein upstream-Schema mit Antidiffusionsgeschwindigkeit hat sich in dieser Arbeit als sehr sinnvoll erwiesen, da zum einen die auftretenden negativen Zustandsgrößen (z.B. Eisdicke) vermieden werden und zum anderen die Eiskante, die eine starke Front darstellt, nicht durch numerische Effekte zu diffusiv wird.

8.2 Ausblick

Für die zukünftigen Arbeiten ergeben sich zum gegenwärtigen Stand der Meereismodellierung einige Anregungen aus den hier erzielten Ergebnissen.

Die Eiskonzentrationen des Meereismodells können großräumig nur mit Fernerkundungsdaten, insbesondere mit Daten der passiven und aktiven Mikrowellensensoren, verglichen werden. Verbesserungen zur Bestimmung der Eiskonzentration sind dabei auf beiden Seiten, sowohl in der thermodynamischen Parametrisierung vom Meereismodell als auch in den Analysen der Fernerkundungsdaten, anzustreben.

Fernerkundungsdaten können weiterhin dazu genutzt werden, um einen großräumigen Vergleich der beobachteten und simulierten Geschwindigkeitsfelder des Meereises zu ermöglichen. Mit detaillierten Methoden lassen sich somit neue Erkenntnisse gewinnen, die z.B. die zwischenjährliche Variabilität analysieren. Daten von Driftbojen bilden eine zusätzliche Datenquelle, die sich in ihrer guten zeitlichen Auflösung bei lokalen Vergleichen als sehr hilfreich erwiesen haben.

Meereismodelle mit einer höheren räumlichen Auflösung (z.B. im südlichen Weddellmeer) ermöglichen eine genauere Bestimmung der Gefrierdaten, da die wesentlichen Produktionsgebiete (z.B. Küstenpolynyen) besser aufgelöst werden. Die Auswirkungen auf die ozeanischen Prozesse (z.B. Tiefenwasserbildung) könnten damit eingehender studiert werden. Vergleiche mit Fernerkundungsdaten sind auch in diesem Fall möglich, da die Auflösung der Sensoren eine deutliche Unterscheidung zwischen eisfreien und eisbedeckten Gebieten zuläßt.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt ist die ozeanische Ankopplung noch sehr rudimentär. Eine zeitlich variable Strömungsgeschwindigkeit und eine vollständige 3-dimensionale Beschreibung des Ozeans sind Verbesserungen, die einen großen Einfluß auf das Verhalten des Meereises haben dürften, obwohl erste Kopplungsexperimente zwischen einem Ozean-Zirkulationsmodell und dem hier verwendeten dynamisch-thermodynamischen Meereismodell Ergebnisse liefern, die in guter Übereinstimmung zu den in dieser Studie erzielten Ergebnissen sind (M. Scheuik, persönl. Mitteilung). Messungen des ozeanischen Wärmeflusses (z.B. von Driftstationen aus) sind unerlässlich, um diese prognostische Größe des Meereis-Deckschicht-Modells verifizieren zu können.

Die Bestimmung der Schubspannungskoeffizienten, insbesondere des Verhältnisses von c_a/c_w , in der ozeanischen und atmosphärischen Grenzschicht (z.B. bei Driftstationen) ist für die Dynamik des Meereismodells von entscheidender Bedeutung. Eine modifizierte Formulierung (z.B. [Sto93]) in der atmosphärischen Grenzschicht erscheint dann als besonders sinnvoll, wenn auch die ozeanische Grenzschicht mit einer ausgereifteren Formulierung eingeht. Denn so können z.B. Stabilitätsprozesse und Rauheitslängen berücksichtigt werden, die einen Einfluß auf das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten haben. Räumliche und zeitliche Variationen der Schubspannungskoeffizienten geben eventuell die Möglichkeit, das rheologische Verhalten des Meereises einfacher zu parametrisieren.

Im Rahmen von Stationsarbeiten sind Messungen der Strahlungsbilanz über dem Meereis wichtige Vergleichsdaten, um die thermodynamischen Prozesse über dem Meereis und dem offenen Wasser im Meereismodell angemessen darzustellen. Ebenso kann ein besserer Datensatz für die Wolkenbedeckung, gleichzeitig mit einer besseren Parametrisierung der Wolken in den Strahlungstermen, ein wichtiges Hilfsmittel in der thermodynamischen Beschreibung des Meereismodells sein.

Weiterführende Meereismodellstudien und Feldexperimente sind somit als Fortführung der Untersuchungen der ersten Polarexpeditionen, die schon die Ansätze des dynamischen und thermodynamischen Verhalten des Meereises erkannten [Nan98], zu betrachten, und geben somit die Möglichkeit das komplexe System Ozean-Meereis-Atmosphäre genauer zu verstehen.

Danksagung

Für die umsichtige Hilfe und Initiative zahlreicher Personen, die in unterschiedlicher Weise zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen, möchte ich mich auf diese Weise herzlich bedanken.

Für die tatkräftige Unterstützung und Betreuung dieser Doktorarbeit möchte ich Prof. Dr. P. Lemke danken. Dr. C. Kottmeier gilt mein Dank für die Bereitstellung der Bojendaten und vielen fruchtbaren Diskussionen über die Dynamik des Meereises. Ein besonderer Dank gebührt M. Harder für die wertvollen Tips, Anregungen und stete Diskussionsbereitschaft bei der Auswertung der Modellergebnisse.

Dr. A. Stössel und M. Scheduikat bin ich dankbar für hilfreiche Diskussionen im Rahmen der Meereismodellierung, Dr. T. Viehoff und K. Saheicha für die Vorprozessierung der Fernerkundungsdaten, R. Schnur für die Vorbearbeitung der ECMWF-Daten, Dr. D. Crane und Prof. Dr. H. Höber für die zur Verfügung gestellten Bojendaten, Dr. G. König-Langlo für die Bereitstellung der Schiffs- und Stations-Daten von 1989 und die konstruktiven Diskussionen.

G. Seiss hat in dankenswerter Weise mitgewirkt durch die Aufbereitung und Bereitstellung der ozeanischen Daten vom Southern Ocean Atlas. Für die vielfältigen Diskussionen und Anregungen über die Schneebedeckung im südatlantischen Meereisgebiet möchte ich mich bei Dr. H. Eicken bedanken.

Den Rechenzentren des Deutschen Klimarechenzentrums (DKRZ) Hamburg und des Alfred-Wegener-Instituts (AWI) Bremerhaven danke ich für ihre Unterstützung bei den Modellläufen und der Datenprozessierung.

Den namentlich nicht genannten Kolleginnen und Kollegen der Physik I und II des AWI's gilt mein Dank für die gute Arbeitsatmosphäre und stete Hilfsbereitschaft, die mir zu weiteren Anregungen verhelfen und somit aus der Arbeit mehr machten, als es mir alleine möglich gewesen wäre.

Anhang A

Thermodynamische

Vergleichsstudie

Ein Vergleich von Messungen mit den Parametrisierungen der thermodynamischen Prozesse im Meereismodell ist für das Gebiet des Weddellmeeres nur vereinzelt möglich. Im September und Oktober 1989 wurden während der Winter Weddell Gyre Study (WWGS89) Strahlungsmessungen von Bord des Forschungsschiffes Akademik Federov durchgeführt. Innerhalb dieser Meßphase fand eine mehrtägige Driftstation statt, die von meteorologischen Beobachtungen und Eisarbeiten begleitet wurde.

Die etwa 100 km lange Driftroute in Abb.A.1 zeigt den Verlauf vom 8. bis 16.Okt.89. Während dieser Zeit wurden stündlich Strahlungsmessungen durchgeführt. Die Lufttemperatur T_a war durchgehend unterhalb von $0^\circ C$ und bewegte sich für die 3-stündigen Mittelwerte im Bereich von -4 bis $-18^\circ C$. Bis auf die letzten 3 Tage war eine nahezu geschlossene Bewölkung Cl zu beobachten.

Um einen Vergleich der thermodynamischen Parametrisierungen mit den Strahlungsmessungen zu erhalten, wird ein 1-dimensionales Meereismodell für die Driftphase mit einem Zeitschritt $\Delta t = 3$ Stunden herangezogen. Dieses rein thermodynamische Modell vernachlässigt dynamische Prozesse (z.B. Advektion) und verwendet die thermodynamischen Gleichungen des dynamisch-thermodynamischen Meereismodells. Die meteorologischen Beobachtungen gehen

als atmosphärische Antriebsdaten in das Modell ein (Lufttemperatur, Windgeschwindigkeit, Bewölkung, Luftdruck und relative Feuchte) und werden auf den Zeitschritt von 3 Stunden interpoliert. An den mittleren Positionen der Drift wird für jeden Zeitschritt die kurzwellige Einstrahlung $F_s\downarrow$ nach (2.12) berechnet. Zur Initialisierung des Modells werden die Eisdicke $h_i = 60$ cm, die Schneedicke $h_s = 20$ cm und die Eiskonzentration $A = 100$ % gesetzt, welche sich aus den Beobachtungen während der Driftphase ergeben [Kö91].

Die Komponenten der Strahlungsbilanz wurden von verschiedenen Instrumenten (vgl. [Kö91]) stündlich gemessen und in dieser Studie auf den Zeitschritt des thermodynamischen Modells gemittelt. Der latente LE und sensible Wärmefluß H werden dabei in der gemeinsamen Größe des turbulenten Wärmeflusses (H plus LE) zusammengefaßt.

Abb.A.2 zeigt die berechneten und gemessenen Ein- und Austrahlungen. Der generelle Tagesgang spiegelt sich in den kurzwelligen Strahlungstermen wieder und berücksichtigt die Abnahme der Wolkenbedeckung (vgl. Tag 14 bis 16), indem sich die kurzwellige Ein- und Ausstrahlung erhöht.

In den kurzwelligen Strahlungstermen $F_s\downarrow$ und $F_s\uparrow$ können Unterschiede zwischen Modell und Meßergebnissen von bis zu 150 W/m^2 auftreten. Die Bilanz der kurzwelligen Strahlung zeigt bis auf die letzten 3 Tage eine gute Übereinstimmung zwischen den Meßdaten und den Modellergebnissen. In diesen letzten drei Tagen ist die gemessene kurzwellige Strahlungsbilanz fast 100 W/m^2 höher als die berechnete Bilanz. Für die Tage 14. und 16. Oktober ist die Abweichung auf die reduzierte Albedo der Oberfläche zurückzuführen, da durch den Flutungseffekt Wasser zwischen die Eisschollen und die dünne Schneeschicht drang [G. König-Langlo, pers. Mitteilung]. Am 15.Okt. ist der Unterschied in erster Linie auf den $F_s\downarrow$ -term zurückzuführen, da die an diesem Tag beobachtete Wolkenbedeckung die modellierte solare Einstrahlung stark verringert.

Die langwelligen Strahlungsterme $F_l\downarrow$ und $F_l\uparrow$ stimmen recht gut überein und zeigen, nur bei kurzzeitigen Ereignissen in den Messungen, Abweichungen von etwa 20 bis 60 W/m^2 . Somit wird die langwellige Strahlungsbilanz durch die Modellansätze (vgl. (2.14) und (2.15)) ausreichend für diesen Zeitraum wiedergegeben.

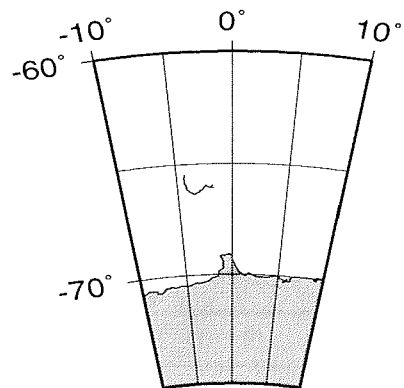


Abbildung A.1: 9-tägige Driftroute der FS Akademik Federov vom 8. bis 16. Oktober 1989 (WWGS89).

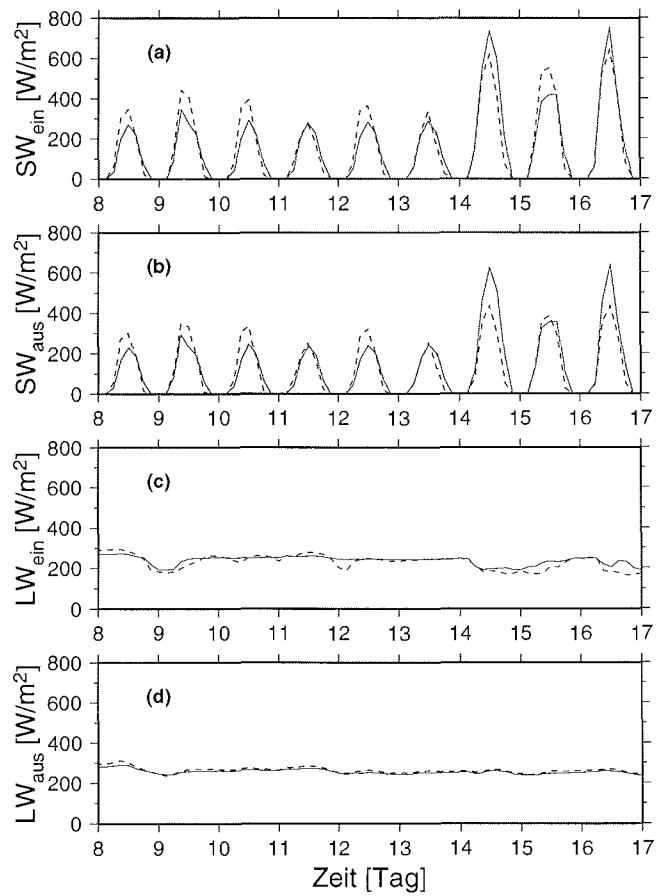


Abbildung A.2: Simulierte (durchgezogene Linie) und gemessene (gestrichelte Linie) Strahlungsterme für die kurzwellige Ein- (a) und Ausstrahlung (b) sowie der langwellige Ein- (c) und Ausstrahlung (d). Dargestellt ist der Zeitraum vom 8. bis einschließlich 16. Okt. 1989.

Die gesamte modellierte und gemessene Strahlungsbilanz ist in Abb.A.3 zu sehen. Die Summe der Ein- und Ausstrahlungen (SW plus LW) ist, bis auf die letzten 3 Tage, durch die Modellergebnisse gut reproduzierbar. Die turbulenten Flüsse (H plus LE) sind ebenfalls in der gleichen Größenordnung (vgl. Abb.A.3b). Abweichungen in der Anfangsphase der Driftstation sind auf Ungenauigkeiten bei der Messung der turbulenten Flüsse zurückzuführen [G. König-Langlo, pers. Mitteilung].

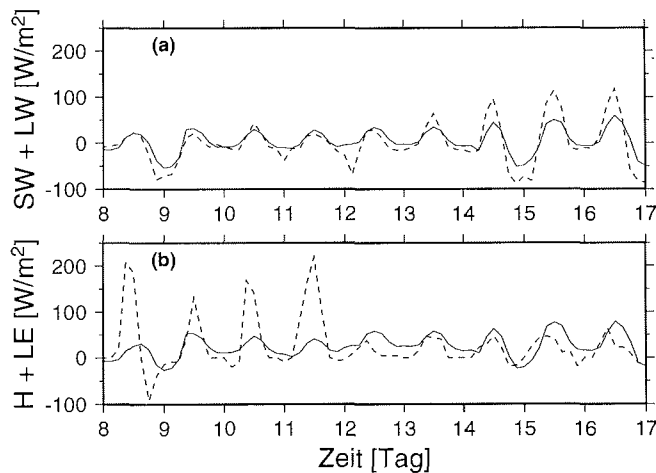


Abbildung A.3: *Modellierte (durchgezogene Linie) und gemessene (gestrichelte Linie) Strahlungsbilanz (a), und turbulenten Flüsse ($H + LE$) (b) im Zeitraum vom 8. bis einschließlich 16. Okt. 1989.*

Für den Vergleichszeitraum von 9 Tagen wird vom ein-dimensionalen Meer-eismodell eine Zunahme der Eisdicke von 6 cm prognostiziert. Die Messungen während der Driftphase wiesen keine nennenswerten Änderungen der Eisdicke auf. Ein niedriger prognostizierter ozeanischer Wärmefluß von etwa 2 W/m^2 im Modell dürfte in erster Linie für den Unterschied verantwortlich sein. Ein erhöhter ozeanischer Wärmefluß hätte basales Schmelzen zur Folge, so daß die modellierte Eisdicke in besserer Übereinstimmung mit den Eisstationsmessungen wäre.

Anhang B

Advektionsschema

Die Advektion spielt in der dynamisch-thermodynamischen Meereismodellierung eine wichtige Rolle. Das Lösen der Advektionsgleichung ist für positiv definite skalare Größen (z.B. die Eisdicke h) ein oft gestelltes Problem in der numerischen Modellierung. Die Advektionsgleichung für eine skalare Variable läßt sich im eindimensionalen Fall ausdrücken durch

$$\frac{\partial}{\partial t}h + \frac{\partial}{\partial x}(uh) = 0 \quad (\text{B.1})$$

wobei h die skalare Größe (Eisdicke) und u die Driftgeschwindigkeit repräsentiert.

Bisher wurde die Methode der zentralen Differenzen bei der Lösung der Advektionsgleichung in der Meereismodellierung angewendet [Hib79]. Diese Methode findet häufig Eingang in die Ozeanmodellierung [Bry69] und ist von 2-ter Ordnung. Der große Nachteil der zentralen Differenzen Methode ist die numerische Dispersion; d.h. in der Nähe von großen Gradienten (z.B. Fronten) im skalaren Feld kann es zu nicht-physikalischen Oszillationen (Überschwinger) kommen, die zu negativen Werten in den positiv definiten skalaren Größen führen. Zur Reduzierung dieses Problems wird aus Stabilitätsgründen eine zusätzliche Diffusion eingeführt [Hib79].

Abb.B.1 zeigt die Änderung des Eisvolumens, die durch die täglich auftretenden negativen Eisdicken bedingt ist, im Vergleich zur täglichen Eisdickenänderung ($\Delta h/\Delta t$) für das gesamte Modellgebiet. Es stellt sich heraus, daß während des gesamten Jahres eine nicht zu vernachlässigende Summe von negativen Eisdicken produziert wird. Da das Advektionsschema masserhaltend auf dem gesamten Mo-

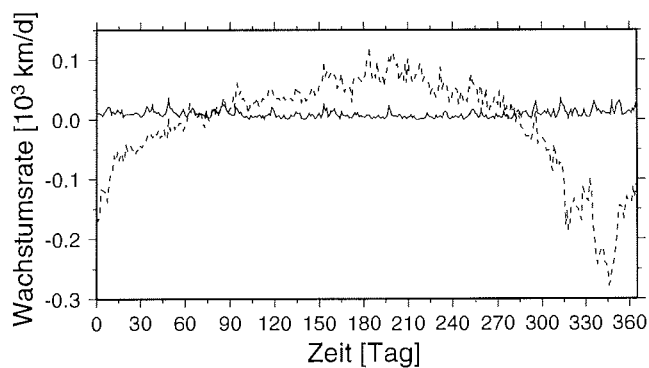


Abbildung B.1: Änderung des Eisvolumens (durchgezogene Linie) aufgrund des Advektionsschemas im Vergleich zu den täglichen thermodynamischen Änderungen der Eisdicke ($\Delta h/\Delta t$) (gestrichelte Linie) für das Jahr 1987.

dellgitter ist, ist somit zu erwarten, daß die positiven Eisdicken künstlich erhöht werden. Wie in Abb.B.2 zu sehen ist, tritt der Effekt der negativen Eisproduktion nicht gleichmäßig verteilt über dem gesamten Modellgebiet auf, sondern verstärkt an der nordöstlichen Seite der antarktischen Halbinsel und an der Küste nahe dem Null-Meridian. Dies liegt darin begründet, daß die Eiskante für einen längeren Zeitraum in diesen Gebieten verweilt, was einen großen Gradienten im Eisdickenfeld erzeugt, so daß der auftretende Fehler durch die Advektionsmethode mit zentralen Differenzen begünstigt wird.

Eine alternative Methode zur Lösung der Advektionsgleichung ist das sogenannte upstream-Schema. Dieses Schema ist von 1-ter Ordnung und ist sowohl masserhaltend als auch für alle skalaren Variablen positiv definit. Der entscheidende Nachteil dieses Schemas ist der große Anteil der implizit vorhandenen Diffusion, die dazu führt, daß vorhandene Gradienten zu stark verschmiert werden. Auf einem geschachtelten Gitter läßt sich das upstream-Advektionsschema ausdrücken durch

$$h_i^{N+1} = h_i^N - \left[F(h_i^N, h_{i+1}^N, u_{i+1/2}^N) - F(h_{i-1}^N, h_i^N, u_{i-1/2}^N) \right] \quad (\text{B.2})$$

für den Fluß F , der an den Geschwindigkeitspunkten des geschachtelten Gitters definiert ist, gilt

$$F(h_i^N, h_{i+1}^N, u) = [(u + |u|)h_i + (u - |u|)h_{i+1}] \frac{\Delta t}{2\Delta x} \quad (\text{B.3})$$

wobei i den Gitterpunkt zum Zeitpunkt N beschreibt. Δt und Δx geben den Zeitschritt und die Gitterauflösung wieder.

Die Methode der zentralen Differenzen und die upstream-Methode repräsentieren zwei gegensätzliche Arten von numerischem Fehler bei der Lösung der Advektionsgleichung. Die Einführung einer Diffusionsgeschwindigkeit u_d [Smo83] verringert die implizit vorhandene Diffusion im upstream-Schema bei verhältnismäßig geringem numerischen Rechenaufwand. Diese Methode erlaubt es, die Diffusion auf der zeitlichen Achse umzukehren [Smo83]. Hierzu wird eine sogenannte Anti-Diffusionsgeschwindigkeit \tilde{u} definiert, die über einen Zwischenschritt zur Lösung der Advektionsgleichung genutzt wird.

Daraus ergeben sich folgende zwei Schritte in Analogie zu (B.2)

$$1. : h_i^* = h_i^N - \left[F(h_i^N, h_{i+1}^N, u_{i+1/2}^N) - F(h_{i-1}^N, h_i^N, u_{i-1/2}^N) \right] \quad (\text{B.4})$$

$$2. : h_i^{N+1} = h_i^* - \left[F(h_i^*, h_{i+1}^*, \tilde{u}_{i+1/2}^N) - F(h_{i-1}^*, h_i^*, \tilde{u}_{i-1/2}^N) \right] \quad (\text{B.5})$$

wobei gilt

$$\tilde{u}_{i+1/2} = \frac{(|u_{i+1/2}|\Delta x - \Delta t u_{i+1/2}^2)}{(h_i^* + h_{i+1}^* + \epsilon)} \frac{(h_{i+1}^* - h_i^*)}{\Delta x} \quad (\text{B.6})$$

wobei ϵ einen kleinen Wert (z.B. 10^{-15}) annimmt, damit $\tilde{u} = 0$, wenn $h_i^* = h_{i+1}^* = 0$ ist. Implementiert man (B.4) bis (B.6) in das Meereismodell, so zeigen sich Verbesserungen in den Ergebnissen gegenüber dem zentralen Differenzen Advektionsschema. Diese Verbesserungen fallen am deutlichsten in der prognostischen Variablen Eisdicke h aus. Als Beispiel der Wirkung der verschiedenen Advektionsschemata auf die Eisdickenverteilung sind die Monatsmittel vom Februar 1987 (Abb.B.3) und vom August 1987 (Abb.B.4) zu sehen.

Die Eisdickenverteilungen der zentralen Differenzen und der upstream plus Anti-Diffusions Methode zeigen eine bessere Übereinstimmung als es mit dem reinen upstream-Verfahren erreicht wird. Das upstream Verfahren ist zu diffusiv und gibt nicht die beobachteten Eisdicken für die Region des Weddellmeeres wieder. Die deutlichsten Verbesserungen der upstream plus Anti-Diffusions Methode sind zum einem die immer positiv definierten Eisdicken und zum anderen die bessere Sommereisausdehnung (vgl. B.3 und 4.5). Vor der antarktischen Küste östlich dem Null-Meridian existiert weitaus weniger und dünneres Eis. Außerdem ist das Eisvolumen sowohl im Maximum als auch im Minimum reduziert. Dieser Effekt ist aber erwünscht, da das zentrale Differenzen Schema aufgrund der Überschwinger ein zu großes Eisvolumen erwarten läßt.

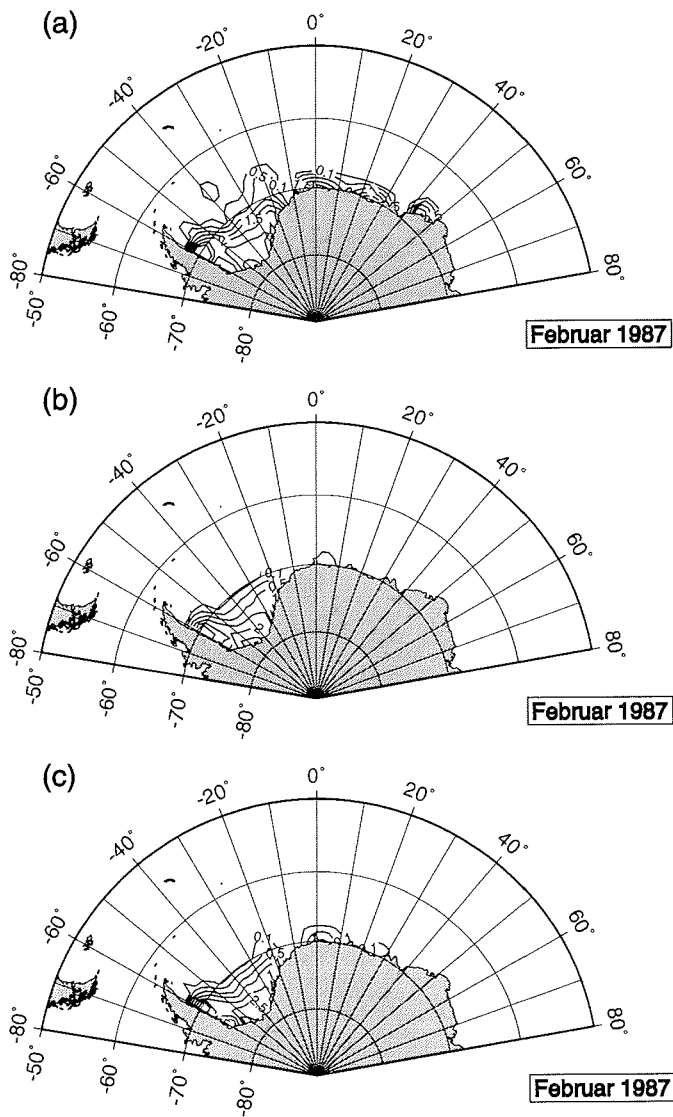


Abbildung B.3: Simulierte Eisdicke h für den Februar 1987 mit unterschiedlicher numerischer Realisierung der Advektion. (a) zentrale Differenzen, (b) reines upstream Schema, (c) upstream Schema plus Anti-Diffusion. Konturintervall gleich 0.5 m

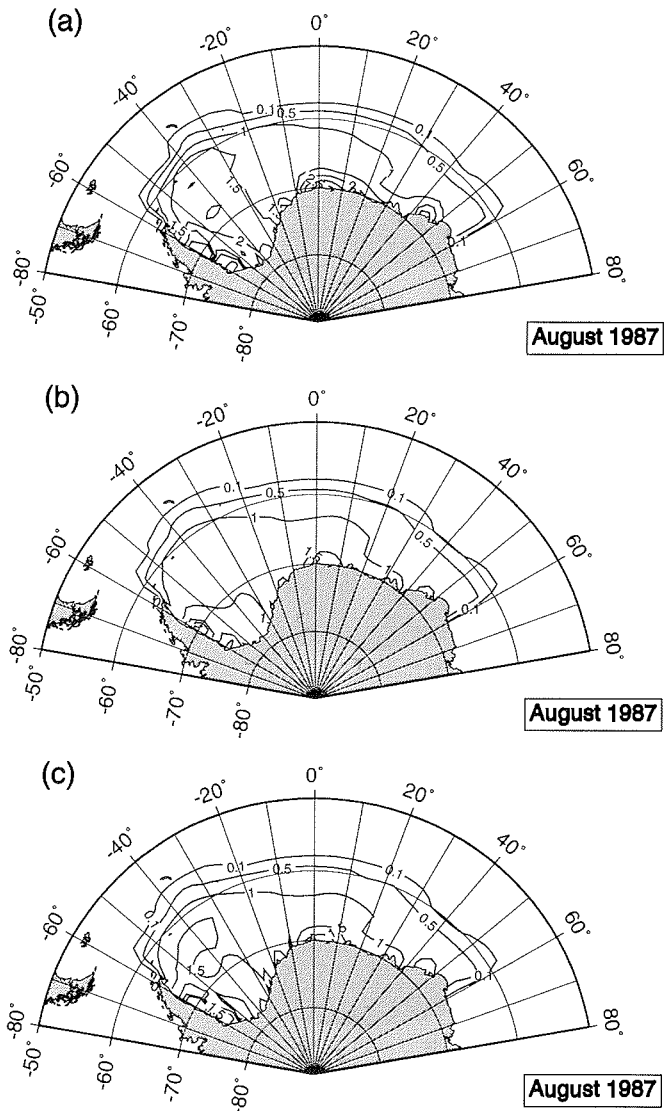


Abbildung B.4: Analog zu Abb.B.3 für den August 1987.

Literaturverzeichnis

- [All93] Allison, I., Brandt, R.E. und S.G. Warren. East Anarctic sea ice: albedo, thickness distribution, and snow cover. *Journal of Geophysical Research*, 98(C7):12417–12429, 1993.
- [Arg88] Argos Collect Localisations Satellites Company. User Manual. Technical report, Frankreich, 1988.
- [Bry69] Bryan, K. A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *Journal of Computational Physics*, 4:347–376, 1969.
- [Cav84] Cavalieri, D.J., Gloersen, P. und W.J. Campbell. Determination of sea ice parameters with the Nimbus 7 SSMR. *Journal of Geophysical Research*, 89(D4):5355–5369, 1984.
- [Cav91] Cavalieri, D.J., Crawford, J.P., Drinkwater, M.R., Eppler, D.T., Farmer, L.D., Jentz, R.R. und C.C. Wackerman. Aircraft active and passive microwave validation of sea ice concentration from the Defense Meteorological Satellite Program Special Sensor Microwave Imager. *Journal of Geophysical Research*, 96(C12):21989–22008, 1991.
- [Cha92] Chapman, W.L., Welch, W., Bowman, K.P. Sacks, J. und J.E. Walsh. Multivariate sensitivities of a dynamic-thermodynamic sea ice model. In *fifth conference on climate variations*. American Meteorological Society, 1992.
- [Com86] Comiso, J.C. Sea ice effective microwave emissivities from satellite passive microwave and infrared observations. *Journal of Geophysical Research*, 88(C12):975–994, 1986.
- [Com92] Comiso, J.C., Grenfell, T.C., Lange, M., Lohanick, A.W., Moore, R.K. und P. Wadhams. Microwave remote sensing of the Southern Ocean ice cover. In *Microwave remote sensing of sea ice, Chapter 12*, volume 68,

- pages 243–259. Geophysical Monograph, American Geophysical Union, Washington, USA, 1992.
- [Cur92] Curry, J.A. und E.E. Ebert. Annual cycle of radiation fluxes over Arctic Ocean: sensitivity to cloud optical properties. *Journal of Climate*, 5:1267–1280, 1992.
- [ECM85] ECMWF Research Department. Research manual 3, ECMWF forecast model, physical parametrisation. Technical Report M1.6/2(1), Meteorological Bulletin, ECMWF, Reading/UK, 1985.
- [Eic94] Eicken, H., Lange, M., Hubberten, H.W., und P. Wadhams. Characteristics and distribution patterns of snow and meteoric ice in the Weddell Sea and their contribution to mass balance of sea ice. *Annales Geophysicae*, 12:80–93, 1994.
- [Fis94] Fischer, H. und P. Lemke. On the required accuracy of atmospheric forcing fields for driving dynamic-thermodynamic sea ice models. In *The Polar Oceans and their role in shaping the global environment, The Nansen Centennial Volume*, volume 85, pages 373–381. Geophysical Monograph, American Geophysical Union, Washington, USA, 1994.
- [Fla91] Flato, G.M. und W.D. Hibler III. An initial numerical investigation of the extent of sea-ice ridging. *Annals of Glaciology*, 15:31–36, 1991.
- [Fla92] Flato, G.M. und W.D. Hibler III. Modeling pack ice as a cavitating fluid. *Journal of Physical Oceanography*, 22:626–651, 1992.
- [Glo92] Gloersen, P., Campell, W.J., Cavalieri, D.J., Comiso, J.C., Parkinson, C.L. und H.J. Zwally. *Arctic and Antarctic sea ice, 1978-1987: satellite passive-microwave observations and analysis*. National Aeronautics and Space Administration (NASA), Washington D.C., USA, 1992.
- [Gor81] Gordon, A.L., Martinson, D.G. und H.W. Taylor. The wind driven circulation in the Weddell-Enderby-Basin. *Deep Sea Research*, 28A:151–163, 1981.
- [Gor90] Gordon, A.L. und B.A. Huber. Southern ocean winter mixed layer. *Journal of Geophysical Research*, 95(C7):11655–11672, 1990.
- [Har94] Harder, M. Erweiterung eines dynamisch-thermodynamischen Meereis-modells zur Erfassung deformierten Eises. Technical Report Nr. 50, Berichte aus dem Fachbereich Physik, Alfred Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1994.
- [Hib79] Hibler, W.D., III. A dynamic thermodynamic sea ice model. *Journal of Physical Oceanography*, 9(4):815–846, 1979.

- [Hib82] Hibler, W.D., III. und J.E. Walsh. On modeling seasonal and interannual fluctuations of Arctic sea ice. *Journal of Physical Oceanography*, 12:1514–1523, 1982.
- [Hib83] Hibler, W.D., III. und S.F. Ackley. Numerical simulation of the Weddell Sea pack ice. *Journal of Geophysical Research*, 88(C5):2873–2887, 1983.
- [Hib84] Hibler, W.D., III. The role of sea ice dynamics in modeling CO_2 increases. In J.E. Hansen and T. Takahashi, editors, *Climate processes and climate sensitivity*, volume 29, pages 238–253. Geophysical Monograph, American Geophysical Union, Washington, D.C., USA, 1984.
- [Hoe87] Hoeber, H. und M. Gube-Lehnhardt. The eastern Weddell Sea drifting buoy data set of the Winter Weddell Sea Project (WWSP) 1986. Technical Report 37, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, Germany, 1987.
- [Hoe91] Hoeber, H. Sea ice dynamics in the Weddell Sea in winter. *Annals of Glaciology*, 15:9–16, 1991.
- [Ids69] Idso, S.B. und R.D. Jackson. Thermal radiation from the atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 74:5379–5403, 1969.
- [Ip,91] Ip, C.F., Hibler, W.D., III. und G.M. Flato. On the effect of rheology on seasonal sea ice simulations. *Annals of Glaciology*, 15:17–25, 1991.
- [Kö91] König-Langlo, G., Ivanov, B. und A. Zachek. Energy exchange over Antarctic sea ice in late winter. In C.L. Wilson G. Weller and B.A.B. Severin, editors, *International conference on the role of the polar regions in global change*, volume 1, pages 325–329. Geophysical Institute, University of Alaska Fairbanks, 1991.
- [Kot88] Kottmeier, C. und R. Hartig. Meteorological and oceanographic data of the Winter Weddell Sea Project 1986 (ANT V/3). Technical Report 46, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, Germany, 1988.
- [Kot90] Kottmeier, C. und R. Hartig. Wind observations of the atmosphere over Antarctic sea ice. *Journal of Geophysical Research*, 95(D10):16551–16560, 1990.
- [Kot92] Kottmeier, C. Olf, J., Frieden, W. and R. Roth. Wind forcing and ice motion in the Weddell Sea region. *Journal of Geophysical Research*, 97(D18):20373–20383, 1992.
- [Lae60] Laevastu, T. Factors affecting the temperature of the surface layer of the sea. *Comment. Phys.Math.*, 25,1, 1960.

- [Led91] Ledley, T.S. Snow on sea ice: competing effects in shaping climate. *Journal of Geophysical Research*, 93:17195–17208, 1991.
- [Lem84] Lemke, P. und T.O. Manley. The seasonal variation of the mixed layer and the pycnocline under polar sea ice. *Journal of Geophysical Research*, 89(C4):6494–6504, 1984.
- [Lem87] Lemke, P. A coupled one-dimensional sea ice - ocean model. *Journal of Geophysical Research*, 92(C12):13164–13172, 1987.
- [Lem90] Lemke, P., Owens, W.B. und W.D. Hibler III. A coupled sea ice - mixed layer - pycnocline model for the Weddell Sea. *Journal of Geophysical Research*, 95(C6):9513–9525, 1990.
- [Lep83] Leppäranta, M. A growth model for black ice, snow ice and snow thickness in subarctic basins. *Nordic Hydrology*, 14:59–70, 1983.
- [Loo72] Loon, H. van. Cloudiness and precipitation in the southern hemisphere. In *Meteorological Monograph*, volume 13, pages 101–111, 1972.
- [Mar66] Marshunova, M.S. Principal characteristics of the radiation balance of the underlying surface and of the atmosphere in the Arctic. In B. Keller J.O. Fletcher and S.M. Olenicoff, editors, *Soviet data on the Arctic heat budget and its climatic influence*, pages 51–131. Rand Corporation, Santa Monica, USA, 1966.
- [Mar90] Martinson, D.G. und C. Wamser. Ice drift and momentum exchange in winter Antarctic pack-ice. *Journal of Geophysical Research*, 95(C2):1741–1755, 1990.
- [Mas92] Massom, R.A. Observing the advection of sea ice in the Weddell Sea using buoy and satellite passive microwave data. *Journal of Geophysical Research*, 97(C10):15559–15572, 1992.
- [McP80] McPhee, M.G. An analysis of pack ice drift in summer. In R.S. Pritchard, editor, *Sea ice processes and models*, pages 62–75. AIDJEX International commission on snow and ice symposium, University of Washington, Seattle, USA, 1980.
- [McP95] McPhee, M.G. Turbulent oceanic heat flux during winter in the central Weddell Sea. In *Fourth Conference on Polar Meteorology and Oceanography*. American Meteorological Society, wird veröffentlicht, 1995.
- [Mel86] Mellor, M. Mechanical behavior of sea ice. In N. Untersteiner, editor, *Geophysics of sea ice*, pages 165–281. Plenum Press, New York, 1986.

- [Mes76] Mesinger, F. und A. Arakawa. Numerical methods used in atmospheric models. In *Global Atmospheric Research Program Publ.Series*, volume 17, 64 pp. WMO, Genf, 1976.
- [Nan98] Nansen, F. *In Nacht und Eis. Die Norwegische Polarexpedition 1893 - 1896, Band 1*. F.A. Brockhaus, Leipzig, 1898.
- [Nii77] Niiler, P.P. und E.B. Kraus. One-dimensional models of the upper ocean. In E.B. Kraus, editor, *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*, pages 143–172. Pergamon, New York, USA, 1977.
- [Olb91] Olbers, D. und C. Wübbler. The role of wind and buoyancy forcing of the Antarctic circumpolar current. Technical Report Nr. 22, Berichte aus dem Fachbereich Physik, Alfred Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1991.
- [Olb92] Olbers, D., Gouretski, V., Seiss, G. und J. Schröter. *Hydrographic atlas of the Southern Ocean*. Alfred Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, Germany, 1992.
- [Ove85] Overland, J.E. Atmospheric boundary layer structure and drag coefficient over sea ice. *Journal of Geophysical Research*, 90(C5):9029–9049, 1985.
- [Owe90] Owens, W.B. und P. Lemke. Sensitivity studies with a sea ice - mixed layer - pycnocline model in the Weddell Sea. *Journal of Geophysical Research*, 95(C6):9527–9538, 1990.
- [Par79] Parkinson, C.L. und W.M. Washington. A large-scale numerical model of sea ice. *Journal of Geophysical Research*, 84(C1):311–337, 1979.
- [Row89] Rowe, M.A., Sear, C.B., Morrison, S.J., Wadhams, P., Limbert, D.W.S. und D.R.J. Crane. Periodic motions in Weddell sea pack ice. *Annals of Glaciology*, 12:145–151, 1989.
- [Sem76] Semtner, A.J. A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate. *Journal of Physical Oceanography*, 6(3):379–389, 1976.
- [Shi84] Shine K.P. und R.G. Crane. The sensitivity of a one-dimensional thermodynamic sea ice model to changes in cloudiness. *Journal of Geophysical Research*, 89(C6):10615–10622, 1984.
- [Smo83] Smolarkiewicz, P.K. A simple positive definite advection scheme with small implicit diffusion. *Monthly Weather Review*, 111:479–486, 1983.

- [Ste92] Steffen, K., Key, J., Cavalieri, D.J., Comiso, J.C., Gloersen, P., Germain, K.St. und I. Rubinstein. The estimation of geophysical parameters using passive microwave algorithms. In *Microwave remote sensing of sea ice, Chapter 10*, volume 68, pages 201–231. Geophysical Monograph, American Geophysical Union, Washington, USA, 1992.
- [Sto90] Stoessel, A., Lemke, P. und W.B. Owens. Coupled sea ice - mixed layer - pycnocline simulations for the Southern Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 95(C6):9539–9555, 1990.
- [Sto91] Stoessel, A. Application of an atmospheric boundary layer model to a large-scale coupled sea-ice-oceanic mixed-layer model for the Southern Ocean. *Annals of Glaciology*, 15:191–195, 1991.
- [Sto92a] Stoessel, A. Sensitivity of Southern Ocean sea ice simulations to different atmospheric forcing algorithms. *Tellus*, 44A:395–413, 1992.
- [Sto92b] Stoessel, A. und W.B. Owens. The Hamburg sea-ice model. Technical Report 3, Deutsches Klimarechenzentrum (DKRZ), Modellberatergruppe, Hamburg, 1992.
- [Sto93] Stoessel, A. und M. Claussen. On the momentum forcing of a large-scale sea ice model. *Climate Dynamics*, 9:71–80, 1993.
- [Tho82] Thorndike A.S. und R. Colony. Sea ice motion in response to geostrophic winds. *Journal of Geophysical Research*, 87:5845–5852, 1982.
- [Tre88] Trenberth, K.E. und J.G. Olson. ECMWF Global analyses 1979-1986: Circulation Statistics und Data Evaluation. Technical Report TN-300+STR, National Center for Atmospheric Research (NCAR), Boulder, USA, 1988.
- [Tre89] Trenberth, K.E. Surface wind stress from global atmospheric analyses. *Oceans*, 3, 1989.
- [Vih93] Vihma, T. und J. Launiainen. Ice drift in the Weddell Sea in 1990-1991 as tracked by a satellite buoy. *Journal of Geophysical Research*, 98(C8):14471–14485, 1993.
- [Wam93] Wamser, C. und D.G. Martinson. Drag coefficients for winter Antarctic pack ice. *Journal of Geophysical Research*, 98(C7):12431–12437, 1993.
- [Zil72] Zillman, J.W. A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the southern hemisphere oceans. In *Meteorological study*, volume 26, 562pp. Bureau of Meteorology, Dept. of the Interior, Canberra, Australia, 1972.