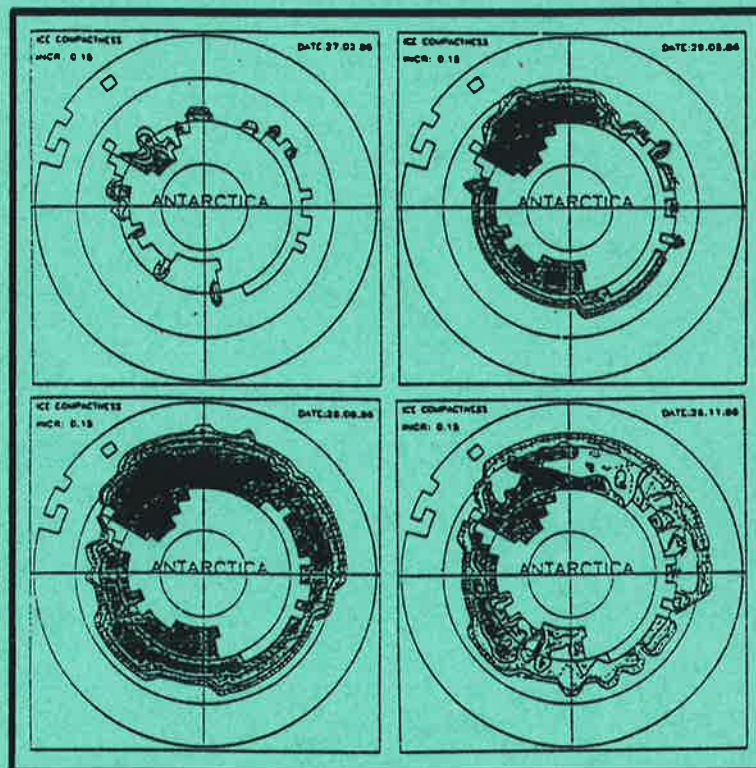




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 6



MEEREISMODELLIERUNG IM SÜDLICHEN OZEAN

von
ACHIM STÖSSEL

HAMBURG, DEZEMBER 1990

Meereismodellierung im
Südlichen Ozean

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Achim Stössel

aus Rom / Italien
(Geburtsort)

Hamburg
1990

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg

auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. P. Lemke

und Prof. Dr. J. Sündermann

und Dr. K. Herterich

Hamburg, den 28. 11. 1990

Professor Dr. M. Dunst
(Sprecher des Fachbereichs Geowissenschaften)

Inhaltsverzeichnis

- I. Zusammenfassung (Abstract)**
- II. Symbolliste**
 - A. Symbole
 - B. Indizes
- III. Einleitung**
 - A. Sinn und Ziel
 - B. Vorhergehende Arbeiten
 - C. Übergang (Gliederung)
- IV. Angewandte Modelle**
 - A. Meereismodell
 - B. Deckschichtmodell des Ozeans
- V. Modellkonfiguration**
 - A. Kopplung
 - B. Modellgitter
 - C. Numerik
 - D. Technische Daten
- VI. Antriebsdaten**
 - A. Atmosphäre
 - 1. Klimatologische Daten
 - 2. Aktuelle Daten
 - B. Ozean
- VII. Verifikationsdaten**
 - A. Eis
 - 1. Bodenbeobachtungen
 - 2. Satellitendaten
 - 3. Ergebnisse vorhergehender Modelle
 - B. Grenzschicht

VIII. Ergebnisse mit atmosphärischem Antrieb an der Oberfläche

- A. Atmosphärischer Antrieb mit monatlichen (klimatologischen) Daten (Zyklus 4)
 - 1. Standardexperiment
 - 2. Sensitivitätsuntersuchungen
 - a. Ozeanische Deckschichttiefe konstant
 - b. Vernachlässigung von Schnee
 - c. Erhöhung der Eisfestigkeit
 - d. Verlangsamung des Schließens von Rinnen
 - e. Vernachlässigung der Advektion
 - f. Vernachlässigung der geostrophischen Strömung
 - 3. Alternative Antriebsfelder
 - a. Wind
 - b. Temperatur
 - c. Niederschlag
 - 4. Stochastische Windvariabilität
 - 5. Diskussion
- B. Atmosphärischer Antrieb mit täglichen (aktuellen) Daten (Zyklus 8)
 - 1. Standardexperiment
 - 2. Sensitivitätsuntersuchungen
 - a. Erhöhung der Eisfestigkeit und der Schubspannung
 - b. Einbeziehung der atmosphärischen Oberflächenschicht
 - 3. Diskussion

IX. Schlußfolgerungen aus bisherigen Ergebnissen

X. Modellerweiterung

- A. Grenzschichtmodell der Atmosphäre
- B. Ankopplung des Grenzschichtmodells
- C. Antrieb

XI. Ergebnisse mit atmosphärischem Antrieb im geostrophischen Niveau

- A. Atmosphärischer Antrieb mit monatlichen (klimatologischen) Daten (Zyklus 5)
- B. Atmosphärischer Antrieb mit täglichen (aktuellen) Daten (Zyklus 6)
 - 1. Standardexperiment
 - 2. Sensitivitätsuntersuchungen
 - a. Reduzierung der Modellphysik
 - b. Einfluß des Windfeldes
 - c. Erhöhung der Oberflächenrauigkeit
 - d. Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten
 - e. Einfluß der Winddrehung
 - f. Erhöhung des Auftriebsflusses
 - 3. Diskussion

XII. Schlußfolgerungen und Ausblick

XIII. Danksagung

XIV. Literaturverzeichnis

XV. Anhang: Theorie der angewandten Modelle

- A. Meereismodell
 - 1. Dynamisches Teilmodell
 - 2. Kontinuitätsgleichungen
 - 3. Thermodynamisches Teilmodell
- B. Deckschichtmodell des Ozeans
 - 1. Erhaltung von Wärme und Salz
 - 2. Parametrisierung der vertikalen Einmischung
 - 3. Energiebilanz
- C. Oberflächenschicht der Atmosphäre
- D. Grenzschichtmodell der Atmosphäre

XVI. Abbildungen

I. Zusammenfassung

Das von Hibler (1979) für den Arktischen Ozean entwickelte dynamisch - thermodynamische Meereismodell wurde von Hibler und Ackley (1983) auf das Weddellmeer angewendet. Dieses Modell wurde von Lemke et al. (1990) mit dem ein-dimensionalen ozeanischen Deckschichtmodell von Lemke (1987) gekoppelt, um den vertikalen ozeanischen Wärmefluß in Abhängigkeit von der Eisbildung und nachfolgender Konvektion zu beschreiben. Außerdem führten Owens und Lemke (1990) die Schneehöhe als weitere prognostische Variable im Modell ein.

In der vorliegenden Arbeit wird das so modifizierte Weddell-Meereismodell auf die Region des gesamten Südlichen Ozeans erweitert und im ersten Teil der Arbeit mit klimatologischen Monats- bzw. Jahresmittelwerten angetrieben.

Die Ergebnisse des Standardlaufs werden mit Analyseergebnissen aus Satellitendaten, vereinzelt Bodenbeobachtungen bzw. -messungen, und Ergebnissen aus früheren dynamisch-thermodynamischen Meereismodellen verglichen. Außerdem werden Sensitivitätsuntersuchungen durchgeführt, um den Einfluß verschiedener physikalischer und numerischer Parameter zu untersuchen. Da die atmosphärischen Klimatologien im Bereich des Südlichen Ozeans je nach Herkunft teilweise erheblich voneinander abweichen, wird zum Vergleich mit alternativen Datensätzen angetrieben. Schließlich wird das Modell mit stochastisch variierenden Windfeldern angetrieben, um dem Effekt täglicher Variabilität nachzugehen.

Wegen der hohen Inkonsistenz der verschiedenen atmosphärischen Antriebsfelder und der gleichzeitigen hohen Sensitivität des Modells bezüglich dieser Daten (insb. der Windfelder), wird im zweiten Teil der Arbeit zunächst mit aktuellen, täglichen Analysedaten von numerischen Wettervorhersagemodellen angetrieben, die in Regionen geringer Meß- bzw. Beobachtungsdichte physikalisch konsistenter erscheinen als reine Beobachtungsdatenanalysen, die auf Interpolationsmethoden basieren. Durch Zurückrechnen der Analysevariablen auf deren ursprüngliches Niveau des Atmosphärenmodells und gleichzeitiger Anwendung einer geeigneten Prandtl-Schicht Formulierung können realistische Ergebnisse erzielt werden, ohne dabei Parameter des Meereismodells auf die neuerliche Art des Antriebs anpassen zu müssen.

Um eine Vorbestimmung der Lage der Eisgrenze aufgrund der im Atmosphärenmodell vorgegebenen Randwerte zu vermeiden, wird schließlich der Antrieb auf das geostrophische Niveau angehoben. Dies wird durch eine zusätzliche Kopplung des Meereismodells an das ein-dimensionale atmosphärische Grenzschichtmodell von Koch (1988) realisiert. Dabei wird der Antrieb jeweils dem gleichen klimatologischen bzw. aktuellen Datensatz (s.o.) entnommen, diesmal jedoch vom 850 hPa Niveau.

Die Ergebnisse aus diesem Teil der Arbeit werden mit den vorhergehenden verglichen und analysiert. Desweiteren werden wiederum diverse Sensitivitätsstudien durchgeführt und damit gleichzeitig Probleme, die mit dem höheren Antriebsniveau und der eingeschränkten Anwendbarkeit des atmosphärischen Grenzschichtmodells zusammenhängen, diskutiert.

Abstract

The dynamic-thermodynamic sea ice model developed by Hibler (1979) for the Arctic Ocean has been applied to the Weddell Sea by Hibler and Ackley (1983). This model was coupled by Lemke et al. (1990) with the one-dimensional oceanic mixed layer model of Lemke (1987) in order to describe the vertical oceanic heat flux dependent on ice formation and subsequent convection. Furthermore, Owens and Lemke (1990) introduced the snow thickness as an additional prognostic variable in the model.

In the present work this modified Weddell - sea ice model is extended to the entire Southern Ocean region and is in the first part forced with climatological monthly and annual mean values, respectively.

The results of the standard run are compared with satellite data, with single ground truth observations or measurements, respectively, and with results of earlier dynamic-thermodynamic sea ice models. Additionally, sensitivity studies are performed in order to investigate the influence of different physical and numerical parameters. Since atmospheric climatologies of different origin partly deviate considerably in the region of the Southern Ocean, alternative forcing data sets are applied for comparison. Finally, the model is forced with stochastically varying wind fields in order to examine the effect of daily variability.

Due to the large inconsistency of the different atmospheric forcing fields and the simultaneous high sensitivity of the model with respect to these data (esp. the wind fields), in the second part of this work actual, daily analyses data from numerical weather prediction models are used for forcing. These data seem to be physically more consistent in regions of low sampling density than data obtained from analyses of observations using simple interpolation schemes. By recomputing the analyses variables to the originally assigned level of the atmosphere model and by simultaneously applying an appropriate Prandtl-layer formulation, reasonable results can be obtained without adjusting parameters of the sea ice model to the new kind of forcing.

In order to avoid a predetermination of the sea ice edge from the prescribed boundary conditions for the atmosphere model, the forcing level is finally raised to the geostrophic level. This is achieved by coupling the sea ice model additionally to the one-dimensional atmospheric boundary layer model of Koch (1988). The forcing is derived from the same climatological or actual data set (as mentioned above), respectively, but this time from the 850 hPa-level.

The results of this part of the work are analysed and compared with the previous ones. Furthermore, sensitivity studies are performed with a simultaneous discussion of problems related to the higher forcing level and the restricted applicability of the atmospheric boundary layer model.

II. Symbolliste

II.A. Symbole

A:	Fläche [m ²]
c:	spezifische Wärmekapazität [J/(K•kg)]
C:	Koeffizient
e:	Verhältnis der Kompressions- zur Scherfestigkeit
f:	Coriolisparameter [1/s]
f':	Stabilitätsfunktion (atm. Grenzschicht)
F:	Netto-Frischwasserfluß
F':	Stabilitätsfunktion (atm. Oberflächenschicht)
\vec{F} :	Kraft aufgrund der internen Eisspannungen [N/m ²]
g:	Schwerebeschleunigung [m/s ²]
h:	Dicke [m]
H:	Wasserstand der dynamischen Topographie [m]
k:	Wärmeleitfähigkeit [W/(m•K)]
K:	kinetische Energie [m ² /s ²]
L:	spezifische latente Wärme [J/Kg]
L':	Monin-Obukhov Länge [m]
N:	Bedeckungsgrad
p:	Druck [Pa]
P:	Niederschlagsrate [m/s]
\tilde{P} :	Eisfestigkeit [N/m]
q:	spezifische Feuchte [kg/kg]
Q:	Wärmeflußdichte [W/m ²]
\tilde{Q} :	Wärmefluß [K•m/s]
r:	relative Feuchte
Ri:	Richardson-Zahl
S:	Salzgehalt
\tilde{S} :	Salzfluß
t:	Zeit [s]
T:	Temperatur [K]
u:	x(W⇒E) - Komponente einer Geschwindigkeit [m/s]
v:	y(S⇒N) - Komponente einer Geschwindigkeit [m/s]
w:	z(⇒ oben) -Komponente einer Geschwindigkeit [m/s]
\vec{V} :	Horizontalgeschwindigkeit [m/s]
V _d :	Reibungsgeschwindigkeit [m/s]
z _s :	Rauhigkeitslänge [m]

α :	Albedo
α' :	Expansionskoeffizient der Temperatur [1/K]
β' :	Expansionskoeffizient des Salzgehaltes
γ :	Reibungsparameter [s/m]
δ' :	turbulenter Mischungsweg [m]
ϵ :	Emissionsvermögen
ϵ_{ij} :	Tensor der Deformationsrate [s ⁻¹]
ϵ' :	Dissipationsterm [m ² /s ²]
ζ :	Massenviskosität [Ns/m]
η :	Scherviskosität [Ns/m]
θ :	potentielle Temperatur [K]
κ :	von Karman Konstante
λ :	geographische Länge [°]
μ :	Stabilitätsparameter
ρ :	Dichte [kg/m ³]
σ :	Stefan-Boltzmann-Konstante [W/(m ² •K ⁴)]
σ_{ij} :	Spannungstensor [N/m]
τ :	Schubspannung [N/m ²]
Φ :	geostrophischer Ablenkwinkel [°]
φ :	geographische Breite [°]

II.B. Indizes

a:	Atmosphäre
b:	Eisunterkante (Grenzschicht Eis/Meerwasser)
c:	konduktiv
cl:	Wolken
d:	Schubspannung
e:	Einmischung
f:	Schmelze
g:	geostrophisch
gr:	Gitterzelle
h:	turbulente Wärmeflüsse
Hc:	Halokline
i:	Meereis
la:	latente Wärme
lw:	langwellige Strahlung
m:	Impulsfluß
o:	Ozean
s:	Oberfläche
se:	sensible Wärme
sn:	Schnee

sw: kurzwellige Strahlung
Tc: Thermokline
v: Verdunstung
w: Wasser
1: erste benachbarte Schicht zur Oberfläche
2: zweite benachbarte Schicht zur Oberfläche
*: empirische Größen

III. Einleitung

III.A. Sinn und Ziel

Im Südlichen Ozean erreicht die winterliche Eisausdehnung in der Regel eine Fläche zwischen 18 und $20 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ (Zwally et al., 1983; Gloersen und Campbell, 1988). Dies entspricht 80 bis 90% des territorialen Gebietes der Sowjetunion. Auf dieser den gesamten antarktischen Kontinent umgebenden Fläche wird der Impuls-, Feuchte- und Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre, sowie die Strahlungsbilanz erheblich vom Meereis beeinflusst. Im Sommer geht die Eisausdehnung auf etwa ein Fünftel des Wintermaximums zurück, so daß während eines Jahres bis zu $16 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ Ozeanoberfläche alternativ eisbedeckt oder eisfrei in Erscheinung treten können. Es ist zu erwarten, daß dieses starke saisonale Signal einen erheblichen Einfluß auf die ozeanischen und atmosphärischen Prozesse nicht nur innerhalb der Grenzschichten hat. Im Sinne einer angestrebten globalen Kopplung zwischen Atmosphäre und Ozean in allgemeinen Zirkulationsmodellen (GCM) erscheint die Einbeziehung von Meereis deshalb als unumgänglich.

In den meisten GCM's sind die Simulationsergebnisse in höheren Breiten relativ unbefriedigend (vgl. z.B. Loewe, 1989). Ein dazu beitragender Faktor könnte die zu einfache Darstellung von Meereis sein. In atmosphärischen GCM's (AGCM) stellt Meereis die untere Randbedingung im Modell dar. Dabei wird das Eis üblicherweise als geschlossene Decke einheitlicher Dicke beschrieben, wobei der Eisrand, also der Übergang zum eisfreien Ozean, meist klimatologisch vorgegeben wird (Cattle und Roberts, 1988). Ozeanische GCM's (OGCM) sind im allgemeinen an einfache thermodynamische Meereismodelle gekoppelt, um die Salzbilanz und damit die Tiefenwasserproduktion in Polarregionen, zu erfassen.

Gerade die Eisdynamik jedoch, scheint von ausschlaggebender Bedeutung zu sein, wenn realistische Ergebnisse der Eisausdehnung, Eisdicke und Eisgeschwindigkeit erzielt werden sollen. Für den Südlichen Ozean wurden realistische Ergebnisse bisher nur für die Eisausdehnung erzielt (Parkinson und Washington, 1979; vgl. Abschn. III.B). Damit in Langzeitintegrationen von gekoppelten Klimamodellen das Gesamtsystem

Atmosphäre - Meereis - Ozean im Gleichgewicht bleibt - und eventuelle Abweichungen vom Gleichgewicht studiert werden können - ist es jedoch wichtig, auch die anderen beiden Variablen, nämlich Eisdicke und Eisgeschwindigkeit, realistisch simulieren zu können. Hierbei sind die Massenerhaltung von Meereis und die Energie- und Impulserhaltung beim Transfer zwischen Atmosphäre und Ozean via Meereis von höchster Priorität.

Es stellt sich desweiteren heraus, daß das Auftreten von Meereis sehr eng mit physikalischen Prozessen sowohl in der Atmosphäre als auch im Ozean gekoppelt ist, und hier in erster Linie mit Vorgängen in den jeweiligen Grenzschichten.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es nun, für die anfangs erwähnte Region ein großskaliges Meereismodell mit hinreichend vielfältiger Physik bezüglich der Thermodynamik und der Dynamik zu betreiben, um die oben genannten Erfordernisse bezüglich der Eisdicke und der Eisgeschwindigkeit im globalen Maßstab zu erfüllen. Gleichzeitig soll die Wirkung des simulierten Meereises auf verschiedene physikalische Prozesse in den jeweiligen Grenzschichten untersucht werden. Während die ersteren Aufgaben hierbei im Vordergrund stehen, soll die letztere die Einbindung von Meereis im System der vertikalen Wechselwirkungen zwischen 850 hPa Höhe in der Atmosphäre und 500m Tiefe im Ozean verdeutlichen. Damit soll die Arbeit zusätzlich als Vorstudie in Richtung drei-dimensionaler Kopplung zwischen Atmosphäre, Meereis und Ozean dienen.

III.B. Vorhergehende Arbeiten

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Überblick über bisherige Meereismodelle gegeben werden, die sowohl auf den Südlichen Ozean (oder Teilen davon) angewendet wurden, als auch von dynamisch-thermodynamischen Charakter sind, d.h. neben der reinen Thermodynamik (als horizontale Gitterpunktmodelle) die Simulation der Eisdrift beinhalten.

Die bisher einzige dynamisch-thermodynamische Simulation des gesamten antarktischen Meereisgebietes wurde von Parkinson und Washington (1979) durchgeführt. Der thermodynamische Teil ihres Modells besteht aus Wärmebilanzgleichungen für eisfreies Wasser und Eis mit und ohne Schneeeauflage. Im dynamischen Teil werden die Eisgeschwindigkeiten basierend auf einer Impulsbilanz für frei

driftendes Eis berechnet, bis der Anteil an offenem Wasser einen vorgegebenen Minimalwert erreicht. Die Divergenzrate wird dann iterativ korrigiert, um einen Minimumanteil an Rinnen zu bewahren. Diese Iteration wird ohne Berücksichtigung der Impulserhaltung durchgeführt. Der atmosphärische Antrieb besteht aus klimatologischen Monatsmittelwerten (Taljaard et al., 1969), während die geostrophische Strömung jährlichen Mittelwerten entnommen wird. Der ozeanische Wärmefluß wird räumlich und zeitlich konstant gehalten. In ihren Ergebnissen erscheint die Eisdrift relativ langsam im Vergleich zu Beobachtungen, und die Eisdickenverteilung hebt sich nur geringfügig ab von derjenigen rein thermodynamischer Modelle.

Hibler und Ackley (1983) wendeten das dynamisch-thermodynamische Meereismodell von Hibler (1979) (siehe IV.A) auf das Weddellmeer an. Der thermodynamische Teil des Modells ist demjenigen von Parkinson und Washington (1979) angepaßt, außer daß der Effekt der Schneebedeckung lediglich durch Albedoänderungen als Funktion der Oberflächentemperatur berücksichtigt wird. Probleme ergaben sich bei der Benutzung täglicher atmosphärischer Antriebsfelder aus den australischen Analysen, welche 1979-er FGGE (First GARP (Global Atmospheric Research Programme) Global Experiment)-Daten beinhalten. Die interpolierten Antriebsfelder der Temperatur und Feuchte mußten schließlich korrigiert werden, um Übereinstimmung mit Messungen von Driftbojen zu erreichen. Als ozeanischer Antrieb werden mittlere geostrophische Strömungen und ein konstanter Wärmefluß vom tiefen Ozean in eine Deckschicht konstanter Tiefe angenommen. Die Ergebnisse zeigen ein deutliches Anwachsen der Eisdicke im westlichen Teil des Weddellmeeres, während die mittlere Eisdrift einen zyklonalen Wirbel wiedergibt. Beides stimmt mit Beobachtungen überein und zeigt eine deutliche Verbesserung gegenüber der Simulation von Parkinson und Washington (1979).

An dieses Modell koppelte Koch (1988) ein ein-dimensionales atmosphärisches Grenzschichtmodell und verlagerte damit den atmosphärischen Antrieb, welcher den ECMWF-(European Centre for Medium Range Weather Forecasts) Analysen des 1979-er FGGE Jahres entnommen wurde, auf das geostrophische Niveau. Die turbulenten atmosphärischen Wärmeflüsse und die Windschubspannung können nun als Funktion der Stabilität in der Grenzschicht, die ihrerseits in Wechselbeziehung zur simulierten Eisbedeckung bzw. Eisdicke steht, bestimmt werden. Dadurch

können gegenüber dem ungekoppelten Modell Verbesserungen bezüglich der (insb. winterlichen) Eisausdehnung erzielt werden.

Um die vertikalen Wechselwirkungen zwischen Meereis und Ozean, insb. den Einmischungsprozess (entrainment) in Abhängigkeit von Eiswachstum (bzw. Schmelze), zu berücksichtigen, koppelten Lemke et al. (1990) und Owens und Lemke (1990) das ein-dimensionale prognostische Deckschichtmodell von Lemke (1987) an das Weddell-Meereismodell von Hibler und Ackley (1983). Damit kann nun der ozeanische Wärmefluß räumlich und zeitlich variabel aus den prognostisch berechneten Deckschichtgrößen bestimmt werden. Zusätzlich wurde die Simulation der Schneedicke in Anlehnung an Parkinson und Washington (1979) eingebracht. Es stellt sich heraus, daß die Ergebnisse des dynamisch-thermodynamischen Laufs relativ insensitiv auf verschiedene Darstellungen der Deckschicht reagieren (vorausgesetzt, daß die Jahresmittelwerte des ozeanischen Wärmeflusses gleich sind), während diese beim rein thermodynamischen Lauf eine entscheidende Rolle spielen.

Van Ypersele (1986) wendete ein drei-dimensionales Ozeanmodell (Bryan, 1969, Semtner, 1974) auf den atlantischen Sektor des Südlichen Ozeans an. Die Oberfläche der obersten ozeanischen Schicht wurde dahingehend modifiziert, Meereis thermodynamisch wachsen (bzw. schmelzen) zu lassen (Semtner, 1976) und sich frei als Funktion des geostrophischen Windes und der ozeanischen Strömung zu bewegen (Thorndike und Colony, 1982). Um ein übermäßiges Anwachsen der Eisdicke in konvergenten Gebieten zu vermeiden, wird die Eisgeschwindigkeit bei Überschreiten einer vorgegebenen Dicke künstlich reduziert. Als atmosphärischer Antrieb dienen wiederum klimatologische Monatsmittelwerte (Taljaard et al., 1969). Um die Einschwingzeit des Ozeanmodells zu reduzieren, wurde ein sog. "robust-diagnostisches" Schema angewendet, mit welchem die Temperatur- und Salzgehaltswerte nach Bedarf den Beobachtungen angeglichen werden. Auch diese Simulationen mit der relativ einfachen Dynamik im Meereismodell zeigen die wesentlichen beobachteten großskaligen Eigenschaften des Meereises, und zwar weitgehend unabhängig davon, ob mit oder ohne Ozeankopplung gerechnet wurde.

Bezüglich der Kopplung von Meereismodellen an globale GCM's gelang es kürzlich Oberhuber (1990) das Meereismodell von Hibler (1979) an sein isopyknisches OGCM zu koppeln. An einer Kopplung dieses Modells an das ECMWF - T21 AGCM wird zur Zeit gearbeitet (Oberhuber, pers. Mitteilung). Alle sonst existierenden GCM's

enthalten bestenfalls einfache thermodynamische Meereismodelle, ggf. mit Rinnenparametrisierungen (z.B. Forman et al., 1988) und einfachem Advektionsschema (z.B. Maier-Reimer und Mikolajewicz, 1989).

III.C. Übergang (Gliederung)

Im nächsten Kapitel sollen die wesentlichen Merkmale der beiden zuerst angewendeten Modelle (Meereis und ozeanische Deckschicht) beschrieben werden, während Einzelheiten im jeweiligen Anhang zu finden sind. In den darauffolgenden drei Kapiteln wird auf die Kopplung der Modelle, das Modellgitter und die Numerik eingegangen und die diversen Antriebs- und Verifikationsdaten beschrieben. In Kapitel VIII sollen Ergebnisse aus gekoppelten Meereis-Deckschicht Simulationen inklusive Sensitivitätsstudien gezeigt werden, wobei auch der Effekt der Benutzung alternativer atmosphärischer Antriebsfelder dargestellt wird. Aufgrund der anschließenden Schlußfolgerungen aus den bis dahin erlangten Ergebnissen erfolgt eine Modellerweiterung in die atmosphärische Grenzschicht, welche in Kapitel X (bzw. Anhang (XV.D)) beschrieben wird. Ergebnisse aus dem neuen Modellsystem mit höherem atmosphärischem Antriebsniveau werden im darauffolgenden Kapitel primär in Form von Sensitivitätsuntersuchungen gezeigt. Der Abschluß der Arbeit setzt sich aus Schlußfolgerungen und einen Ausblick auf zukünftige Anwendungs- und Verbesserungsmöglichkeiten des vorliegenden Modellsystems zusammen.

IV. Angewandte Modelle

IV.A. Meereismodell

Das in dieser Arbeit benutzte Meereismodell basiert auf Hibler (1979). Es besteht im wesentlichen aus einer Impulsbilanz, und Kontinuitätsgleichungen für Eisdicke und Eiskonzentration (Bedeckungsgrad). Die besondere Eigenschaft dieses Modells ist die Formulierung einer viskos-plastischen EISRheologie, die das Materialverhalten von Meereis wiedergeben soll. Insbesondere handelt es sich um einen zusätzlichen Kraftterm in der Bewegungsgleichung, der durch die inneren Spannungen aufgrund der Deformation zustande kommt. Der thermodynamische Teil des Modells entspricht demjenigen von Hibler und Ackley (1983). Er besteht aus Wärmebilanzgleichungen für eisfreies und eisbedecktes Wasser, ähnlich wie bei Parkinson und Washington (1979), und tritt zusammen mit dem dynamischen Teil in den oben erwähnten Kontinuitätsgleichungen auf. Gemäß Owens und Lemke (1990) wurde eine zusätzliche Kontinuitätsgleichung für die Schneedicke eingeführt. Außerdem wurde eine erweiterte Rinnenparametrisierung aufgrund von Scherungsdeformation, und eine 7-Schichten Eisdickenbeschreibung für eine differentielle Bestimmung der Eiwachstumsraten übernommen, beides gemäß Hibler (1984).

Ein Überblick über die wichtigsten Gleichungen des Meereismodells ist im Anhang (XV.A) gegeben.

IV.B. Deckschichtmodell des Ozeans

Das ein-dimensionale ozeanische Deckschichtmodell wurde von Lemke (1987) entwickelt. Die Kopplung an das Meereismodell wurde von Lemke et al. (1990) und Owens und Lemke (1990) durchgeführt (siehe III.B). Das Deckschichtmodell basiert auf der Erhaltung von Wärme und Salz, auf einer potentiellen Energiebilanz und auf Parametrisierungen der Einmischungsflüsse an der Basis der Deckschicht. Letztere bauen auf Kraus und Turner (1967) auf, mit dem Unterschied, daß die Diskontinuität an der Basis der Deckschicht durch einen scharfen Gradienten mit exponentiell geformter Pyknokline ersetzt wurde. Damit können nun sowohl die Deckschichttiefe, -temperatur und -salzgehalt, als

auch die Dicke der Thermo- und Haloklinen als Funktion der Eisproduktion und Eisgeschwindigkeit prognostisch bestimmt werden.

Die wesentlichen theoretischen Formulierungen des Deckschichtmodells sind im Anhang (XV.B) dargestellt.

Im folgenden werden alle in XV.A und B erklärten Symbole für den Leser als bekannt vorausgesetzt. Ansonsten sei auf die Symbolliste (II) verwiesen.

In der so ursprünglich vorliegenden Fassung von Hibler und Ackley (1983) bzw. Lemke et al. (1990) für das Weddellmeer wurden die Strahlungsflüsse in der Wärmebilanzgleichung direkt vorgegeben. Da entsprechende Daten für den gesamten Südlichen Ozean nicht existieren, werden diese Flüsse explizit in Abhängigkeit der astronomischen Parameter sowie der atmosphärischen Variablen Temperatur, Feuchte und Bewölkung nach Parkinson und Washington (1979) (siehe auch Stössel, 1985) berechnet. Die turbulenten Wärmeflüsse werden mit Hilfe von Standardformeln bestimmt, wobei die Transferkoeffizienten nach Parkinson und Washington (1979) und Hibler (1985) mit $C_{se} = C_{ia} = 1.75 \cdot 10^{-3}$ spezifiziert werden. Die Schubspannungen an den Grenzflächen Luft/Eis und Eis/Wasser werden mit quadratischen Bulkformeln wie z.B. bei Hibler und Ackley (1983) berechnet, wobei die Schubspannungskoeffizienten (drag coefficient) mit $1.2 \cdot 10^{-3}$ bzw. $5.5 \cdot 10^{-3}$ angenommen werden, und die geostrophischen Ablenkwinkel 25° betragen.

Mit Hilfe des dynamischen Verfahrens (siehe z.B. Pond und Pickard, 1983) wird die geostrophische Strömung aus der dynamischen Topographie berechnet, wobei sich letztere auf eine Referenztiefe (level of no motion) von 1000 m bezieht.

V. Modellkonfiguration

V.A. Kopplung

Die Kopplung des Meereismodells (SI-Modell) mit dem ozeanischen Deckschichtmodell (OML-Modell) geschieht gemäß Lemke et al. (1990) und Owens und Lemke (1990). Die einzelnen in Wechselwirkung stehenden Größen können Tabelle 1 entnommen werden. Die mit ⁺⁾ versehene Variable Q_a aus Gl. (A8) muß in Verbindung mit (A12) stehen, wenn $T_s > 0^\circ\text{C}$, ansonsten gilt $Q_a = -Q_c$ gemäß (A8). Die mit ^{*)} versehene Variable T_{o1} ist nur dann für (A8) mit $T_s = T_{o1}$ von Bedeutung, wenn kein Eis in der Gitterzelle vorhanden ist.

Ein Überblick über die im gekoppelten SI-OML-Modellsystem eingebundenen Variablen ist in Abb. 1 gezeigt. Dort werden die

Austauschvariable	Gleichung	zu berechnende Variable	Gleichung
SI---Modell		→	OML---Modell
$Q_a^{+)}$	(A8), (A12) ⁺⁾	$(\partial T_{o1} / \partial t)$	(B3), (B4)
$(\partial \tilde{h}_1 / \partial t)_b$	(A13)	\tilde{S}_s	(B9)
$(\partial \tilde{h}_1 / \partial t)$	(A14)	F	(B10)
\vec{V}_i	(A1)	K	(B13)
OML---Modell		→	SI---Modell
$T_{o1}^{*) }$	(B4)	Q_a	(A8)
Q_o	(B5)	$(\partial \tilde{h}_1 / \partial t)_b$	(A13)

Tabelle 1

Die in Wechselwirkung stehenden Variablen des gekoppelten SI-OML Modells. Zu ⁺⁾ und ^{*)} siehe Text.

Variablen danach unterschieden, ob sie diagnostisch oder prognostisch berechnet werden, oder als Antrieb vorgegeben sind. Die durchgezogenen Profile mit zugehöriger tieferer Deckschichttiefe sollen idealisiert die Wintersituation wiedergeben; die gestrichelten Profillinien sollen entsprechend die Sommersituation darstellen, wobei sich das Vorzeichen der Temperaturdifferenz umdreht.

V.B. Modellgitter

Das Ausgangsmodell für die vorliegende Arbeit ist für das Weddellmeer konzipiert (Hibler und Ackley, 1983). Es besteht aus 14×18 Gitterpunkten und ist auf einem kartesischen Gitter mit äquidistanten Gitterabständen von 222 km angelegt. An den geschlossenen Rändern (Küstenlinie) wird die Eisgeschwindigkeit gleich null gesetzt ("no-slip" Bedingung); im Gegensatz dazu ist an den offenen Rändern lediglich die Eisfestigkeit (ice strength) gleich null, so daß das Eis diese Ränder mit freier Eisdrift passieren kann.

Dieses Modell wird nun auf den gesamten Südlichen Ozean ausgedehnt, mit 13×72 Gitterpunkten auf einem sphärischen Gitter zwischen 50°S und 80°S , mit einem Breitenabstand $\Delta\varphi = 2.5^\circ$ ($=277.8$ km) und einem Längenabstand von $\Delta\lambda = 5^\circ$ ($=234.8$ km bei $\varphi = 65^\circ$). Für das sphärische Gitter werden im Eismodell die horizontalen Divergenz- und Gradientterme mit metrischen Faktoren versehen (gem. Arakawa und Lamb, 1977), so daß das Modell alternativ mit kartesischen oder sphärischen Koordinaten betrieben werden kann.

Landpunkte werden nach der neuesten bathymetrischen Karte ausmaskiert (Vanney et al., 1983). Gitterzellen, die überwiegend aus Schelfeis bestehen, werden als Landpunkte behandelt. Für die Gittereckpunkte entlang der Küste (siehe V.C) gilt wiederum $u_i = v_i = 0$, während Eisdrift über den offenen Rand entlang 50°S normalerweise nicht vorkommt. Die Ost-West Berandung wird bei $\lambda = 0^\circ$ zusammengefügt, wobei eigens dafür erstellte zyklische Randbedingungen dafür sorgen, daß das Eis kontinuierlich über diesen Rand advectiert wird. Insgesamt geht also kein Eis durch Advektion verloren.

Wie bei Hibler (1979), Hibler und Ackley (1983) und Lemke et al. (1990) wird das Modell mit einem Zeitschritt von einem Tag

integriert. Nach einer Simulationszeit von 5 Jahren sind Eisausdehnung und Eisvolumen annähernd in einem zyklstationären Zustand (vgl. VIII.A.1). Das sechste Simulationsjahr wird dann als Repräsentant für diesen Zustand ausgewertet. Bei allen Simulationen besteht der Anfangszustand (1. Januar) aus einer meridionalen, linearen Abnahme einer Eisdicke (h_i) von 2m, einer Eiskonzentration (N_i) von 100 % und einer Scheedicke (h_{sn}) von 0.5 m bei $\varphi = 80^\circ\text{S}$ auf $h_i = N_i = h_{sn} = 0$ bei $\varphi = 65^\circ\text{S}$, und - jeweils für die gesamte Modellregion - Eisgeschwindigkeitskomponenten ($u_i = v_i$) von 0.05 m/s, einer Deckschichttiefe (h_{o1}) von 60m, einem Deckschichtsalzgehalt (S_i) von 33.3, einer Deckschichttemperatur (T_{o1}) am Gefrierpunkt, einer Mächtigkeit der Thermoklinen (h_{Tc}) von 70 m, und einer solchen der Haloklinen (h_{Hc}) von 20 m.

V.C. Numerik

Die dynamischen Gleichungen des Meereismodells werden numerisch als Anfangswertproblem mit Hilfe finiter Differenzen gelöst. Die Geschwindigkeitspunkte sind gegenüber den Gitterpunkten der thermodynamischen Zustandsgrößen und der Eisfestigkeit horizontal versetzt (Arakawa B-Gitter). Für die Lösung der Impulsgleichungen (insb. der Kratterme aufgrund der internen Eisspannungen) wird ein semi-implizites Verfahren angewendet, für welches zwei Relaxationslösungen pro Zeitschritt benötigt werden. Die Kontinuitätsgleichungen werden explizit integriert. Die diffusiven Flüsse sind klein gegenüber den advektiven Flüssen (im Durchschnitt ca. 3%) und dienen der numerischen Stabilität. Aus dem gleichen Grunde wird die Massenviskosität auf $4 \cdot 10^8 \text{kg/s}$ nach unten hin begrenzt. Die Berechnung von N_i und h_i wird formal auch zeitlich versetzt zur Berechnung von \vec{V}_i durchgeführt, wobei die Integration im wesentlichen mit einem kombinierten "Vorwärts-Rückwärts" Schema stattfindet (vgl. Mesinger und Arakawa, 1976). Einzelheiten hierzu können in Hibler (1979) (dort insb. in Anhang A) und Hibler (1980) gefunden werden.

Nachdem die Eisgeschwindigkeiten per Relaxation berechnet wurden, kann nun (zum nächsten halben Zeitschritt) die Advektion (und Diffusion) von h_i , N_i und h_{sn} bestimmt werden. Danach wird der thermodynamische Einfluß aufaddiert: mit der aus der Wärmebilanzgleichung berechneten Gesamtwachstumsrate

$(\partial h_i / \partial t)_{th.}$ wird nach deren Korrektur aufgrund des Schnees in die Deckschichtroutine gegangen, wo aus den neuen Deckschichtvariablen der ozeanische Wärmefluß bestimmt wird. Mit diesem werden schließlich $(\partial h_i / \partial t)_{th.}$, und damit $(\partial N_i / \partial t)_{th.}$, aktualisiert.

Das dynamische Gleichungssystem wird auch dann gelöst, wenn kein Eis vorhanden ist. In diesem Fall wird die Eisfestigkeit P und damit der interne Eisstreß F (Gl.(A3) in XV.A.1) gleich null. Die ("imaginären") Geschwindigkeiten der Eismasse null resultieren dann aus der Bilanz der Oberflächenspannungen (Gl.(A2) i.V.m. (A1)) und dienen dem kinetischen Energieeintrag in die Deckschicht (Gl.(B11) i.V.m. (B13)).

V.D. Technische Daten

Das SI-OML-Modell für den Südlichen Ozean mit der in V.B. beschriebenen räumlichen und zeitlichen Auflösung wurde bis Ende 1988 auf der Cyber 205 des Rechenzentrums des Max-Planck-Instituts für Meteorologie betrieben. Dazu wurde die Originalversion von Hibler (1980) voll in x- und y-Richtung vektorisiert. Zusätzlich wurden die Gitterpunktmatrizen der dynamischen Variablen zwecks maschinenspezifischer Optimierung in vier Untermatrizen unterteilt, in denen das Gleichungssystem zunächst für jede 2. räumliche Variable gelöst wird. Da bei der Berechnung der benachbarten Gitterpunkte bereits auf die neu berechneten zurückgegriffen werden kann, führt dies zu einer Beschleunigung des Relaxationsverfahrens (Oberhuber, pers. Mitteilung). Beide Optimierungsumstellungen sowie die Einführung der metrischen Faktoren für die Koordinatentransformation (vgl. V.B) wurden von Owens (pers. Mitteilung, 1987) durchgeführt.

Für eine Integrationszeit von 6 Jahren benötigte das oben erwähnte Modell für die Standardkonfiguration (siehe VIII.A.1) ca. 1800 CPU-sec. auf der Cyber 205. Seit Anfang 1989 wird dieses Modell auf der Cray 2S des Deutschen Klimarechenzentrums (DKRZ) betrieben, wo die effektive Rechenzeit für die gleiche Simulationsperiode bei ca. 800 sec. liegt.

VI. Antriebsdaten

VI.A. Atmosphäre

VI.A.1. Klimatologische Daten

Unter diesem Abschnitt sind alle diejenigen atmosphärischen Daten zusammengefaßt, die aus langjährigen Beobachtungs- bzw. Meßreihen gewonnen und analysiert, und in Form von Jahres- bzw. Monatsmittelwerten im Gitterpunktformat angelegt wurden. Tabelle 2 zeigt die verschiedenen klimatologischen, atmosphärischen Datensätze mit den Variablen, die für den Antrieb des SI-OML-Modells benutzt werden. Da der Antriebswert für die gleiche Variable je nach Datenquelle bzw. Analyseverfahren sehr unterschiedlich ausfallen kann, werden verschiedene Antriebsfelder benutzt, um deren Einfluß auf die Simulationsergebnisse zu untersuchen.

Datensatz/ Quelle	Bezeichnung	Räumliche Auflösung ($\Delta\phi \times \Delta\lambda$)	Zeitliche Auflösung	Antriebs- variablen
Taljaard et al. (1969)	Klimatologie der Südhemis- sphäre	5° × 5°	monatlich	-Lufttemp. -Taupunkttemp. -Geostr.Wind
Hellerman und Rosen- stein(1983)	Oberflächen- analyse über Weltozean	2° × 2°	monatlich	-Windstreß
Oort(1983)	Globale Ana- lyse, Klima- tologie	2.5° × 5°	monatlich	-Lufttemp. -Standardabw. der Windkomp.
van Loon (1972)	Gesamtbedek- kung d. Süd- hemisphäre	zonale Mittel- werte	halb- jährlich	-Bewölkung
Tchernia (1980)	Abschätzun- gen für Süd- lichen Ozean	zonale Mittel- werte	jährlich	-Niederschlag
Jaeger (1976)	Globale Kli- matologie	5° × 5°	monatlich	-Niederschlag

Tabelle 2

Übersicht über die verwendeten klimatologischen, atmosphärischen Antriebsdaten.

Obwohl der Datensatz von Taljaard et al. (1969) bereits etwas älter ist, scheint dieser dennoch der zuverlässigste zu sein, zumindest für den Bereich des Südlichen Ozeans (van Loon, pers. Mitteilung). Im Einklang mit Parkinson und Washington (1979) und van Ypersele (1986) werden die atmosphärischen Variablen Temperatur, Feuchte und geostrophischer Wind demselbigen Datensatz entnommen und als Standardantrieb für das SI-OML-Modell benutzt (siehe VIII.A.1 + 2).

Die Oberflächenwindstreßdaten von Hellerman und Rosenstein (1983), welche sowohl aus beobachteten Windgeschwindigkeiten als auch aus Oberflächenluft- und Wassertemperaturen berechnet wurden, werden für das vorliegende Modell als alternativer Windantrieb verwendet. Die Temperaturen (bzw. deren Differenz) wurden bei der Berechnung der Schubspannungen benötigt, um den Schubspannungskoeffizienten stabilitätsabhängig zu bestimmen. Dabei wurde für die Polarregionen allgemein neutrale Stabilität vorausgesetzt; dadurch können in Gebieten geringer Eiskonzentration oder mit dünnem Eis zu kleine Schubspannungen auftreten (Hellerman und Rosenstein, 1983), bzw. in Gebieten dicker und kompakter Eisbedeckung zu große Werte. Da Beobachtungen im Südlichen Ozean (insb. im Winter) spärlich sind, ist die Anwendung dieser Windstreßdaten kritischer als die vom Oberflächendruck abgeleiteten Winde von Taljaard et al. (1969), die sich auch auf terrestrische Luftdruckmessungen stützen.

Der zweite Datensatz für die Oberflächentemperatur (Oort, 1983) weist verglichen zu Taljaard et al. (1969) im Monatsmittel lokale Differenzen von bis zu 10°C auf. Dies liegt wohl in erster Linie an den verschiedenen Analyseverfahren, welche entscheidend sein können, wenn das Meßnetz grob ist. Temperatur- und Feuchteantrieb für OGCM's mit einem kombinierten Datensatz von Taljaard et al. (1969) und COADS (Woodruff et al. , 1987) ergaben verglichen mit einem entsprechenden Antrieb von Oort (1983) eine realistischere Tiefenwasserproduktion und einen naturgetreueren meridionalen Transport (Oberhuber, Maier-Reimer, pers. Mitteilung). Da die COADS-Daten für den Südlichen Ozean zu spärlich sind (Wright, 1988), werden sie für die vorliegende Untersuchung nicht benutzt. Für den oben erwähnten kombinierten Datensatz von COADS und Taljaard et al. (1969), stimmten die Temperaturdaten im Übergangsbereich zwischen 20°S und 30°S im wesentlichen überein, obwohl beide Datensätze aus verschiedenen Quellen zusammengestellt wurden. Dies unterstützt die Qualität

des Datensatzes von Taljaard et al. (1969) (Oberhuber, pers. Mitteilung).

Mangels verlässlicher Gitterpunktsdaten für die Bewölkung über dem Südlichen Ozean (Roeckner, pers. Mitteilung) wird diese Variable lediglich als Funktion der Breite nach van Loon (1972) spezifiziert. Aus Satellitenbildern ermittelte Daten werden wegen Schwierigkeiten bei der Erkennung von Wolken über schnee- und eisbedeckten Flächen (Stowe et al., 1989) nicht verwendet.

Zonal gemittelte Niederschlagsschätzungen von Tchernia (1980) werden als Teil des Standardantriebs benutzt. Als Alternative werden Gitterpunktsdaten des Niederschlags von Jaeger (1976) verwendet, welche eine relativ hohe Längen- und Zeit- (Monat zu Monat) Variabilität in dieser Region aufweisen.

Alle Antriebsdaten in Form von Gitterpunktsdaten werden räumlich auf das in Abschnitt V.B. beschriebene Modellgitter interpoliert. Die Monatsmittelwerte werden für den täglichen Zeitschritt zeitlich linear auf "tägliche" Werte interpoliert, wobei der Monatsmittelwert als Antriebswert für die Mitte eines Monats benutzt wird.

VI.A.2. Aktuelle Daten

Um das SI-OML-Modell mit täglichen Daten anzutreiben, kann auf aktuelle Beobachtungen nicht zurückgegriffen werden, da das Meßnetz im Südlichen Ozean im Vergleich zur Modellauflösung viel zu grob ist. Um den Effekt erster Ordnung einer täglichen Variabilität zu studieren, besteht die Möglichkeit einer stochastischen Anfachung mit beobachteter Variabilität (siehe dazu Kap. VIII.A.4). Andererseits liefern aber auch AGCM's atmosphärische Daten, die mit gewissen Einschränkungen als Antrieb für ein Meereismodell benutzt werden können.

Dazu verwendet man zweckmäßigerweise Analyseergebnisse aus der Datenassimilationsphase eines operationellen numerischen Wettervorhersagemodells, bei der eine große Menge aktueller Beobachtungen bzw. Messungen einfließen. Im Falle eines groben Meßnetzes werden zunehmend Vorhersageergebnisse aus dem vorhergehenden Simulationslauf herangezogen (Heimann, pers. Mitteilung; Trenberth und Olson, 1988). Dies hat in Gebieten mit geringer Beobachtungsdichte wie im Südlichen Ozean einen enormen Vorteil gegenüber Analysen reiner Beobachtungsdaten.

Während bei den letzteren fehlende Meßwerte im Gitterpunktsnetz durch räumlich und zeitlich interpolierte Werte ersetzt werden, sind die Ergebnisse aus den Vorhersageanalysen räumlich dynamisch konsistent mit den Mustern der großräumigen Zirkulation und außerdem Resultat der zeitlichen Entwicklung auf synoptischer Skala.

Die Benutzung dieser Analysedaten als Antriebsfelder ist jedoch nicht generell unkritisch (siehe IX und Cattle und Roberts, 1988), und es muß darauf hingewiesen werden, daß es sich hierbei für die vorliegende Region in erster Linie um Simulationsergebnisse aus einem Atmosphärenmodell handelt, die ihrerseits auch mit Fehlern behaftet sind. Ein weiterer Nachteil dieser Daten ist, daß die AGCM's im Laufe ihrer Entwicklung parallel zum operationellen Betrieb ständig verbessert wurden, und daß die heutzutage erhältlichen Datensätze von mehreren Jahren im allgemeinen nicht auf der gleichen Modellversion basieren (Bengtsson und Shukla, 1988), und somit z. B. für Studien der interannuellen Variabilität ungeeignet sind.

Die hier verwendeten Daten stammen aus den globalen Analysen von 1980 bis 1987 des ECMWF, mit einer Auflösung von $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ räumlich und 12 h zeitlich (Trenberth und Olson, 1988). Aus diesem Datensatz werden die Jahre 1985 und 1986, und die Variablen Temperatur, relative Feuchte, Wind und geopotentielle Höhe extrahiert. Das unterste Atmosphärenniveau liegt hier auf 1000 hPa, so daß Temperatur und Feuchte auf die Oberfläche (bzw. 2m Höhe) interpoliert werden (ECMWF Research Department, 1986). Der Oberflächendruck wird mittels der geopotentiellen Höhen von 850 und 1000 hPa, und der Temperatur und der spezifischen Feuchte von 1000 hPa gemäß Trenberth und Olson (1988) berechnet. Da die Windbeobachtungen an der Wasseroberfläche (vom Schiff) vor dem 9.9.1986 im Assimilationsschema des ECMWF direkt als 1000 hPa Winde eingeflossen sind, werden diese wie bei Trenberth et al. (1989) und Janssen et al. (1989) zunächst ohne Höhenkorrektur als Oberflächenwindantrieb benutzt.

Die zweimal täglich vorliegenden Daten werden für den Modellzeitschritt in tägliche Mittelwerte umgewandelt. Die räumliche Interpolation entspricht derjenigen unter VI.A.1. Für die sechs Integrationsjahre wird fünf Jahre der Antrieb von 1985 benutzt, während das sechste Integrationsjahr mit dem Antrieb von 1986 versehen wird.

VI.B. Ozean

Die dynamische Topographie des Südlichen Ozeans, die zur Berechnung der geostrophischen Strömung und der Neigung der Meeresoberfläche (siehe (A1) und (A2)) herangezogen wird, ist aus der im Datensatz von Gordon und Baker (1982) enthaltenen Dichteverteilung der oberen 1000 m hergeleitet worden (vgl. IV.B) (siehe auch Gordon et al., 1978). Dieser hydrographische Datensatz für den Südlichen Ozean hat eine horizontale Auflösung von $1^\circ \times 2^\circ$ und eine vertikale Auflösung entsprechend der Standardmeßtiefen. Er enthält u.a. auch Jahresmittelwerte für Temperaturen und Salzgehalt, von denen die 500 m - Werte als untere Randwerte für das Deckschichtmodell benutzt werden (vgl. Abb. 1). Obwohl der globale hydrographische Datensatz von Levitus (1982) saisonale Mittelwerte anstelle von Jahresmittelwerten enthält, wird dieser wegen seiner geringeren Zuverlässigkeit im Südlichen Ozean hier nicht verwendet.

VII. Verifikationsdaten

VII.A. Eis

VII.A.1. Bodenbeobachtungen

Zur Verifikation der erzielten Ergebnisse aus dem SI-OML-Modell, insbesondere der eisspezifischen Größen h_i , \vec{V}_i , h_{sn} und N_i , dienen einerseits Boden (ground truth) -beobachtungen bzw. -messungen von Expeditionen, und andererseits aus Satellitenaufnahmen abgeleitete Daten (siehe dazu VII.A.2). Aufzeichnungen von Erkundungsflügen und Bojenmessungen werden hier zur ersteren Art der Beobachtungen gezählt, da sie im Bereich des Südlichen Ozeans i.a. nur im Zusammenhang mit Expeditionen durchgeführt werden.

Sehr detaillierte Daten über Eisdicke, Schneedicke, Eiskonzentration, Anzahl der Preßeisrücken (ridge) und Anteil an übereinandergeschobenem Eis (rafted ice), sowie der Zusammensetzung des Eises, wurden während dem Winter Weddell Sea Project 1986 (WWSP 86) gewonnen (Wadhams et al., 1987; Ackley et al., 1988). Weitere Eisdickenaufzeichnungen werden von Ackley (1979) für Teile des Weddellmeeres, von Leventer et al. (1987) für Teile des Rossmeeres und von Allison (1989) für Teile vor Ostantarktika (zwischen 60°E und 120°E) gegeben. Für das westliche Rossmeer wurden auch flächengemittelte Eisdicken indirekt über die Anzahl von Preßeisrücken bestimmt (Weeks et al., 1989). Zusammen mit der mittleren Dicke des ebenen (thermodynamisch gewachsenen) Eises und der Eiskonzentration läßt sich daraus in etwa die mittlere Eisdicke innerhalb einer vorgegebenen Fläche (z.B. einer Modellgitterzelle) errechnen. Weitere eisspezifische Aufzeichnungen sowie ozeanographische Daten für Teile des Weddellmeeres sind demnächst vom WWSP 89 zu erwarten (Lemke, pers. Mitteilung).

Bezüglich der Eisdrift und Eismassenbilanzberechnung stehen u.a. Daten von Ackley (1979), Schwerdtfeger (1979), Wadhams et al. (1989), Limbert et al., (1989) und Allison (1989) zur Verfügung.

Zur Verifikation der Modellergebnisse sind die Eisdicken und die Eisdrift die wichtigsten Variablen, da sich fehlerhafte Simulationen sofort in Form einer falschen räumlichen Verteilung dieser beiden Größen äußern, was bei der Eiskonzentration weniger der Fall ist (vgl. dazu VIII.A.2.e). Trotz einer erheblichen

Zunahme von Expeditionen im Südlichen Ozean während des vergangenen Jahrzehnts, sind Messungen der ersteren beiden Variablen jedoch sowohl räumlich als auch zeitlich zu sporadisch vorhanden, als daß man sie für eine großräumige Verifikation der Simulationsergebnisse benutzen könnte. Dennoch sind die vereinzelt Messungen eine wertvolle Stütze und können, unter der Berücksichtigung, daß die Region um die antarktische Halbinsel und um Viktorialand geographische Anomalien bezüglich der antarktischen Küstentopographie darstellen, bei gleichen Gegebenheiten als charakteristische Werte auch außerhalb des eigentlichen Meßgebietes angewandt werden (Wadhams et al., 1987; Budd, 1987).

VII.A.2. Satellitendaten

Zur großräumigen und zeitlichen (Jahresgang) Verifikation der simulierten Eiskonzentration stehen verschiedene Ergebnisse aus der Satellitenfernerkundung zur Verfügung (e.g. Zwally et al., 1983; Cavalieri und Parkinson, 1981; Cahalan und Chiu, 1986; Jacka et al., 1987; Gloersen und Campbell, 1988; Comiso und Sullivan, 1986). Die wohl umfangreichste Auswertung der Daten vom "Electrically Scanning Microwave Radiometer" (ESMR) von 1973-1976 ist in Zwally et al. (1983) zu finden. Diese Daten werden zum Vergleich des Jahresganges der integrierten Eisbedeckung (siehe Abb. 2) und der räumlichen Verteilung der Eiskonzentration (mit klimatologischen Antrieb) herangezogen (siehe Abb. 3.b).

Die in Abb. 2 dargestellten "beobachteten" Jahresgänge (dünne Linien) der Eisausdehnung für $N_i > 15\%$ stammen aus zwei Quellen: zwei Kurven sind von Zwally et al. (1983), wobei die eine Monatsmittelwerte des Jahres 1976 (2) darstellt, und die andere (1) Durchschnittswerte der Monatsmittel von 1973-1976. Die dritte Kurve (3) stammt von Lemke et al. (1980) und repräsentiert den Jahresgang der Eisbedeckung gemittelt über die Periode 1973 bis 1979. Die dünne gepunktete Kurve zeigt die "beobachtete" Eisausdehnung für $N_i > 85\%$ und die dünne gestrichelte Kurve die aus den ESMR-Daten abgeleitete "effektive" Eisfläche (siehe dazu VIII.A.1). Beide sind Durchschnittswerte für die vier Jahre von 1973 - 1976 gemäß Zwally et al. (1983).

Die der gleichen Quelle entnommene jahreszeitliche Veränderung der räumlichen Eiskonzentrationsverteilung ist in Abb. 3.b

wiedergegeben. Insbesondere werden hier über die jeweils angegebenen Jahre gemittelte Monatsmittelwerte gezeigt.

Die aus den Mikrowellensignalen hergeleiteten Daten können jedoch nicht unkritisch als "Beobachtung" hingenommen werden. Die Qualität der ermittelten Eiskonzentrationsdaten hängt nämlich entscheidend von der Genauigkeit der Helligkeitstemperaturen (brightness temperature) und der geschätzten Oberflächentemperatur von Eis, Schnee bzw. Wasser ab. Davon ist die Bestimmung der Gesamteisausdehnung mit hoher Eiskonzentration ($N_i > 85\%$) (siehe Abb. 2) am meisten betroffen, weil die Gesamtfläche eines Fehlerbalkens in diesem Bereich, insbesondere im Winter, wesentlich größer ist als die mit geringer Eiskonzentration (Zwally et al., 1983). Zusätzlich ist diesbezüglich zu erwähnen, daß die beobachtete Eisausdehnung für $N_i > 85\%$ durch die 4-Jahres-Mittelung und besonders durch die monatliche Mittelung, unterschätzt wird. Unter der Annahme, daß der Eisrand "scharf" ist, d.h. die Eiskonzentration entweder 100% oder 0% beträgt, würde das natürliche Meandrieren der Eiskante im Verlauf eines Monats Mittelwerte zwischen 100% und 0% für alle Flächenelemente (Pixel) innerhalb des Meandrierungsbandes erzeugen, während tägliche Pixelwerte im Idealfall, daß die Pixel infinitesimal klein sind und keine Eisbewegung innerhalb eines Tages auftritt, entweder 100% oder 0% betragen würden. Damit würde die Fläche der täglichen Pixel der hohen Eiskonzentration um die Hälfte des monatlichen Meandrierungsbandes anwachsen. Für diesen Idealfall würde die Anwendung der Mittelungsmethode von Zwally et al. (1983) die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Eis hoher Konzentration darstellen (vgl. SMHI + MTL, 1982).

Die obige Diskrepanz wird teilweise dadurch kompensiert, daß die Modellauflösung ca. 100 mal gröber ist als die Pixelauflösung der Satellitendaten (30 x 30 km). Andererseits kann das Mittelungsverfahren nach Zwally et al. (1983) mangels täglicher Variabilität nicht auf die Modellergebnisse angewandt werden (vgl. VIII.A.4).

Neben den ESMR-Mikrowellendaten von 1973-1976 stehen seit 1978 auch solche vom "Scanning Multichannel Microwave Radiometer" (SMMR) an Bord des Nimbus 7 der NASA, und neuerdings auch vom "Special Sensor Microwave Imager" (SSM/I) für 1987/88 zur Verfügung (World Data Center-A for Glaciology). Eine Verwertung dieser Daten zusammen mit solchen der Satellitenfernerkundung aus größerem (sichtbaren, infraroten) Wellenbereich (NOAA, DMSP) und Altimetern (GEOSAT), und solchen der konventionellen Beobachtungen (Küstenstationen, Schiffe,

Erkundungsflüge) wird u.a. für den Südlichen Ozean im operationellen Dienst des NAVY/NOAA Joint Ice Center durchgeführt. Als Endprodukt erscheinen dann wöchentliche Eiskarten, welche die augenblickliche Eiskonzentration angeben. Diese Informationen werden zur Verifikation der Simulationsergebnisse mit täglichem, aktuellem Antrieb herangezogen (siehe Abb. 34). Ein Vergleich dieser Produkte mit denen von Zwally et al. (1983) bestätigt den weitaus deutlicheren (größerer N_i -Gradient) Eisrand für den einzelnen Tag.

Neben den Eiskarten werden zum Vergleich der Jahresgänge der letzteren Simulationen auch aus SMMR-Daten ermittelte Ergebnisse von Gloersen und Campbell (1988) herangezogen (Abb.48-50).

VII.A.3. Ergebnisse vorhergehender Modelle

Schließlich werden die Simulationsergebnisse mit solchen vorhergehender Modelle verglichen. Für den gesamten Südlichen Ozean kommt hierbei zunächst das Modell von Parkinson und Washington (1979) in Frage (siehe III.B). Da ihre Ergebnisse bezüglich der Eisdicke und Eisgeschwindigkeit für den Bereich des Weddellmeeres jedoch recht unterschiedlich zu denjenigen der Weddell-Meereismodelle von Hibler und Ackley (1983), Lemke et al. (1990), Koch (1988) und van Ypersele (1986) sind, wird ein Vergleich mit den letzteren bevorzugt. Damit wird das Weddellmeer als eine Art Kalibriergebiet benutzt, und von einer dortigen Übereinstimmung auf die Gültigkeit im übrigen Modellgebiet geschlossen.

VII.B. Grenzschichten

Weitere Verifikationsdaten beziehen sich auf die gleichfalls simulierten Prozesse in der ozeanischen und atmosphärischen Grenzschicht. Bezüglich der ersteren sind insbesondere der vertikale ozeanische Wärmefluß und die Deckschichttiefe von Interesse. Hierzu gibt es diverse Arbeiten für verschiedene Regionen des Südlichen Ozeans (Allison, 1981; Jacobs und Comiso, 1989; Gordon und Huber, 1984; Foster, 1969; Lake und Lewis, 1970; Martinson et al., 1981; Martinson und Wamser, 1990).

Für die atmosphärische Grenzschicht sind in erster Linie Schubspannungskoeffizient und Stabilität von Bedeutung. Auch hier gibt es einige Studien speziell für den Bereich des Südlichen Ozeans (Hoerber und Gube-Lehnhardt, 1987; Hoerber, 1989; Andreas et al., 1984; Schwerdtfeger, 1979).

Ein umfassender Überblick über ozeanographische und meteorologische Arbeiten im Bereich des Südlichen Ozeans bis 1985 ist in Hellmer und Bersch (1985) gegeben.

Auf die speziellen Beobachtungen der genannten Autoren wird in den folgenden Kapiteln bei der Analyse der Simulationsergebnisse eingegangen.

VIII. Ergebnisse mit atmosphärischem Antrieb an der Oberfläche

Die in diesem Kapitel beschriebenen Simulationen werden mit dem in Kap IV bzw. V dargestellten SI-OML-Modell durchgeführt, und damit mit einem atmosphärischen Antrieb bezüglich der Temperatur, Feuchte und Wind an der Oberfläche (2m bzw. 10m Höhe).

VIII.A. Atmosphärischer Antrieb mit monatlichen (klimatologischen) Daten

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse gezeigt, die mit den in VI.A.1 beschriebenen Antriebsdaten erzeugt werden. Im Rahmen der Promotion sind der Großteil dieser Ergebnisse bereits veröffentlicht worden (Stössel et al., 1990)

VIII.A.1. Standardexperiment

Die Standardversion dieses Zyklus' besteht aus dem gekoppelten SI-OML-Modell mit den Originalparametern $\tilde{P}^* = 5 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$ und $h^* = 0.5 \text{ m}$ (in (A3) bzw. (A16)) von Hibler (1979).

Abb. 2 zeigt die saisonalen Zyklen der simulierten (dicke Kurven) und "beobachteten" (dünne Kurven) Eisausdehnung und "effektiven" Eisfläche. Die Eisausdehnung ist definiert als die Summe der eisenthaltenden Gitterzellen multipliziert mit deren jeweiligen Flächen. Es werden zwei Kategorien der Eisausdehnung unterschieden: einmal werden alle Gitterzellen mit $N_i > 15\%$ einbezogen (dicke durchgezogene Kurve), das andere mal nur diejenigen mit $N_i > 85\%$ (dicke gepunktete Kurve). Die effektive Eisfläche (dicke gestrichelte Kurve) hingegen ist definiert als die Summe der Fläche der Gitterzellen multipliziert mit deren jeweiliger Eiskonzentration.

Die "beobachteten" Jahregänge (dünne Kurven) wurden bereits in VII.A.2 beschrieben und diskutiert. Die simulierte Eisausdehnung für $N_i > 15\%$ stimmt generell recht gut mit den "Beobachtungen" überein. Im Sommer scheint die simulierte Eisausdehnung etwas überschätzt zu sein. Die Phase der effektiven Eisfläche stimmt ebenfalls überein, aber deren Maximalwert ist ca. $3 \cdot 10^6 \text{ km}^2$

größer als "beobachtet". Die diesbezügliche Abweichung ist sogar noch größer für die Eisausdehnung mit $N_i > 85\%$.

Die jahreszeitliche Schwankung der räumlichen Verteilung der Meereiskonzentration ist in Abb. 3 dargestellt, wobei die oberen Abbildungen (a) die simulierten mittleren Eiskonzentrationen für den jeweils angegebenen Monat zeigen, während die unteren entsprechende Ergebnisse aus Satellitenbeobachtungen als Mittelwert über die angegebenen Jahre nach Zwally et al. (1983) darstellen (vgl. VII.A.2). Die saisonale Entwicklung der räumlichen Eisverteilung wird relativ gut wiedergegeben, obwohl die simulierte Eisausdehnung im Sommer im Sektor zwischen 20°W und 20°E etwas zu groß ist, und das Eis zwischen 150°E und 165°E , d.h. nördlich von Oates Land, in Richtung Ostküste von Viktoria Land verschoben ist. Die Unterschiede in der Fläche der hohen Eiskonzentration sind auch hier deutlich zu erkennen.

Es gibt also den Anschein, daß die vom Modell erzeugte Eiskonzentration überschätzt ist. Ein Grund dafür kann der relativ niedrige Wert für h^* sein (vgl. VIII.A.2.d und (A16)), der u. U. ein zu schnelles Schließen von Rinnen bewirkt. Ein weiterer Grund dafür könnte darin bestehen, daß der Windantrieb aus einer linearen Interpolation von Monatsmittelwerten besteht (VI.A.1), so daß mangels täglicher Variabilität leicht Gitterzellen mit hoher Eiskonzentration entstehen können (vgl. dazu VIII.A.4). Desweiteren sind die Modellergebnisse stark abhängig von der Qualität der atmosphärischen Antriebsfelder, wie in Abschnitt VIII.A.3 gezeigt wird. Im übrigen sei hier auf die in VII.A.2 beschriebenen Probleme bezüglich der Algorithmen zur Bestimmung der Eiskonzentration aus den Mikrowellendaten und der in Zwally et al. (1983) verwendeten Mittelungsmethode hingewiesen; beides läßt insbesondere die Fläche der hohen Eiskonzentration in den "Beobachtungen" zweifelhaft erscheinen.

In Abb. 4 ist die räumliche Verteilung der simulierten Eisdicke für den Zeitpunkt der minimalen (a) und maximalen (b) Eisausdehnung für Ende Februar bzw. Ende September zu sehen. Das dickste Eis wird an der Ostseite der Antarktischen Halbinsel und an der Küste zwischen Ross und Amundsen See angetroffen. Während des Winters hat der Großteil der Eisflächen eine Dicke von 0.5 bis 1.5m. Dies stimmt im wesentlichen mit den vereinzelt, zur Verfügung stehenden Beobachtungen überein (Wadhams et al., 1987; vgl. VII.A.1). Beim Vergleich von beobachteten Eisdicken von 0.5 - 0.6m mit denen in Abb. 4 sei darauf hingewiesen, daß erstere aus Bohrungen in thermodynamisch gewachsenem, ebenem Eis

gewonnen wurden, während die Modellergebnisse die mittlere Eisdicke über eine Gitterzelle darstellen, d.h. auch in Preßeisrücken gespeicherte Eismasse enthalten; da die Eiskonzentration i.a. größer als 90% ist, bleibt der diesbezügliche Anteil an eisfreiem Wasser gering. Im südöstlichen Weddellmeer und im südwestlichen Teil des Rossmeeres treten Küstenpolynyas auf, die mit Satellitenbeobachtungen von z.B. Zwally et al. (1983) übereinstimmen.

Die dazugehörige Eisdrift ist in Abb. 5 dargestellt, mit Maximalgeschwindigkeiten von bis zu 24 cm/s am winterlichen Eisrand bei ca. 55°S. Sowohl der Weddellmeer Wirbel, als auch die ablandige Eisdrift im südlichen Weddell- und Rossmeer sind deutlich zu erkennen. Die Positionierungen der ablandigen Eisdrift stimmen gut mit Beobachtungen überein und entsprechen den Gebieten maximaler Eisproduktion, tiefreichender Konvektion und großen ozeanischen Wärmeflusses während der Wintersaison.

Die Eisproduktion ist in Abb. 6 als Netto-Gefrierrate integriert über das 6. Simulationsjahr wiedergegeben, mit bis zu 3 m mehr thermodynamischem Eiswachstum als Schmelze im südlichen Weddellmeer und bis zu 5.5 m im südlichen Rossmeer.

Die Deckschichttiefe ist in Abb. 7 dargestellt, wobei die Deckschicht im Winter generell 40 - 80 m tiefer ist als im Sommer. In Gebieten hoher Eisproduktion erreicht die Deckschichttiefe mehrere hundert Meter.

In Abb. 8 ist das Monatsmittel des ozeanischen Wärmeflusses (Q_o) für August wiedergegeben. Maxima treten sowohl in Eisproduktionsgebieten als auch an der sich ausdehnenden Eiskante im Herbst und Frühwinter auf, wenn die Gefrierraten und damit die Einmischungsgeschwindigkeiten groß sind. Von Mitte November bis Ende Januar ist Q_o vernachlässigbar klein, während die räumlichen Mittelwerte von Mitte März bis Mitte September zwischen 3.8 und 4.5 W/m² schwanken.

Um einen Eindruck für die Konvergenz in Richtung zyklotionären Zustand zu bekommen, sind in Abb. 9 die saisonalen Zyklen der Eisausdehnung (a) und des Eisvolumens (b) für die gesamten 6 Simulationsjahre aufgetragen. Dabei ist die Konvergenz der Eisausdehnung stärker als die des Eisvolumens. Dieser Unterschied ist z.T. auf die vorgegebene Viskosität des Eises zurückzuführen, die sich in erster Linie auf das Gleichgewicht der Eisdicke auswirkt. Dabei spielt auch die dynamische Variabilität eine Rolle

(vgl. VIII.A.4), aber auch thermodynamische Prozesse, wie z.B. die Vernachlässigung von Schnee (vgl. VIII.A.2.b), bei der es zu einer Verzögerung des thermodynamischen Gleichgewichts kommt.

VIII.A.2. Sensitivitätsuntersuchungen

VIII.A.2.a. Ozeanische Deckschichttiefe konstant

Um die Auswirkung der variablen Deckschichttiefe zu demonstrieren, wird ein Testlauf mit einer räumlich und zeitlich konstanten Deckschichttiefe von 60m, und einem konstanten vertikalen ozeanischen Wärmefluß von 3.15 W/m^2 , welcher den räumlichen und zeitlichen Mittelwert des im sechsten Simulationsjahr des Standardlaufs berechneten Wärmeflusses darstellt, durchgeführt (Abb. 10). Im Vergleich zum Standardexperiment (dünne Kurven) zeigt der Fall der konstanten Deckschichttiefe (dicke Kurven) eine zeitliche Verzögerung im Anwachsen der Eisausdehnung bis Mitte Juli gefolgt von einer Zunahme des Eisvorstoßes, welche schließlich zu einem Überschuß von $1 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ im Wintermaximum führt. Die Form und der Betrag des Jahresganges des Eisvolumens ist demjenigen des Standardlaufs sehr ähnlich; dies gilt auch für die Eisdickenverteilung (nicht gezeigt).

Die Auswirkung des prognostischen Deckschichtmodells erscheint in diesem Fall relativ gering. Es muß jedoch bedacht werden, daß der für den Sensitivitätslauf vorgegebene konstante Wärmefluß bereits mit Hilfe des Deckschichtmodells ermittelt wurde.

Daß das prognostische Deckschichtmodell in einem Meereismodell, bei dem die Thermodynamik dominiert, eine wesentlich größere Rolle spielt, wird in VIII.A.2.e gezeigt.

VIII.A.2.b. Vernachlässigung von Schnee

Im Standardexperiment wurde die Schneedicke prognostisch simuliert. Diese schwankte zwischen 0 und 50 cm auf einjährigem Meereis, mit einer kontinuierlichen Zunahme bei fortschreitender Jahreszeit bis Ende Oktober (Maximalwerte von 70 cm) und, bis zu einem gewissen Grade, auch mit zunehmender (höherer) Breite. Dies stimmt in erster Näherung mit Beobachtungen von Wadhams et al. (1987) und Eicken und Lange (1989) überein. In zweiter

Näherung erscheint diese Variable etwas überschätzt, was darauf zurückgeführt werden kann, daß das Modell keine Schnee-Eis Bildung berücksichtigt, die für das antarktische Meereis von Bedeutung zu sein scheint (Wadhams et al., 1987).

Um die Auswirkung des Schnees auf die Eisverteilung bzw. -dicke zu untersuchen, wird ein Testlauf ohne Schnee durchgeführt. In diesem Experiment ist der saisonale Zyklus der Eisausdehnung gegenüber der Standardsimulation im Frühjahr ca. $5 \cdot 10^6 \text{ km}^2$, und während der übrigen Zeit ca. $2 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ größer (Abb. 11). Bezüglich des Eisvolumens ist der relative Zuwachs noch deutlicher. Dieses Ergebnis kann durch die geringe Wärmeleitfähigkeit des Schnees erklärt werden, der als Isolator zwischen Eis und Atmosphäre agiert, und damit die Gefrieraten senkt. Dabei zeigt sich, daß der Isolationseffekt des Schnees wesentlich größer ist als dessen Effekt geringerer Absorption kurzwelliger Strahlung aufgrund der höheren Albedo. Es zeigt sich, daß die Berücksichtigung von Schnee in Meereismodellen von großer Bedeutung ist. Dies ist besonders bei einjährigem Meereis der Fall, welches relativ dünn im Vergleich zur effektiven Schneedicke (Schneedicke multipliziert mit dem Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten von Meereis und Schnee) ist. Die Phasenverzögerung der Eisausdehnung im Frühjahr kann auf die längere Schmelzzeit von dickerem Eis zurückgeführt werden.

VIII.A.2.c. Erhöhung der Eisfestigkeit

Im folgenden Sensitivitätsexperiment wird der Effekt des im Meereismodell vorhandenen Eisfestigkeitsparameters \bar{P}^* (vgl. (A3)) untersucht. Diese Untersuchung unterscheidet sich insofern von einem ähnlichen Experiment in Owens und Lemke (1990), als im Standardlauf (VIII.A.1), wo der atmosphärische Antrieb aus Monatsmittelwerten besteht, der Originalwert von Hibler (1979) von $5 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$ benutzt wurde. Der Gebrauch täglicher Antriebsdaten war für Hibler und Ackley (1983) die Begründung dafür, den Eisfestigkeitsparameter um den Faktor 5.5 zu erhöhen. Abb. 12 zeigt den Effekt der höheren Eisfestigkeit auf die Verteilung der Eisdicken in Sommer und Winter. Während der Einfluß auf die Eisausdehnung vernachlässigbar klein ist, ändert sich die Eisdickenverteilung wesentlich. Im Weddellmeer ist die Eiskonvergenz reduziert mit einer Maximaleisdicke von 6m im südwestlichen Teil verglichen zum Standardlauf mit mehr als 7m im nordwestlichen Teil. Im östlichen Teil des Rossmeeres ist die

Maximaleisdicke auf 4.5m gegenüber 7.5m geschrumpft. Im Eisgeschwindigkeitsfeld macht sich der höhere \tilde{P}^* -Wert noch deutlicher bemerkbar (Abb. 13). Im Winter ist die Eisdrift im Weddellmeer fast zum Erliegen gekommen und in anderen Teilen bis zu 4 cm/s reduziert. Der saisonale Zyklus der Eisausdehnung (nicht dargestellt) ist fast identisch zu demjenigen des Standardexperiments, während das Eisvolumen im gesamten Jahresgang um ca. $2 \cdot 10^3 \text{ km}^3$ kleiner ist. Entsprechend der Begründung von Hibler und Ackley (1983) scheint der kleinere \tilde{P}^* -Wert des Standardlaufs der geeigneteren zu sein. Im übrigen scheint sich das Resultat mit höherem \tilde{P}^* dem eines Experiments ohne Eisadvektion anzunähern.

VIII.A.2.d. Verlangsamung des Schließens von Rinnen

Abb. 14 zeigt die Jahregänge der Eisausdehnung und der effektiven Eisfläche für einen Testlauf mit $h^* = 1 \text{ m}$ an Stelle von 0.5 m. Verglichen zum Standardlauf ist die Ausdehnung des kompakten Eises im Herbst und Winter ca. $2 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ kleiner, und damit den "Beobachtungen" (Abb. 2) näher gekommen. Andererseits hat das Gesamteisvolumen (und damit die Eisdicke) um ca. 25% zugenommen. Dies macht deutlich, daß h^* nicht der geeignete Parameter ist, die Fläche der hohen Eiskonzentration zu senken und gleichzeitig die Eisdicke auf den gleichen Stand wie im Standardlauf zu halten, wo die Eisdicke mit den Beobachtungen (Budd, 1987, Wadhams et al., 1987) recht gut übereinstimmt.

VIII.A.2.e. Vernachlässigung der Advektion

Um den Einfluß der Eisdynamik zu demonstrieren, wird ein Sensitivitätslauf ohne Dynamik durchgeführt. Abb. 15 zeigt die Eisdickenverteilung für diesen rein thermodynamischen ("thermodynamics-only") Lauf, die erheblich von derjenigen des Standardlaufs abweicht. Die Eisdickenkontouren folgen dem mehr oder weniger zonal verteilten atmosphärischen Temperatur- bzw. Einstrahlungsantrieb. Der Hub des Jahresgangs ist stark reduziert. Südlich von 65°S gibt es kaum Differenzen zwischen Sommer und Winter. Dies liegt hauptsächlich daran, daß die Monatsmitteltemperaturen in dieser Region während des ganzen Jahres unter dem Gefrierpunkt liegen und die Absorption kurzwelliger Einstrahlung nicht groß genug ist (insb. wegen der hohen Albedo),

um die Eisdicke (und Schneedicke) effektiv zu reduzieren. Andererseits findet während des Herbsts und des Winters wenig Eiswachstum statt.

Da letzteres auch auf den Isolationseffekt des Schnees zurückgeführt werden kann, dessen Dicke auf dem mehrjährigen Eis während der sechs Simulationsjahre auf einige Meter angewachsen ist, wird der rein thermodynamische Lauf ohne Schnee wiederholt, mit dem Ergebnis, daß es kaum einen Unterschied im Jahresgang der Eisausdehnung und im Hub des Jahresgangs des Eisvolumens gibt. Hingegen hat sich das Gesamteisvolumen gegenüber dem vorherigen Lauf in etwa verdoppelt.

Wenn jedoch die prognostische Deckschicht durch eine feste Deckschicht ersetzt wird, kann der saisonale Zyklus der Eisausdehnung je nach spezifizierten, konstanten ozeanischen Wärmefluß erhöht werden. Die Ergebnisse solch eines Experiments sind in Abb. 16 wiedergegeben, wo der ozeanische Wärmefluß wie folgt vorgegeben wurde: als jährlicher (und räumlicher) Mittelwert des Laufs ohne Advektion mit Schnee und prognostischer Deckschicht (1), des Standardlaufs (2), und einem Wert gemäß Crowley und Parkinson (1988) (3). Im letzteren Fall entspricht die Amplitude der Eisausdehnung in etwa derjenigen des Standardlaufs. Wegen der Vernachlässigung der Eisdynamik ist diese Verbesserung jedoch trügerisch, da sie aus einer Überschätzung des ozeanischen Wärmeflusses im Sommer und einer Unterschätzung im Winter resultiert. Man beachte, daß die Eisausdehnung in erster Linie mit einer Änderung der Amplitude des Jahresgangs auf die Q_0 -Veränderung reagiert, während beim Eisvolumen die Amplitude in etwa gleich bleibt, sich dafür aber dessen Betrag sehr sensitiv verändert. Die räumliche Eisdickenverteilung bleibt weiterhin zonal symmetrisch, ähnlich wie bei Parkinson und Washington (1979).

Die obigen Sensitivitätsstudien verdeutlichen, daß es bei der Simulation von Meereis von großer Bedeutung ist, sowohl eine aktive Deckschicht, als auch eine geeignete Meereisdynamik anzuwenden. In erster Linie ist letztere für den ausgeprägten Jahresgang der Eisausdehnung im Südlichen Ozean verantwortlich, wobei Eis entlang von Teilen des Kontinents produziert und in wärmere Regionen (nördlich von 65°S) transportiert wird, wo es anschließend geschmolzen wird (vgl. Abb. 6).

VIII.A.2.f. Vernachlässigung der geostrophischen Strömung

Schließlich wird ein Experiment unter Vernachlässigung der geostrophischen Strömung in der Impulsgleichung durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen keinen signifikanten Unterschied im Vergleich zum Standardlauf, abgesehen von einigen Punkten an der Küste und nördlich von 60°S. Dies deutet darauf hin, daß die jährlich gemittelte geostrophische Strömung einen fast vernachlässigbaren Einfluß auf die Schubspannung zwischen Eis und Ozean hat. Letztere wird somit hauptsächlich von der Eisdrift selbst bestimmt und wirkt dadurch in erster Linie als Bremskraft auf das Eis.

VIII.A.3. Alternative Antriebsfelder

VIII.A.3.a. Wind

Um den Einfluß verschiedener Antriebsfelder auf die Meereisverteilung zu untersuchen, wird der Standardlauf zunächst mit Windstreißdaten von Hellerman und Rosenstein (1983) anstatt mit den geostrophischen Winden von Taljaard et al. (1969) angetrieben. Der Jahresgang des Eisvolumens und besonders derjenige der Eisausdehnung (Abb. 17, dicke Kurven) unterscheiden sich erheblich von den Standardergebnissen (dünne Kurven): der saisonale Zyklus der Eisausdehnung ist um ca. $5 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ angewachsen mit weniger Eis im Sommer und mehr im Winter. Von Mitte April bis Mitte August ergibt sich ein rapider Anstieg von ca. $5 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ pro Monat verglichen zu $3 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ pro Monat im Standardexperiment. Dabei sind die Raten der Ausbreitung und des Rückgangs in etwa gleich, im Gegensatz zum Standardlauf, wo der Rückgang schneller vor sich geht als die Ausbreitung. Entsprechende Verlagerungen sind im Eisvolumen zu erkennen mit einem größeren Jahreshub von ca. $4 \cdot 10^3 \text{ km}^3$.

Die Änderung der räumlichen Eisdickenverteilung (Abb. 18) ist gravierend und ist auf erhebliche Unterschiede im Windstreißfeld (z.B. für September: Abb. 19) zurückzuführen. In den Taljaard et al. (1969)-Daten (Abb. 19.a) sind die Weddell- und Rossmeer-Zyklonen deutlich ausgeprägt, und mehrere kleinere Wirbel mit östlichen Winden entlang der Küste erkennbar, während die Hellerman und Rosenstein (1983) Windstreißfelder (Abb. 19.b) im wesentlichen zonal verlaufen. Da die Winde stetig ostwärts gerichtet sind, staut sich in diesem Experiment das Eis an der Westküste der

antarktischen Halbinsel bis zu 12 m auf, während die konvergente Zone im westlichen Weddellmeer verschwindet. Gleichzeitig verhindern die zonalen Winde Eiskonvergenz im östlichen Rossmeer (zwischen 130°W und 160°W).

Dieses Ergebnis macht deutlich, wie sensitiv die Meereisverteilung von den Windfeldern abhängt, welche für den Bereich des Südlichen Ozeans stark variieren können, was wiederum mit den Analysen der Oberflächenwinde bzw. den Druckfeldern zusammenhängt (vgl. VI.A.1).

VIII.A.3.b. Temperatur

Die Anwendung eines alternativen Temperaturantriebs (Oort, 1983) verändert die Ergebnisse ebenfalls, wenngleich nicht so dramatisch wie der oben beschriebene Windantrieb. Südlich von 65°S ist dieses Temperaturfeld generell etwas wärmer als das von Taljaard et al. (1969). Das dadurch modifizierte Ergebnis ist besonders im Betrag des Eisvolumens (Abb. 20) zu erkennen, welcher bis zu $4 \cdot 10^3$ km³ kleiner ist als im Standardexperiment. Die maximale Eisausdehnung findet ca. einen halben Monat früher statt und die Sommereisausdehnung ist ungefähr $2 \cdot 10^6$ km² kleiner; beides kommt den Beobachtungen näher. Abb. 21 zeigt, daß die maximale Eisdicke bis zu 2 m niedriger ist und die Fläche dicken Eises ($h_i > 1$ m) im Vergleich zum Standardexperiment kleiner ist. Andere Variablen wie Eisgeschwindigkeit und Eiskonzentration sind nicht wesentlich verschieden von den Standardergebnissen. Es bleibt zu erwähnen, daß der hier verwendete Temperaturantrieb nicht konsistent mit dem Feuchteantrieb ist, da die Taupunkttemperaturen weiterhin dem Taljaard et al. (1969)-Datensatz entnommen wurden. Mit konsistentem Feuchteantrieb würden die Differenzen zum Standardantrieb (in Richtung Eisabnahme) noch größer sein.

Die wärmeren Temperaturen im Oort (1983)-Datensatz, die die Periode 1963-1973 repräsentieren, könnten auf klimatische Temperaturveränderungen zurückgeführt werden. Dies wird auch in Parkinson und Bindshadler (1984) angedeutet, die die Taljaard et al. (1969)-Daten, welche im wesentlichen die Periode 1931-1960 repräsentieren, mit Analysen vom "Australian Bureau of Meteorology" für die Jahre 1973-1981 vergleichen, wobei letztere deutlich höhere Durchschnittstemperaturen aufweisen.

VIII.A.3.c. Niederschlag

Die Anwendung der Niederschlagsdaten von Jaeger (1976) anstelle von Tchernia (1980) hat keinen signifikanten Einfluß auf die Jahressgänge der Eisausdehnung und des Eisvolumens. Lokale Differenzen in der Eisdickenverteilung treten primär im Gebiet der Bellingshausen See und des Amundsenmeeres auf, wo die Schneedicke vor der Küste bis zu 1 m zugenommen hat.

Daraus ergibt sich, daß zuverlässige Niederschlagsdaten für lokale Vorhersagen von Bedeutung sind, insbesondere für die thermodynamischen Wachstumsraten des relativ dünnen Eises. Bei großskaligen Meereissimulationen hingegen werden lokale Unterschiede der Schneefallraten im wesentlichen durch die Eisdynamik und damit auch durch die Schneeadvektion ausgeglichen. Bezüglich des Schnees ist hierbei in erster Linie von Bedeutung, daß dieser überhaupt berücksichtigt wird (vgl. VIII.A.2.b).

VIII.A.4. Stochastische Windvariabilität

Mehrjährige Zeitserien täglicher atmosphärischer Beobachtungen über dem Südlichen Ozean sind (z.Zt.) nicht verfügbar. Um dennoch das Verhalten des vorliegenden Meereismodells auf tägliche Windvariabilität zu untersuchen, wird diese hier als erste Näherung stochastisch vorgegeben. Klimatologische Monatsmittel der Standardabweichung der täglichen Winde an der Oberfläche werden der globalen Analyse von Oort (1983) entnommen. Der Windantrieb mit täglicher Variabilität ist so konstruiert, daß auf die Monatsmittelwerte von Taljaard et al. (1969) stochastisch erzeugte u- und v-Komponenten aufaddiert werden. Diese Fluktuationen sind räumlich unkorreliert und haben eine Gauß-Verteilung mit Mittelwert null und beobachteter Varianz nach Oort (1983). Die resultierenden Winde werden verwendet, um die Impuls- und turbulenten Wärmeflüsse zu bestimmen.

Die Jahressgänge der Eisausdehnung und der effektiven Eisfläche für dieses Experiment sind in Abb. 22 gezeigt (dicke Kurven). Die Winterausdehnung ist für alle 3 Kategorien um ca. $4 \cdot 10^6$ km² größer als im Standardlauf. Außerdem tritt das Wintermaximum ca. 3 Wochen früher auf.

Diese Veränderungen der Eisbedeckung sind in erster Linie auf die erhöhte Variabilität der Wärmeflüsse zurückzuführen. Dies wird im folgenden Experiment (Abb. 23, dicke Kurven) deutlich, wo die Windfluktuationen lediglich im dynamischen Teil des Modells (Impulsfluß) aktiv sind, während für die Berechnung der turbulenten Wärmeflüsse, wie im Standardlauf, die reinen Monatsmittelwerte benutzt werden. Jetzt sind die Eisausdehnungen, vor allem die des kompakten Eises, während des Winters gegenüber den Standardkurven sogar etwas reduziert.

Vergleicht man die jahreszeitliche Veränderungen des Eisvolumens der obigen beiden Experimente mit der des Standardlaufs (Abb. 24), so ist zu erkennen, daß die stochastischen Impulsflüsse das Eisvolumen um einen vergleichbaren Betrag anheben, wie die stochastischen turbulenten Wärmeflüsse. Dies resultiert aus der Wechselwirkung zwischen Dynamik und Thermodynamik. Die Windfluktuationen im dynamischen Teil, welche die Eisausdehnung nicht erhöhen, erzeugen in konvergenten Gitterzellen Pressungen und in divergenten offenes Wasser. Preßeisrückenbildung an sich führt lediglich zu einer Umverteilung des Meereises und nicht zu einer Änderung des Gesamtvolumens. Das eisfrei gewordene Wasser, hingegen, wird im Winter schnell durch Neueisbildung geschlossen, was letztendlich doch zu einer Erhöhung des Volumens führt.

Der große Einfluß der stochastischen Windvariabilität, wenn angewandt auf die Berechnung der turbulenten Wärmeflüsse, liegt hauptsächlich daran, daß in Gitterzellen mit schwachen monatlichen (Vektor-)Winden die auf die u- und v-Komponenten aufaddierte Variabilität die mittlere (skalare) Windgeschwindigkeit, und damit die Wärmeflüsse, erhöht, was i.a. zu einem vergrößerten Wärmeverlust an die Atmosphäre führt.

Im Falle einer Veränderung der zeitlichen Auflösung der atmosphärischen Antriebsfelder für Meereismodelle werden normalerweise nur die am Impulsfluß beteiligten Parameter, wie der Schubspannungskoeffizient (z.B. Parkinson und Washington, 1979) oder die Eisfestigkeit (z.B. Hibler und Ackley, 1983) angepaßt. Die hier vorgeführten Beispiele zeigen, daß dabei auch die Parametrisierungen der turbulenten Wärmeflüsse berücksichtigt werden sollten (siehe auch Oberhuber, 1988). Zusätzlich sollten die Transferkoeffizienten für jede Gitterzelle und für jeden Zeitschritt separat bestimmt werden, und zwar in

Abhängigkeit der verschiedenen Zustände des Meereises und damit der unteren Atmosphäre (Stössel, 1985; vgl. Kap. XI).

Es sei hier darauf hingewiesen, daß die aufaddierten Fluktuationen räumlich unkorreliert sind, so daß aus den obigen Ergebnissen keine natürlichen Verhältnisse etwa von passierenden Zyklonen, abgeleitet werden können. Diese Studie wurde in erster Linie durchgeführt, um generell die Sensitivität des Modells auf zeitliche und räumliche Fluktuationen zu untersuchen. Insofern sind die gezeigten Veränderungen lediglich als tendenzielle Erscheinungen aufzufassen.

VIII.A.5. Diskussion

Das gekoppelte SI-OML-Modell, angetrieben mit geeigneten klimatologischen Daten, ist in der Lage, die wesentlichen großskaligen Erscheinungen des antarktischen Treibeises zu reproduzieren.

Die jahreszeitliche Schwankung der Eisausdehnung mit mindestens 15% Eiskonzentration stimmt sowohl im Betrag als auch in der Phase weitgehend mit Satellitendaten überein. Das gleiche gilt für die Lage der Küstenpolynyas. Die räumliche Eisdickenverteilung ist, unter Berücksichtigung, daß das Eismodell die mittlere Eisdicke über Rinnen, ebenem Eis und Preßeisrücken wiedergibt, mit den vereinzelt Bodenmessungen im wesentlichen konsistent.

Verglichen zu den Ergebnissen von Parkinson und Washington (1979) unterscheidet sich die Eisdickenverteilung erheblich, was in erster Linie auf die verfeinerte Meereisrheologie im vorliegenden Modell zurückzuführen ist. Unterschiede erscheinen auch im Gesamteisvolumen (Parkinson und Bindshadler, 1984), welches dort etwa halb so groß ist wie im hiesigen Standardergebnis.

Die bisher dargestellten Modellexperimente zeigen, daß die Meereisdynamik entscheidend für die Wiedergabe des beobachteten, ausgeprägten saisonalen Zyklus der Eisausdehnung im Südlichen Ozean ist. Meereis wird entlang des Kontinents produziert und driftet in nördlichere (wärmere) Regionen, wo es geschmolzen wird. Ohne Eisdynamik kann der ausgeprägte Jahresgang der Eisausdehnung nur unter zusätzlicher Vernachlässigung der Deckschichtdynamik und durch Spezifizierung eines unrealistisch hohen konstanten ozeanischen

Wärmeflusses (um das Eis im Sommer zu schmelzen) erreicht werden.

Der Effekt der prognostischen Deckschicht wird in der geographischen Verteilung der Deckschichttiefe ersichtlich, welche in Raum und Zeit recht variabel ist. Es gibt tiefe Deckschichten in Regionen divergenter Eisdrift dicht unter Land (Küstenpolynyas), wo Tiefenwasserproduktion aufgrund von Salzausfällung stattfinden kann. Gleichzeitig erreicht der vertikale ozeanische Wärmefluß an diesen Stellen im Winter und entlang der vorrückenden Eiskante im Herbst und Frühwinter Maximalwerte.

Die Eisgeschwindigkeiten werden auch realistisch wiedergegeben, obwohl stellenweise kleiner als beobachtet. Dies liegt einerseits an der groben Auflösung des Modells und andererseits an der Benutzung von Monatsmittel für den Windantrieb; letztere könnten eine genauere Bestimmung des Schubspannungskoeffizienten erforderlich machen.

Die Einbeziehung einer prognostischen Schneedicke ist für die Modellierung von Meereis von großer Bedeutung, vor allem für den Südlichen Ozean, wo die Dicke des ebenen Eises i.a. zwischen 0.5 und 1 m liegt. Da Schnee ungefähr den siebenfachen Isolations-effekt von Meereis hat, ist eine genaue Spezifizierung der Schneedicke entscheidend für die Bestimmung der Wachstumsraten von (insbesondere dünnem) Meereis. Abgesehen vom Problem der Bestimmung korrekter Schneefallraten, sollte das Meereismodell in Zukunft auch an ein verfeinertes Schneemodell gekoppelt werden, welches zumindest Änderungen der Schneedichte, der Schneeleitfähigkeit, der Schneeralbedo und der Schneedicke in Abhängigkeit von metamorphen Prozessen (Leppäranta, 1983; Stössel, 1985) enthält. Wie von Wadhams et al. (1987) beobachtet, sollten die Bildung von Schneebrei auf der Eisoberfläche und daraus durch anschließendes Gefrieren entstehendes Schnee-Eis ebenfalls berücksichtigt werden.

Mittlere geostrophische Strömungen üben nur einen geringen Einfluß auf die Eisdrift aus, woraus geschlossen werden kann, daß das Eis im Südlichen Ozean auf großen Skalen hauptsächlich windgetrieben ist.

Sensitivitätsuntersuchungen bezüglich der Wahl der numerischen Parameter h^* und \tilde{P}^* , welche die Rinnenschließungsrate bei Gefrieren bzw. die Eisfestigkeit beeinflussen, ergaben, daß diese

sorgfältig abgestimmt werden sollten, wenn verlässliche Daten der räumlichen Eiskonzentration (z.B. vom Synthetic Aperture Radar (SAR)), und mehr (räumlich und zeitlich verteilte) Eisdicken- und -geschwindigkeitsmessungen, vor allem in den Gebieten des westlichen Weddellmeeres, des östlichen Rossmeeres und des Amundsenmeeres, vorhanden sind.

Die Anwendung täglicher Variabilität im Windfeld hat auf die Eisausdehnung und auf das Eisvolumen eine große Auswirkung in Abhängigkeit davon, ob die Fluktuationen nur im dynamischen Teil des Modells benutzt werden oder im gesamten Modell, d.h. inklusive turbulenter Wärmeflüsse. Daher würde eine Veränderung des Windantriebs von täglichen Werten auf Monatsmittelwerte (oder umgekehrt) nicht nur eine Veränderung des Schubspannungskoeffizienten erforderlich machen, sondern auch der Transferkoeffizienten in den aerodynamischen Massenformeln.

Die Experimente mit den alternativen Antriebsfeldern machen deutlich, daß die Qualität der Modellergebnisse z.T. sehr sensitiv (insbesondere bezüglich des Windes) von der Qualität der Antriebsfelder abhängen. Da globale Datenanalysen, sofern sie nur auf Beobachtungen gestützt sind, in Gebieten mit grobem Meßnetz bedenklich sind, erscheint es angebracht, den atmosphärischen Antrieb zu verbessern, indem Analysedaten von operationellen numerischen Wettervorhersagemodellen verwendet werden, die einen Verschnitt aus Echtzeitbeobachtungen und Vorhersagewerten des vorhergehenden Assimilationszeitschritts darstellen (vgl. VI.A.2).

Damit werden die Ergebnisse mit klimatologischem, atmosphärischem Antrieb bezüglich des Windes, der Temperatur und der Feuchte abgeschlossen und im folgenden auf Ergebnisse mit der neuerlichen Art des Antriebs, wie in VI.A.2 beschrieben, eingegangen.

VIII.B. Atmosphärischer Antrieb mit täglichen (aktuellen) Daten (Zyklus 8)

VIII.B.1. Standardexperiment.

Im vorliegenden Standardexperiment ist das SI-OML-Modell identisch zum Standardlauf von Zyklus 4 konfiguriert. Hiermit soll zunächst lediglich die Sensitivität des Modells auf die alternativen Wind-, Temperatur- und Feuchtefelder untersucht werden. Dargestellt werden jeweils Ergebnisse vom 6. Simulationsjahr, d.h. mit dem aktuellen Antrieb von 1986 (siehe VI.A.2).

Abb. 25 zeigt wiederum die Eisdickenverteilung für die Zeit der minimalen (a) und maximalen (b) Eisausdehnung. In diesem Fall bedeuten Tag 60 der 1. März 1986 und Tag 270 der 27. September 1986. Ein erster Vergleich mit dem Standardexperiment von Zyklus 4 zeigt, daß die charakteristische Eisdickenverteilung im Weddellmeer wieder vorhanden ist (im Gegensatz zu Abb.18). Im östlichen Rossmeer, hingegen, erreicht die Eisdicke vor Marie Byrd Land (120°W-150°W) nur noch 2.6 m an Stelle von 7.5 m im Standardlauf. Dafür treten jetzt starke Eispressungen vor Viktoria Land auf. Das dünne Eis in Form einer Polynya vor dem Ross Eisschelf ist weiter nach Osten verlagert. Desweiteren entsteht mit dem neuen Antrieb dickeres Eis in der Bellingshausen See. Die winterliche Eisausdehnung ist nicht sonderlich verschieden vom vorherigen Standardlauf, während im Sommer das Rossmeer, im Gegensatz zu Zyklus 4, fast eisfrei wird.

Wenn man das Weddellmeer als Referenzgebiet verwendet, so erscheint der Antrieb mit den 1000 hPa-Winden vom ECMWF vernünftig. Die Ergebnisse entsprechen im wesentlichen denen von Hibler und Ackley (1983), Hibler (1984), Lemke et al. (1990) und Owens und Lemke (1990), die für ihr Weddell-Meereismodell täglichen Windantrieb der australischen Analysen von 1979, bei denen auch FGGE-Daten mit einbezogen wurden, verwendeten. Die zusätzliche generelle Übereinstimmung mit Ergebnissen von Meereismodellen, die mit klimatologischen Winddaten von Taljaard et al. (1969) angetrieben wurden (s.o. und van Ypersele, 1986), unterstützen die Verwendung des 1000 hPa ECMWF-Windfeldes. Da das Meereismodell von Parkinson und Washington (1979) für den gesamten Südlichen Ozean einen eher thermodynamischen Charakter hat (siehe VIII.A.2.e), kann dies als

Vergleich für die übrige Region (außerhalb des Weddellmeeres) leider nicht herangezogen werden.

Im Vergleich zu Eisdickenmessungen erscheint die winterliche Eisdicke im Großteil des Weddellmeeres trotz Einbeziehung der Preßeisrücken um ca. 0.5 bis 1 m überschätzt (vgl. Wadhams et al., 1987). Eisdickenmessungen im Bereich vor Marie Byrd Land gibt es indes nicht. Anhaltspunkte für dickes (unzugängliches) Eis in dieser Region sind lediglich ein regelmäßiges Überleben des Eises im Sommer (vgl. Zwally et al., 1983, und Jacobs und Comiso, 1989) und das Fehlen von bathymetrischen Daten im Amundsenmeer (Vanney et al., 1983). Ein Indiz für die Richtigkeit des vor der Ostküste von Viktoria Land aufgestauten Eises ist in Weeks et al. (1989) gegeben, die in diesem Gebiet eine verstärkte Anhäufung von Preßeisrücken gemessen haben und dies auf einen topographischen Blockierungseffekt zurückführen. Im Sommer ist diese Gegend jedoch in der Regel eisfrei. Eine diesbezügliche Fehlsimulation kann auf die grobe Modellauflösung zurückgeführt werden. Eisdicken im Bereich der Bellingshausen See sind ebenfalls unbekannt, doch scheint gemäß der sommerlichen Eiskonzentration in den Eiskarten (Abb. 34.a) das neuerliche Ergebnis realistischer zu sein. Als markantester Unterschied zu den Eiskarten erscheint im Sommer das Fehlen der nordwestwärts gerichteten Eiszunge im östlichen Rossmeer.

Trotz vereinzelter Unstimmigkeiten sind die obigen Ergebnisse generell mit Beobachtungen vergleichbar und bringen in einigen Punkten Verbesserungen gegenüber den Ergebnissen mit dem monatlichen Antrieb von Taljaard et al. (1969) hervor. Zu beachten ist, daß hier lediglich die globale Übereinstimmung überprüft, und nicht speziell das Jahr 1986 untersucht wurde.

Wegen der generellen Übereinstimmung mit dem Taljaard et al. (1969)-Antrieb, bleibt die Diskrepanz zu dem Hellerman und Rosenstein (1983)-Windantrieb erhalten. Auf große Differenzen zwischen letzteren Winden und den hier verwendeten vom ECMWF im Bereich des Südlichen Ozeans wird auch in Trenberth et al. (1989) hingewiesen.

VIII.B.2. Sensitivitätsuntersuchungen

VIII.B.2.a. Erhöhung der Eisfestigkeit und der Schubspannung

Im Standardexperiment dieses Zyklus' wurde der als Oberflächenwind zu verwendende 1000 hPa-Wind bezüglich des Schubspannungskoeffizienten der Atmosphäre als geostrophischer Wind behandelt, d. h., wie im Standardexperiment von Zyklus 4 $C_{da}=1.2 \cdot 10^{-3}$ benutzt. Gemäß McPhee (1980) und Leppäranta (1981) sollte dieser Koeffizient bei der Verwendung von Oberflächenwinden bzw. 10 m-Winden in etwa im Verhältnis 1 zu 2 gegenüber dem Schubspannungskoeffizienten zwischen Eis und Ozean stehen. Bei $C_{do}=5.5 \cdot 10^{-3}$ ergibt sich daraus $C_{da}=2.7 \cdot 10^{-3}$ für den 10 m Wind (siehe auch Overland, 1985).

Da bei einer derartigen Modifikation das Eis in konvergenten Gebieten zu stark komprimiert wird, wird zusätzlich der Eisfestigkeitsparameter um den von Hibler und Ackley (1983) für die Benutzung täglicher Antriebsdaten vorgeschlagenen Faktor von 5.5 erhöht (vgl. VIII.A.2.c). Beide Modifikationen stellen also eine jeweils auf Erfahrungen bzw. Messungen basierende Anpassung an die vorliegenden Antriebsfelder dar.

Die mit diesen Modifikationen erhaltene räumliche Eisdickenverteilung ist in Abb. 26 wiedergegeben. Erster auffallender Unterschied zum Standardexperiment ist das weitaus geringere Aufstauen von Eis in den konvergenten Gebieten. Hier wirkt die höhere Eisfestigkeit also stärker als der erhöhte Streß zwischen Eis und Atmosphäre. Die Maximaleisdicke im Weddellmeer erreicht jetzt nur noch 4.2 m statt 7.5 m, was auch realistischer erscheint. Die Fläche dickeren Eises ($h_i > 1.5$ m) hat sich hingegen kaum verändert, ebensowenig wie die Eisausdehnung; eine Ausnahme ist hierbei das Rossmeer im Sommer, wo das Eis jetzt vollständig verschwunden ist.

Abb. 27.a zeigt die zu diesem Experiment gehörende winterliche Eisdrift für den 27. September 1986, also einen aktuellen Tageswert, während Abb. 27.b den Monatsmittelwert dieser Variablen für September darstellt. In der täglichen Darstellung erkennt man eine ausgeprägte antizyklonale Eisdrift im Weddellmeer. Die Eisgeschwindigkeiten erreichen sogar im kompakten, aber divergenten Eisfeld Werte bis zu 30 cm/s (Amundsenmeer bei 70°S), was eher Werten freier Eisdrift entspricht (z.B. Hoerber und Gube-Lehnhardt, 1987). Im Monatsmittel tritt im wesentlichen die Struktur des

Standardlaufs von Zyklus 4 (Abb. 5.b) auf, mit dem charakteristischen Weddell Wirbel, starker ablandiger Eisdrift im Rossmeer und kleineren Wirbeln entlang der Küste von Ost-Antarktika.

In Abb. 28 sind die Jahregänge der Eisausdehnung und des Eisvolumens im Vergleich zu den Standardergebnissen von Zyklus 4 (dünne Kurven) dargestellt. Diskrepanzen zeigen sich insbesondere im Sommer, wo die Eisausdehnung um ca. $3 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ und das Eisvolumen um ca. $6 \cdot 10^3 \text{ km}^3$ reduziert sind. Obwohl das Maximum der Eisausdehnung im Winter ebenfalls kleiner ist, ist die Dauer des Winters bezüglich dieser Größen fast identisch. Die Asymmetrie in der Periode in Richtung "längerem Winter" (ca. 7 Monate) und "kürzerem Sommer" (ca. 5 Monate) ist auch in beobachteten Jahregängen zu finden (vgl. Zwally et al., 1983).

Abb. 29 entspricht Abb. 7 von Zyklus 4. Durch die erhöhte Variabilität und den größeren Schubspannungskoeffizienten, der eine Erhöhung der Eisgeschwindigkeit im divergenten Eisfeld verursacht, und damit den turbulenten kinetischen Energieeintrag in den Ozean erhöht, wird die durch die Monin-Obukhov Länge bestimmte Gleichgewichtstiefe der Deckschicht im Sommer etwa doppelt so groß wie im Standardlauf von Zyklus 4. Die tiefe Deckschicht im südwestlichen Teil des Weddellmeeres im Sommer ist auf relativ kalte Lufttemperaturen an genau dieser Stelle bei gleichzeitiger geringer Eisdrift zurückzuführen, wodurch Schmelze verhindert wird und es nicht zu einer durchgreifenden Stabilisierung in der Deckschicht kommt. Im Winter ist die Deckschicht in den Eisproduktionsgebieten entsprechend tiefer als im Standardfall von Zyklus 4; gleichzeitig treten neue Produktionsgebiete in der Bellingshausen See und im Amundsenmeer auf.

Während in der räumlichen Verteilung des mittleren ozeanischen Wärmefflusses im Winter gegenüber dem Standardlauf von Zyklus 4 (Abb. 8) teilweise lokale Veränderungen auftreten, ist der Betrag global um etwa einen Faktor 4 angestiegen (Abb. 30). Der Bereich der positiven Nettogefriertrate hat sich sowohl im Weddellmeer als auch im Rossmeer gegenüber dem klimatologischen Standardlauf (Abb.6) beträchtlich nach Norden erweitert (Abb. 31), während die lokalen Schmelzraten stark zugenommen haben. Daß der Jahresüberschuß an Gefrieren auf einer größeren Fläche als vorher stattfindet, ist wiederum in erster Linie auf die erhöhte Turbulenz aufgrund täglicher Variabilität zurückzuführen, die eine Zunahme der turbulenten Wärmefflüsse verursacht. Da die

thermischen Antriebsfelder im Durchschnitt etwa gleich sind, spielen diese hierbei eine untergeordnete Rolle.

VIII.B.2.b. Einbeziehung der atmosphärischen Oberflächenschicht

Im nun folgenden Experiment soll gezeigt werden, daß auch ohne Veränderung des Eisfestigkeitsparameters in etwa die gleiche, mehr oder weniger realistische Eisdickenverteilung erzielt werden kann, wie im letzteren Experiment. Dazu müssen zunächst die Antriebsdaten genauer analysiert werden.

Bezüglich der Winde beruht die Rechtfertigung von Trenberth et al. (1989), die 1000 hPa-Winde als Oberflächenwinde zu benutzen, auf der Tatsache, daß vor der Änderung im Analyseschema des ECMWF am 9. September 1986 die Schiffsbeobachtungen bzw. Luftdruckmessungen direkt als 1000 hPa-Winde eingeflossen sind. Da im Bereich des Südlichen Ozeans aber kaum Beobachtungen vorliegen, sind die verwendeten Analysedaten in erster Linie Modellergebnisse. Daher soll im folgenden kurz auf die Modellstruktur des globalen Wettervorhersagemodells des ECMWF (ab 1.5.1985: T-106) eingegangen werden (ECMWF Research Department, 1986).

Wie in VI.A.2 beschrieben, sind die oberflächennächsten Variablen des globalen Analysedatensatzes auf den Standarddruckniveaus 850 hPa bzw. 1000 hPa vorgegeben (Trenberth und Olson, 1988). Diese entsprechen jedoch nicht dem Modellgitter des Atmosphärenmodells, dessen vertikale Koordinaten hybrider Natur und in den unteren Schichten feiner aufgelöst sind. Dabei entspricht die untere Schicht im Modell in etwa 30 m. Die Ergebnisse auf dem Modellgitter wurden nun für den Analysedatensatz (und aufgrund des Analyseverfahrens im Assimilationsschema) auf die Standarddruckflächen interpoliert. Wenn die 1000 hPa -Fläche unter der Oberfläche (bzw. unterstem Modellniveau) liegt, wurde bezüglich der Temperatur über den adiabatischen Temperaturgradienten (lapse rate) interpoliert, bezüglich der relativen Feuchte linear interpoliert und bezüglich des Windes direkt der unterste Modellwert als 1000 hPa-Wert eingesetzt (ECMWF Research Department, 1986; vgl. auch Heimann und Monfray, 1990).

Rechnet man nun die für die letzten beiden Experimente bestimmte Oberflächentemperatur und -feuchte auf die unterste

Modellschicht (ca. 30 m) bzw. auf die 1000 hPa-Schicht zurück, und benutzt die "1000 hPa-Winde" als solche wie vorgesehen, so können die turbulenten Wärmeflüsse (Transferkoeffizienten) und die Schubspannung über Eis (Schubspannungskoeffizient) mit Hilfe dieser auf höherem Niveau gelegenen Variablen interaktiv in Abhängigkeit von der Eisbedeckung an der Oberfläche über eine Prandtl-Schicht Formulierung ausgerechnet werden.

Letztere soll hier derjenigen des ECMWF-Modells entsprechen (Louis, 1979). Sie basiert auf der Ähnlichkeitstheorie von Monin und Obukhov (1954), wobei die Monin-Obukhov Länge durch die Richardson Zahl ersetzt wird. Als Stabilitätsfunktionen werden analytische Formeln nach Louis (1979) benutzt, mit leichten Modifikationen gemäß Claussen (1990). Über Meereis wird für die Rauigkeitslänge (z_s) ein Wert von $1 \cdot 10^{-3}$ veranschlagt, der demjenigen des ECMWF-Modells entspricht. Über eisfreiem Wasser wird z_s mit Hilfe der Charnock-Formel über die Reibungsgeschwindigkeit bestimmt, wobei die Charnock-Konstante mit 0.032m bemessen wird (entsprechend ECMWF Research Department, 1985). Ein kurzer Überblick über die hier verwendeten Formalismen ist im Anhang (XV.C) zu finden.

Abb. 32 zeigt die resultierende Eisdickenverteilung, welche trotz des niedrigen \tilde{P}^* -Werts derjenigen des letzteren Experiments recht ähnlich ist. Gegenüber letzterem treten konvergente Gebiete deutlicher zu Vorschein, ohne jedoch zu starke Aufpressungen zu zeigen, wie dies im Standardexperiment dieses Zyklus' der Fall ist. Beispiel für eine diesbezügliche Verbesserung ist das dickere Eis im Amundsenmeer, das im vorherigen Experiment aufgrund der höheren Eisfestigkeit relativ schwach ausgeprägt war. Desweiteren ist im vorliegenden Experiment die sommerliche Eisausdehnung im Rossmeer realistischer wiedergegeben als in den beiden vorherigen Experimenten, wo die Eisausdehnung viel zu gering war und im letzteren Experiment sogar völlig verschwand.

In Abb. 33 ist für dieses Experiment eine Sequenz von aktuellen Eiskonzentrationsverteilungen von 1986 in Abständen von etwa 3 Monaten aufgetragen. In gleichem Maßstab und für das gleiche Datum sind die aus aktuellen Beobachtungen zusammengestellten Eiskarten (NAVY/NOAA Joint Ice Center, 1986) in Abb. 34 dargestellt. Man erkennt, daß die Simulationsergebnisse dieser Variablen im allgemeinen zufriedenstellend sind. Die sommerliche Eisausdehnung, die üblicherweise am schwierigsten zu simulieren ist, zeigt zu geringe Eiskonzentrationen in NW-lichen Teil des Weddellmeeres, in östlichen Teilen des Rossmeeres und im

Amundsenmeer (Abb. 33.a). Unter Berücksichtigung der relativ groben Auflösung im Eismodell ist die Periode des Vorrückens des Eises (Abb. 33.b) recht gut simuliert, mit einer leichten Überschätzung im NE-lichen Sektor des Weddellmeeres. Auch die Winterkonzentration (Abb. 33.c) entspricht im wesentlichen den Beobachtungen, obwohl die Ausdehnung in weiten Bereichen (z.B. 30°W-50°E und 150°W-100°W) überschätzt wird. Auffallend in Abb. 33.b und c sind die hohen Eiskonzentrationen ($N_i > 80\%$) hinter dem Eisrandbereich. Diese, sowie die Breite des Eisrandbereiches (MIZ, marginal ice zone) von $\Delta\varphi \approx 2^\circ\text{-}5^\circ$, entspricht den Beobachtungen (Abb. 34.b und c; vgl auch Wadhams et al., 1987), im Gegensatz zu den in Abb. 3.b gezeigten, aus ESMR-Daten ermittelten Ergebnissen. Auch der Auflösungsprozess des Meereises ist zufriedenstellend simuliert (Abb. 33.d); entsprechend den aktuellen Beobachtungen (Abb. 34.d) beginnt er im Sektor des Indischen Ozeans. Küstenpolynyas deuten sich durch geringere Konzentrationen entlang des Kontinents an. Die beobachtete Polynya im südlichen Rossmeer (Abb. 34.d) tritt in der Simulation nicht auf; dafür ist eine solche im östlichen Rossmeer zu finden, welche auf dortigen erhöhten ozeanischen Wärmefluß aufgrund momentaner divergenter Strömungen im Eisfeld mit simultaner Kaltluftadvektion (vom Festland) zurückzuführen ist.

Aufgrund der generell niedrigeren Schubspannung über Eis sind nun auch die Eisgeschwindigkeiten im divergenten Eisfeld reduziert und damit realistischer (Abb. 35).

Die Verbesserung der Ergebnisse gegenüber dem letzteren Sensitivitätslauf ist in erster Linie auf die unterschiedliche Bestimmung der turbulenten Wärmeflüsse zurückzuführen, welche jetzt nicht nur von den vertikalen Temperatur - bzw. Feuchte-differenzen abhängen, sondern auch von einer stabilitäts-abhängigen Reibungsgeschwindigkeit. Dies führt dann z.B. im Sommer im Rossmeer dazu, daß die durch den direkten thermischen Antrieb verursachte Schmelze im vorherigen Experiment im jetzigen Experiment durch den von der aktuellen Eislage abhängigen Transferkoeffizienten wesentlich schwächer ausfällt.

VIII.B.3. Diskussion

Mit den obigen Ergebnissen wurde gezeigt, daß die globalen Analysedaten des ECMWF generell als Oberflächenantrieb für das SI-OML-Modell im Südlichen Ozean geeignet sind. Hauptunterschiede im Vergleich zu Beobachtungen sind eine zu große winterliche Eisausdehnung von ca. $3 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ und eine allgemeine Überschätzung der Eisdicke um schätzungsweise 0.5 m.

Durch Abstimmung des konstanten atmosphärischen Schubspannungskoeffizienten und des Eisfestigkeitsparameters \tilde{P}^* lassen sich die Ergebnisse teilweise verbessern. Generell scheint aber die mittlere Eisgeschwindigkeit, und damit der turbulente kinetische Energieeintrag in die Deckschicht überschätzt zu sein.

Realistische Simulationen ergeben sich auch ohne Veränderung der Eisfestigkeit (und damit der Eisrheologie), indem man die Antriebsgrößen auf das ursprüngliche Niveau zurückrechnet und eine geeignete Grenzschichtformulierung einbaut. Insbesondere deuten die damit erzielten realistischeren Eisgeschwindigkeiten darauf hin, daß die 1000 hPa-Winde über Eis als Oberflächenwinde ohne Höhenkorrektur nicht geeignet sind.

IX. Schlußfolgerungen aus bisherigen Ergebnissen

Vorausgesetzt, daß ein geeignetes Meereismodell benutzt wird, haben die bisherigen Ergebnisse gezeigt, daß Probleme beim Simulieren von Meereis weniger vom Meereismodell selbst bestimmt sind, als vielmehr von der Tatsache, daß die Modellergebnisse sehr sensibel vom vorgegebenen Antrieb abhängen, insbesondere vom ozeanischen Wärmefluß und vom Wind. Dies führt zu der Schlußfolgerung, daß die Qualität der Modellergebnisse sehr stark von der Qualität der Antriebsfelder abhängt. Da das Gebiet des Südlichen Ozeans wohl dasjenige mit dem größten Beobachtungsnetz auf der Erde ist, kann man davon ausgehen, daß dort die Antriebsfelder am schlechtesten sind.

Die Abhängigkeit vom ozeanischen Wärmefluß wurde in erster Näherung bereits durch die Kopplung an das OML-Modell reduziert, wobei das Antriebsniveau bezüglich der Temperatur und des Salzgehaltes auf 500 m Tiefe verlagert wurde.

Um die Zuverlässigkeit der atmosphärischen Antriebsfelder zu vergrößern, wurden in Abschnitt VIII.B für die Variablen Temperatur, Feuchte und Wind aktuelle Daten aus den globalen Analysen vom ECMWF benutzt. Diese Daten haben die in Abschnitt VI.A.2 beschriebenen Vorteile der Einschließung aktueller Beobachtungen und der größeren physikalischen Konsistenz. Wegen des groben Beobachtungsnetzes sind diese Daten jedoch primär modellerzeugt. Bei der Verwendung der oberflächennächsten Daten der Analysen als Oberflächenantrieb für das Meereismodell kann dies zu Problemen führen, da diese dann in erster Linie vom untersten AGCM-Niveau stammen und somit stark von den dort vorgeschriebenen Randbedingungen abhängen. Im vorliegenden Fall beziehen sich letztere auf die Spezifizierung von Meereis am unteren AGCM-Rand. Dementsprechend ergibt sich bei Benutzung der oberflächennahen Daten eine gewisse Vorbestimmung der Ergebnisse.

Um dieser Tatsache vorzubeugen, wird im folgenden Teil der Arbeit das Antriebsniveau bezüglich der obigen drei Variablen weiter nach oben verlagert, nämlich auf das nächsthöhere Niveau der Analysedaten (850 hPa). Dies geschieht hier in erster Näherung über eine zusätzliche Ankoppelung an ein ein-dimensionales atmosphärisches Grenzschichtmodell, wie es Koch (1988) bereits für das Weddell-Meereismodell von Hibler und Ackley (1983) getan hat (vgl. III.B).

X. Modellerweiterung

X.A. Grenzschichtmodell der Atmosphäre

Das hier verwendete ein-dimensionale atmosphärische Grenzschicht-[ABL]modell entspricht demjenigen in Koch (1986, 1988). Es basiert auf der Ähnlichkeitstheorie von Monin-Obukhov für die Prandtl-Schicht und der Rossbyzahl Ähnlichkeitstheorie für die Ekman-Schicht, wobei beide Schichten in vertikal integrierter Form dargestellt sind. Aus letzteren ergeben sich die Widerstandsgesetze der barotropen Ekman-Schicht, die die Temperatur - und Feuchtwerte an der Oberfläche mit denjenigen im geostrophischen Niveau in Beziehung setzen. Aus dem Gleichungssystem läßt sich sodann die statische Stabilität in der ABL berechnen, die sich wiederum auf die Reibungsgeschwindigkeit auswirkt.

Ein theoretischer Überblick über das ABL-Modell ist im Anhang (XV.D) gegeben.

X.B. Ankoppelung des Grenzschichtmodells

Die Ankoppelung des ABL-Modells an das SI-OML-Modell erfolgt ähnlich wie bei Koch (1986) über die Wärmebilanzberechnungen im eisfreien und eisbedeckten Teil der Gitterzelle. Allerdings werden die Berechnungen dahingehend erweitert, daß im eisbedeckten Teil sieben Eisdickenkategorien unterschieden werden (vgl. IV.A), für welche jeweils die Wärmebilanz mit den zugehörigen ABL-Größen berechnet wird.

Neben der Oberflächentemperatur von Eis bzw. Schnee, die jetzt indirekt auch von den Grenzschichtparametern abhängt, werden aus dem obigen Gleichungssystem auch die Reibungsgeschwindigkeit und der Stabilitätsparameter durch Iteration ermittelt. Da der Aufruf der Wärmebudgetroutine wegen der Differenzierung der Eisdicken insgesamt achtmal pro Zeitschritt aufgerufen wird, wurden die ABL-Routinen durch Vektorisierung und einer selektiven Verkleinerung der zu iterierenden Gitterpunkte optimiert.

Im Gegensatz zum SI-OML-Modell ist jetzt die Abhängigkeit vom atmosphärischen Antrieb dadurch reduziert, daß die turbulenten

Wärmeflüsse und die Schubspannung nicht nur von den vertikalen Gradienten der Zustandsgrößen und dem vorgegebenen Wind abhängen, sondern zusätzlich von einer stabilitätsabhängigen Reibungsgeschwindigkeit. Letztere bestimmt dabei die Stärke der Kopplung des Meereises bzw. des eisfreien Wassers an die atmosphärischen Antriebsvariablen.

Die Anhebung des Antriebsniveaus mit der zugehörigen Variablenerweiterung ist in Abb. 36 veranschaulicht, welche mit Abb. 1 konsistent ist. Die Variablen T_{a1} , q_1 , \vec{V}_{a1} , $\vec{\tau}_a$, Q_{lw} und Q_{sw} werden jetzt diagnostisch im ABL-Modell berechnet, während der aktuelle Luftdruck an der Oberfläche in erster Linie zwecks Bestimmung der potentiellen Temperatur benötigt wird. Die durchgezogenen Profile in der ABL stellen (analog zur OML) eine Wintersituation dar, mit stark stabiler Schichtung über dem Eis und einer entsprechenden Inversion. Im Sommer (gestrichelte Profile) ist die Schichtung über dem i.a. eisfreien Wasser neutral bis leicht labil. Die nach rechts weisenden Pfeile in der ABL sollen andeuten, daß sowohl die Windstärke als auch die Windrichtung durch die Stabilität in der Ekmanschicht modifiziert werden.

X.C. Antrieb

Der Antrieb bezüglich Atmosphärentemperatur, Feuchte und Wind wird den gleichen Datensätzen entnommen wie bei den vorherigen Standardexperimenten (VIII.A.1 und VIII.B.1), d.h. dem klimatologischen Datensatz von Taljaard et al. (1969) und den globalen Analysen des ECMWF. Da in beiden Datenquellen das nächst höhere Niveau bei 850 hPa liegt, werden diese für das gekoppelte SI-OML-ABL-Modell als Variablen des geostrophischen Niveaus verwendet. Die übrigen Antriebsdaten und die Folge der Antriebsjahre (siehe VI.A.2) entsprechen dem vorherigen.

XI. Ergebnisse mit atmosphärischem Antrieb im geostrophischen Niveau

XI.A. Atmosphärischer Antrieb mit monatlichen (klimatologischen) Daten (Zyklus 5)

Zunächst wurde das SI-OML-ABL-Modell bezüglich Temperatur, Feuchte und Wind mit monatlichen Daten vom gleichen klimatologischen Datensatz wie in Zyklus 4 (Taljaard et al., 1969) angetrieben, wobei diesmal die 850 hPa-Daten verwendet wurden. Unter Anwendung der gleichen Parameter für das SI-OML-Modell wie im Standardlauf von Zyklus 4 bzw. 8 und ohne Änderungen der Parameter im ABL-Modell gegenüber Koch (1986), ergaben sich über kompaktem Eis bis fast auf null reduzierte Eisgeschwindigkeiten, während die Eisdickenverteilung im wesentlichen den Kontouren des Temperaturantriebs entsprach. Aufgrund der unrealistischen Eisgeschwindigkeiten und der Tatsache, daß das ABL-Modell für täglichen Antrieb konzipiert wurde (Koch, 1988), werden die mit diesem Zyklus durchgeführten Experimente hier nicht weiter ausgeführt. Stattdessen werden im folgenden gleich die Untersuchungen mit täglichem Antrieb vorgestellt und mit den Ergebnissen von Zyklus 8 verglichen.

XI.B. Atmosphärischer Antrieb mit täglichen (aktuellen) Daten (Zyklus 6)

XI.B.1. Standardexperiment

Wie unter XI.A wird hier das unveränderte SI-OML-ABL-Modell herangezogen und diesmal mit den täglichen 850 hPa-Daten vom ECMWF angetrieben (vgl. VI.A.2). Die zu Abb. 25 konsistente Darstellung der Eisdickenverteilung ist in Abb. 37 zu sehen. Die Unterschiede im Vergleich beider Abbildungen sind offensichtlich. Die Eisausdehnung ist insgesamt wesentlich reduziert und die Eisdickenverteilung entspricht eher derjenigen eines rein thermodynamischen Modells (vgl. Abb.15). Da letztere zu geringe Eisgeschwindigkeiten vermuten läßt, sei diese als Monatsmittel für September 1986 in Abb. 38 dargestellt. In der Tat ist die Eisgeschwindigkeit im kompakten Eisfeld im Vergleich zu Abb.

27.b, insbesondere im Rossmeer, stark zurückgegangen. Dies ist auch der Fall im Vergleich zur SI-OML-Modellversion mit Einbeziehung der Oberflächengrenzschicht (VIII.B.2.b) (Abb. 35), wenn die Unterschiede, insbesondere im divergenten Eisfeld, auch etwas geringer sind.

Um einen Eindruck von der Stabilität in der atmosphärischen Grenzschicht zu bekommen, ist in Abb. 39 die räumliche Verteilung des Stabilitätsparameters μ (siehe Anhang (XV.D)) als Monatsmittel für Mai und September dargestellt. Dabei ist zu beachten, daß wenn immer Eis in einer Gitterzelle vorhanden ist, der über dem Eis berechnete Wert gilt; dies täuscht im Eisrandbereich i.a. eine zu stabile Schichtung vor. Man erkennt, daß die ABL im Winter über dem Eis stark stabil geschichtet ist, während sie vor der Eiskante neutral bis labil in Erscheinung tritt. Ab Oktober wird die stabile Schichtung über Eis mit abnehmender Eisdicke schwächer. Im Sommer bleibt die Schichtung über dem (relativ kalten) Wasser leicht stabil, bis im März vom Kontinent her eine starke Abkühlung erfolgt, die in breiten Regionen vor der Eiskante Instabilitäten erzeugt, wie aus Abb. 39.a zu erkennen ist.

Nichtsdestotrotz sind die Ergebnisse im vorliegenden Experiment bezüglich der Eisvariablen relativ unrealistisch, wenn auch die insgesamt geringen Eisdicken besser den Beobachtungen entsprechen. Trotz des täglichen Windantriebs ist die Schubspannung über Eis weiterhin zu klein. Da die Eisausdehnung bei Koch (1988) mit der Hibler und Ackley (1983)-Modellversion recht gut wiedergegeben werden konnte, soll im folgenden in der Modellhierarchie zunächst der Rang des SI-OML-Modells auf diese Modellversion reduziert werden.

XI.B.2. Sensitivitätsuntersuchungen

XI.B.2.a. Reduzierung der Modellphysik

Die wesentlichen Unterschiede zu dem hier verwendeten SI-OML-Modell und dem Meereismodell von Hibler und Ackley (1983) sind die Kopplung an das prognostische Deckschichtmodell (OML-Modell) und die prognostische Simulation der Schneedicke (vgl. Lemke et al., 1990 bzw. Owens und Lemke, 1990). In Abb. 40 wird die Auswirkung der Vernachlässigung dieser beiden Prozesse auf

die Jahressgänge von Eisausdehnung und Eisvolumen gezeigt. Die jeweils untersten Kurven (1) zeigen die Ergebnisse für den Standardlauf dieses Zyklus'. Bei Vernachlässigung der prognostischen Schneedickenbestimmung wird das Eisvolumen um ca. $2 \cdot 10^3 \text{ km}^3$ im Sommer und ca. $4 \cdot 10^3 \text{ km}^3$ im Winter angehoben, während die Eisausdehnung nur relativ geringfügig um ca. $1 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ anwächst (2). Dies steht qualitativ im Einklang mit dem Ergebnis in VIII.A.2.b (Abb. 11); die quantitativen Unterschiede sind in erster Linie auf die verschiedenen, von der Reibungsgeschwindigkeit abhängigen Transferkoeffizienten der turbulenten Wärmeflüsse zurückzuführen.

Wird zusätzlich zur letzteren Vernachlässigung das Deckschichtmodell abgekoppelt und wie bei Hibler und Ackley (1983) mit einer konstanten Deckschichttiefe von 30 m und einem konstanten ozeanischen Wärmefluß von 2 W/m^2 gerechnet, so ergeben sich die unter (3) gezeigten Jahressgänge (Abb. 40). Dabei erfahren die Wintermaxima des Eisvolumens einen weiteren Anstieg von ca. $4 \cdot 10^3 \text{ km}^3$ und die der Eisausdehnung eine starke Erhöhung von ca. $5.5 \cdot 10^6 \text{ km}^2$, während die Sommerwerte fast gleich bleiben. Im Vergleich zu Abb. 10 ist die Auswirkung der prognostischen Deckschicht nun also wesentlich größer und ähnelt somit dem im rein thermodynamischen Lauf (VIII.A.2.e) vorgeführten Ergebnis (Abb. 16), was wiederum dafür spricht, daß die Eisbewegung in diesem Experiment insgesamt unterschätzt wird.

Eine Erhöhung der sommerlichen Eisausdehnung um ca. $1 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ und eine abermalige Erhöhung des Eisvolumenmaximums um ca. $4 \cdot 10^3 \text{ km}^3$ kann schließlich dadurch erreicht werden, daß zusätzlich, wie bei Koch (1988) und Hibler und Ackley (1983), der numerische Parameter h^* (siehe (A16)) gleich 1 m anstatt 0.5 m gesetzt wird (vgl. auch VIII.A.2.d). Beim Vergleich mit den in Abb. 2 gezeigten beobachteten Jahressgängen von Zwally et al. (1983) erkennt man, daß die Ergebnisse mit der ABL-Kopplung nach den hier durchgeführten Maßnahmen deutlich realistischer geworden sind.

Die obigen Experimente zeigen, daß das SI-OML-Modell und das "SI-ABL"-Modell (letzteres mit Vernachlässigung von Schnee) für sich getrennt jeweils halbwegs realistische Ergebnisse erzeugen (zumindest bezüglich der saisonalen Zyklen), während sie im gekoppelten Modus SI-OML-ABL ohne Änderung der ursprünglichen Parameter fehlerhaft sind. Dies deutet darauf hin, daß die in einem der beiden (oder beiden) Grenzschichtmodellen enthaltene

Physik unzureichend bzw. zu grob parametrisiert worden ist. Es sei auch daran erinnert, daß beide Grenzschichtmodelle ein-dimensionaler Natur sind, und somit von vornherein nur unter gewissen Annahmen angewendet werden können.

XI.B.2.b. Einfluß des Windfeldes

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, durch welche Maßnahmen der saisonale Zyklus der Eisausdehnung verbessert werden kann; diese Verbesserungen gelten allerdings nicht für die räumliche Eisdickenverteilung (Abb. 41), die den sensitivsten Indikator für fehlerhafte Meereissimulationen darstellt. Hinsichtlich der starken Aufpressungen an der Westküste der antarktischen Halbinsel ähnelt dieses Ergebnis demjenigen mit dem alternativen Windantrieb von Hellerman und Rosenstein (1983) (VIII.A.3.a). Wie zu erwarten, ist auch das 850 hPa-Windfeld vom ECMWF zonal angeordnet, als das entsprechende 1000 hPa-Windfeld bzw. das klimatologische Oberflächenwindfeld von Taljaard et al. (1969). Plottet man die Vektoren der ersten beiden Windfelder als Differenz zwischen dem niedrigeren (oberflächennäheren) und dem höheren, so erkennt man z.B. für das Monatsmittel von September 1986 (Abb. 42.b), daß der 1000 hPa-Wind gegenüber dem 850 hPa-Wind im Weddellmeer stärker in Richtung antarktische Halbinsel wirkt, in der Bellingshausen See eine (relativ gesehen) höhere ablandige Komponente einschlägt und entlang der gesamten antarktischen Küste stärker ablandig (nordwärts) bis NW-wärts gerichtet ist. Letztere Erscheinungen hängen mit orographischen Effekten zusammen, welche in diesem Fall mit den katabatischen Winden einhergehen, die im 850 hPa-Niveau wesentlich schwächer erscheinen. Nordwärts gerichtete Barrier-Winde entlang der Ostküste der antarktischen Halbinsel sind im Septembermittel der 1000 hPa-Winde nicht zu finden, was auch im Einklang mit Schwerdtfeger (1979) steht, wonach die Häufigkeit der NNW-lichen Föhnwinde und der SW-lichen Barrier-Winde in den Monaten September und Oktober in etwa vergleichbar sind (jedenfalls für die Periode März 1968 bis Februar 1969). Das häufigste Überwiegen der Barrier-Winde erscheint demzufolge von Februar bis Mai, wo auch im 1000 hPa-Windfeld der ECMWF-Analysen die nordwärts gerichtete Komponente im Monatsmittel bis zu 4 m/s höher ist als im 850 hPa-Feld (Abb. 42.a).

Die obige Analyse zeigt, daß orographisch bedingte Phänomene im 850 hPa-Windfeld gegenüber dem 1000 hPa-Windfeld nur relativ

schwach ausgeprägt sind. Da die Eisdickenverteilung aber sehr stark von diesen Phänomenen geprägt sein kann (Schwerdtfeger, 1979; Koch, 1986), wird im folgenden unter Beibehaltung der reduzierten Modellphysik (XI.B.2.a) statt dem 850 hPa- das 1000 hPa-Windfeld als Antrieb im geostrophischen Niveau benutzt, wobei jedoch die Winddrehung gleich null gesetzt wird. Die daraus resultierende Eisdickenverteilung ist in Abb. 43 dargestellt, wo jetzt eine deutliche Verbesserung in Richtung der in VIII.B erzielten Ergebnisse zu erkennen ist. Dabei hat sich die Eisausdehnung gegenüber derjenigen in Abb. 41 dahingehend verändert, daß im Sommer ein Großteil des Weddellmeeres (wie auch beobachtet) eisbedeckt bleibt. Insbesondere entspricht die Winterisausdehnung in etwa den Beobachtungen von 1986 (vgl. Abb. 34.c), im Gegensatz zu den Ergebnissen mit thermodynamischen Oberflächenantrieb (VIII.B), wo die winterliche Eisausdehnung überschätzt wurde. Die in Zyklus 4 bzw. 8 erhaltene charakteristische Eisdickenverteilung ist in diesem Lauf allerdings nicht so stark ausgeprägt, was darauf schließen läßt, daß die Schubspannung über Eis nach wie vor zu schwach ist.

Nach Schwerdtfeger (1979) üben die Barrier-Winde entlang der Ostküste der antarktischen Halbinsel und in geringerem Maße, entlang der Ostküste von Viktoria Land einen erheblichen Einfluß auf die Eisdrift aus. Dieser Effekt wurde bei Koch (1986) bereits direkt im Antrieb vorgegeben und bei Hibler und Ackley (1983), die die Simulationsergebnisse mit Eisdriftraten von Ackley (1981) verglichen haben, untersucht. Um die Auswirkung eines entsprechend modifizierten Antriebs auf das vorliegende Modell zu untersuchen, wird im folgenden Experiment die nordwärts gerichtete Schubspannung ähnlich wie bei Koch (1986) an den Gittereckpunkten der zur Halbinsel parallel verlaufenden, beiden benachbarten Gitterzellen um einen Betrag von 0.03 N/m^2 an der Küste bis 0.01 N/m^2 nach Osten hin abfallend, erhöht. Entsprechend (aber etwas schwächer) wird die Schubspannung entlang Viktoria Land modifiziert. Alle übrigen Modifikationen gegenüber dem Standardlauf dieses Zyklus' entsprechen denjenigen des zuletzt durchgeführten Experiments. Das Ergebnis ist in Abb. 44 dargestellt. Die Verteilung der Eisdicken im westlichen Weddellmeer hat sich nun drastisch verändert, wobei das dickste Eis jetzt, im Einklang mit Aussagen von Schwerdtfeger (1979), in der NW-Ecke des Weddellmeeres angetroffen wird. Im Rossmeer führte die Modifikation insgesamt zu stärkeren Pressungen (vgl. Weeks et al.(1989)). Dieses Experiment zeigt, wie sensitiv die Eisverteilung von lokalen Windphänomenen abhängen kann, die in

den Analysen des ECMWF selbst im 1000 hPa-Feld nur schwach erfaßt werden.

Die diesbezüglich realistischen Ergebnisse ohne ABL-Modell mit dem gleichen Windantrieb bzw. dem von Taljaard et al. (1969) deuten darauf hin, daß sie auch mit einem im Monatsmittel persistenten zyklonalen Windantrieb über dem Weddellmeer erreicht werden können, solange die Schubspannung groß genug ist, um das Eis in Bewegung zu halten.

XI.B.2.c. Erhöhung der Oberflächenrauigkeit

In den letzten beiden Abschnitten wurde gezeigt, daß sich einigermaßen realistische Ergebnisse mit Einbeziehung der atmosphärischen Grenzschicht nur dann erzielen lassen, wenn erstens das Modell in der Hierarchie abgestuft wird (d.h. SI-ABL-Modell ohne Schnee) und zweitens ein oberflächennahes Windfeld zum dynamischen Antrieb benutzt wird.

Hauptdefizite im Standardlauf dieses Zyklus' waren die zu geringe Eisdrift aufgrund zu geringer Schubkraft an der Eisoberfläche, und die zu geringe Eisausdehnung. Unter Beibehaltung des in Anhang (XV.D) beschriebenen Formalismus' des ABL-Modells und der SI-OML-ABL-Kopplung, gibt es zwei Möglichkeiten, die Ergebnisse zu verbessern. Gemäß Koch (1988) wurde die Rauigkeitslänge über Eis bisher mit $z_{s_i} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ vorgegeben. Dies entspricht dem doppelten Wert für eisfreie Wasserflächen ($z_{s_0} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m}$) und gilt i.a. als lokale Rauigkeitslänge für ebene Eisoberflächen (Hanssen-Bauer und Gjessing, 1988; Claussen, 1990), d.h. unter der Voraussetzung, daß $N_i = 100\%$, und daß keine Oberflächenstrukturen vorhanden sind (Oberflächenwiderstand (skin drag)). In Wirklichkeit ist dieser Zustand über Treibeis aber nur selten gegeben. Stattdessen sind auch im kompakten Eisfeld fast immer eisfreie Stellen in Form von Rinnen vorhanden. Insbesondere besteht ein Treibeisfeld i.a. nicht aus einer homogenen Ebene, sondern aus zusammengefrorenen Schollen verschiedener Größe und verschiedenen Freibords. Desweiteren ist besonders in kompakten Eisfeldern mit starken Aufschiebungen in Form von Preßeisrücken zu rechnen. Um also die Gesamtschubspannung unter Berücksichtigung dieser Oberflächenstrukturen zu erhalten, sollte zum Oberflächenwiderstand noch ein Formwiderstand (form drag) aufaddiert werden (vgl. Arya, 1975). Für die vorliegende großskalige Simulation scheint es angemessen zu sein, diese

zusammengesetzte Schubspannung für das gesamte Eisfeld zu verwenden, was einer Erhöhung der Rauigkeitslänge über Eis um 2 Größenordnungen entspricht (Hanssen-Bauer und Gjessing, 1988). Da der kinetische Energieeintrag in die Deckschicht über die Eisgeschwindigkeit bestimmt wird (siehe (B.13)), welche im eisfreien Teil "imaginär" mit der Eismasse null berechnet wird, wird auch diese Rauigkeitslänge um 2 Größenordnungen erhöht.

Die Auswirkung dieser großskaligen Rauigkeitslänge auf die Eisdickenverteilung ist in Abb. 45 dargestellt. Hierbei wurde mit voller Modellphysik gerechnet, d.h. SI-OML-ABL-Modell mit Schneesimulation, und (abgesehen von der Rauigkeitslänge) den gleichen Parametern, wie im Standardlauf. Für den Windantrieb, hingegen, wurde das 1000 hPa-Feld verwendet. Somit ist das Ergebnis direkt mit Abb. 43 vergleichbar. Man erkennt, daß die Ergebnisse recht ähnlich sind, sowohl in der Eisausdehnung, als auch in der Eisdickenverteilung. Die Sommereisausdehnung fällt jetzt etwas geringer aus, während die Eisdicke insgesamt abgenommen hat. Die charakteristische Eisdickenverteilung, jedoch, ist insbesondere im Weddellmeer nicht zu erkennen, was darauf hindeutet, daß die erhöhte Rauigkeitslänge über Eis kaum einen Einfluß auf die dort berechnete Reibungsgeschwindigkeit hat.

Dies wird in einem weiteren Experiment deutlich, wo die Rauigkeitslänge über eisfreiem Wasser auf dem alten Wert belassen wird. In diesem Experiment entspricht das Ergebnis wiederum im wesentlichen demjenigen des Standardexperiments; mit anderen Worten: die Verbesserung der Ergebnisse wurde in erster Linie durch die größere Rauigkeit über Wasser erzeugt. Da die "imaginären" Eisgeschwindigkeiten mit der höheren Rauigkeit nur unwesentlich größer geworden sind, ist das realistischere Ergebnis auf höhere turbulente Wärmeflüsse zurückzuführen, welche insbesondere im Winter über eisfreiem Gebiet zu stärkerer Abkühlung (T_{o1} durchschnittlich ca 2° kälter) und zu größeren Wachstumsraten von Neueis führt.

Durch die Erhöhung des Schubspannungskoeffizienten beim Oberflächenantrieb in VIII.B.2.a von $C_{da} = 2.7 \cdot 10^{-3}$, welche eine weitaus größere Erhöhung der "imaginären" Eisdrift und damit des turbulenten kinetischen Energieeintrags in die Deckschicht zur Folge hatte, gab es im stabil geschichteten Bereich lediglich eine generelle Vertiefung der Deckschicht um durchschnittlich 10 - 20 m, da die Berechnung der turbulenten Wärmeflüsse von dieser Maßnahme abgekoppelt war.

Die obigen Experimente verdeutlichen die Wichtigkeit der Einbeziehung verschiedener physikalischer Prozesse in den dem Meereis benachbarten Grenzschichten. Im gekoppelten Modus ist hierbei die Abstimmung diverser Parameter unumgänglich.

XI.B.2.d. Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten

Ein weiterer sensitiver Parameter im gekoppelten Modus ist der Schubspannungskoeffizient zwischen Meereis und Ozean, C_{do} . Nach McPhee (1980) kommt es bei der Wahl dieses Parameters nicht so sehr auf dessen Absolutwert an, sondern auf dessen Verhältnis zum entsprechenden Koeffizienten zwischen Eis und Atmosphäre, C_{da} , und zwar bezogen auf den 10 m-Wind. Die Werte für dieses Verhältnis schwanken je nach Autor und Gebiet (McPhee, 1980; Leppäranta, 1981; Hoeber und Gube-Lehnhardt, 1987) zwischen 2.0 und 1.4. Da C_{da} im ABL-Modell aber über V_d^2 ausgerechnet wird ($C_{da} = V_d^2 / |\vec{V}_a|^2$) wird dieser Koeffizient zu einer diagnostischen Variablen. Um ein festes Verhältnis der beiden Koeffizienten zu gewährleisten, müßte C_{do} entsprechend variabel sein. Ein derartiges Experiment führte jedoch zu völlig unrealistischen Ergebnisse in der Form, daß die Driftraten im divergenten Feld zu groß wurden und Eis an konvergenten Stellen zu stark aufgepreßt wurde. Dies ist physikalisch damit zu erklären, daß die Bremswirkung des Ozeans auf das Eis bei kleinem C_{da} (i.a. bei stabiler Schichtung in der ABL) so klein werden kann, daß dem Eis keine wirksame Reibung mehr entgegengesetzt wird. Somit kann C_{do} nicht beliebig im festen Verhältnis zu C_{da} herabgesetzt werden. Dies wäre physikalisch auch insofern nicht sinnvoll, als das Eis ab einem bestimmten Wert dynamisch kein tragendes Medium mehr haben würde. Eine Reduzierung von C_{do} , z.B. auf den halben Wert, kann aber durchaus realistischere Ergebnisse liefern (nicht gezeigt).

XI.B.2.e. Einfluß der Winddrehung

Eine Variable im ABL-Modell, die von der Rauigkeitslänge bzw. der Reibungsgeschwindigkeit abhängt, ist der Ablenkwinkel des Windes in der Ekman-schicht. Geht man davon aus, daß z_{sj} im AGCM des ECMWF mit 0.001 m um eine Größenordnung unterschätzt ist, so ergeben sich mit dem vorliegenden SI-OML-ABL-Modell je nach

Modellmodifikation und Stabilität Differenzen im Ablenkwinkel bis zu 15° . Ähnliche Untersuchungen im antarktischen Bereich mit dem AGCM des UKMO (United Kingdom Meteorological Office) wurden von Mitchell und Senior (1989) durchgeführt. Hintergrund ihrer Studie war die Untersuchung der Sensitivität des AGCM's auf verschiedene Eisausdehnungen. Dabei reduzierten sie die großskalige Oberflächenrauigkeit über Gebieten mit Eisvorkommen von 0.1 m um 3 Größenordnungen und untersuchten diesen Effekt getrennt von den übrigen Einflüssen des Meereises (Oberflächentemperatur, Albedo, etc.). Diese Maßnahme führte in den unteren Schichten zu einer Reduzierung der Ablenkung der zirkumpolaren Westwinde in höhere Breiten, und damit zu einer dortigen Verringerung des Oberflächendrucks. Der Haupteffekt war hier also die schwächere Winddrehung.

Um umgekehrt die Auswirkung dieses Effekts auf das Eis zu untersuchen, werden im folgenden Experiment (Abb. 46) die 1000 hPa-Winde auch bezüglich der Winddrehung als geostrophische Winde behandelt, unter der Annahme, daß diese im AGCM aufgrund der kleineren Rauigkeit über Eis zu schwach abgelenkt wurden. Im übrigen ist das Experiment analog zum vorherigen (Abb. 45). Man erkennt zunächst, daß die starken Aufpressungen bei Mawson (60°E) und vor Viktoria Land reduziert sind. Desweiteren ist jetzt im Sommer im östlichen Rossmeer eine ausgeprägte Eiszunge zu erkennen; im Winter ist das dünnere Eis vor dem Ross Eisschelf durch die höhere Konvergenz im zyklonalen Wirbel weiter nach Westen verlagert, während das dickere Eis vor Marie Byrd Land deutlicher in Erscheinung tritt. Diese Veränderungen gegenüber dem vorherigen Lauf entsprechen einer deutlichen Verbesserung in Richtung des Beobachteten (vgl. Abb. 34; Jacobs und Comiso, 1989).

Bei dem hier durchgeführten Experiment muß erwähnt werden, daß der Effekt der Winddrehung über kompaktem Eis einerseits sicherlich überschätzt wird (da eine um eine Größenordnung erhöhte Rauigkeitslänge höchstens die Hälfte des hier erhaltenen Ablenkwinkels mit sich bringt (s.o.)), andererseits aber durch die hohe statische Stabilität und der damit verbundenen kleinen Reibungsgeschwindigkeit unterdrückt wird. Im Eisrandbereich, hingegen, kann davon ausgegangen werden, daß die Rauigkeit aufgrund der geringeren Eiskonzentration wesentlich größer ist (Andreas et al., 1984; Mitchell und Senior, 1989), so daß dort die Winddrehung im AGCM mit $z_{si} = 0.001$ m deutlich unterschätzt sein kann. Dies gilt insbesondere im Frühjahr und Sommer (vgl. Abb. 33.a und d bzw. Abb. 34.a und d), wo die Eiskonzentration i.a.

wesentlich niedriger ist. Da die ABL im Sommer außerdem weniger stabil geschichtet, und damit der Antrieb größer ist, greift die zusätzliche Winddrehung stärker und führt zu den positiveren Ergebnissen.

Im Eisrandbereich ist bezüglich des AGCM's außerdem zu bedenken, daß der in erster Linie durch Klimatologie vorgegebene Eisrand (bzw. Oberflächentemperatur $< -2^{\circ}\text{C}$; ECMWF Research Department, 1986) eine Gitterzelle entweder vollkommen eisbedeckt oder vollkommen eisfrei vorgibt. Im letzteren Fall wäre z_{so} , welches über die Charnock-Konstante bestimmt wird (vgl. VIII.B.2.b), i.a. um mindestens eine Größenordnung kleiner als z_{si} .

XI.B.2.f. Erhöhung des Auftriebsflusses

Bisher wurde davon ausgegangen, daß der dynamische Antrieb der ozeanischen Deckschicht bzw. des Meereises direkt von der dort berechneten, lokalen Reibungsgeschwindigkeit (und damit von der dortigen Stabilität) abhängt. Desweiteren wurde von den für die 7 Eisdickenkategorien im eisbedeckten Teil der Gitterzelle berechneten Reibungsgeschwindigkeiten jeweils die der vierten Kategorie (entsprechend der effektiven Eisdicke \tilde{h}_i (siehe (A10)) zur Berechnung der Schubspannung über Eis benutzt. Geht man (realistischerweise) davon aus, daß sich das (Treib-) Eisfeld aus Schollen verschiedener Größen zusammensetzt und eisfreie Stellen gleichmäßig auf einer Gitterfläche verteilt sind, so wäre es sicherlich sinnvoller, statt der über den Eisschollen berechneten lokalen Reibungsgeschwindigkeit eine Eiskonzentrationsgewichtete für die gesamte Gitterzelle zu bestimmen, und diese als dynamischen Antrieb für die Eisschollen zu benutzen. Ein derartiges Experiment wurde durchgeführt, allerdings ohne großen Erfolg. Zwar wurde das Eis im Eisrandbereich beweglicher, aber im weitaus größten Teil des Treibeisgebietes, welches (jedenfalls in der Simulation) relativ kompakt ist ($95\% < N_i \leq 100\%$), war der Effekt der obigen Modifikation vernachlässigbar. Hierbei ist aber zu bedenken, daß der statisch destabilisierende Einfluß der Rinnen nicht notwendigerweise linear mit der Eiskonzentration gewichtet werden kann, sondern u.U. im Gesamtgebiet eine größere Auswirkung hat (Claussen, pers. Mitteilung).

Ein realistischeres Ergebnis gegenüber Abb. 45 hinsichtlich der charakteristischen Eisdickenverteilung (z.B. Abb. 25) kann z.B.

dadurch erreicht werden, daß (übertriebenerweise) der über den eisfreien Flächen berechnete Schubspannungskoeffizient zum dynamischen Antrieb des Meereises benutzt wird (Abb. 47). Bezüglich der Eisdickenverteilung ist dieses Ergebnis demjenigen des Standardlaufs von Zyklus 8 sehr ähnlich und deutet auf zu starke Aufpressungen in konvergenten Regionen hin. Daraus kann man schließen, daß die geeigneten Schubspannungsbeträge für das vorliegende SI-OML-ABL-Modell irgendwo zwischen diesen beiden Extremfällen liegen.

In Abb. 48 sind die saisonalen Zyklen der Eisausdehnung und der effektiven Eisfläche dieser Simulation im Vergleich zu entsprechend für das Jahr 1986 aus SMMR-Daten abgeleiteten Jahrgängen (Gloersen und Campbell, 1988) aufgetragen. Die minimale Eisausdehnung im Sommer liegt bei etwa $1 \cdot 10^6 \text{ km}^2$, was etwa $2 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ kleiner als beobachtet ist, während die maximale Eisausdehnung bei $18 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ liegt und somit dem beobachteten Maximum sehr nahe kommt. Auch bezüglich der effektiven Eisfläche liegt das Maximum für 1986 (ca. $15.8 \cdot 10^6 \text{ km}^2$) mit der hier durchgeführten Simulation relativ nah an den Beobachtungen ($15.0 \cdot 10^6 \text{ km}^2$), während der entsprechende Wert mit Oberflächenantrieb (Zyklus 8) bestenfalls bei ca. $17.5 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ lag (VIII.B.2.a).

Insbesondere ließ sich mit Zyklus 8 nicht die beobachtete interannuelle Variabilität zwischen 1985 und 1986 simulieren. Abb. 49 und 50 zeigen die simulierten (dicke Kurven) und aus SMMR-Daten extrahierten (dünne Kurven) Jahrgänge der Eisausdehnung für 1985 (gestrichelte Kurven) und 1986 (durchgezogene Kurven). Die Simulationsergebnisse in Abb. 49 stammen aus Zyklus 8 mit Einbeziehung der atmosphärischen Oberflächenschicht (VIII.B.2.b).

Ausgehend davon, daß die sommerliche Eisausdehnung im Rossmeer mit zusätzlicher Winddrehung realistischer ist (Abb. 46), und damit die sommerliche Eisausdehnung bezüglich der interannuellen Variabilität besser aufgelöst werden kann, wurde das zuletzt durchgeführte Experiment mit den erhöhten Auftriebsflüssen unter Einbeziehung der Winddrehung wiederholt. Aus diesem Experiment stammen die simulierten Jahrgänge in Abb. 50. Ein Vergleich mit Abb. 48 zeigt, daß sich letztere Modifikation nur auf die Eisausdehnung im Sommerhalbjahr auswirkt. Bei einem Vergleich mit den aus SMMR-Daten abgeleiteten Jahrgängen erkennt man, daß die transienten Simulationen mit dem thermodynamischen Antrieb vom 850 hPa-

Niveau die relativen Unterschiede zwischen den beiden Antriebsjahren wesentlich realistischer wiedergeben, als mit dem entsprechenden 1000 hPa-Antrieb (Abb. 49). Bezüglich des Wintermaximums sind sogar die Absolutwerte annähernd richtig. Schwankungen auf kürzeren Zeitskalen, wie die Unstetigkeit im Eiswachstum anfang Juli 1985 werden in der Simulation ebenfalls produziert, wenn auch auf einem niedrigeren Niveau.

Ursache für das diesbezügliche Versagen mit thermodynamischem Oberflächenantrieb ist wohl primär die, daß diese Variablen zu stark von den vorgegebenen Randbedingungen im AGCM abhängen (vgl. IX). Diese werden bezüglich der Oberflächentemperatur durch klimatologische Werte vorgegeben, wenn diese und die aktuelle (zu assimilierende) SST (Analyse) unter dem Gefrierpunkt liegen. Um bei Abweichungen der Analysen von der Klimatologie einen kontinuierlichen Übergang sicherzustellen, werden die Analysen in Richtung Klimatologie korrigiert (ECMWF Research Department, 1986). Da im Jahr 1986 das Wintermaximum der Eisausdehnung weit unter dem klimatologischen Wert lag (vgl. Gloersen und Campbell, 1988), führte die obige Korrektur zu entsprechend kälteren Werten in der untersten Modellschicht. Die kurzfristig höheren Werte von 1986 gegenüber 1985 in Abb. 49 sind vermutlich auf Unterschiede in der großräumigen Zirkulation der beiden Jahre zurückzuführen, da ähnliche Schwankungen auch in Abb. 50 auftreten (der Windantrieb ist in beiden Fällen der gleiche).

Bei der Untersuchung interannueller Variabilität mit den vorliegenden globalen Analysen des ECMWF muß darauf hingewiesen werden, daß es im Vorhersagemodell von Zeit zu Zeit Veränderungen im Analyse- und Modellschema gegeben hat (Trenberth und Olson, 1988), die einen entscheidenden Einfluß auf die Ergebnisse haben können (z.B. die Einführung der Schubspannung aufgrund von Schwerewellen (gravity wave drag) am 15. 7. 1986) (vgl. auch Bengtsson und Shukla, 1988).

XI.B.3. Diskussion

Die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse mit der zusätzlichen Kopplung an ein einfaches ABL-Modell haben gezeigt, daß unter gewissen Bedingungen Verbesserungen sowohl in der Simulation der Eisausdehnung und der Eisdicke, als auch bezüglich interannueller Schwankungen erreicht werden können.

Die wichtigste dieser Bedingungen ist, daß statt dem 850 hPa-Windfeld das 1000 hPa-Windfeld zum dynamischen Antrieb für das SI-OML-ABL-Modell verwendet wird, da im ersteren orographische Einflüsse, die die Eisdickenverteilung entscheidend beeinflussen können, kaum vorhanden sind. Auch im 1000 hPa-Windfeld der globalen Analysen erscheinen lokale Windphänomene wie katabatische Winde und Barrier-Winde oft unterschätzt, was sich auf die Eisdickenverteilung negativ auswirken kann.

Ein weiterer bedeutender Faktor bei der Kopplung der drei Sphären ist die Parametrisierung der Oberflächenrauigkeit. Hierbei ist es von besonderer Bedeutung, daß die Berechnung der turbulenten Wärmeflüsse über dem eisfreien Teil (d.h. direkt über der OML), die ohne ABL-Kopplung über einen konstanten Transfer-koeffizienten berechnet werden, mit Einbeziehung der ABL richtig abgestimmt ist (z.B. über die Rauigkeitslänge). Diesbezügliche Unterschiede im turbulenten kinetischen Energieeintrag in die ozeanische Deckschicht sind dabei weniger von Bedeutung. Die höhere Rauigkeit über Eis hebt die stabile Schichtung im Winter leicht an, was zu einer geringfügigen Reduzierung der Schubspannung führt und somit keine Verbesserung im dynamischen Verhalten des Meereises mit sich bringt.

Eine realistischere Eisdickenverteilung kann erst durch eine drastische Erhöhung der Auftriebsflüsse erreicht werden, wenn man z.B. die über den eisfreien Teilen berechneten Reibungsgeschwindigkeiten zur Berechnung der Schubspannungen über Eis heranzieht. Da in diesem Zusammenhang eine eiskonzentrationsgewichtete Bestimmung der Schubspannung keine merkliche Verbesserung im dynamischen Antrieb darstellt, ist daraus zu schließen, daß das ABL-Modell im stabil geschichteten Fall das Meereis zu stark von der Atmosphäre abkoppelt. Dieses speziell über Meereis auftretende Phänomen ist auch mit anderen ein-dimensionalen ABL-Modellen beobachtet worden, z.B. mit dem Schema von Louis (1979) (vgl. VIII.B.2.b) (Claussen, Brinkop, pers. Mitteilung).

Wie aus den Simulationen mit reduzierter Modellphysik zu erkennen war, scheint diesbezüglich auch die Schneeaufgabe ein entscheidender Faktor zu sein, die die Atmosphäre wesentlich stärker vom Ozean isoliert, als das Meereis allein.

Da das Meereis durch die ABL-Kopplung in wesentlich geringerem Maße durch dynamische Prozesse geprägt ist, hat ein konstanter

ozeanischer Wärmefluß einen positiven Effekt auf die Ergebnisse, indem der saisonale Zyklus durch eine Überschätzung von Q_0 im Sommer und eine Unterschätzung desselbigen im Winter angehoben wird (vgl. VIII.A.2.e).

Die realistischeren Ergebnisse im sommerlichen Eisrandbereich mit zusätzlicher Winddrehung deuten auf negative Rückwirkungen im AGCM aufgrund dort vorgegebener, unrealistischer Randbedingungen hin. Dies stellt eines der Probleme bei Anwendung modellerzeugter Daten als Antrieb dar.

Eine auffallende Erscheinung in den Ergebnissen dieses Zyklus' ist, daß die Eisausdehnung im Weddellmeer, insbesondere im Sommer, auch mit zusätzlichen Barrier-Wind Effekten (Abb. 44) und Winddrehung (Abb. 46), generell unterschätzt wird. Dieses Phänomen läßt sich folgendermaßen erklären. Das Weddellmeer stellt mit der im Westen weit nach Norden vorgelagerten antarktischen Halbinsel eine Anomalie sowohl in der Küstentopographie als auch in der Orographie dar. Diese Struktur favorisiert im Durchschnitt die Bildung zyklonaler Strömungen und Winde, welche lokal durch katabatische Winde im Südosten und Barrier-Winde im Westen unterstützt werden. Aufgrund dieses Antriebs und dem gleichzeitigen topographischen Schutz an der Westflanke kann das Eis weit nach Norden driften, bis es von der Westwinddrift erfaßt wird und weiter nach ENE treibt. Diese Anomalie in der Meereisbedeckung des Südlichen Ozeans hat zwangsläufig Rückwirkungen auf die benachbarten Sphären, Ozean und Atmosphäre. Dies läßt sich z.B. in einem Differenzenplot zwischen der potentiellen Temperatur des 1000 hPa-Niveaus und des 850 hPa-Niveaus aus den globalen Analysen des ECMWF verfolgen (Abb. 51). Man erkennt zunächst generell eine drastische jahreszeitliche Änderung im Temperaturunterschied zwischen den beiden Niveaus. Wie zu erwarten, ist die Temperaturdifferenz über dem Eis am größten (Inversion). Auffallend ist die Anomalie über dem Weddellmeer, wo große Vertikalgradienten bis 60°S reichen.

Obwohl sich die Stabilität im ABL-Modell auf den jeweiligen Zustand an der Oberfläche einstellt und somit die weitaus wärmere Luft im 850 hPa-Niveau effektiv vom Meereis abgekoppelt wird, scheint die rein vertikale Betrachtung hier nicht ausreichend zu sein. Insbesondere scheinen hier advective Prozesse eine Rolle zu spielen, die dafür sorgen, daß kalte Luft unterhalb der Inversion in die westlichen und nördlichen Bereiche des Weddellmeeres transportiert wird. Ein Ausgleich in höheren Schichten wird durch Warmluftadvektion aus der Westwindzone in

höhere Breiten geschaffen (vgl. Schwerdtfeger, 1984). Diese advektiven Prozesse führen zusätzlich zu den extremen vertikalen Temperaturgradienten, wie sie in Abb. 51 besonders über weite Bereiche des Weddellmeeres zu erkennen sind. Diese Gradienten können vom ABL-Modell nicht mehr abgefangen werden und führen schließlich zu einer Unterschätzung der Eisdicken bzw. der Eisausdehnung im Weddellmeer.

Analoge Phänomene sind auch im Ozean zu erwarten, wobei dort die Verhältnisse durch den nordwärts gerichteten Frischwassertransport an der Oberfläche (Eisdrift + Eisschmelze) und durch die Kontinentalschelftopographie komplizierter sind. Insbesondere ist aber eine Advektion von wärmerem Wasser durch Aufquell- (upwelling)prozesse am Kontinentalabhang (als Ausgleich für dort absinkendes, über dem Schelf durch Eisproduktion gebildetes, kälteres und salzhaltigeres Wasser) auf die Schelfregion zu erwarten. Dies ist besonders über dem Kontinentalschelf im Rossmeer von Bedeutung, wo die Eiskonzentration im Winter generell niedriger ist, als über der Tiefsee (Jacobs und Comiso, 1989).

XII. Schlußfolgerungen und Ausblick

Während in den obigen Diskussionen zu den einzelnen Abschnitten der Arbeit (VIII.A.5, VIII.B.3 und XI.B.3) auf die dort speziell erzielten Ergebnisse eingegangen wurde, sollen im abschließenden Kapitel die Ergebnisse nochmal im Gesamtrahmen der Thematik erörtert, und die wichtigsten Schlußfolgerungen aus der Arbeit gezogen werden.

Zunächst ging es in dieser Arbeit darum, mit dem wohl z. Zt. ausgereiftesten Meereismodell, welches bereits erfolgreich auf die Bereiche des arktischen Ozeans und des Weddellmeeres angewandt wurde, das Meereis im gesamten Südlichen Ozean zu simulieren. Da bisherige Meereissimulationen immer sehr stark vom vorgeschriebenen vertikalen ozeanischen Wärmefluß abhängen, wurde diese Variable als weitere Neuigkeit diagnostisch aus der zusätzlichen Simulation der vertikalen ozeanischen Deckschichtprozesse, welche in direkter Wechselwirkung zu den Meereisprozessen stehen, berechnet. Eine dritte wesentliche Neuigkeit besteht darin, daß das oben erwähnte Meereismodell mit einer prognostischen Bestimmung der Schneedicke versehen wurde.

Um dieses gekoppelte SI-OML-Modell und dessen Sensitivität auf Änderungen diverser physikalischer Parameter zu untersuchen, wurden zunächst globale bzw. hemisphärische Klimatologien als Antrieb für das Modell benutzt. Hiermit konnten im Rahmen der Modellauflösung und je nach Qualität der atmosphärischen Antriebsfelder realistische Ergebnisse erzielt werden.

Insbesondere konnte die Bedeutung der oben erwähnten Erweiterung der Modellphysik in Form von Sensitivitätsexperimenten nachgewiesen werden; die wichtigsten Schlußfolgerungen daraus sind folgende:

- ☛ der ausgeprägte Jahresgang der Eisausdehnung kann mit einer geeigneten Formulierung der Eisdynamik simuliert werden, ohne dazu den vertikalen ozeanischen Wärmefluß als externe Abstimmvariable zu "mißbrauchen";

☛ für eine realistische Simulation der großskaligen Eisdicken- und -geschwindigkeitsverteilung in konvergenten Regionen sorgt in erster Linie die Anwendung der viskoplastischen EISRheologie;

☛ durch die Kopplung an das OML-Modell wird der vertikale ozeanische Wärmefluß räumlich und zeitlich stark variabel, und somit wesentlich realistischer, als in bisherigen Simulationen, wo dieser als konstant vorgegeben wurde;

☛ die zusätzliche Simulation von Schnee hat einen erheblichen Einfluß auf die Ergebnisse, insbesondere auf die EISwachstumsraten, was vor allem für das vorliegende, überwiegend relativ dünne Eis im Südlichen Ozean von Bedeutung ist.

Zwei weitere wichtige Ergebnisse ergaben sich aus der Anwendung alternativer, atmosphärischer Antriebsfelder:

☛ die aus langjährigen Beobachtungen gewonnenen Klimatologien sind für das Simulationsgebiet je nach Analysetechnik z.T. sehr unterschiedlich;

☛ die Simulationsergebnisse hängen sehr sensitiv vom atmosphärischen Antrieb, insbesondere dem Windfeld ab.

Die letzten beiden Punkte wurden als Hauptnachteil für weitergehende Untersuchungen in Form von Meereissimulationen im Südlichen Ozean empfunden. In sich konsistentere Daten für das Simulationsgebiet wurden in den globalen Analysen von numerischen Wettervorhersagemodellen gesehen. Deren Anwendung als Oberflächenantrieb führte zu folgenden Ergebnissen:

☛ mit diesen Daten können generell ähnlich vernünftige Ergebnisse erzielt werden, wie mit geeignetem klimatologischem Antrieb.

☛ die ozeanischen Variablen wie vertikaler Wärmefluß und Deckschichttiefe können mit täglichem Antrieb z.T. realistischer wiedergegeben werden.

Berücksichtigt man weiterhin die Struktur des AGCM's, aus welchem letztere Daten primär erzeugt worden sind, so ergibt sich folgendes:

- ☛ unter Einbeziehung einer geeigneten Parametrisierung der atmosphärischen Oberflächenschicht werden die Ergebnisse zum einen aufgrund der stabilitätsabhängigen Bestimmung der Reibungsgeschwindigkeit realistischer;

- ☛ dies deutet zum anderen darauf hin, daß die 1000 hPa-Winde für den direkten Oberflächenantrieb zu groß sind.

Ein Nachteil in der Anwendung der letzteren Analysedaten als Oberflächenantrieb ist darin zu sehen, daß diese stark von den im AGCM vorgegebenen Randbedingungen abhängen. Dies gilt besonders für die Variablen Temperatur und Feuchte. Um diesem Problem entgegenzuwirken wurde desweiteren versucht, das eigentliche Antriebsniveau auf das nächst höhere der Analysen (in diesem Fall 850 hPa) zu verlagern, und ein einfaches ein-dimensionales atmosphärisches Grenzschichtmodell dazwischen zu setzen.

Hiermit konnten realistische Ergebnisse nur unter gewissen Bedingungen erzielt werden, welche in Form von weiteren Sensitivitätsstudien ermittelt wurden. Die wichtigsten Schlußfolgerungen daraus lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- ☛ das 850 hPa-Windfeld der benutzten Analysen eignet sich wegen des Fehlens orographischer Effekte nicht zum Antrieb des gekoppelten SI-OML-ABL-Modells;

- ☛ im Gegensatz zu den Resultaten mit Oberflächenantrieb lassen sich mit dem Temperatur- und Feuchtefeld des geostrophischen Niveaus, welche weniger von den (klimatologisch) vorgegebenen Randbedingungen im AGCM abhängen, auch interannuelle Variabilität simulieren;

- ☛ bezüglich der Rauigkeitslänge ist bei der Kopplung des ABL-Modells mit dem SI-OML-Modell nicht nur deren Abstimmung über dem eisbedeckten Teil von Bedeutung, sondern auch über dem eisfreien Teil, über welchem die Neueisbildung berechnet wird;

☛ durch Analyse der Einflüsse der im AGCM vereinfacht vorgegebenen Randbedingungen und deren Kompensation durch realistischere Annahmen, lassen sich die Ergebnisse teilweise verbessern;

☛ das ABL-Modell scheint für stark stabile Schichtungen wenig geeignet zu sein, da dann das Meereis insbesondere bezüglich des Impulsflusses von der Atmosphäre abgekoppelt wird;

☛ desweiteren sind advective Prozesse innerhalb der ABL oft dominierend, so daß die ein-dimensionale (vertikale) Betrachtungsweise entsprechend wenig ausreichend ist.

Abgesehen von der interannuellen Variabilität, wurden die realistischsten Ergebnisse mit dem SI-OML-Modell und atmosphärischem Antrieb der globalen Analysen des NWP-Modells unter Einbeziehung der atmosphärischen Oberflächenschicht erzielt. Dies ist in erster Linie für Meereisvorhersagen von Bedeutung, die dann natürlich primär von der Qualität der Wettervorhersagen abhängen. Für Langzeitintegrationen und Klimastudien könnte der negative Einfluß der vorgegebenen Randbedingungen dadurch reduziert werden, daß diese möglichst aktuell bestimmt werden (ähnlich wie die SST), z.B. abhängig von der aktuellen, aus Satellitendaten ermittelten Eiskonzentration.

Insgesamt ist bei der Bewertung der Ergebnisse dieser Arbeit zu berücksichtigen, daß der Südliche Ozean wohl die allgemein schwierigste zu modellierende Region ist, und zwar weniger hinsichtlich der Meereissimulation an sich, als vielmehr hinsichtlich des Antriebs. In Anbetracht dieser Tatsache sind die hier erzielten Ergebnisse zufriedenstellend.

Die Arbeit hat gezeigt, daß das Meereis sehr eng mit den Prozessen in den benachbarten Grenzschichten verknüpft ist. Dies ist besonders für die angestrebte, drei-dimensionale Kopplung zwischen Atmosphäre, Meereis und Ozean von Bedeutung. Hierbei kommt es einerseits auf den integralen Effekt der i.a. inhomogenen Eisbedeckung auf den Energietransfer zwischen Atmosphäre und Ozean an. Dabei sollten die über eine Modellgitterzelle gemittelten Energieflüsse, über die die Atmosphäre und der Ozean gekoppelt sind, als Funktion der dortigen Eiskonzentration und mittleren Eisdicke des eisbedeckten Teils bestimmt werden. Dies kann auf längere Sicht

nur unter Einbeziehung der interaktiven Grenzschichtprozesse, welche sich auf veränderte Meereisbedingungen neu einstellen müssen, verwirklicht werden.

Andererseits sollte bei einer GCM-Kopplung mit dazwischen liegendem Meereis darauf geachtet werden, daß entsprechend der gegebenen physikalischen Bedingungen das ins Meereis zu übertragende Energiedefizit möglichst genau bestimmt wird, damit die Energieübertragung zwischen Atmosphäre und Ozean mit der Meereisphysik konsistent ist. Dabei ist es ebenso wichtig, daß die im Meereis gespeicherte Energie und Frischwasser (z.B. in Form von Eisdicke) auch physikalisch korrekt advektiert wird. Dies ist besonders für ein OGCM von Bedeutung, wo ein höherer Salzgehalt in Meereisproduktionsgebieten zu erwarten ist (und damit tiefreichende Konvektion), das Meereis (ggf. unter Aufpressungen) advektiert wird, und anschließend weit ab vom Entstehungsort durch Schmelze für einen geringeren Salzgehalt an der Oberfläche sorgt (und damit für eine stabile Schichtung).

Werden die in den letzten beiden Absätzen beschriebenen physikalischen Gegebenheiten bei der GCM-Kopplung nicht eingehend berücksichtigt, so kann dies bei Langzeitintegrationen schnell zu unrealistischen Ergebnissen führen, wenn dem nicht massiv durch unphysikalische Maßnahmen entgegengewirkt wird (z.B. durch die sog. "Flußkorrektur" bzw. "Flußanomaliekopplung"; Sausen et al., 1988).

Dabei bleiben die Fehler i.a. nicht nur auf die Meereisregion und die dortigen Grenzschichten beschränkt, sondern können durchaus globale Ausmaße annehmen, z.B. über eine Fehlsimulation der Tiefenwasserproduktion oder der Atmosphärenzirkulation über dem Südlichen Ozean.

XIII. Danksagung

Zunächst gilt mein Dank allen Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts für Meteorologie, die mir beim Einarbeiten sowohl in die wissenschaftliche Tätigkeit als auch in die Rechnersysteme geholfen haben. Speziell danke ich P. Lemke und K. Hasselmann für die Formulierung des Themas, und ersteren besonders für die Betreuung der Arbeit, W.D. Hibler III, W.B. Owens, C. Koch und wiederum P. Lemke für die Zuverfügungstellung ihrer Modelle, denselbigen sowie P. Löwe und K. Herterich für viele anregende Diskussionen und Ratschläge bei der Bearbeitung dieses Spezialthemas, U. Kircher für die unendliche Geduld beim Tippen des Manuskripts mit dem neuen Textverarbeitungssystem, J. Bernlöhr für die textliche Verarbeitung der Formeln, und nicht zuletzt M. Grunert für das mühevoll Zeichnen und Vervollständigen zahlreicher Abbildungen dieser Arbeit. Den Mitarbeitern des DKRZ's sei für ihre ständige Einsatzbereitschaft für die Rechneranlage sowie für die erhöhte Beratungstätigkeit während den Rechnerumstellungen gedankt. Dem DWD, Offenbach, danke ich für die Bereitstellung der globalen Analysen des ECMWF's und R. Schnur für die Aufbereitung dieser Daten. Diese Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Meteorologie erstellt und über den Sonderforschungsbereich (SFB) 318 finanziert.

XIV. Literaturverzeichnis

- Ackley, S. F. (1979):* Mass-balance aspects of Weddell Sea pack ice. *J. Glaciol.*, 24, 391-405.
- Ackley, S. F. (1981):* Sea-ice atmosphere interactions in the Weddell Sea using drifting buoys. In: *Sea Level, Ice and Climatic Change*, ed.: I. Allison, Oxford, IAHS, Publ. 131, 177-181.
- Ackley, S. F., M. A. Lange und P. Wadhams (1988):* Snow cover effects on Antarctic sea ice thickness. *EOS Transactions, A.G.U.*, 69 (44), 1262.
- Allison, I. (1981):* Antarctic sea ice growth and oceanic heat flux. In: *Sea Level, Ice and Climatic Change*, ed.: I. Allison, Oxford, IAHS Publ. 131, 161- 170.
- Allison, I. (1989):* East Antarctic sea ice zone: ice characteristics and drift. *Geojournal*, 18(1), 103-115.
- Andreas, E. L., W. B. Tucker und S. F. Ackley (1984):* Atmospheric boundary-layer modification, drag coefficient, and surface heat flux in the Antarctic marginal ice zone. *J. Geophys. Res.*, 89 (C1), 649-661.
- Arakawa, A. und V.R. Lamb (1977):* Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. In: *Methods in Computational Physics*, Academic Press, New York, 17, 173 - 265.
- Arya, S. P. S. (1975):* A drag partition theory for determining the large-scale roughness parameter and wind stress on the Arctic pack ice. *J. Geophys. Res.*, 80, 3447 - 3454.
- Bengtsson, L. und J. Shukla (1988):* Integration of space and in situ observations to study global climate change. *Bull. American Meteor. Soc.*, 69 (10), 1130 - 1143.

- Bryan, K. (1969): A numerical method for the study of the circulation of the World Ocean. J. Comp. Phys., 4, 347 - 376.*
- Budd, W. F. (1987): The southern hemisphere circulation of atmosphere, ocean and sea ice. In : Report of the second session of the Working Group on Sea Ice and Climate, Seattle, WCP-18, WMO/TD-No. 127, 47 - 52.*
- Businger, J. A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi und E.F. Bradley (1971): Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. J. Atm. Sci. , 28, 181-189.*
- Cahalan, R. F. und L. S. Chiu (1986): Large-scale short-period sea ice atmosphere interaction. J. Geophys. Res., 91 (C9), 10709 - 10717.*
- Cattle, H. und D. L. Roberts (1988): The performance of atmospheric circulation models in polar regions. In: Rep. of the third session of the Working Group on Sea Ice and Climate, Oslo, WCRP-18, WMO/TD-No. 272, Annex A.*
- Cavalieri, D J. und C. L. Parkinson (1981): Large scale variations in observed Antarctic sea ice extent and associated atmospheric circulation. Mon. Wea. Rev., 109 (11), 2323 - 2336.*
- Claussen, M. (1990): Local advection processes in the surface-layer of the marginal ice zone. Submitted to Bound. Layer Met.*
- Comiso, J. C. und C. W. Sullivan (1986): Satellite microwave and in situ observations of the Weddell Sea ice cover and its marginal ice zone. J. Geophys. Res., 91 (C8), 9663 - 9681.*
- Crowley, T. J. und C. L. Parkinson (1988): Late Pleistocene variations in Antarctic sea ice II: effect of interhemispheric deep-ocean heat exchange. Climate Dynamics, 3, 93 - 103.*

ECMWF Research Department (1985): Research manual 3, ECMWF forecast model, physical parameterisation. *ECMWF Met. Bull., M 1.6/2 (1), Rev. 1.*

ECMWF Research Department (1986): Research manual 1, ECMWF data assimilation, scientific documentation. Eds.: *P. Lönnberg und D. Shaw, ECMWF Met. Bull., M 1.5/1 (1), Rev. 1.*

Eicken, H. und M. A. Lange (1989): Development and properties of sea ice in the coastal regime of the southeastern Weddell Sea. *J. Geophys. Res., 94 (C6), 8193 - 8206.*

Fiedler, F. und H.A. Panofsky (1972): The geostrophic drag coefficient and the effective roughness length. *Quart. J. Roy. Met. Soc., 98, 213-220.*

Foreman, S. J., N. S. Grahame, K. Maskell und D. L. Roberts (1988): Feedbacks and error mechanisms in a global coupled ocean/atmosphere/sea-ice model. In: *Modelling the Sensitivity and Variations of the Ocean-Atmosphere System, Rep. of a workshop at the ECMWF, Reading WCRP-15, WMO/TD-No. 254, 271-279.*

Foster, T. D. (1969): Experiments on haline convection induced by the freezing of sea water. *J. Geophys. Res., 74, 6967 - 6974.*

Gloersen, P., und W. J. Campbell (1988): Variations in the Arctic, Antarctic and global sea ice covers during 1978 - 1987 as observed with the Nimbus 7 Scanning Multichannel Microwave Radiometer. *J. Geophys. Res., 93 (C9), 10666 - 10674.*

Gordon, A. L., E. Molinelli und T. Baker (1978): Large scale relative dynamic topography of the Southern Ocean. *J. Geophys. Res., 83, 3023 - 3032.*

- Gordon, A. L., und T. Baker (1982): Objective contouring and the grid point data set. In: Southern Ocean Atlas, Columbia Univ. Press, New York, 2, 15 - 29.*
- Gordon, A. L. und B. A. Huber (1984): Thermohaline stratification below the Southern Ocean sea ice. J. Geophys. Res., 89, 641 - 648.*
- Hanssen-Bauer, I. und Y. T. Gjessing (1988): Observations and model calculations of aerodynamic drag on sea ice in the Fram strait. Tellus, 40 A, 151 - 161.*
- Heimann, M. und P. Monfray (1990): Spatial and temporal variation of the gas exchange coefficient for CO₂: 1. data analysis and global validation. J. Geophys. Res., in press.*
- Hellerman, S. und M. Rosenstein (1983): Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. J. Phys. Oceanogr., 13, 1093 - 1104.*
- Hellmer, H. H. und M. Bersch (1985): The Southern Ocean, a survey of oceanographic and marine meteorological research work. AWI f. Polarforschung, Bremerhaven, Ber. zur Polarforschung, 26.*
- Hibler, W. D., III (1977): A viscous sea ice law as a stochastic average of plasticity. J. Geophys. Res., 82 (27), 3932-3938.*
- Hibler, W. D., III (1979): A dynamic thermodynamic sea ice model. J. Phys. Oceanogr., 9, 815 - 846.*
- Hibler, W. D., III (1980): Documentation for a two-level dynamic-thermodynamic sea ice model. CRREL, Hanover, N. H., Special Report, 80 - 8.*

Hibler, W. D., III (1984): The role of sea ice dynamics in modeling CO₂ increases. In: *Climate Processes and Climate Sensitivity*, eds.: J. Hansen and T. Takahashi, *Geophys. Monogr.*, 29, 238 - 253.

Hibler, W. D., III (1985): Numerical modeling of sea ice dynamics and ice thickness characteristics. *CRREL, Hanover, N.H., Rep. Nr. 85 - 5*.

Hibler, W. D. III und S. F. Ackley (1983): Numerical simulation of the Weddell Sea pack ice. *J. Geophys. Res.*, 88, 2873 - 2887.

Hoeber, H. (1989): One-year temperature records in the atmospheric surface layer above sea ice and open water. *Bound. Layer Met.*, 48 (3), 293 - 297.

Hoeber, H. und M. Gube-Lehnhardt (1987): The eastern Weddell Sea drifting buoy data set of the Winter Weddell Sea Project (WWSP). *AWI f. Polarforschung, Bremerhaven, Ber. zur Polarforschung*, 37.

Jacka, T. H., I. Allison, R. Thwaites und J. C. Wilson (1987): Characteristics of the seasonal sea ice of east Antarctica and comparisons with satellite observations. *Ann. of Glaciology*, 9, 85 - 91.

Jacobs, S. S. und J. C. Comiso (1989): Sea ice and oceanic processes on the Ross Sea continental shelf. *J. Geophys. Res.*, 94 (C12), 18195 - 18211.

Jaeger, L. (1976): Monatskarten des Niederschlags für die ganze Erde. *Berichte des Deutschen Wetterdienstes*, 139.

- Janssen, P. A. E. M., P. Lionello, M. Reistad und A. Hollingsworth (1989): Hindcasts and data assimilation studies with the WAM model during the Seasat period. J. Geophys. Res., 94 (C1), 973 - 993.*
- Koch, C. (1986): Numerische Simulation der Wechselwirkungen zwischen Meereis und Atmosphäre im Bereich der Weddellsee. Meteorologisches Inst. der R. F. W.-Universität, Bonn, Dissertation.*
- Koch, C. (1988): A coupled sea ice - atmospheric boundary layer model part I: description of the model and 1979 standard run. Beitr.Phys. Atmosph., 61 (4), 344 - 354.*
- Kraus, E. B., und J. S. Turner (1967): A one-dimensional model of the seasonal thermocline, Part II, Tellus, 19, 98 - 105.*
- Lake, R. A. und E. L. Lewis (1970): Salt rejection by sea ice during growth. J. Geophys. Res., 75, 583 - 597.*
- Lemke, P. (1987): A coupled one-dimensional sea ice - ocean model. J. Geophys. Res., 92, 13164 - 13172.*
- Lemke, P., E. W. Trinkl und K. Hasselmann (1980): Stochastic dynamic analysis of polar sea ice variability. J. Phys. Oceanogr., 10, 2100 - 2120.*
- Lemke, P., W. B. Owens und W. D. Hibler III (1990): A coupled sea ice - mixed layer - pycnocline model for the Weddell Sea. J. Geophys. Res., 95 (C6), 9513-9525.*
- Leppäranta, M. (1981): On the structure and mechanics of pack ice in the Bothnian Bay. Inst. f. Marine Res., Helsinki, Finnish Marine Res., 248, 3 - 86.*

- Leppäranta, M. (1983): A growth model for black ice, snow ice and snow thickness in Subarctic basins. Nordic Hydrology, 59 - 70.*
- Leppäranta, M. und W. D. Hibler III (1985): The role of plastic ice interaction in marginal ice zone dynamics. J. Geophys. Res., 90 (C11), 11899-11909.*
- Leventer, A., R. B. Dunbar, M. R. Allen und R. Y. Wayper (1987): Ice thickness in McMurdo Sound. Antarctic J. of the U.S., 22 (5), 94 - 96.*
- Levitus, S. (1982): Climatological atlas of the world ocean. NOAA, Rockville, Md., Professional Paper, 13.*
- Limbert, D. W. S., S. J. Morrison, C. B. Sear, P. Wadhams und M. A. Rowe (1989): Pack-ice motion in the Weddell Sea in relation to weather systems and determination of a Weddell Sea sea-ice budget. Ann. of Glaciology, 12, 104 - 112.*
- Loewe, P. (1989): The ECMWF T21 Atmospheric GCM: A qualified contender for a coupled climate model including sea ice dynamics? In: Large scale atmospheric modelling, Climate simulation with the ECMWF T21-model in Hamburg, Part III: Diagnosis of response experiments, ed.:G. Fischer, University Hamburg, Rep. No. 7, 79 - 123..*
- Louis, J .-F. (1979): A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. Bound. Layer Met., 17, 187 - 202.*
- Maier-Reimer, E. und U. Mikolajewicz (1989): Experiments with an OGCM on the cause of the Younger Dryas. In: Oceanography 1988, ed.: A. Ayala-Castañares, W. Wooster und A. Yáñez-Arancibia. UNAM Press, México DF, XXXp, 87-100.*

- Martinson, D. G., P. D. Killworth und A. L. Gordon (1981): A convective model for the Weddell polynya. J. Phys. Oceanogr., 11, 466 - 488.*
- Martinson, D. G. und C. Wamser (1990): Ice drift and momentum exchange in winter Antarctic pack ice. J. Geophys. Res., 95 (C2), 1741 - 1755.*
- Maykut, G. A. (1982): Large-scale heat exchange and ice production in the central Arctic. J. Geophys. Res., 87 (C10), 7971-7984.*
- McPhee, M. G. (1980): An analysis of pack ice drift in summer. In: Sea ice processes and models, ed.: R. S. Pritchard, University of Washington Press, Seattle, 62 - 75.*
- Mesinger, F. und A. Arakawa (1976): Numerical Methods used in Atmospheric Models. WMO-ICSU Jt. Organizing Committee, Geneva, GARP Publications Series No. 17.*
- Mitchell, J. F. B. und C. A. Senior (1989): The antarctic winter; simulations with climatological and reduced sea-ice extents. Quart. J. of the Royal Met. Soc., 115, 225 - 246.*
- Monin, A. S. und A. M. Obukhov (1954): Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. Akad. Nauk. SSSR Geofiz. Inst. Tr., 151, 163 - 187.*
- NAVY/NOAA Joint Ice Center (1986): Antarctic ice charts 1985-1986. Naval Polar Oceanography Center, Washington, D.C.*
- Niiler, P. P. und E. B. Kraus (1977): One-dimensional models of the upper ocean. In: Modelling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean, ed: E.B.Kraus, Pergamon Press, New York, 143-172.*

- Oberhuber, J. M. (1988): An atlas based on the "COADS" data set: the budgets of heat, buoyancy and turbulent kinetic energy at the surface of the global ocean. Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Rep. No. 15.*
- Oberhuber, J. M. (1990): Simulation of the Atlantic circulation with a coupled sea ice - mixed layer - isopycnal general circulation model. J. Phys. Oceanogr., in press.*
- Oort, A. K. (1983): Global atmospheric circulation statistics, 1958 - 1973. NOAA, U.S. Dep. Commerce, Rockville, Md., Prof. Pap.14.*
- Overland, J. E. (1985): Atmospheric boundary layer structure and drag coefficient over sea ice. J. Geophys. Res., 90 (C5), 9029 - 9049.*
- Owens, W. B. und P. Lemke (1990): Sensitivity studies with a sea ice.- mixed layer - pycnocline model in the Weddell Sea, J. Geophys. Res., 95 (C6), 9527-9538.*
- Parkinson, C. L. und W. M. Washington (1979): A large-scale numerical model of sea ice. J. Geophys. Res., 84, 311 - 337.*
- Parkinson, C. L. und R. A. Bindshadler (1984): Response of Antarctic sea ice to uniform atmospheric temperature increases. In: Climate Processes and Climate Sensitivity, eds.: J. E. Hansen and T. Takahashi, Geophys. Monogr., 29, 254 - 264.*
- Pond, S. und G. L. Pickard (1983): Introductory Dynamical Oceanography. Pergamon Press, Oxford, U.K..*
- Sausen, R., K. Barthel und K. Hasselmann (1988): A flux correction method for removing the climate drift of coupled atmosphere-ocean models. Clim. Dyn., 2, 145-163.*

- Schwerdtfeger, W. (1979): Meteorological aspects of the drift of ice from the Weddell Sea toward the mid-latitude westerlies. J. Geophys. Res., 84, 6321 - 6328.*
- Schwerdtfeger, W. (1984): Weather and Climate of the Antarctic. Developments in Atmospheric Science 15, Elsevier Publ. Co., Amsterdam.*
- Semtner, A. J., Jr. (1974): An oceanic general circulation model with bottom topography. Numerical Simulation of Weather and Climate, Dept. of Meteorology, Univ. of California, Los Angeles, Tech. Rep. No. 9.*
- Semtner, A. J., Jr. (1976): A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate. J. Phys. Oceanogr., 6, 379-389.*
- SMHI und MTL (1982): Climatological ice atlas. Norrköping.*
- Stössel, A. (1985): Thermodynamic calculations of ice production in the northern Baltic proper. Dt. Hydrogr. Z., 38, 261 - 284.*
- Stössel, A., P. Lemke und W. B. Owens (1990): Coupled sea ice - mixed layer simulations for the Southern Ocean. J. Geophys. Res., 95 (C6), 9539 - 9555.*
- Stowe, L. L., H. Y. M. Yeh, T. F. Eck, C. G. Wellemeyer, H. L. Kyle und das Nimbus-7 Cloud Data Processing Team (1989): Nimbus - 7 global cloud climatology. Part III: first year results. J. of Climate, 2 (7), 671 - 709.*
- Taljaard, J. J., H. van Loon, H. L. Crutcher und R. L. Jenne (1969): Climate of the upper air, I. Southern Hemisphere, Vol. 1, Temperatures, Dew Points and Heights at Selected Pressure Levels, U.S. Naval Weather Service, Washington, D.C., NAVAIR 50 - 1C - 55.*

- Tchernia, P. (1980): Descriptive Regional Oceanography. Pergamon Press, London.*
- Thorndike, A. S. und R. Colony (1982): Sea ice motion in response to geostrophic winds. J. Geophys. Res., 87, 5845 - 5852.*
- Trenberth, K. E. und J. G. Olson (1988): ECMWF global analyses 1979 - 1986: Circulation statistics and data evaluation. NCAR, Boulder, Colorado, Tech. Note, TN-300 + STR.*
- Trenberth, K. E., J. G. Olson und W. G. Large (1989): A global ocean wind stress climatology based on ECMWF analyses. NCAR, Boulder, Colorado, Tech. Note, TN-338 + STR.*
- van Loon, H. (1972): Cloudiness and precipitation in the southern hemisphere. In: Meteorology in the Southern Hemisphere, Meteor. Monogr., 13, 101 - 111.*
- Vanney, J.-R., D. J. Drewry und G. d. Q. Robin (1983): General bathymetric chart of the oceans (GEBCO). Canadian Hydrographic Service, Ottawa, 5•18.*
- van Ypersele, J.-P. (1986): A numerical study of the response of the Southern Ocean and its sea ice to a CO₂- induced atmospheric warming. Fac. des Sci., Univ. Cath. de Louvain, Louvain la Neuve, Ph.D. thesis.*
- Wadhams, P., M. A. Lange und S. F. Ackley (1987): The ice thickness distribution across the Atlantic sector of the Antarctic Ocean in midwinter. J. Geophys. Res., 92,(C13), 14535 - 14552.*
- Wadhams, P., C. B. Sear, D. R. Crane, M. A. Rowe, S. J. Morrison und D. W. S. Limbert (1989): Basin-scale ice motion and deformation in the Weddell Sea during winter. Ann. of Glaciology, 12, 178 - 186.*

Weeks, W. F., S. F. Ackley und J. Govoni (1989): Sea ice ridging in the Ross Sea, Antarctica, as compared with sites in the Arctic. J. Geophys. Res., 94 (C4), 4984 - 4988.

Woodruff, S. D., R. J. Slutz, R. L. Jenne und P. M. Steurer (1987): A comprehensive ocean-atmosphere data set, Bulletin American Meteor. Soc., 68, 1239 - 1250.

Wright, P. (1988): An atlas based on the "COADS" data set: fields of mean wind, cloudiness and humidity at the surface of the global ocean. Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Rep. No. 14,.

Zwally, H. J., J. C. Comiso, C. L. Parkinson, F. D. Carsey, W. J. Campbell und P. Gloersen (1983): Antarctic Sea Ice 1973 - 1976: Satellite Passive - Microwave observations. NASA, Washington, D.C., SP-459.

XV. Anhang: Theorie der angewandten Modelle

XV.A. Meereismodell

XV.A.1. Dynamisches Teilmodell

Der dynamische Teil des Meereismodells wurde von Hibler (1979) entwickelt und wird durch folgende Impulsbilanz beschrieben:

$$\rho_1 h_1 \frac{d\vec{V}_1}{dt} = -\rho_1 h_1 f \vec{k} \times \vec{V}_1 + \vec{\tau}_a + \vec{\tau}_o - \rho_1 h_1 g \vec{\nabla} H + \vec{F} \quad , \quad (A1)$$

wobei

- ρ_1 : Dichte von Meereis,
- h_1 : mittlere Eisdicke innerhalb einer Gitterzelle,
- \vec{V}_1 : Eisgeschwindigkeit,
- t : Zeit,
- f : Coriolisparameter,
- \vec{k} : Einheitsvektor normal zur Oberfläche,
- $\vec{\tau}_a$: Schubspannung an der Grenzfläche Atmosphäre/Meereis,
- $\vec{\tau}_o$: Schubspannung an der Grenzfläche Meereis/Ozean,
- g : Schwerebeschleunigung,
- H : Wasserstand der dynamischen Topographie,
- \vec{F} : Kraft aufgrund der internen Eisspannungen.

Die Berechnung der Schubspannungsterme und der geostrophischen Strömung bzw. der dynamischen Topographie sind in Abschn. IV.B beschrieben. Hier soll die Berechnung von $\vec{\tau}_o$ etwas näher erläutert werden:

$$\vec{\tau}_o = \rho_o C_{do} |\vec{V}_{og} - \vec{V}_1| \left[\left(\vec{V}_{og} - \vec{V}_1 \right) \cos \phi_o + \vec{k} \times \left(\vec{V}_{og} - \vec{V}_1 \right) \sin \phi_o \right] \quad , \quad (A2)$$

wobei

- ρ_o : Dichte von Meerwasser,
- C_{do} : Schubspannungskoeff. für Grenzfläche Meereis/Ozean,
- \vec{V}_{og} : geostrophische Strömung,
- ϕ_o : Ablenkwinkel.

Hierbei kommt also die Relativgeschwindigkeit von Meereis zur geostrophischen Strömung zum Tragen. Da i. a. $|\vec{V}_{og}| < |\vec{V}_1|$, übt $\vec{\tau}_o$ primär eine Bremswirkung auf das Eis aus.

Die Komponenten von \vec{F} werden mit

$$F_i = \partial \sigma_{ij} / \partial x_j, \quad (A3)$$

berechnet, wobei σ_{ij} den zwei-dimensionalen Spannungstensor darstellt. Dieser genügt dem Materialverhalten einer nichtlinearen, viskosen und kompressiblen Flüssigkeit:

$$\sigma_{ij} = 2\eta \dot{\epsilon}_{ij} + (\zeta - \eta) \dot{\epsilon}_{kk} \delta_{ij} - \tilde{P} \delta_{ij} / 2$$

mit

$$\zeta = \tilde{P} / 2\Delta,$$

$$\eta = \zeta / e^2,$$

$$\tilde{P} = \tilde{P}^* h_1 \exp(-C^* (1 - N_1))$$

und

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

wobei \tilde{P} : Eisfestigkeit (ice strength),

\tilde{P}^* : empirischer Eisfestigkeitsparameter,

C^* : empirische Konstante,

ζ : Massenviskosität,

η : Scherviskosität,

e : Verhältnis der Kompressions- zur Scherfestigkeit,

$\dot{\epsilon}_{ij}$: Tensor der Deformationsrate,

N_1 : Eiskonzentration (ice compactness).

Die Spannungs-Deformationsraten Relation wird durch das verallgemeinerte Fließgesetz beschrieben (Hibler, 1977). Die viskos-plastische Rheologie stellt eine elliptische Bruchkurve in der Ebene der Hauptspannungskomponenten dar, die das Verhältnis der Kompressions- zur Scherfestigkeit bestimmt (Leppäranta und Hibler, 1985).

XV.A.2. Kontinuitätsgleichungen

Die Verknüpfung des dynamischen und des thermodynamischen Teilmodells geschieht über Kontinuitätsgleichungen für Eisdicke, Eiskonzentration und Schneedicke:

$$\frac{\partial h_i}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{V}_i h_i) + \left(\frac{\partial h_i}{\partial t} \right)_{th.} + \text{Diffusion} , \quad (\text{A4})$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{V}_i N_i) + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t} \right)_{op.} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t} \right)_{th.} + \text{Diffusion} , \quad (\text{A5})$$

$$\frac{\partial h_{sn}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{V}_i h_{sn}) + \left(\frac{\partial h_{sn}}{\partial t} \right)_{th.} + \text{Diffusion} , \quad (\text{A6})$$

wobei h_{sn} die mittlere Schneedicke und die mit Index "th." versehenen Terme thermodynamische Änderungen beschreiben, die im nächsten Abschnitt erläutert werden. Die Eisgeschwindigkeiten in den Advektionstermen werden dem dynamischen Teil entnommen. Der Term $(\partial N_i / \partial t)_{op.}$ in (A5) wurde gemäß Hibler (1984) eingeführt und dient der Bildung zusätzlichen eisfreien Wassers aufgrund von Scherdeformation. Diese Modifikation basiert auf dem Konzept, daß bei hoher Eiskonzentration Preßeisrückenbildung und Bildung eisfreien Wassers gleichzeitig auftreten können. Somit gilt für diesen Teil der lokalen Konzentrationsänderung:

$$\left(\frac{\partial N_i}{\partial t} \right)_{op.} = (1 - P_{op.}) 0.5 \left\{ \left[(\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22}) 1.25 + \epsilon_{12}^2 + 1.5 \dot{\epsilon}_{11} \dot{\epsilon}_{22} \right]^{1/2} - \dot{\epsilon}_{11} - \dot{\epsilon}_{22} \right\} , \quad (\text{A7})$$

mit

$$P_{op.} = \frac{(1 - N_i) [0.5(1 + N_i) - 0.85]}{0.15 [0.5(1.85) - 0.85]} ,$$

was energetisch übereinstimmend ist mit der in XV.A.1 erwähnten

elliptischen Bruchkurve. Die Diffusionsterme sind für numerische Zwecke eingeführt worden.

XV.A.3. Thermodynamisches Teilmodell

Der thermodynamische Modellteil besteht aus der Berechnung der Wärmebilanzgleichungen über eisfreiem Wasser und über Meereis, in Anlehnung an Semtner (1976) und Parkinson und Washington (1979). Über Meereis gilt:

$$(1 - \alpha)Q_{sw} + Q_{lw} - \epsilon\sigma T_s^4 + Q_{se} + Q_{la} + Q_c \equiv Q_a + Q_c = 0, \quad (A8)$$

wobei α : Albedo (hier Eis bzw. Schnee),
 Q_{sw} : Energieflußdichte aufgrund kurzweiliger Strahlung,
 Q_{lw} : Energieflußdichte aufgrund langweiliger Strahlung,
 ϵ : Emissionsvermögen (von Eis bzw. Schnee),
 σ : Stefan-Boltzmann Konstante,
 T_s : Oberflächentemperatur (Eis oder Schnee),
 Q_{se} : sensible Wärme flußdichte,
 Q_{la} : latente Wärme flußdichte,
 Q_c : konduktive Wärme flußdichte,
 Q_a : atmosphärische Wärme flußdichte.

Die Strahlungsflüsse und die turbulenten Wärme flüsse werden wie in Abschn. IV.B. beschrieben berechnet. Die Albedo kann nach folgenden Bedingungen variieren: mit oder ohne Schnee für Schmelzen oder Gefrieren.

Für den konduktiven Wärme fluß gilt:

$$Q_c = \frac{(T_b - T_s)k_i}{\tilde{h}_i}, \quad (A9)$$

wobei T_b : Temperatur an der Eisunterkante (= Gefrierpunkt),
 k_i : Wärmeleitfähigkeit von Eis,

und

$$\tilde{h}_i = \hat{h}_i / N_i, \quad (A10)$$

wobei \tilde{h}_i : effektive Eisdicke,
mit

$$\hat{h}_i = h_i + h_{sn} \frac{k_i}{k_{sn}}, \quad (\text{A11})$$

wobei \hat{h}_i : Gesamteisdicke,
 k_{sn} : Wärmeleitfähigkeit von Schnee.

Für den eisbedeckten Teil der Gitterzelle kann nun die Wärmebilanzgleichung mit der dort lokal existierenden effektiven Eisdicke (A10) berechnet werden. In der Gesamteisdicke (A11) wird implizit der Isolationseffekt von Schnee berücksichtigt, indem die aktuelle Schneedicke in eine äquivalente Eisdicke umgewandelt wird.

T_s wird per Iteration aus (A8) ermittelt. Ergibt sich für T_s ein positiver Celsiuswert, wird nach Maykut (1982) $T_s = 0^\circ\text{C}$ und (A8) identisch $-\rho_i L_f (\partial \tilde{h}_i / \partial t)_s$ gesetzt, um die Eisdickenänderung aufgrund von Oberflächenschmelze zu erhalten:

$$\left(\frac{\partial \tilde{h}_i}{\partial t} \right)_s = \frac{1}{\rho_i L_f} (-Q_a - Q_c), \quad (\text{A12})$$

wobei ρ_i : Dichte von Meereis,
 L_f : latente Schmelzwärme.

An der Eisunterkante gilt:

$$\left(\frac{\partial \tilde{h}_i}{\partial t} \right)_b = \frac{1}{\rho_i L_f} (Q_c - Q_o), \quad (\text{A13})$$

wobei Q_o : ozeanische Wärmeflußdichte.

Damit ergibt sich für die Gesamtänderung der effektiven Eisdicke:

$$\left(\frac{\partial \tilde{h}_i}{\partial t} \right) = \left(\frac{\partial \tilde{h}_i}{\partial t} \right)_b + \left(\frac{\partial \tilde{h}_i}{\partial t} \right)_s \delta_{jk}, \quad (\text{A14})$$

wobei $j = k$, wenn $T_s = 0^\circ\text{C}$.

Um schließlich die Neueisbildung im eisfreien Teil der Gitterzelle mit einzubeziehen, gilt nach Hibler (1979) und Owens und Lemke (1990) für die gesamte thermodynamische Eisdickenänderung:

$$\left(\frac{\partial h_i}{\partial t}\right)_{th.} = N_i \left(\frac{\partial \tilde{h}_i}{\partial t}\right) \delta_{jk} + (1 - N_i) \left(\frac{\partial h_i'}{\partial t}\right) , \quad (A15)$$

wobei $j \neq k$, wenn $(\partial \tilde{h}_i / \partial t) < 0$ und $h_{sn} > 0$,
 h_i' : Neueisdicke.

Hierbei ist $\delta_{jk} = 0$ reserviert für den Schnee, der in diesem Fall gemäß (A17) zuerst abschmilzt. Der für die Neueisbildung zuständige zweite Term auf der rechten Seite von (A15) wird aus (A8) ermittelt, und zwar mit der Albedo von Wasser und der Oberflächentemperatur vom Ozean (d.h. konkret: der Deckschichttemperatur).

Die thermodynamische Eiskonzentrationsänderung wurde von Hibler (1979) empirisch bestimmt:

$$\left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{th.} = \frac{(1 - N_i)}{h^*} \left(\frac{\partial h_i'}{\partial t}\right) \delta_{jk} + \frac{N_i}{2h_i} \left(\frac{\partial h_i}{\partial t}\right)_{th.} \delta_{ln} , \quad (A16)$$

wobei $j = k$, wenn $(\partial h_i' / \partial t) > 0$,
 $l = n$, wenn $(\partial h_i / \partial t)_{th.} < 0$,
 h^* : empirischer Parameter.

Im ersten Term auf der rechten Seite von (A16) wird mit h^* die Dauer des Zufrierens von Rinnen bestimmt. Für den Schmelzfall wird im darauffolgenden Term davon ausgegangen, daß das Eis innerhalb einer Gitterzelle gleichmäßig zwischen der doppelten, mittleren Eisdicke und 0 verteilt ist. Der durch die vertikale Eisschmelze eisfrei gewordene Teil der Gitterzelle bestimmt dann die Abnahme der Eiskonzentration und damit die sog. laterale Schmelze.

Die thermodynamische Schneedickenänderung wird nach Owens und Lemke (1990) folgendermaßen behandelt:

$$\left(\frac{\partial h_{sn}}{\partial t}\right)_{th.} = N_i P_w \frac{\rho_w}{\rho_{sn}} \delta_{jk} + N_i \left(\frac{\partial \tilde{h}_i}{\partial t}\right) \frac{\rho_i}{\rho_{sn}} \delta_{ln} , \quad (A17)$$

wobei $j = k$, wenn $T_a \leq 0^\circ\text{C}$,

- $l = n$, wenn $(\partial \tilde{h}_1 / \partial t) < 0$ und $h_{sn} > 0$,
 P_w : Niederschlagsrate,
 ρ_w : Dichte von Frischwasser,
 ρ_{sn} : Dichte von Schnee.

Als weitere Modifikation zu Hibler (1979) wurde eine 7-Schichten Eisdickenparametrisierung gemäß Hibler (1984) vorgenommen:

$$\left(\frac{\partial \tilde{h}_1}{\partial t} \right) \equiv w_1(\tilde{h}_1) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n w_k \left(\frac{(2k-1)\tilde{h}_1}{n} \right), \quad (\text{A18})$$

wobei $n = 7$,

w_k : Eiswachstumsrate.

Mit (A18) wird die Wärmebilanzgleichung für sieben Eisdickenkategorien berechnet und damit dem höchst nichtlinearen Verhältnis zwischen Wachstumsrate und Eisdicke Rechnung getragen.

XV.B. Deckschichtmodell des Ozeans

XV.B.1. Erhaltung von Wärme und Salz

Die Vertikalprofile von Temperatur und Salzgehalt werden nach Lemke (1987) folgendermaßen beschrieben:

$$T_o(z_o) = T_{o1} \quad \text{für } 0 > z_o > z_{o1} = -h_{o1} \quad (\text{B1})$$

und

$$T_o(z_o) = T_{o2} + (T_{o1} - T_{o2}) \exp\left(\frac{z_o + h_{o1}}{h_{Tc}} \right) \quad \text{für } z_{o1} > z_o > z_{o2}, \quad (\text{B2})$$

$S(z_o) = \dots$: jeweils entsprechend,

- wobei
- $T_o(z_o)$: Temperatur des Ozeans als Funktion der Tiefe,
 - T_{o1} : Temperatur der Deckschicht,
 - h_{o1} : Dicke (=Tiefe($|z_{o1}|$)) der Deckschicht,
 - T_{o2} : Temperatur an der Basis der zweiten Schicht,

z_{o2} : Basistiefe der zweiten Schicht,
 h_{Tc} : Dicke der Thermokline,
 S : Salzgehalt.

Damit erhalten Thermo- und Halokline einen exponentiell geformten Anstieg bzw. Abfall mit der Tiefe.

Die Änderung des Wärmeinhalts in der Wassersäule von der Oberfläche bis z_{o2} wird durch

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{\partial T_{o1}}{\partial t} \right) (h_{o1} + h_{Tc}) + (T_{o1} - T_{o2}) \left(\frac{\partial h_{o1}}{\partial t} + \frac{\partial h_{Tc}}{\partial t} \right) \\
 &= \frac{Q_a}{\rho_a c_a} + w^* (T_{o2} - T_{o1}), \quad (B3)
 \end{aligned}$$

wobei ρ_a : Dichte der Luft (über der Oberfläche),
 c_a : spezifische Wärmekapazität von Luft,
 w^* : empirischer Geschwindigkeitsparameter,

gegeben. Dabei ist w^* konstant und wird empirisch vorgegeben, um den Überschuss an Niederschlag gegenüber Verdunstung in hohen Breiten auszugleichen. Für den Salzgehalt gilt wieder entsprechendes. Im folgenden werden die Gleichungen für den Salzgehalt nicht extra erwähnt, wenn sie analog zur Temperatur sind.

XV.B.2. Parametrisierung der vertikalen Einmischung

Man geht zunächst von der Annahme aus, daß

$$\frac{\partial T_{o1}}{\partial t} = \left(\frac{Q_a}{\rho_a c_a} + \frac{Q_o}{\rho_o c_o} \right) / h_{o1} \equiv \left(\tilde{Q}_s + \tilde{Q}_e \right) / h_{o1}, \quad (B4)$$

wobei ρ_o : Dichte von Meerwasser,
 c_o : spezifische Wärmekapazität von Meerwasser,

d.h., daß sich die Temperaturänderung in der Deckschicht additiv aus dem atmosphärischen und dem ozeanischen Wärmefluß zusammensetzt. Dabei wird der ozeanische "Einmischungswärmefluß" folgendermaßen parametrisiert:

$$\tilde{Q}_e = \left(\bar{T}_{Tc} - T_{o1} \right) w_e \quad , \quad (B5)$$

wobei

$$\bar{T}_{Tc} = \frac{1}{\delta'} \int_{-h_{o1}-\delta'}^{-h_{o1}} T_o(z_o) dz_o = T_{o2} + (T_{o2} - T_{o1}) h_{Tc} \left[\exp\left(\frac{-\delta'}{h_{Tc}}\right) - 1 \right] / \delta'$$

und w_e : Einmischungsgeschwindigkeit,
 δ' : turbulente Mischungslänge.

Dies stellt eine Modifikation gegenüber der Parametrisierung von Kraus und Turner (1967) dahingehend dar, daß der Einmischungswärme fluß nicht mehr direkt von T_{o2} abhängt, sondern von einer mittleren Temperatur innerhalb der Thermokline, welche diagnostisch bestimmt wird.

Die zeitliche Änderung der Deckschichttiefe wird durch

$$\partial h_{o1} / \partial t = w_e - w^* \quad (B6)$$

gegeben. Durch Eliminieren von $Q_a / (\rho_a c_a)$ in (B3) und (B4) erhält man schließlich

$$\frac{\partial h_{Tc}}{\partial t} = \left[h_{Tc} \left(\frac{\partial T_{o1}}{\partial t} \right) + w_e \left(\bar{T}_{Tc} - T_{o2} \right) \right] / \left(T_{o2} - T_{o1} \right) \quad . \quad (B7)$$

Gemäß Lemke (1987) wird bei der Bestimmung des Oberflächenwärmeflusses (\tilde{Q}_s) davon ausgegangen, daß T_{o1} bei Vorhandensein von Meereis beim Gefrierpunkt liegt, d.h. $\partial T_{o1} / \partial t = 0$. Daraus folgt aus (B4):

$$\tilde{Q}_s = -\tilde{Q}_e \quad . \quad (B8)$$

Für den Oberflächensalzfluß (\tilde{S}_s) wird angenommen, daß er sich aus der Gefrier- bzw. Schmelzrate des konduktiven und des ozeanischen Wärmeflusses, und aus dem Netto-Frischwasserfluß zusammensetzt:

$$\tilde{S}_s = (S_1 - S_i) \left(\frac{\partial h_1}{\partial t} \right)_{th.} \frac{\rho_i}{\rho_o} - FS_1 \quad , \quad (B9)$$

wobei S_1 : Salzgehalt in der Deckschicht,
 S_i : Salzgehalt vom Meereis,

F : Netto-Frischwasserfluß,
und $(\partial h_i / \partial t)_{th}$ durch (A15) bestimmt wird.

Für den Frischwasserfluß gilt nach Owens und Lemke (1990) folgende Beziehung, in der die Frischwasserspeicherung in Form von Schnee mit einbezogen wird:

$$F = P_w (1 - N_i \delta_{jk}) + \left(\frac{\partial \tilde{h}_i}{\partial t} \right) \frac{\rho_i}{\rho_w} N_i \delta_{in} \quad (B10)$$

wobei $j = k$, wenn $T_{a1} \leq 0$,
 $i = n$, wenn $(\partial \tilde{h}_i / \partial t) < 0$ und $h_{sn} > 0$.

XV.B.3. Energiebilanz

Um das obige Gleichungssystem zu schließen, wird davon ausgegangen, daß die potentielle Energie aufgrund der Oberflächen- und Einmischungswärme- und -salzflüsse (\tilde{Q}_s , \tilde{Q}_e , \tilde{S}_s , \tilde{S}_e) ausgeglichen wird durch kinetische Energie des Windschubs bzw. der Eisdrift, und im Winter zusätzlich durch Konvektion. Nach Niiler und Kraus (1977) gilt sinngemäß:

$$K - \varepsilon' = \frac{h_{o1}}{2} g \left[\beta' (\tilde{S}_e - \tilde{S}_s) - \alpha' (\tilde{Q}_e - \tilde{Q}_s) \right] \quad (B11)$$

wobei K : kinetische Energie durch mechanische Einwirkung,
 ε' : Dissipationsterm,
 α' : Expansionskoeffizient bezüglich der Temperatur,
 β' : Expansionskoeffizient bezüglich des Salzgehalts.

Durch Auflösen von (B11) nach den Einmischungsflüssen erhält man schließlich:

$$w_e = \frac{2KD_m / g + h_{o1} D_h \left(\beta' \left((S_1 - S_1) Q_a / (\rho_o L_f) - FS_1 \right) \right)}{h_{o1} \left(\beta' (\bar{S}_{Hc} - S_1) + \left(\beta' c_o (S_1 - S_1) / (\rho_o L_f) - 2\alpha' \right) (\bar{T}_{Tc} - T_{o1}) \right)} \quad (B12)$$

wobei $(1-D_m)$: Dissipation des mechanischen Energieeintrags,
 $(1-D_h)$: Dissipation des konvektiven Energieeintrags.

Die Dissipationsraten wurden Beobachtungen angeglichen und sind tiefenabhängig.

Der kinetische Energieeintrag wird durch die im Eismodell simulierte Eisgeschwindigkeit bestimmt:

$$K = \gamma^* C_{do} |\vec{V}_1|^3, \quad (B13)$$

wobei γ^* : empirischer Reibungsparameter.

Gleichung (B12) gilt nur für die Vertiefung der Deckschicht, d.h. $w_e > 0$. Während der Schmelzphase ist der mechanische Energieeintrag im allgemeinen nicht ausreichend, um den stabilisierenden Effekt des Auftriebsflusses ($w_e < 0$) auszugleichen. In diesem Fall wird die Deckschicht auf eine Gleichgewichtstiefe reduziert, welche aus (B12) mit $w_e = 0$ diagnostisch durch die Monin-Obukhov Länge bestimmt wird. Die übrigen prognostischen Gleichungen in Abschn. XV.B.2. werden in diesem Fall ebenfalls mit $w_e = 0$ gelöst.

XV.C. Oberflächenschicht der Atmosphäre

Die hier verwendete Parametrisierung der atmosphärischen Oberflächenschicht entspricht derjenigen im ECMWF-Modell (ECMWF Research Department, 1985) und geht auf Louis (1979) zurück. Sie basiert auf der Monin-Obukhov Ähnlichkeitstheorie, wobei die Monin-Obukhov Länge durch die Richardson Zahl der untersten Modellschicht (im AGCM) ersetzt wurde:

$$Ri = gz_{a1} \left(\theta_{a1} - \theta_s + 0.61 \theta_s (q_1 - q_s) \right) / (\theta_s |\vec{V}_{a1}|^2), \quad (C1)$$

wobei z_{a1} : Höhe der untersten Atmosphärenschicht,
 θ_{a1} : potentielle Temperatur d. unt. Atmosphärenschicht,
 θ_s : potentielle Temperatur an der Oberfläche ($\approx T_s$),
 q_1 : spezifische Feuchte d. unt. Atmosphärenschicht,

q_s : spezifische Feuchte an der Oberfläche,
 \vec{v}_{a1} : Wind in der untersten Atmosphärenschicht.

In diesem Fall ist mit der untersten Atmosphärenschicht die unterste Schicht des AGCM's gemeint (bezogene Höhe ca. 30 m), im Gegensatz zur Anwendung in VIII.B.2.b, wo z_{a1} zunimmt, wenn $p_{as} \geq 1004$ hPa.

Die Reibungsgeschwindigkeit ergibt sich sodann aus

$$V_d = \frac{\kappa}{\ln(z_{a1}/z_s)} |\vec{v}_{a1}| \sqrt{F'_m}, \quad (C2)$$

wobei κ : von Karman Konstante,
 z_s : Rauigkeitslänge,
 F'_m : Stabilitätsfunktion für den Impulsfluß,
 und der sensible Wärmefluß zu

$$Q_{se} = -\rho_a c_a \frac{\kappa^2 |\vec{v}_{a1}| (\theta_{a1} - \theta_s) F'_h}{0.74 \ln^2(z_{a1}/z_s)}, \quad (C3)$$

wobei F'_h : Stabilitätsfunktion für den turbulenten Wärmefluß.
 Der latente Wärmefluß ist durch eine analoge Formel mit q_1 und q_s gegeben.

Die Stabilitätsfunktionen sehen nach einer leichten Modifikation bei stabiler Schichtung gemäß Claussen (1990) folgendermaßen aus:

$$F'_{m,h} = \left(\frac{1}{(1 + 2 \cdot 4.7Ri)^2} \right) \delta_{jk} + \left(1 - \frac{9.4Ri}{1 + c_{m,h} |Ri|^{0.5}} \right) (1 - \delta_{jk}), \quad (C4)$$

wobei $j = k$, wenn $Ri \geq 0$,

$$\text{mit } c_{m,h} = (7.4, 5.3) \left(\frac{\kappa}{\ln(z_{a1}/z_s)} \right)^2 9.4 \sqrt{\frac{z_{a1}}{z_s}}.$$

Für neutrale und labile Schichtung stammen diese Formeln aus einer analytischen Anpassung an die Stabilitätsfunktionen von Businger et al. (1971). Bei stark stabiler Schichtung (kritische Richardson Zahl), hingegen, wurde die Atmosphäre energetisch zu stark von der

Oberfläche entkoppelt. In diesem Fall ($Ri \geq 0$) wurde ein Ansatz gewählt, bei dem sich die Flüsse mit wachsender Richardson Zahl einer Asymptote nähern, so daß der Schubspannungskoeffizient nicht verschwindend klein wird.

XV.D. Grenzschichtmodell der Atmosphäre

In diesem von Koch (1986, 1988) angewendeten ein-dimensionalen ABL-Modell wird das Antriebsniveau um die gesamte Ekman-schicht nach oben verlagert.

Zunächst wird die Prandtl-schicht, ähnlich wie in XV.C, nach der Monin-Obukhov Ähnlichkeitstheorie behandelt, wobei

$$L' = -\rho_a c_a \frac{T_s}{gk} \left(\frac{V_d^3}{Q_{se} + 0.61 T_s c_a Q_{la} / L_v} \right) \quad (D1)$$

die Monin-Obukhov Länge darstellt und L_v die Verdunstungswärme. Die dazugehörigen vertikal integrierten turbulenten Wärmeflüsse lauten:

$$Q_{se} = -\rho_a c_a \frac{\kappa V_d}{f'_h} (\theta_{a1} - \theta_s) \quad (D2)$$

und

$$Q_{la} = -\rho_a L_v \frac{\kappa V_d}{f'_h} (q_1 - q_s) \quad (D3)$$

und die Schubspannung an der Oberfläche:

$$|\vec{\tau}_a| = \rho_a \frac{\kappa V_d}{f'_m} |\vec{V}_{a1}| \quad (D4)$$

wobei f'_h und f'_m die jeweiligen Stabilitätsfunktionen nach Businger et. al. (1971) repräsentieren (vgl. Koch, 1986, Seite 91 und 92), welche ausschließlich Funktionen von z_{a1}/L' sind.

Nach der Rossbyzahl Ähnlichkeitstheorie erhält man (ebenfalls durch Vertikalintegration) die Widerstandsgesetze der barotropen Ekman-schicht, die die Oberflächenwerte mit denjenigen im

geostrophischen Niveau verbinden:

$$Q_{se} = -\rho_a c_a \kappa V_d (\theta_{a2} - \theta_s) \left(\ln \frac{V_d}{f z_s} - C(\mu) \right)^{-1}, \quad (D5)$$

$$Q_{1a} = -\rho_a L_v \kappa V_d (q_2 - q_s) \left(\ln \frac{V_d}{f z_s} - C(\mu) \right)^{-1}, \quad (D6)$$

$$\ln \frac{V_d}{|\vec{V}_{a2}|} = A(\mu) - \ln \frac{|\vec{V}_{a2}|}{f z_s} + \left(\left(\kappa \frac{|\vec{V}_{a2}|}{V_d} \right) - B^2(\mu) \right)^{1/2}, \quad (D7)$$

wobei θ_{a2} : pot. Temp. in der 2. Atm.-schicht (geostr. Niveau),

q_2 : spezifische Feuchte im geostrophischen Niveau,

\vec{V}_{a2} : Wind im geostrophischen Niveau,

und A, B und C Funktionen des Stabilitätsparameters

$$\mu = (\kappa V_d) / (f L') \quad (D8)$$

sind (Fiedler und Panofsky, 1972, vgl. auch Koch, 1986, Seite 93).

Desweiteren liefert die Ähnlichkeitstheorie der Ekmanschicht den Ablenkwinkel zwischen dem geostrophischen Fluß und der Oberflächenschubspannung:

$$\sin \phi_a = \frac{B(\mu)}{\kappa} \frac{V_d}{|\vec{V}_{a2}|}. \quad (D9)$$

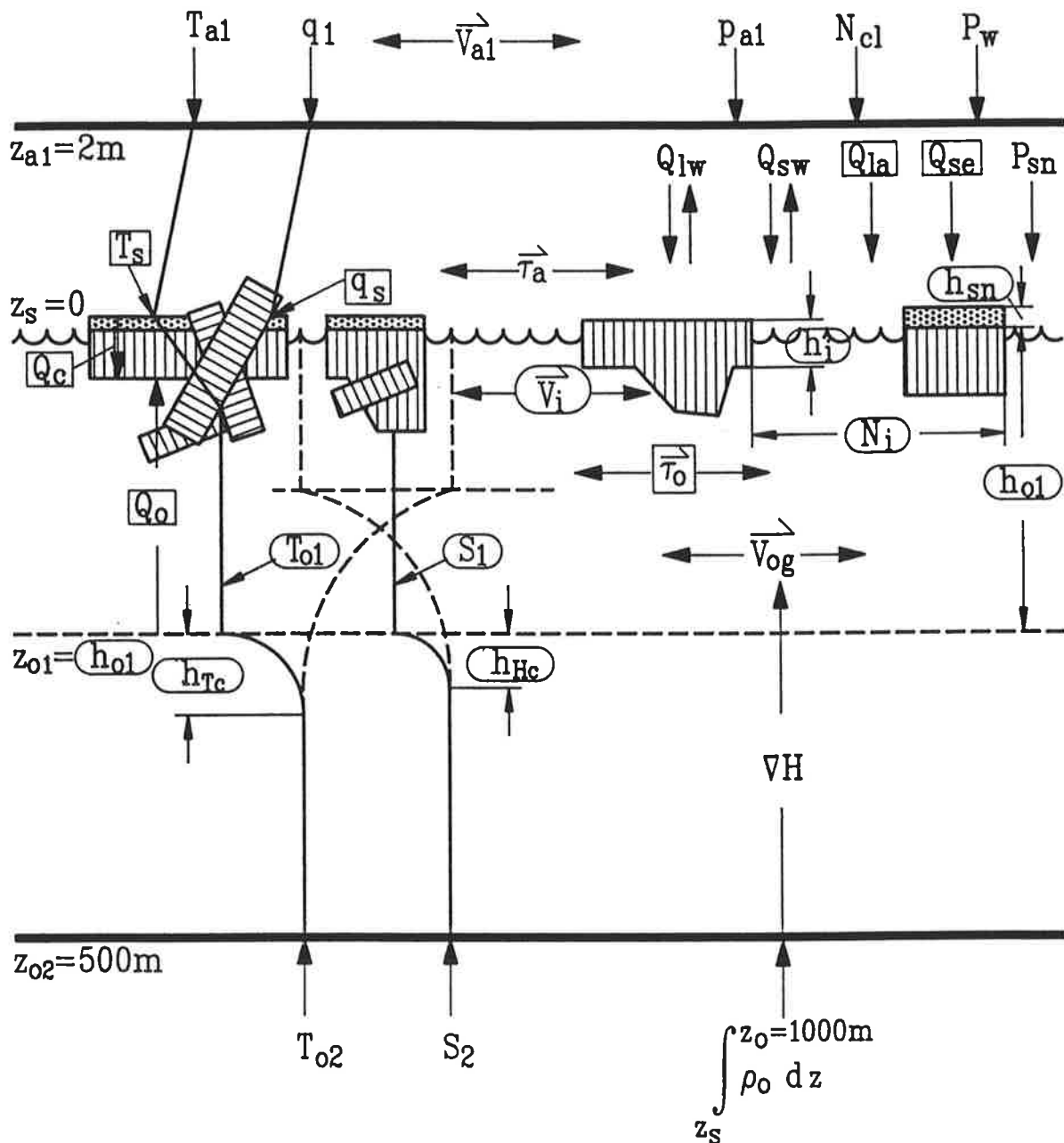
Damit erhält man für die Schubspannung zwischen Eis und Atmosphäre:

$$\vec{\tau}_a = \rho_a V_d^2 \frac{\vec{V}_{a2}}{|\vec{V}_{a2}|} \begin{pmatrix} \cos \phi_a & -\sin \phi_a \\ \sin \phi_a & \cos \phi_a \end{pmatrix}. \quad (D10)$$

Die Anwendung der obigen Gesetze geschieht unter der Voraussetzung horizontaler Homogenität. Damit wird implizit angenommen, daß sich die Grenzschichten getrennt und unabhängig voneinander über eisfreiem und eisbedecktem Wasser ausbilden.

XVI. Abbildungen

RAND DER UNTEREN ATMOSPHÄRE

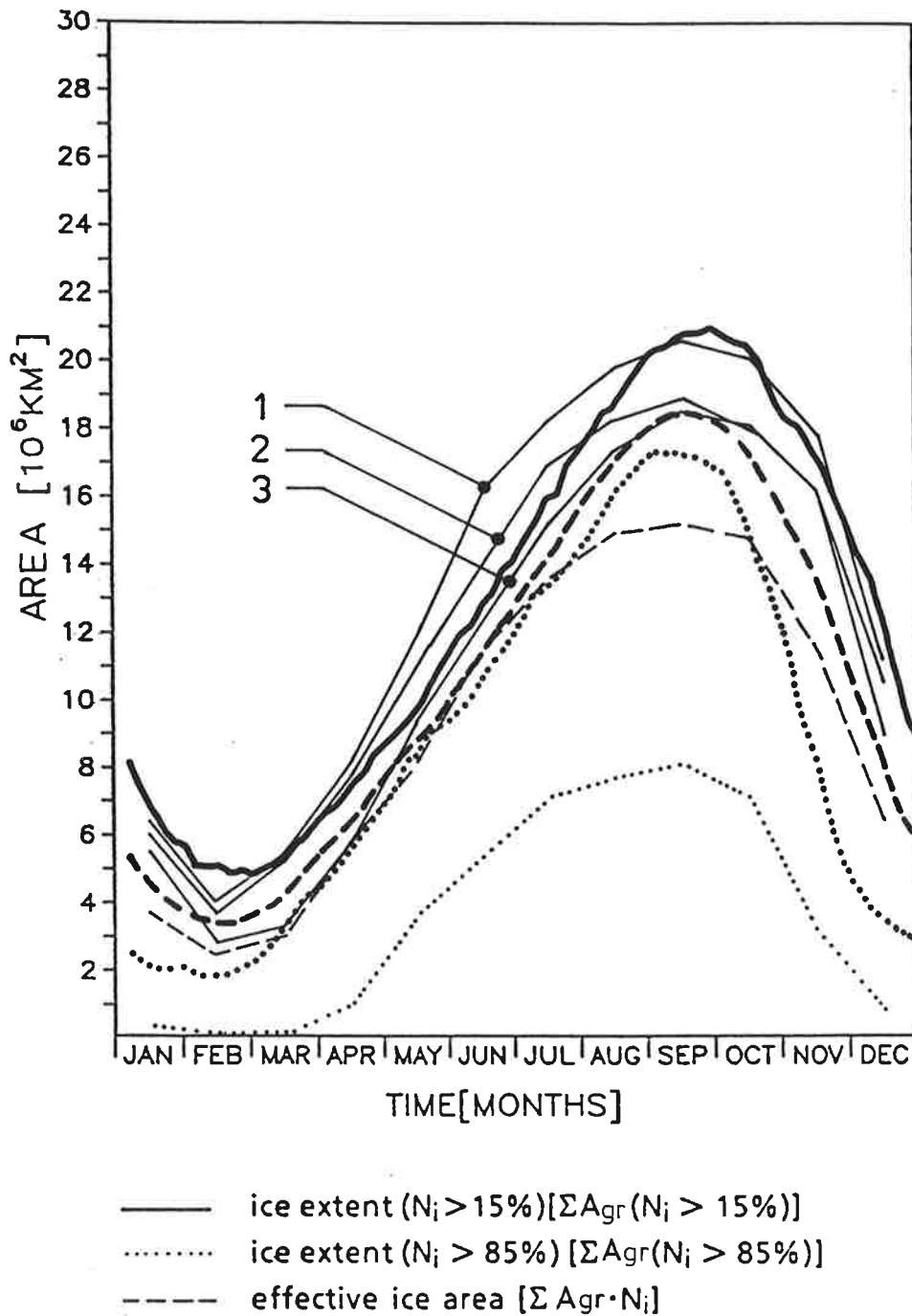


RAND DES TIEFEN OZEANS

[VARIABLEN: Antrieb, prognostisch, diagnostisch]

Abb. 1:

Übersicht über die im SI-OML-Modell vorkommenden Variablen (Erklärungen siehe Symbolliste bzw. Anhang).

**Abb. 2:**

Jahresgänge der Eisausdehnungen und der effektiven Eisfläche des Standardlaufs von Zyklus 4 (dicke Kurven) und aus ESMR-Daten abgeleiteten Monatsmittelwerten nach Zwally et al. (1983) bzw. aus Beobachtungsreihen nach Lemke et al. (1980) (dünne Kurven) (Einzelheiten im Text).

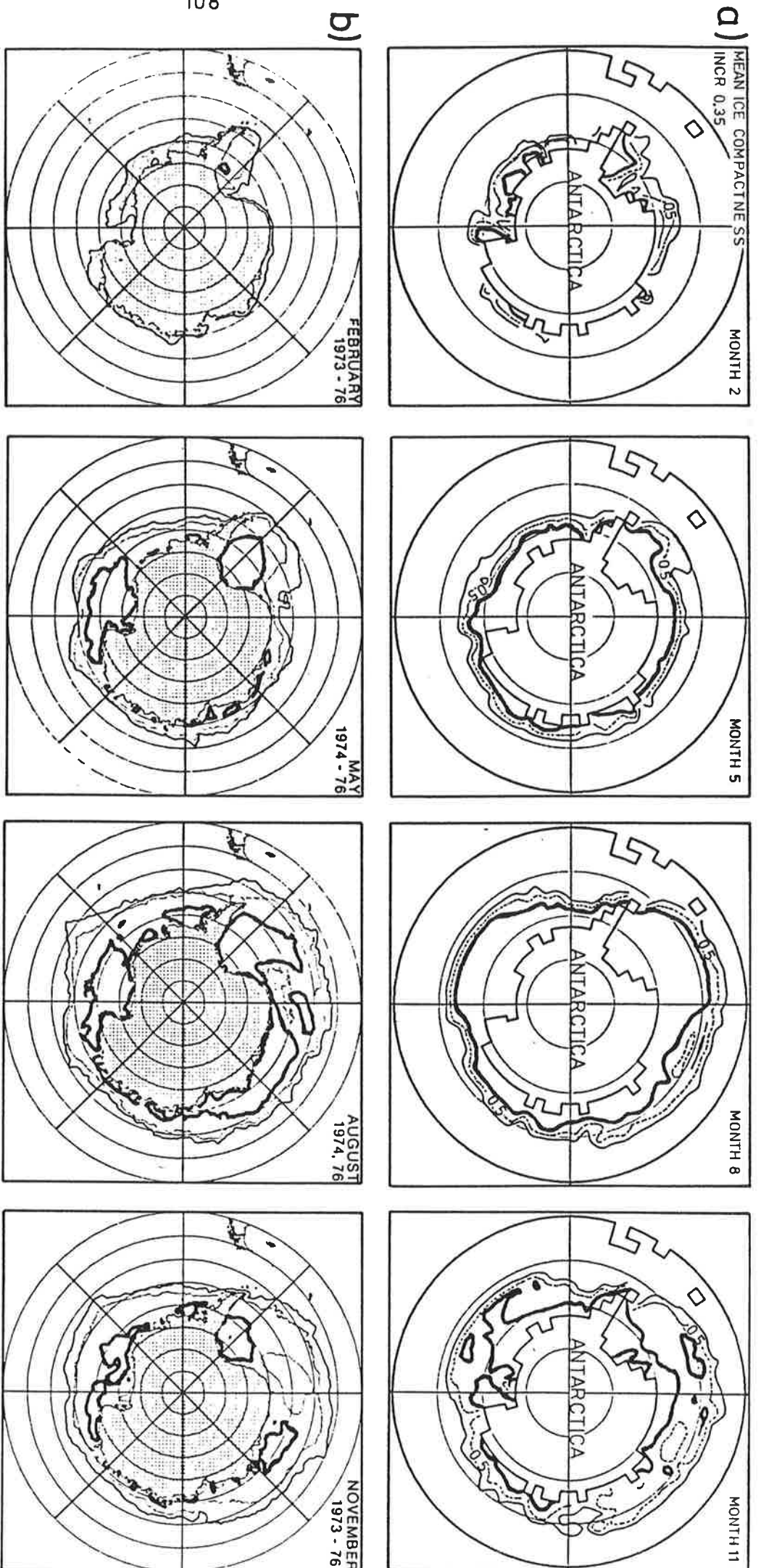


Abb. 3:

Kontouren der Eiskonzentration des Standardlaufs von Zyklus 4 (a) und aus ESMR-Daten abgeleiteten Monatsmittelwerten nach Zwally et al. (1983) gemittelt über die angegebenen Jahre (b) für den jeweils angegebenen Monat.

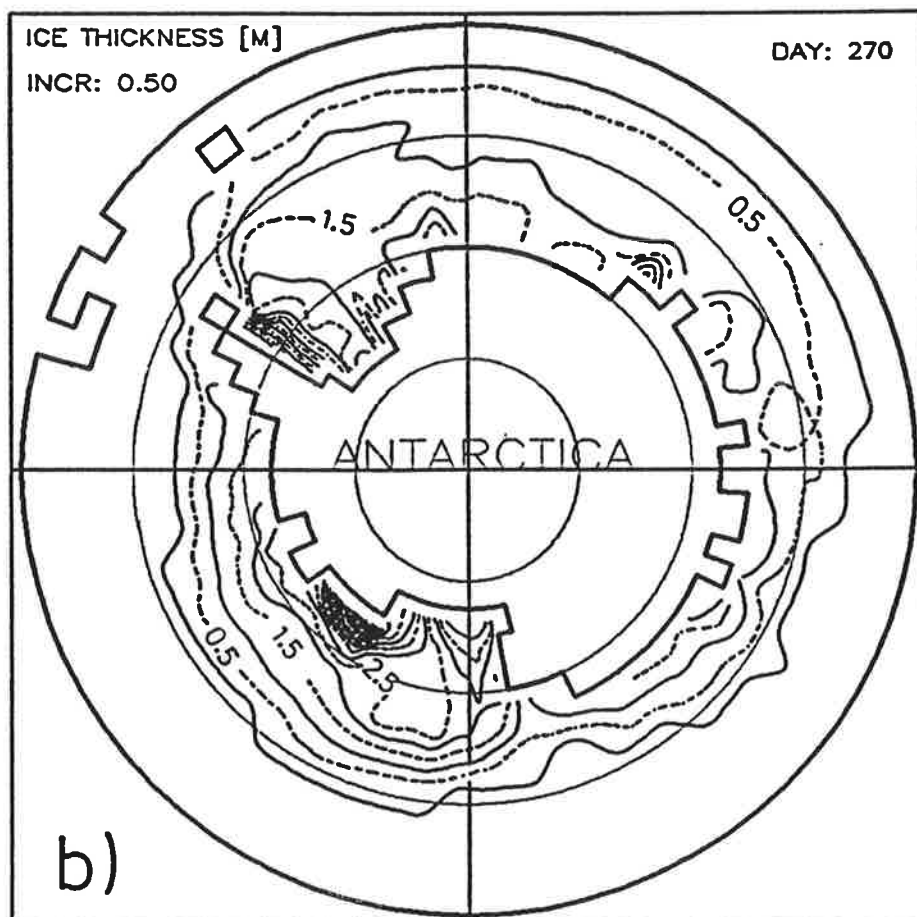
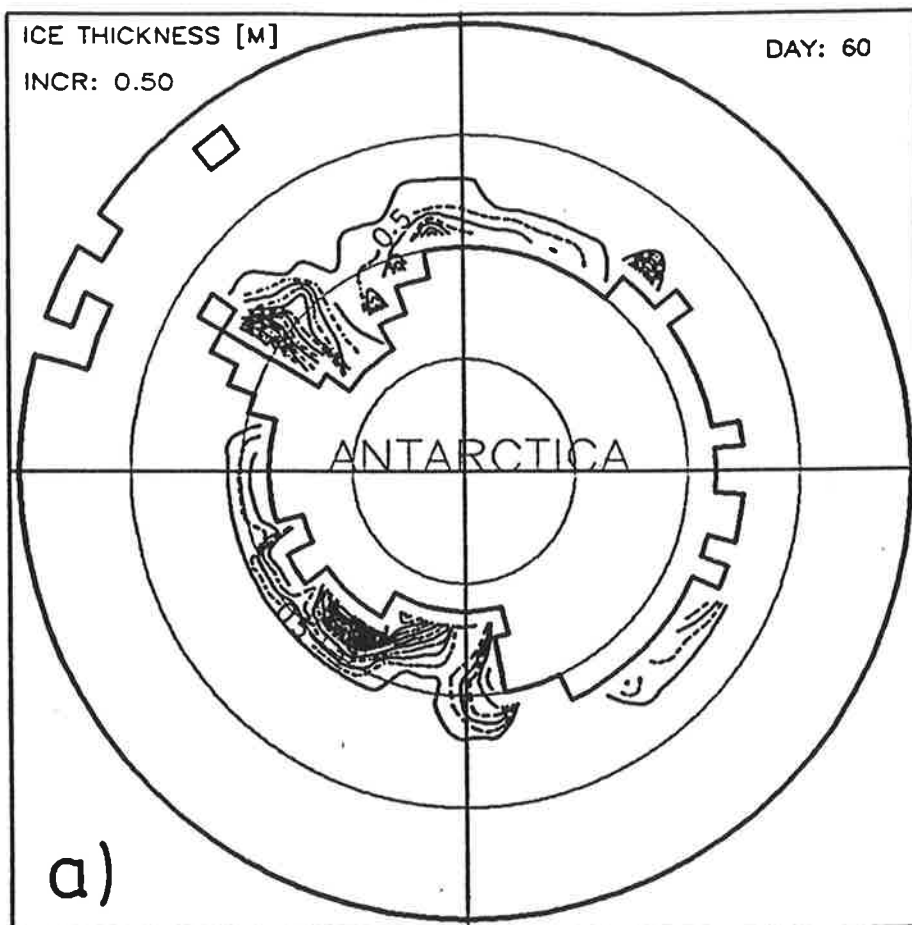


Abb. 4:

Kontouren der Eisdicke des Standardlaufs von Zyklus 4 für den ungefähren Zeitpunkt der minimalen (a) und der maximalen (b) Eisausdehnung.

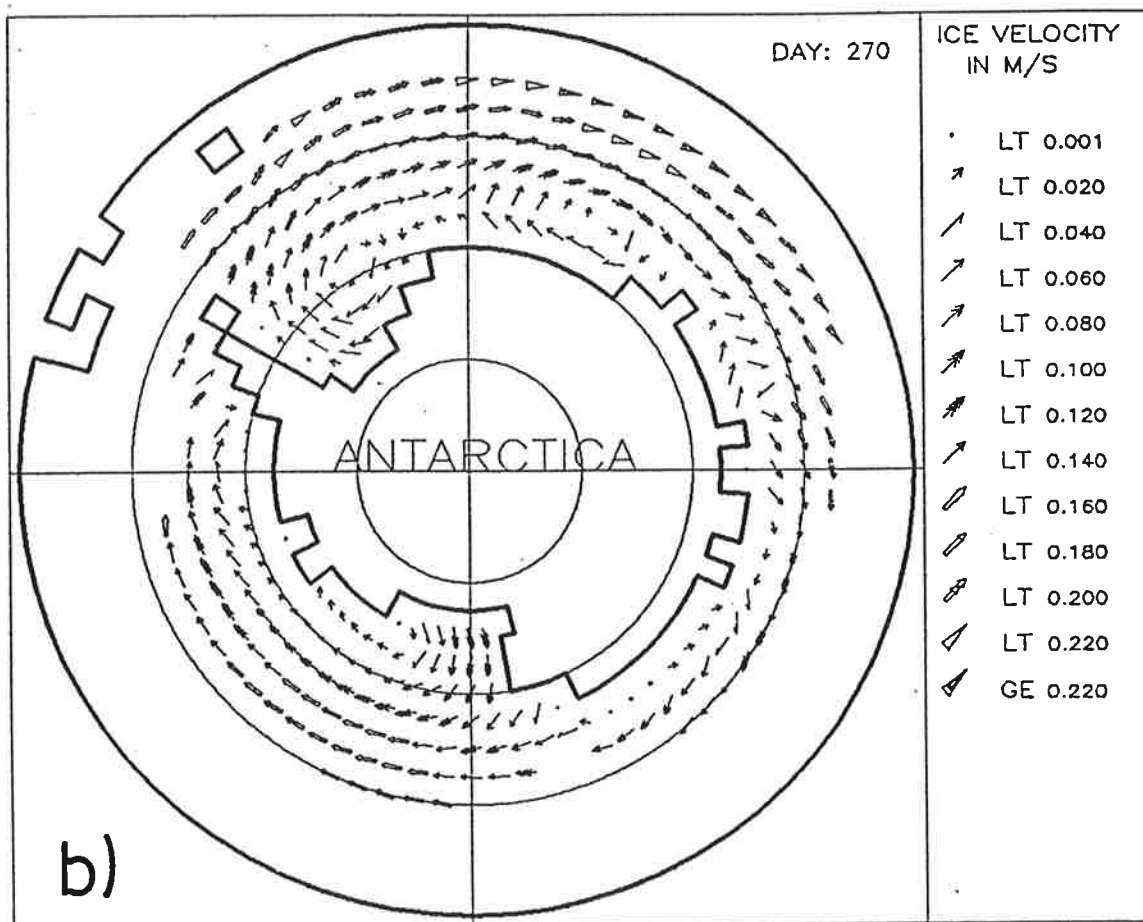
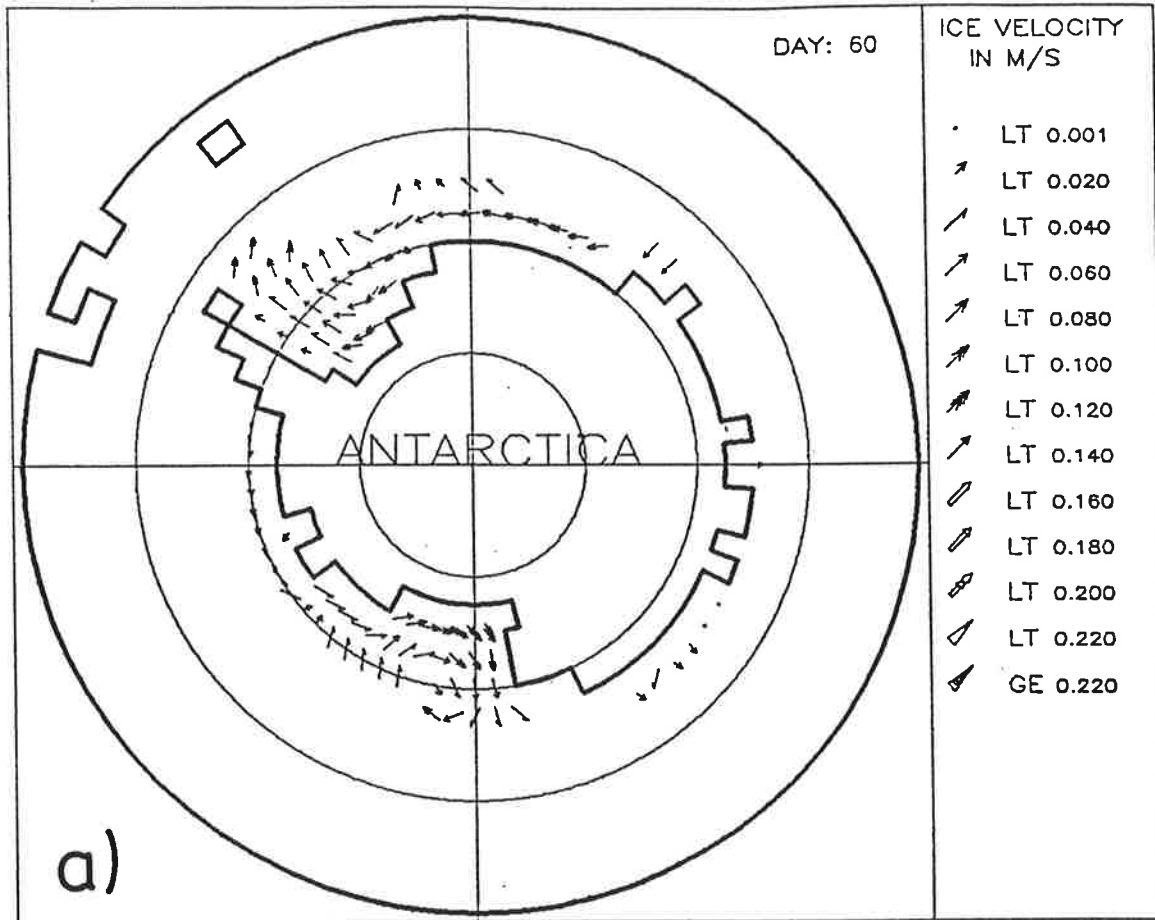
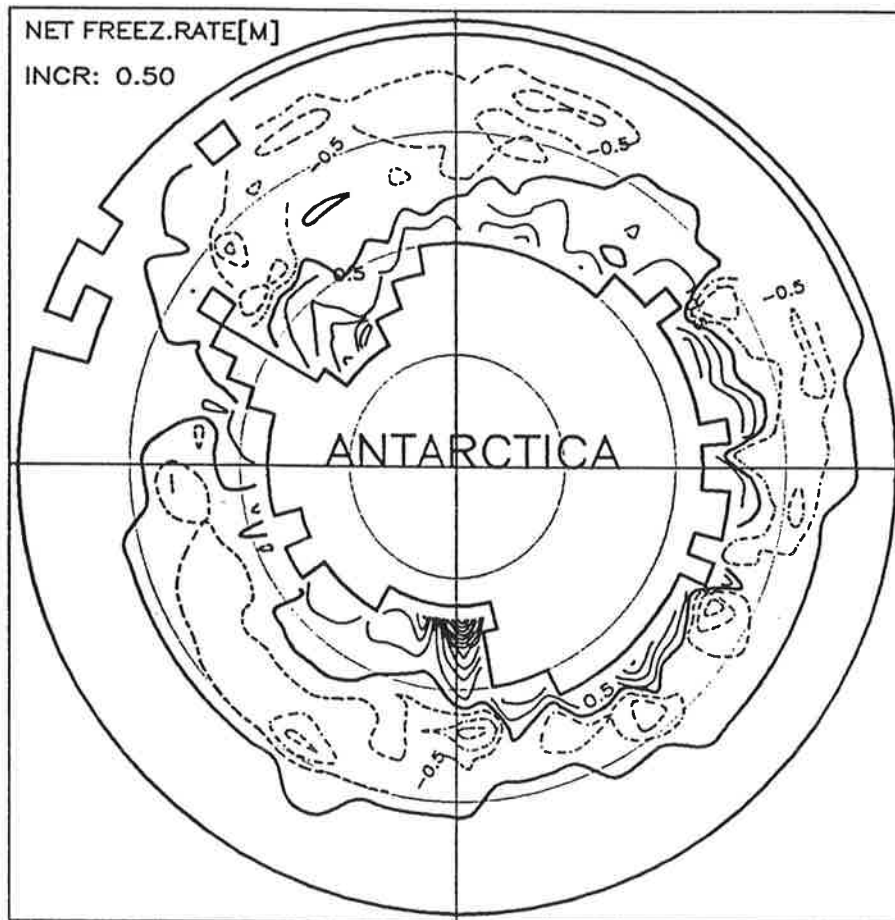


Abb. 5:

Eisgeschwindigkeiten des Standardlaufs von Zyklus 4; ansonsten wie Abb. 4. "LT" und "GE" in der Geschwindigkeitsskala stehen für "kleiner als" bzw. "größer oder gleich".

**Abb. 6:**

Netto-Gefrieraten in äquivalenten Metern Eisdicke für das sechste Simulationsjahr des Standardlaufs von Zyklus 4. Die gestrichelten Linien (negativ) geben mehr Schmelze als Gefrieren an, die dünnen durchgezogenen Linien das Umgekehrte.

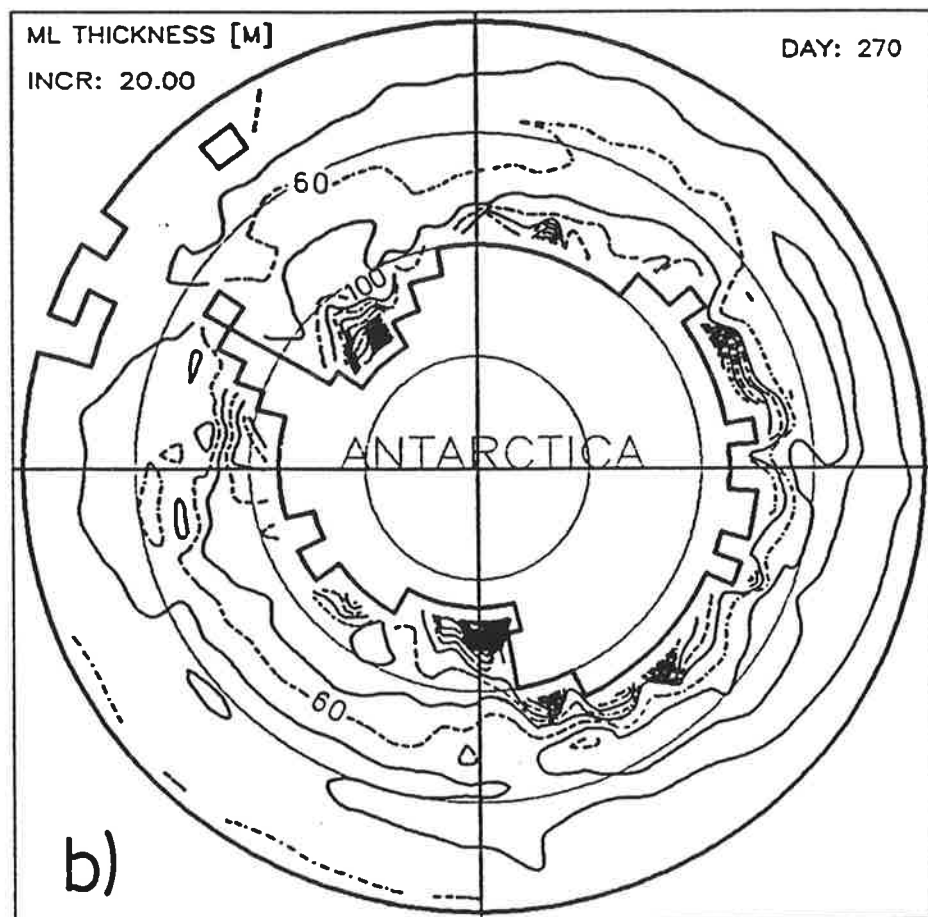
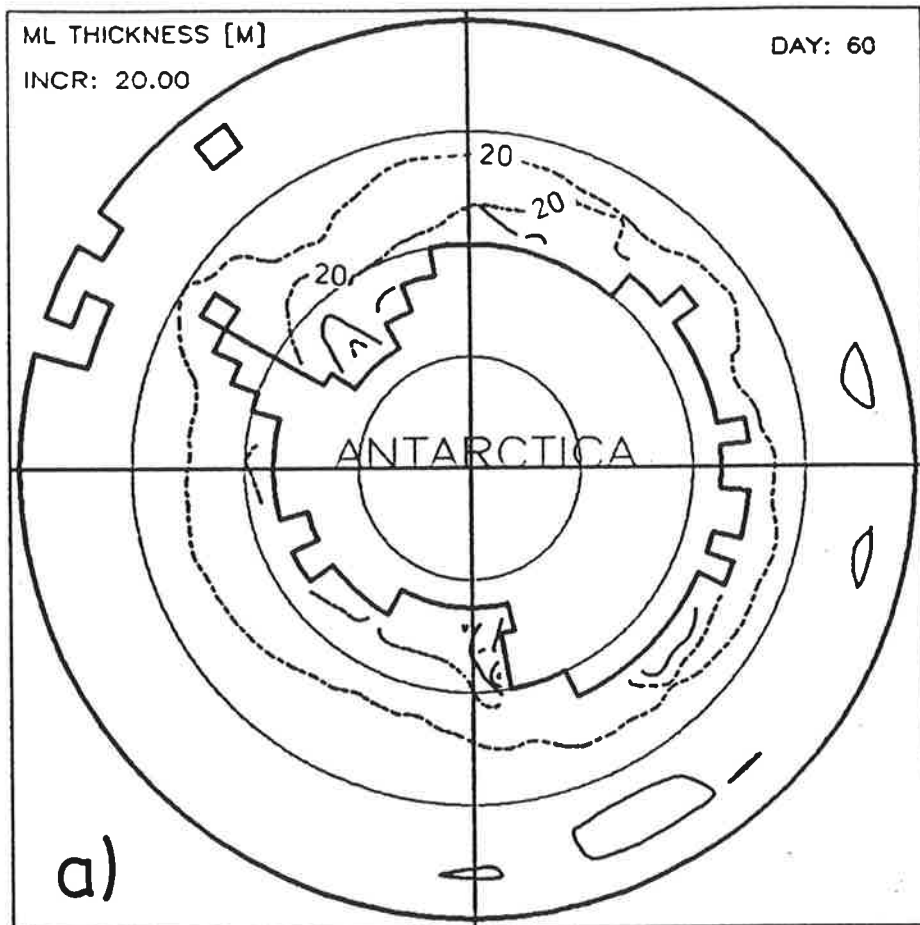
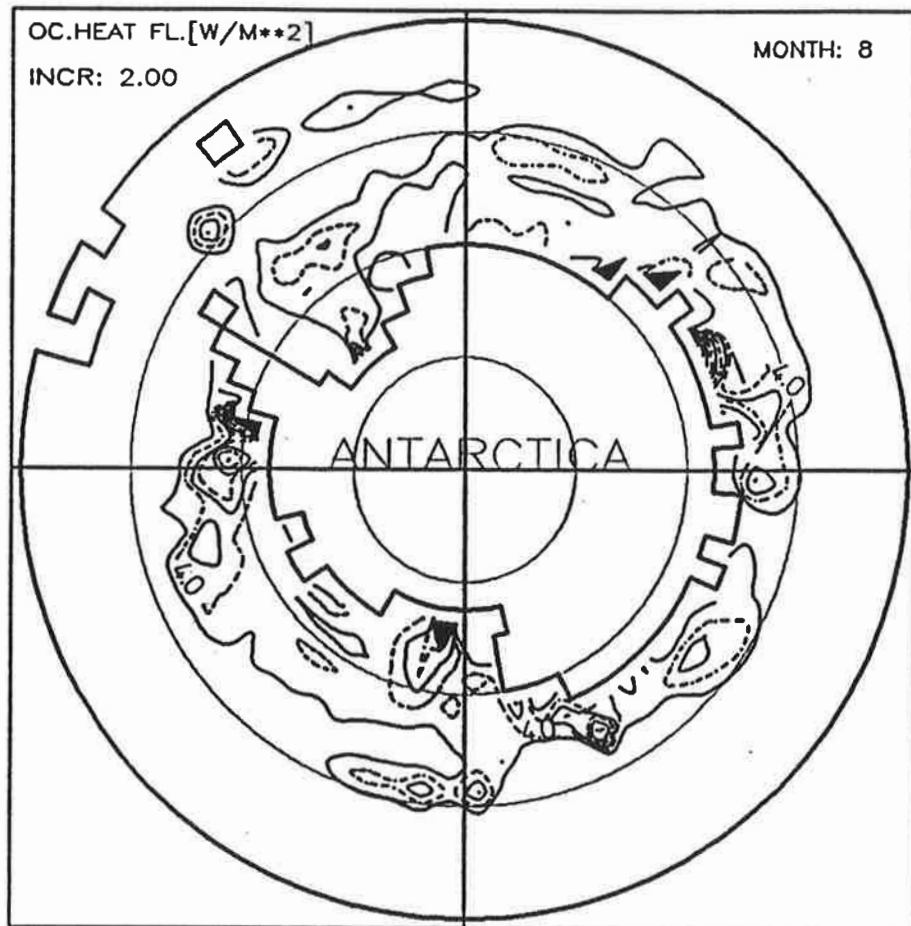


Abb. 7:
Kontouren der ozeanischen Deckschichttiefe; ansonsten wie Abb. 4.

**Abb. 8:**

Kontouren des Monatsmittels des ozeanischen Wärmeflusses des Standardlaufs von Zyklus 4 für August. Das Kontourlinienminimum beträgt 2 W/m^2 .

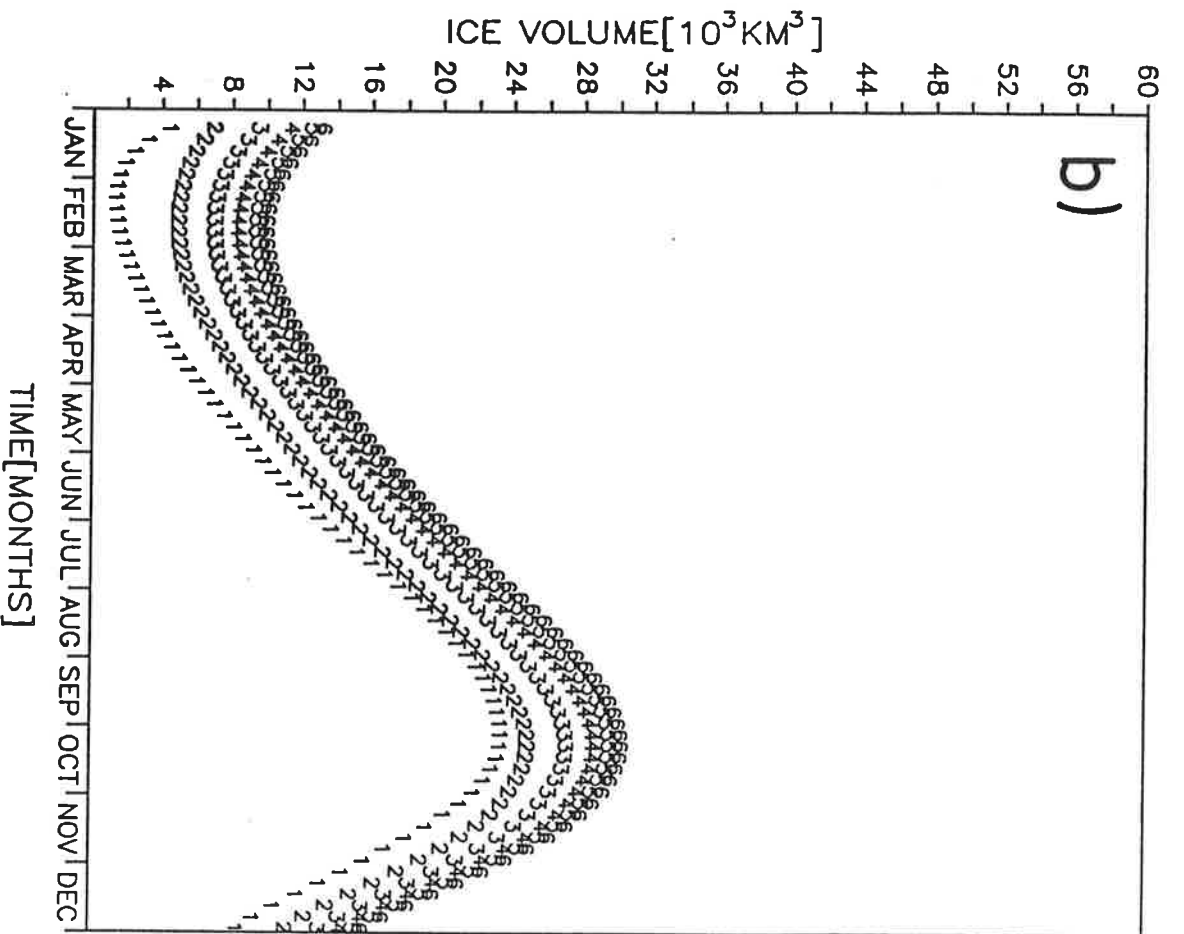
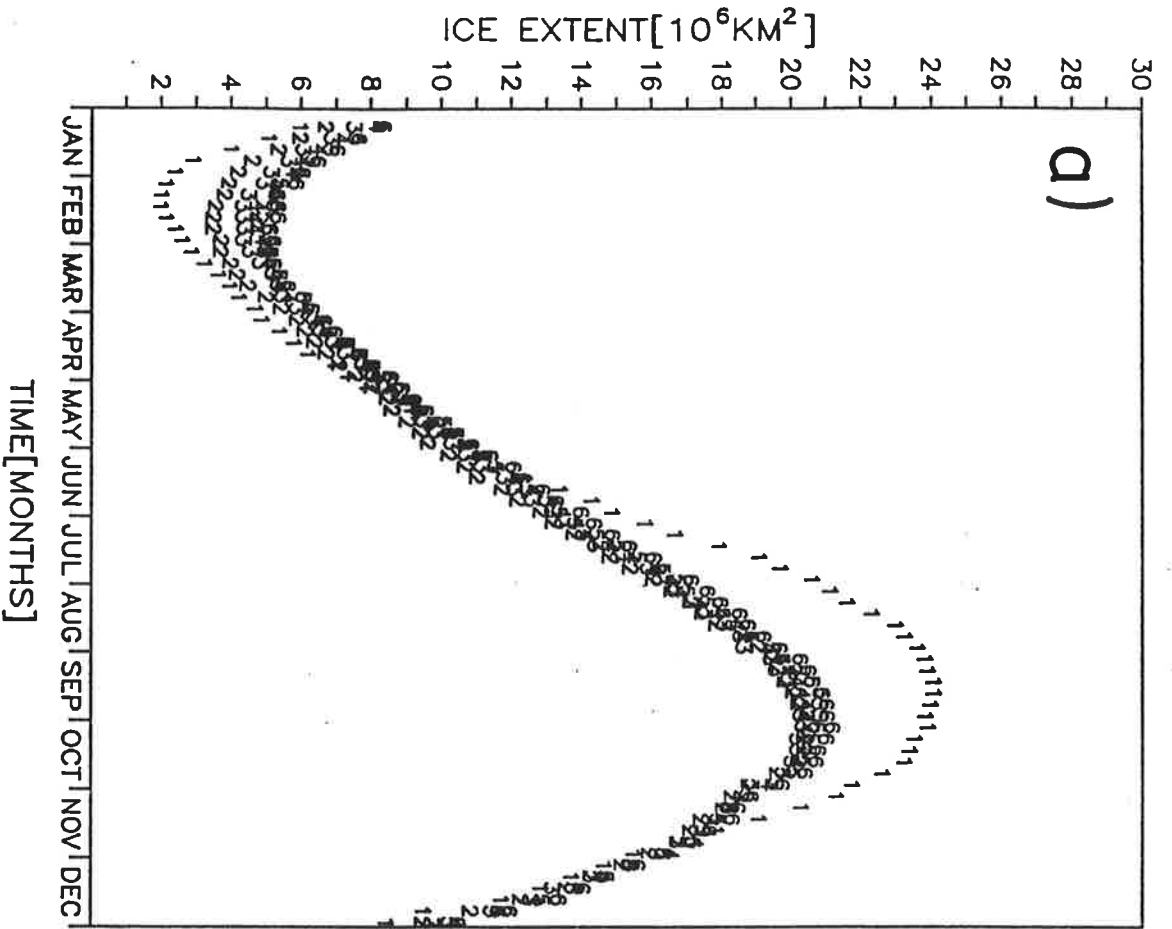


Abb. 9:

Jahresgänge der Eisausdehnung (a) und des Eisvolumens (b) für sechs aufeinanderfolgende Simulationsjahre des Standardlaufs von Zyklus 4, beginnend mit den Standard-Anfangsbedingungen.

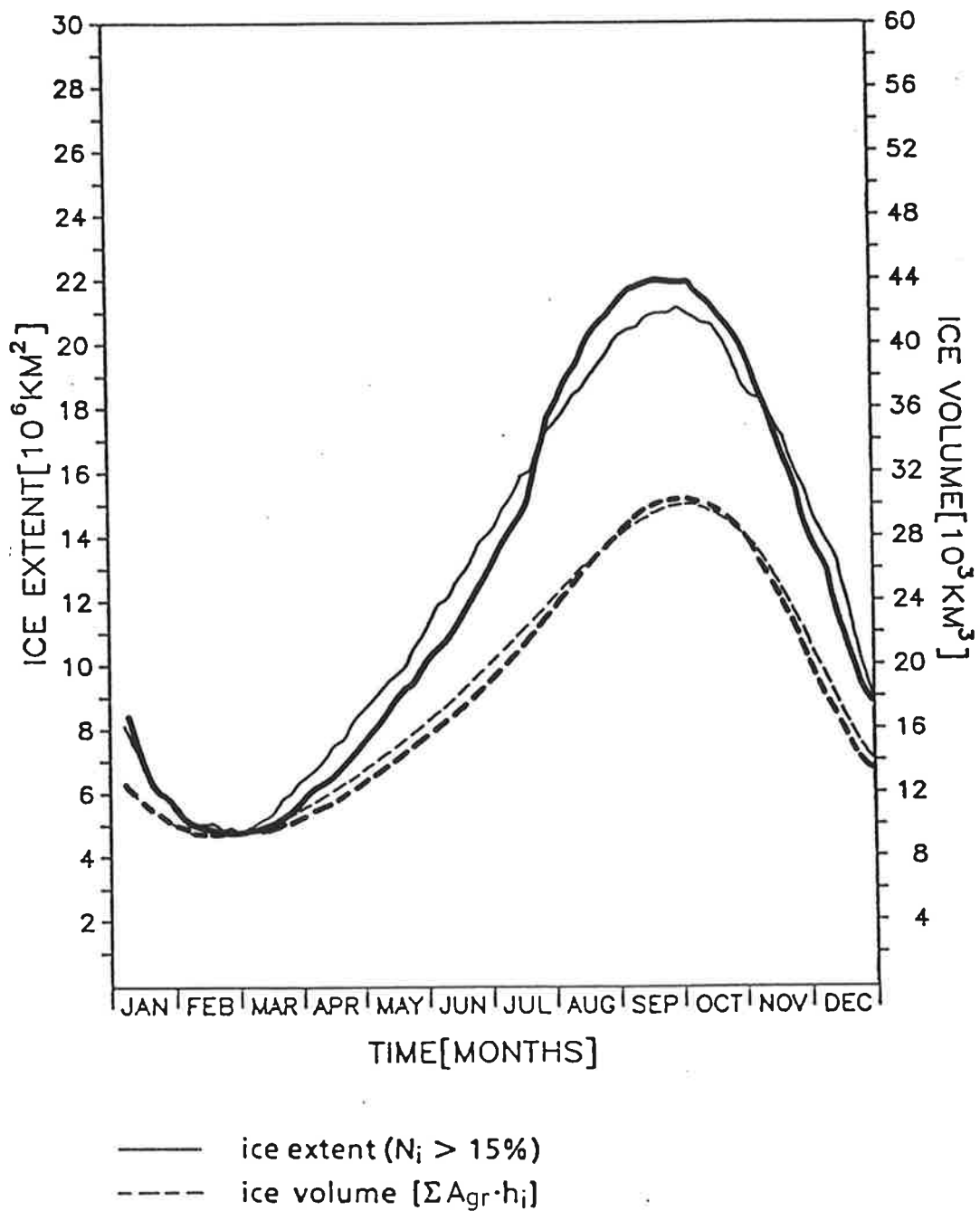


Abb. 10:

Jahresgänge der Eisausdehnung und des Eisvolumens eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 4 mit einer konstanten ozeanischen Deckschichttiefe (dicke Kurven) und des entsprechenden Standardexperiments (dünne Kurven).

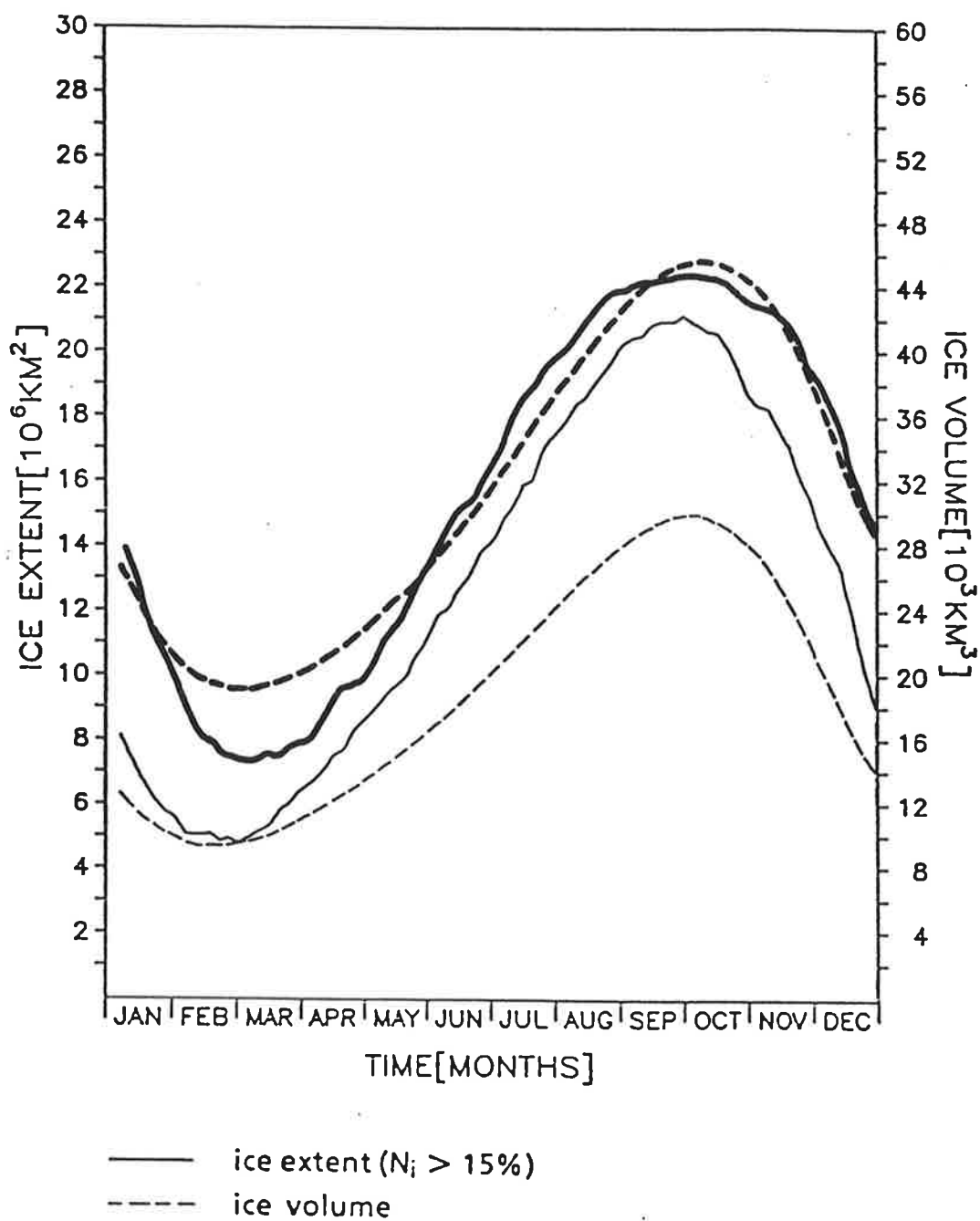


Abb. 11:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs ohne Schnee (dicke Kurven);
ansonsten wie Abb. 10.

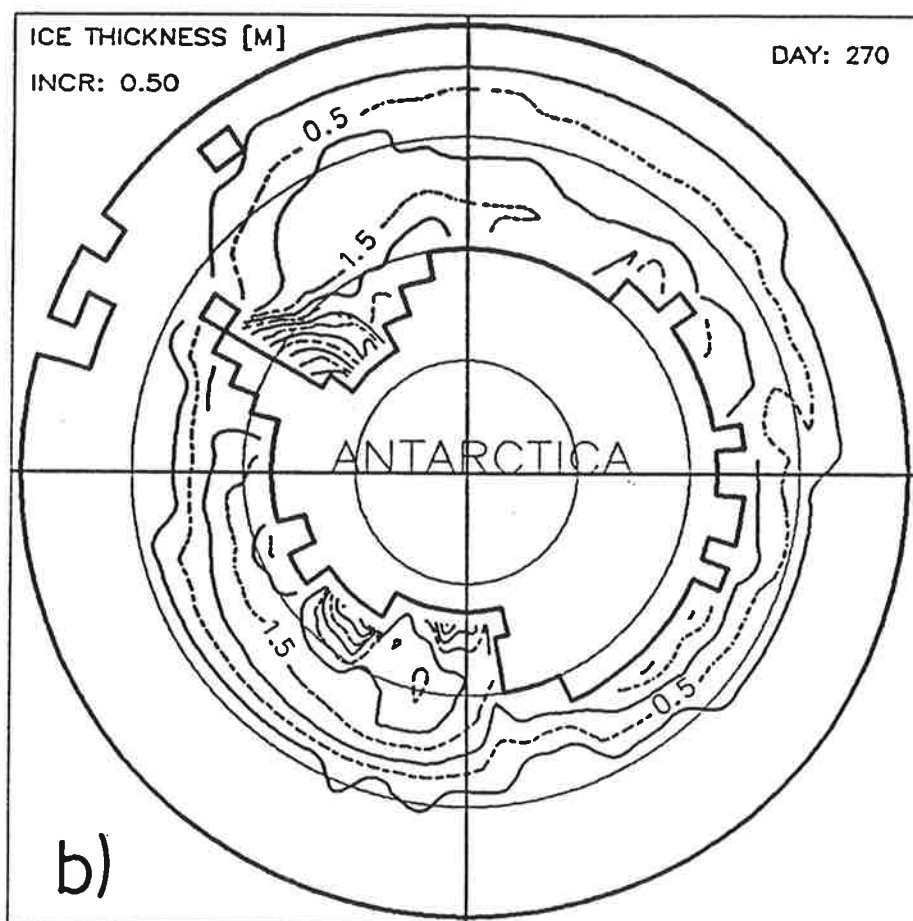
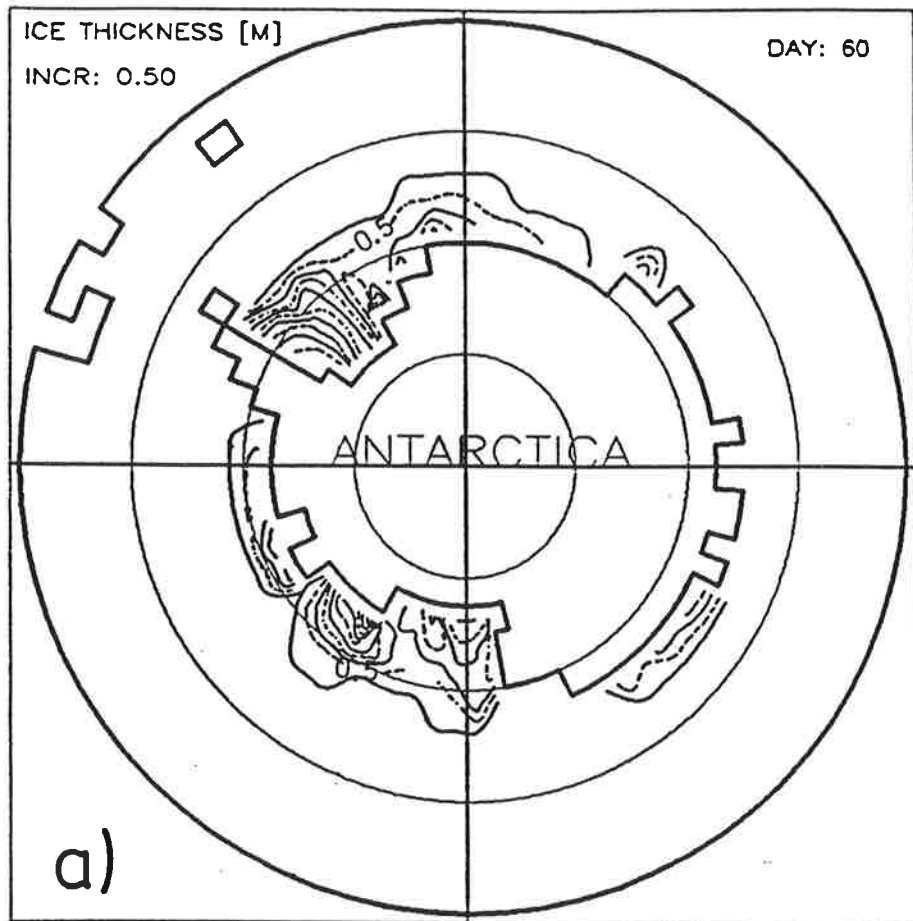


Abb. 12:
Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit höherer Eisfestigkeit;
ansonsten wie Abb. 4.

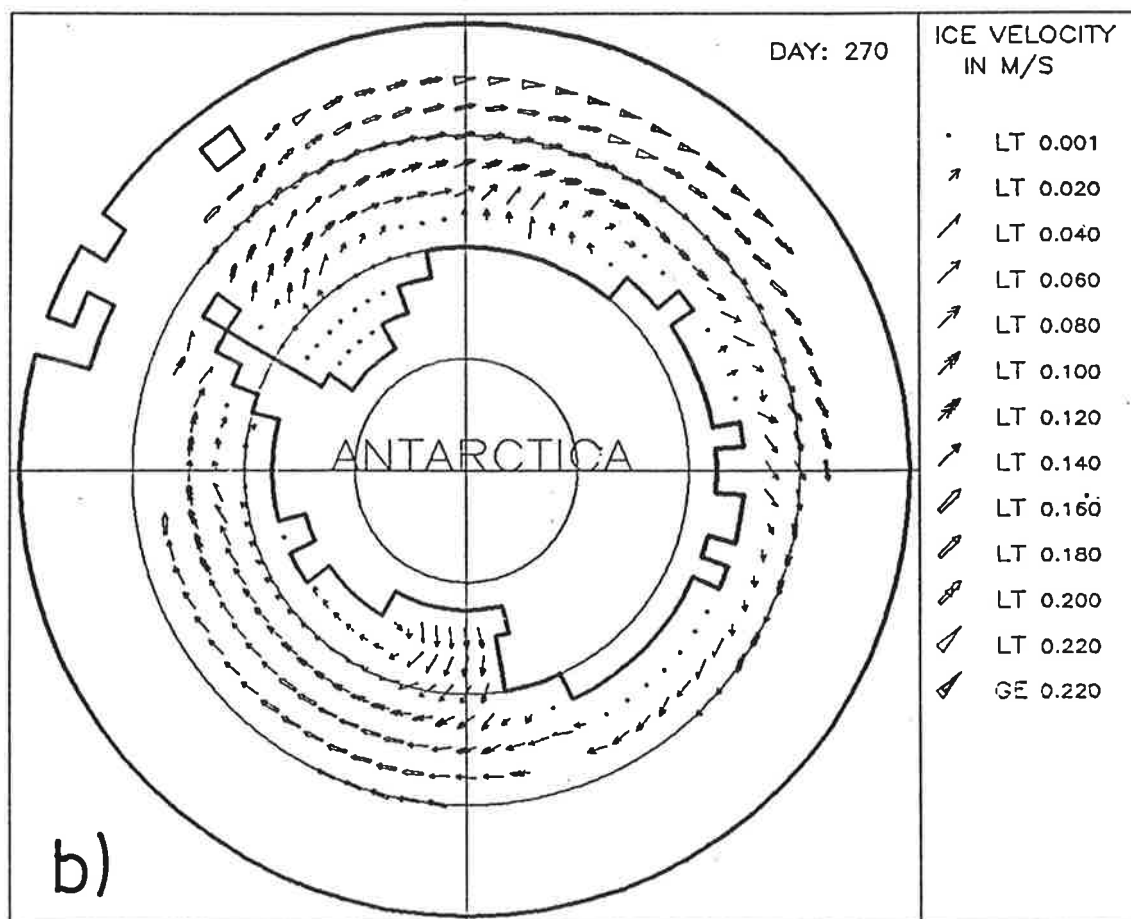
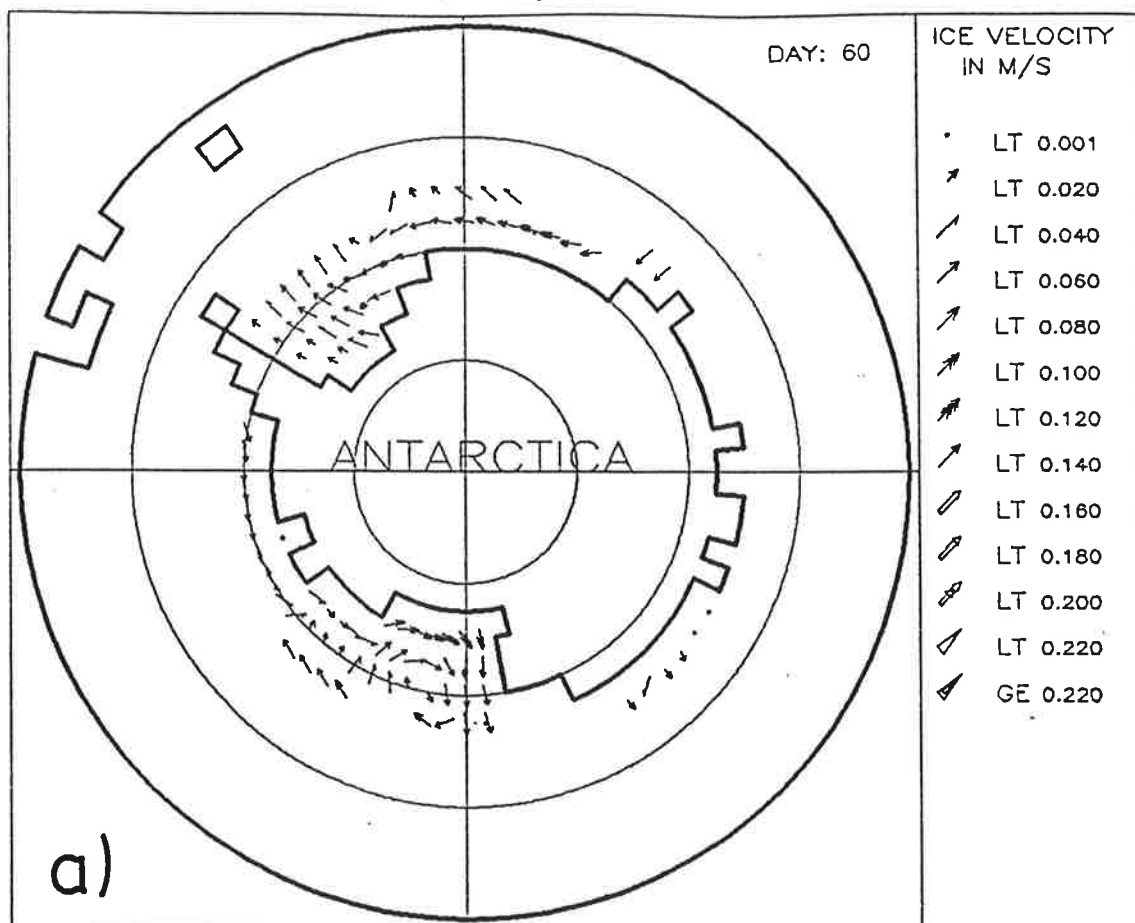


Abb. 13:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit höherer Eisfestigkeit;
ansonsten wie Abb. 5.

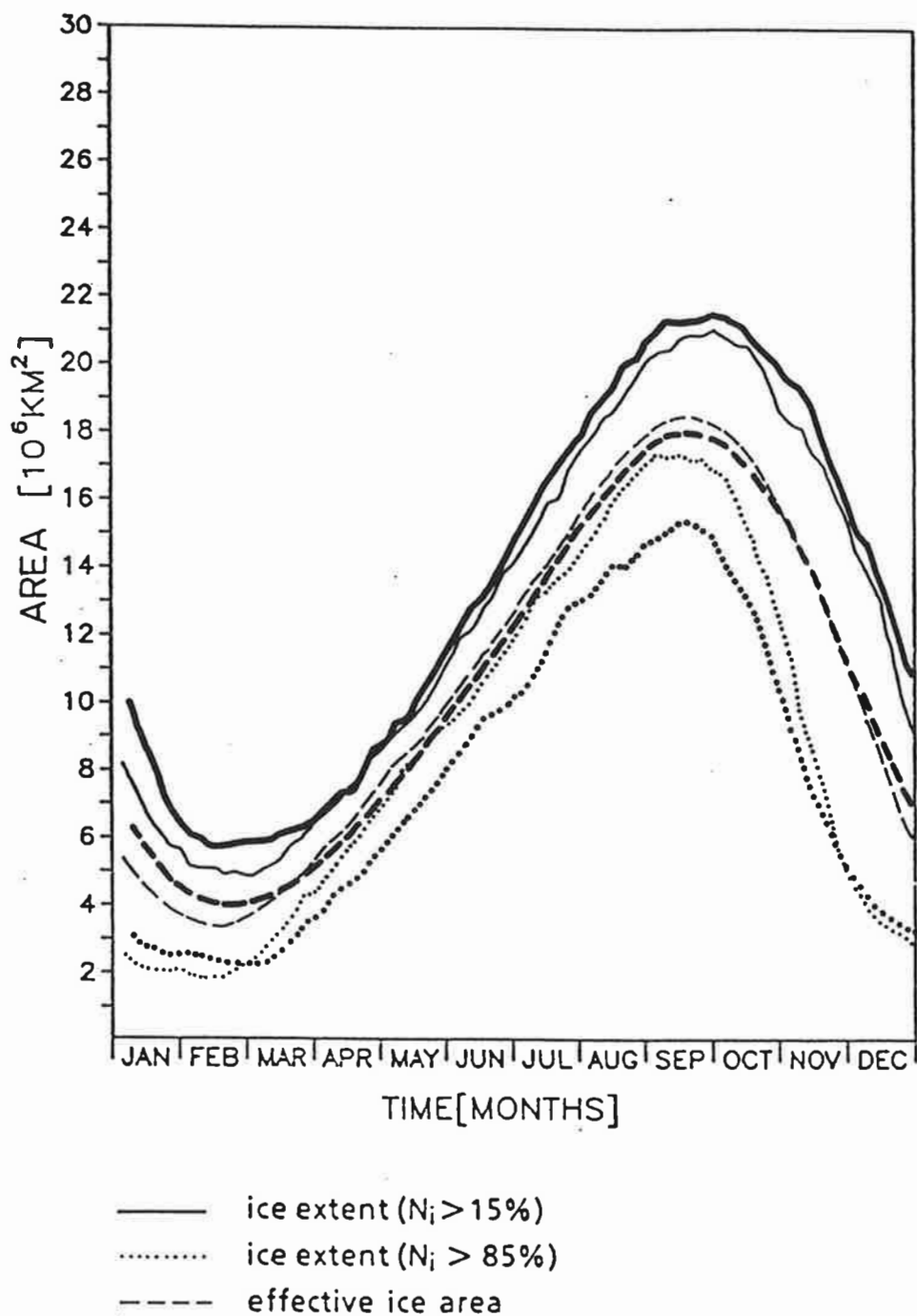


Abb. 14:

Jahresgänge der Eisausdehnungen und der effektiven Eisfläche eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 4 mit langsamerem Schließen von Rinnen (dicke Kurven) und des entsprechenden Standardexperiments (dünne Kurven).

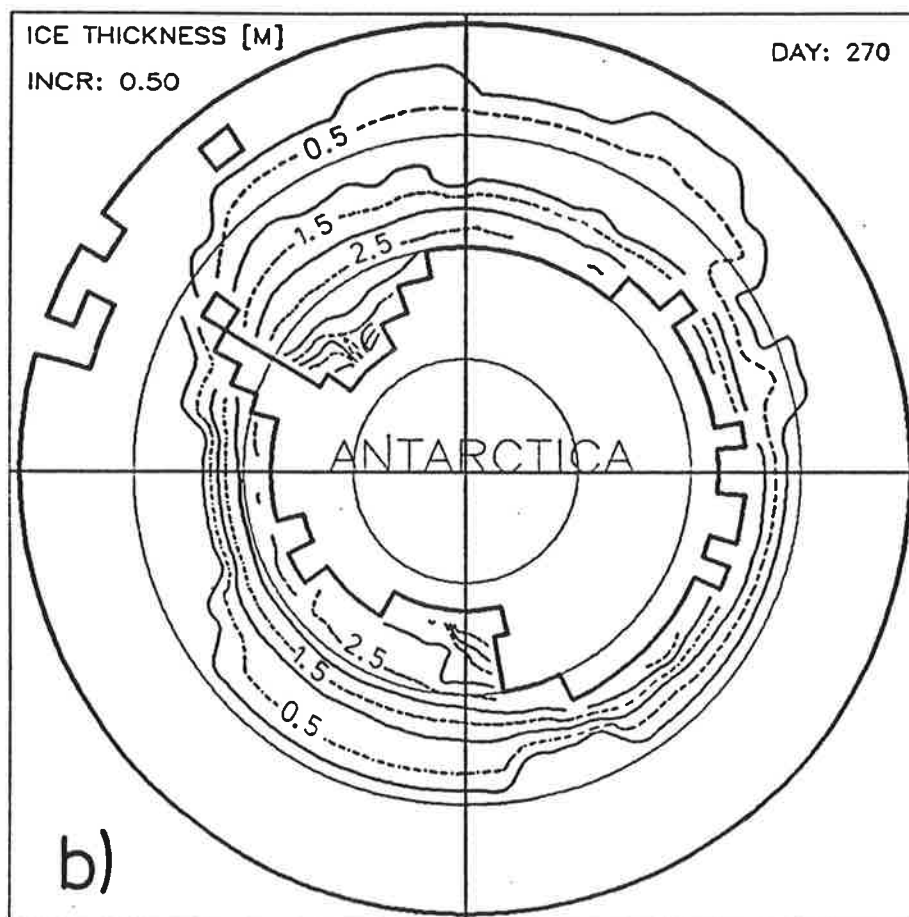
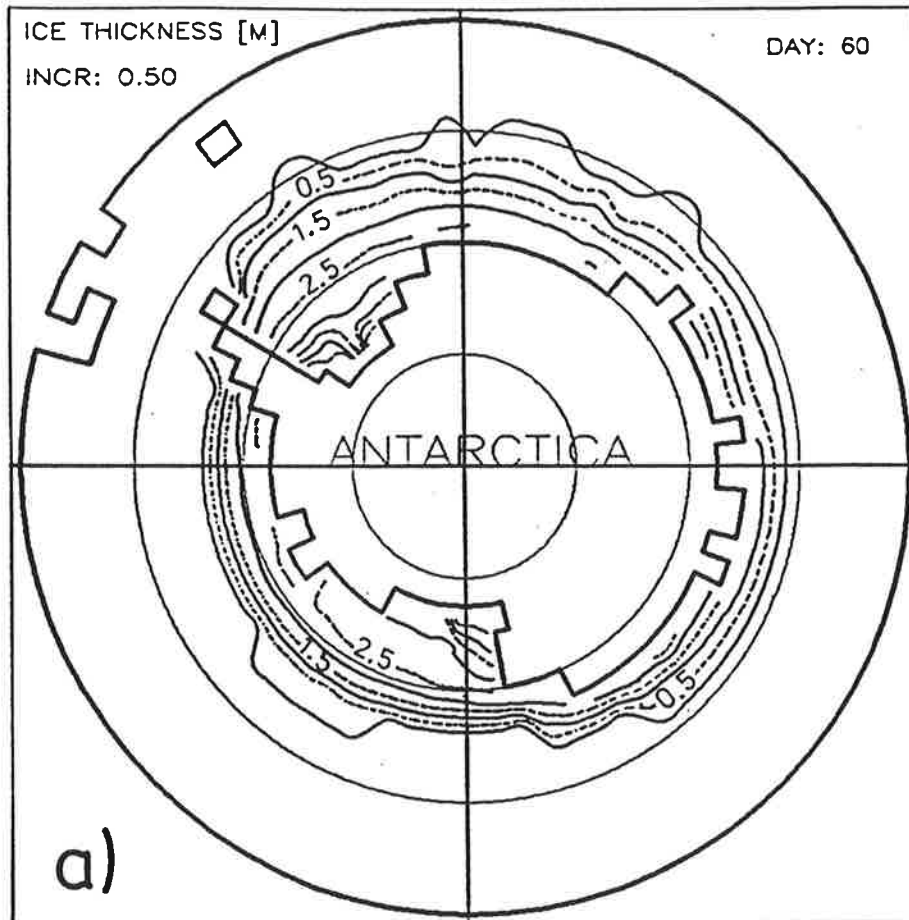


Abb. 15:
Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs ohne Eisadvektion; ansonsten wie Abb. 4.

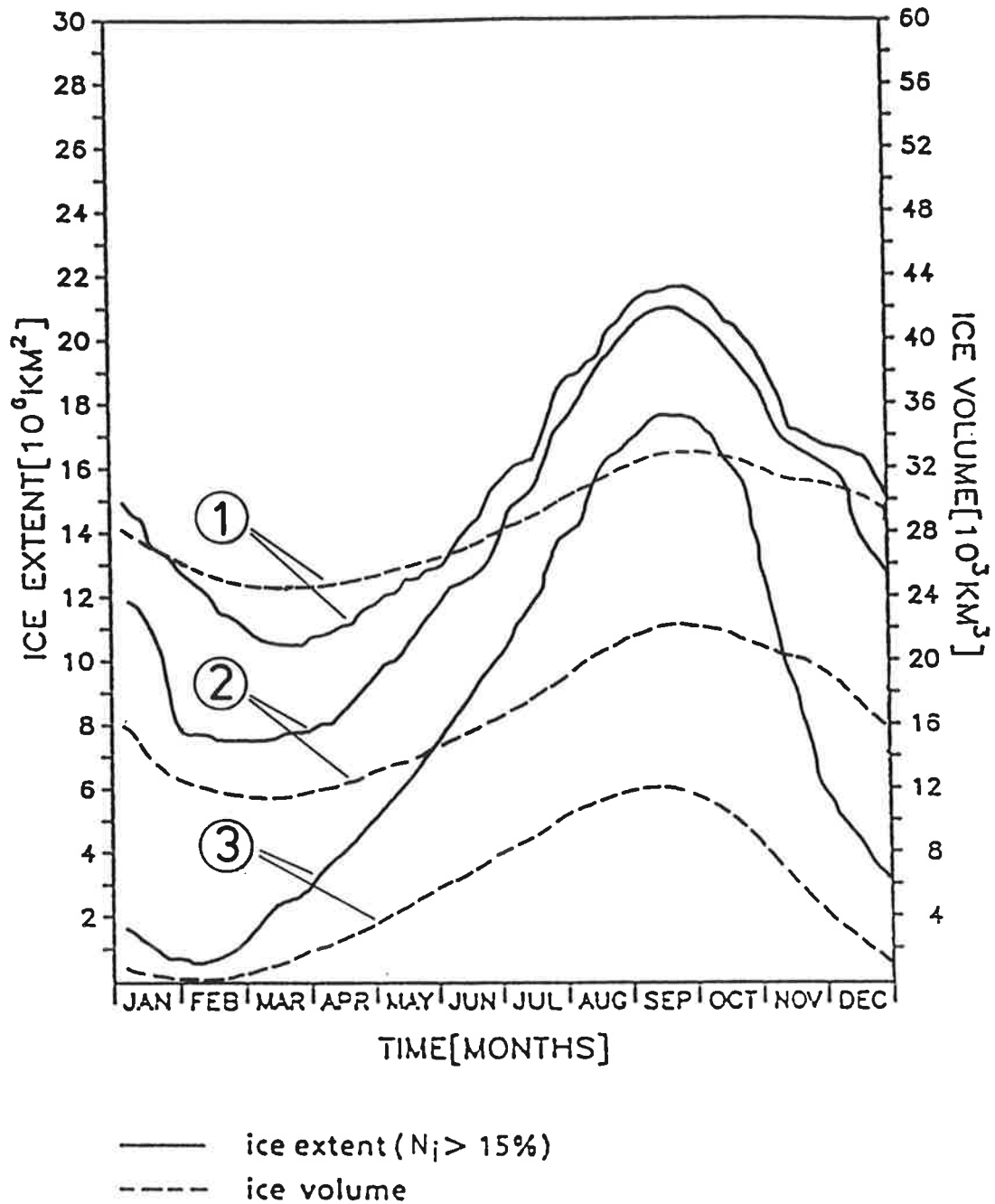


Abb. 16:

Jahresgänge der Eisausdehnung und des Eisvolumens eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 4 ohne Eisadvektion und mit konstanter ozeanischer Deckschichttiefe für drei unterschiedlich spezifizierte, konstante ozeanische Wärmeflüsse: 1.): 0.5 W/m^2 , 2.): 3.1 W/m^2 und 3.): 20.0 W/m^2 .

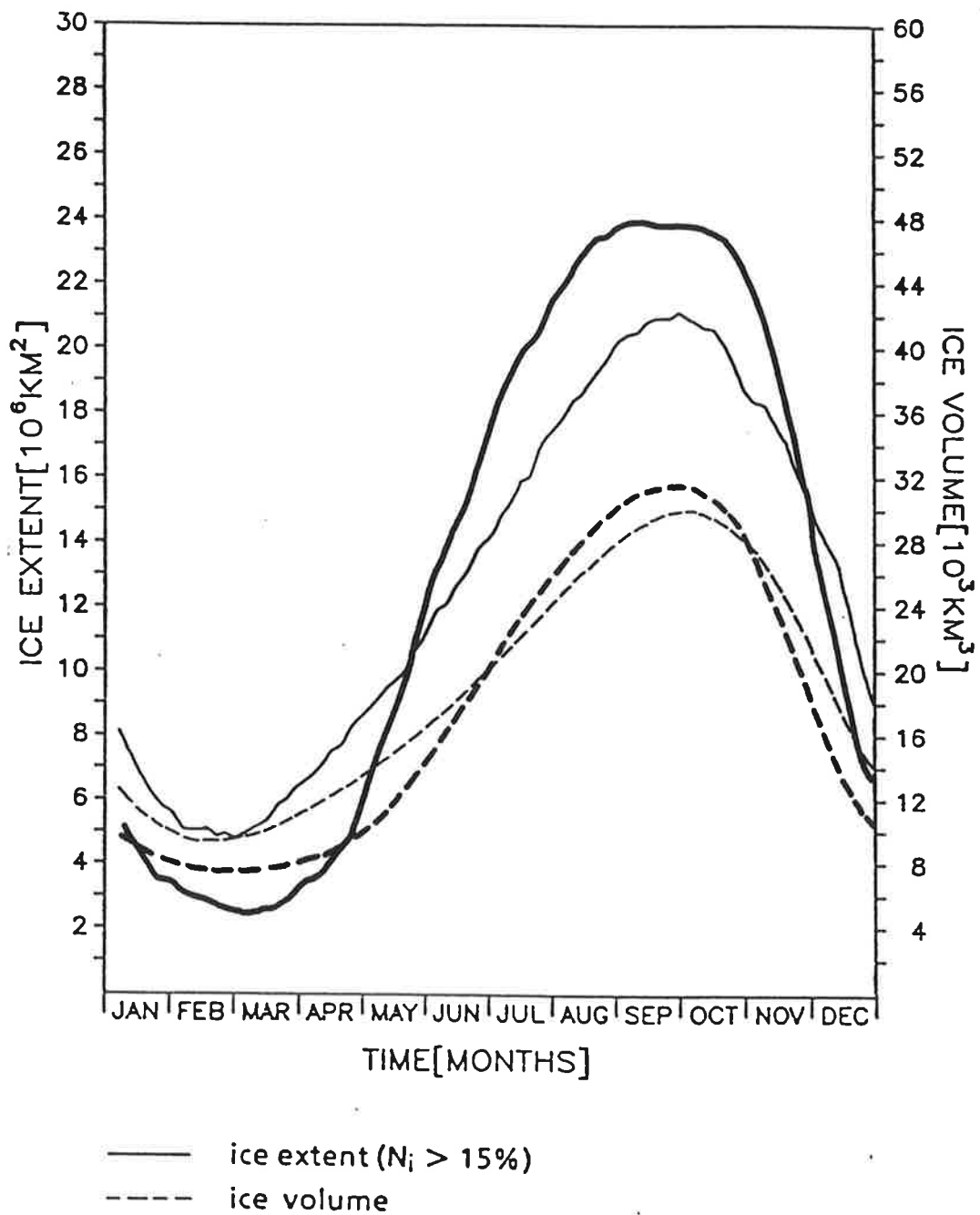


Abb. 17:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Windantrieb von Hellerman und Rosenstein (1983); ansonsten wie Abb. 10.

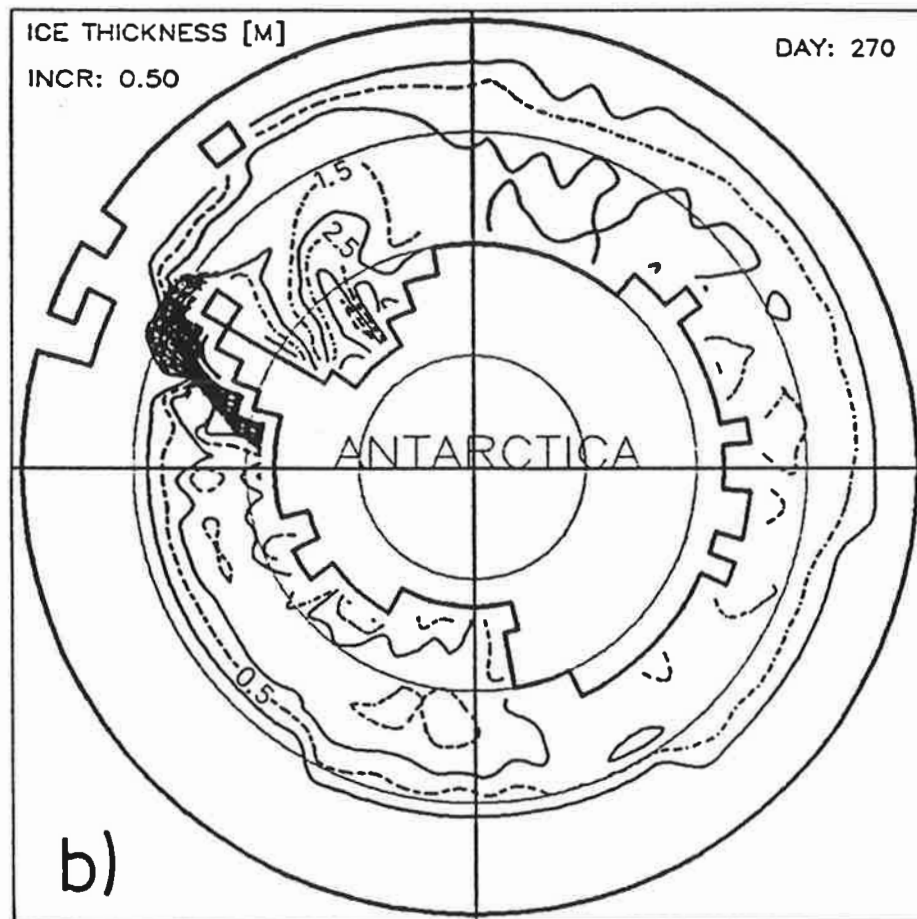
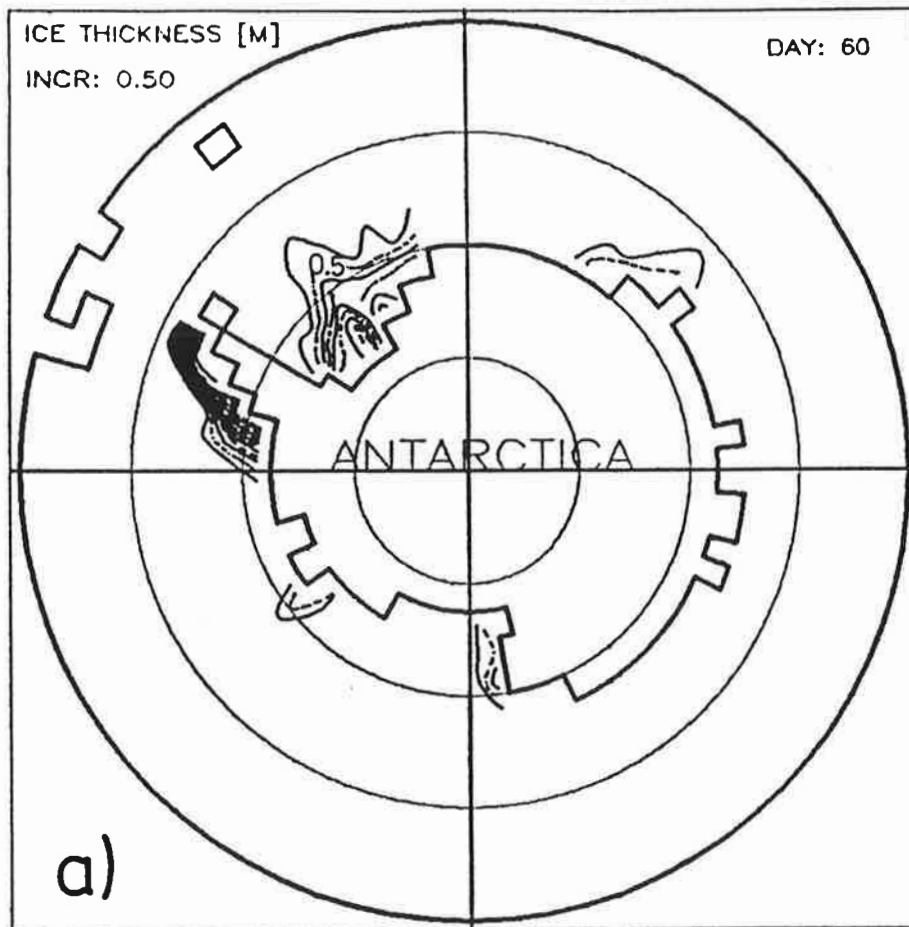


Abb. 18:
Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Windantrieb von Hellerman und Rosenstein (1983); ansonsten wie Abb. 4.

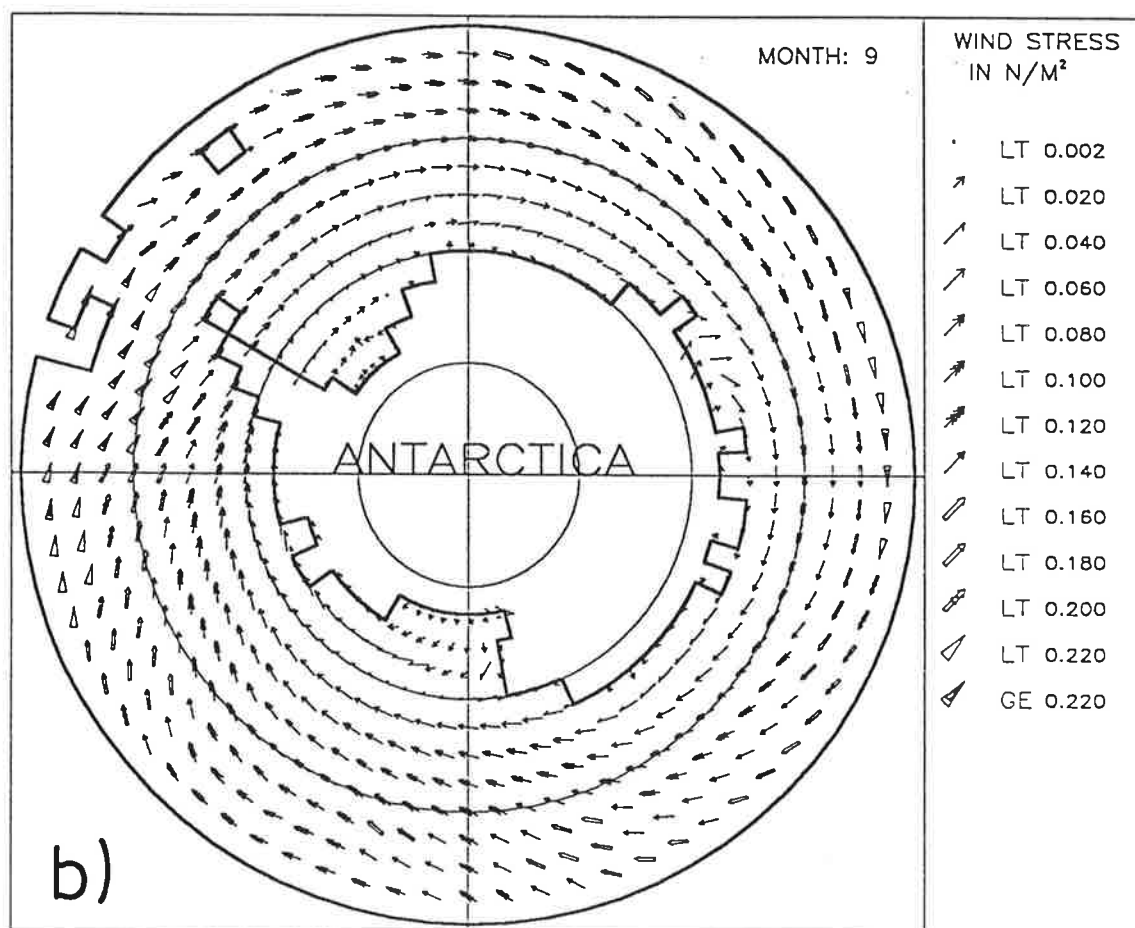
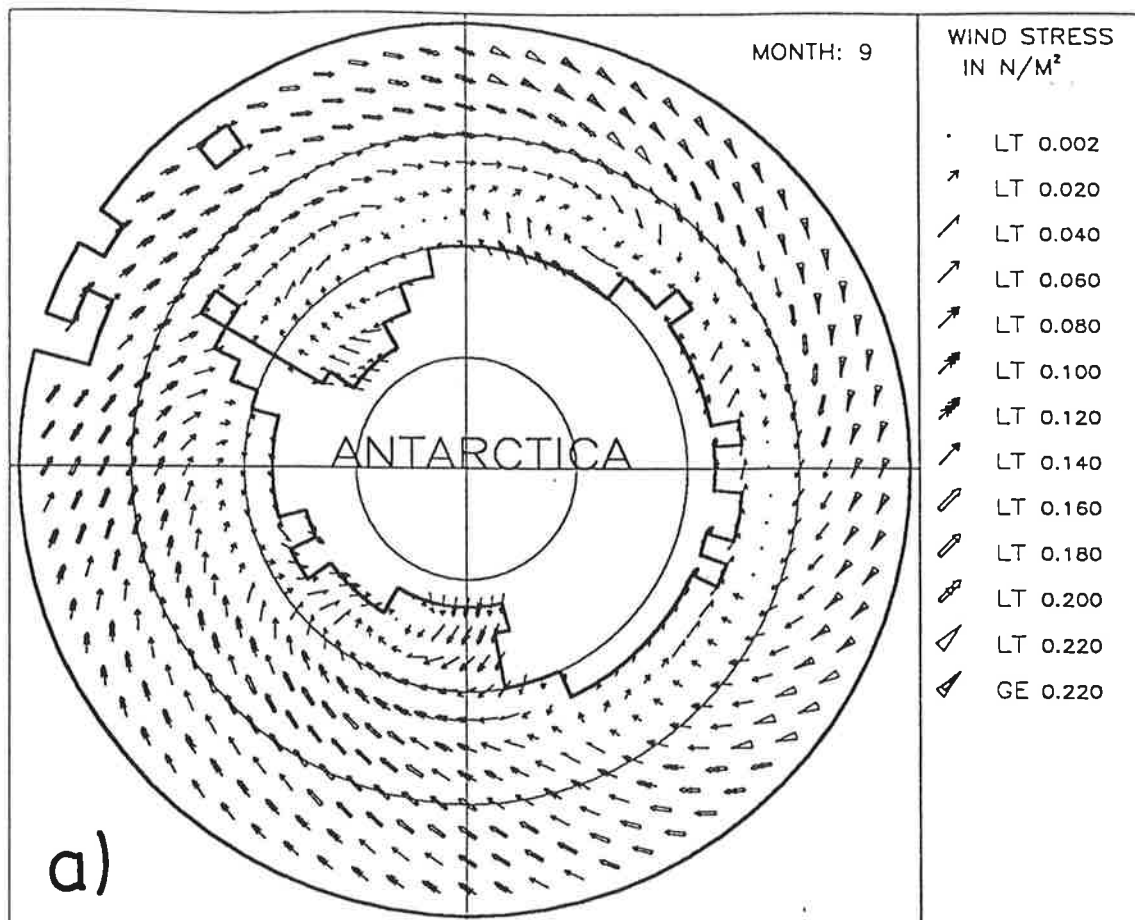


Abb. 19:

Mittlerer Windstreß für September abgeleitet aus den geostrophischen Winden von Taljaard et al. (1969) (a) und den Windstreßdaten von Hellerman und Rosenstein (1983) (b), beides interpoliert auf das Modellgitter.

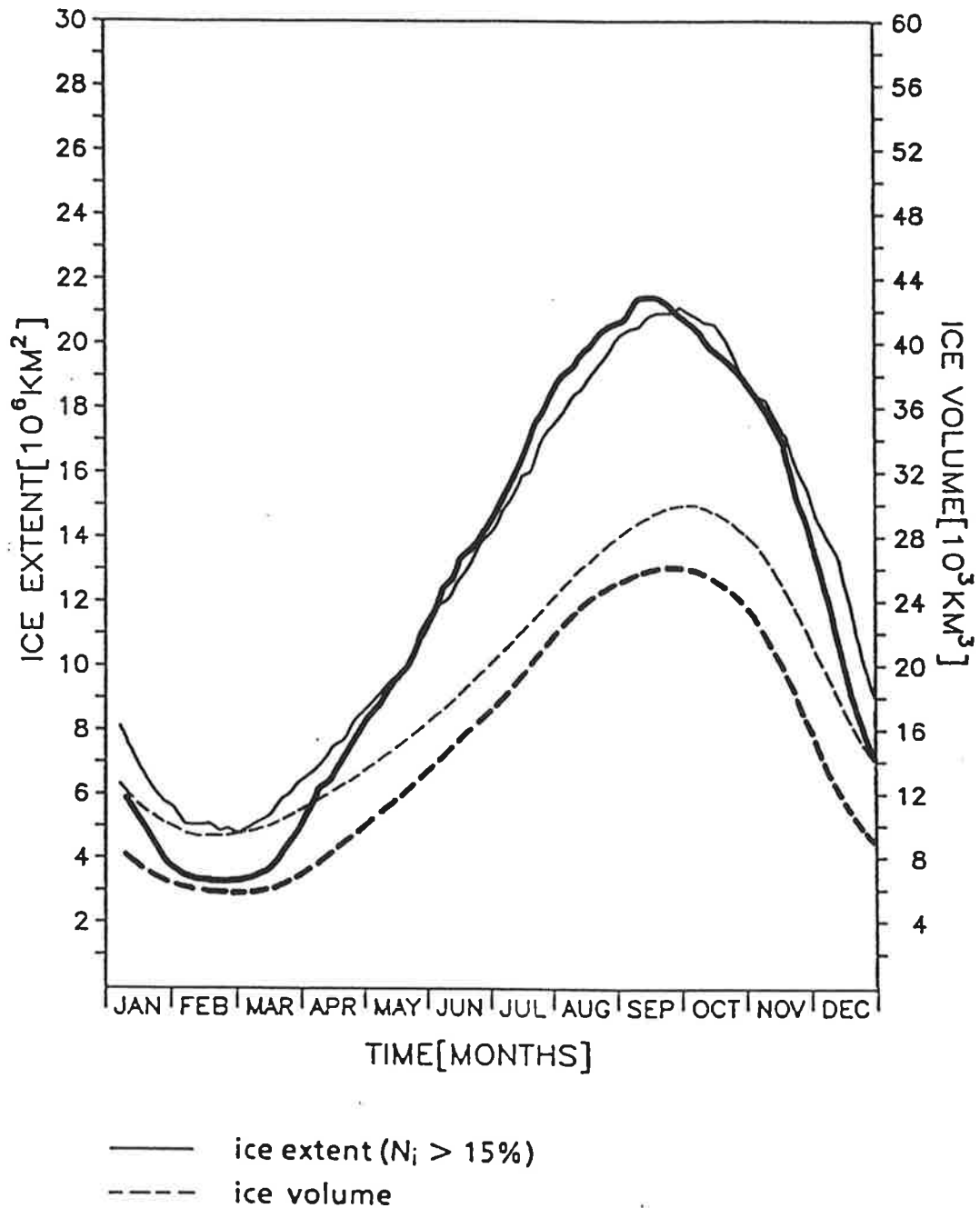


Abb. 20:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Lufttemperaturantrieb von Oort (1983); ansonsten wie Abb. 10.

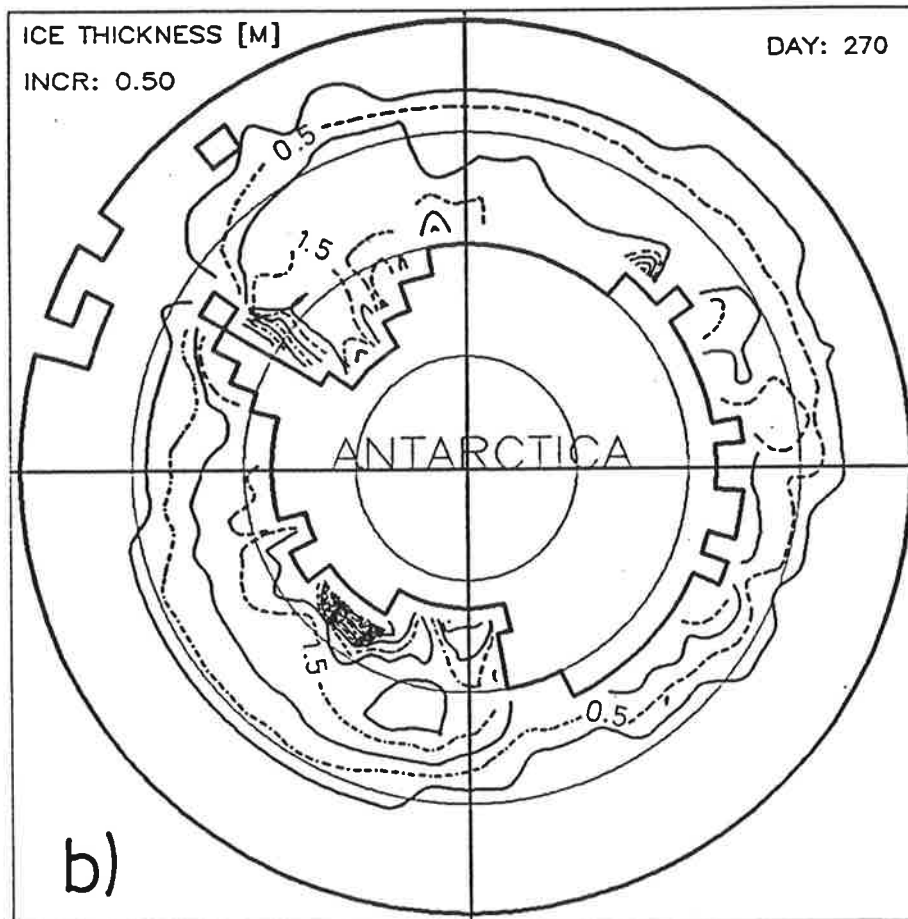
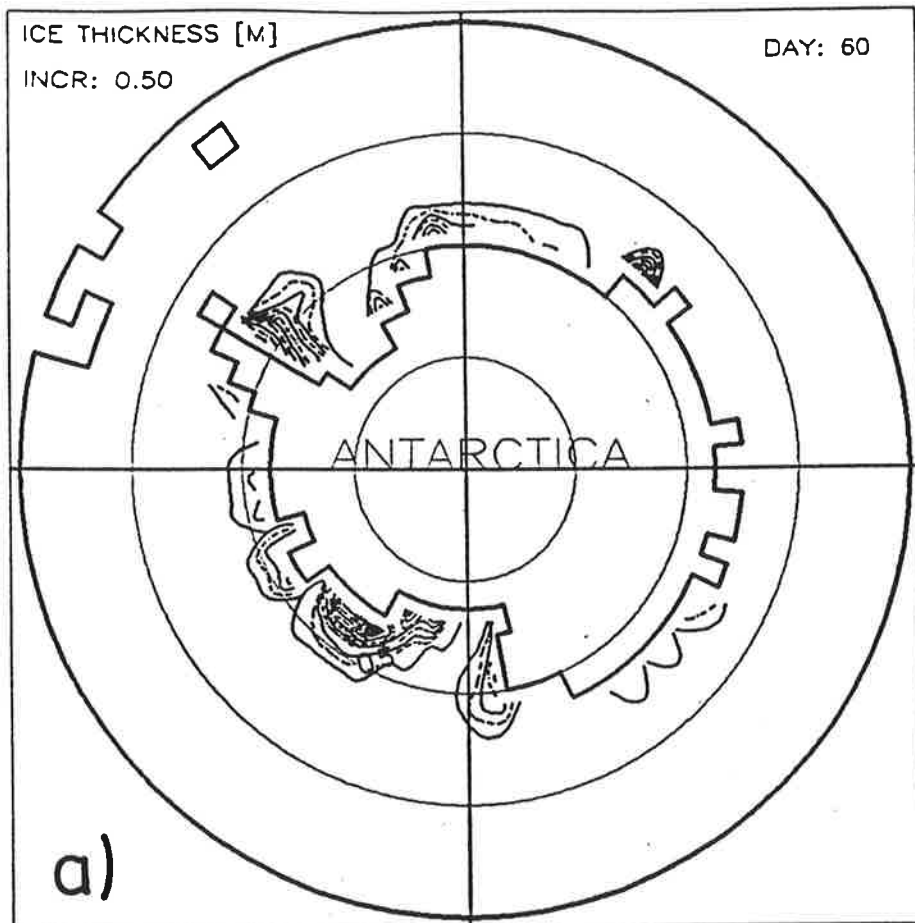


Abb. 21:
Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Lufttemperaturantrieb von Oort (1983); ansonsten wie Abb. 4.

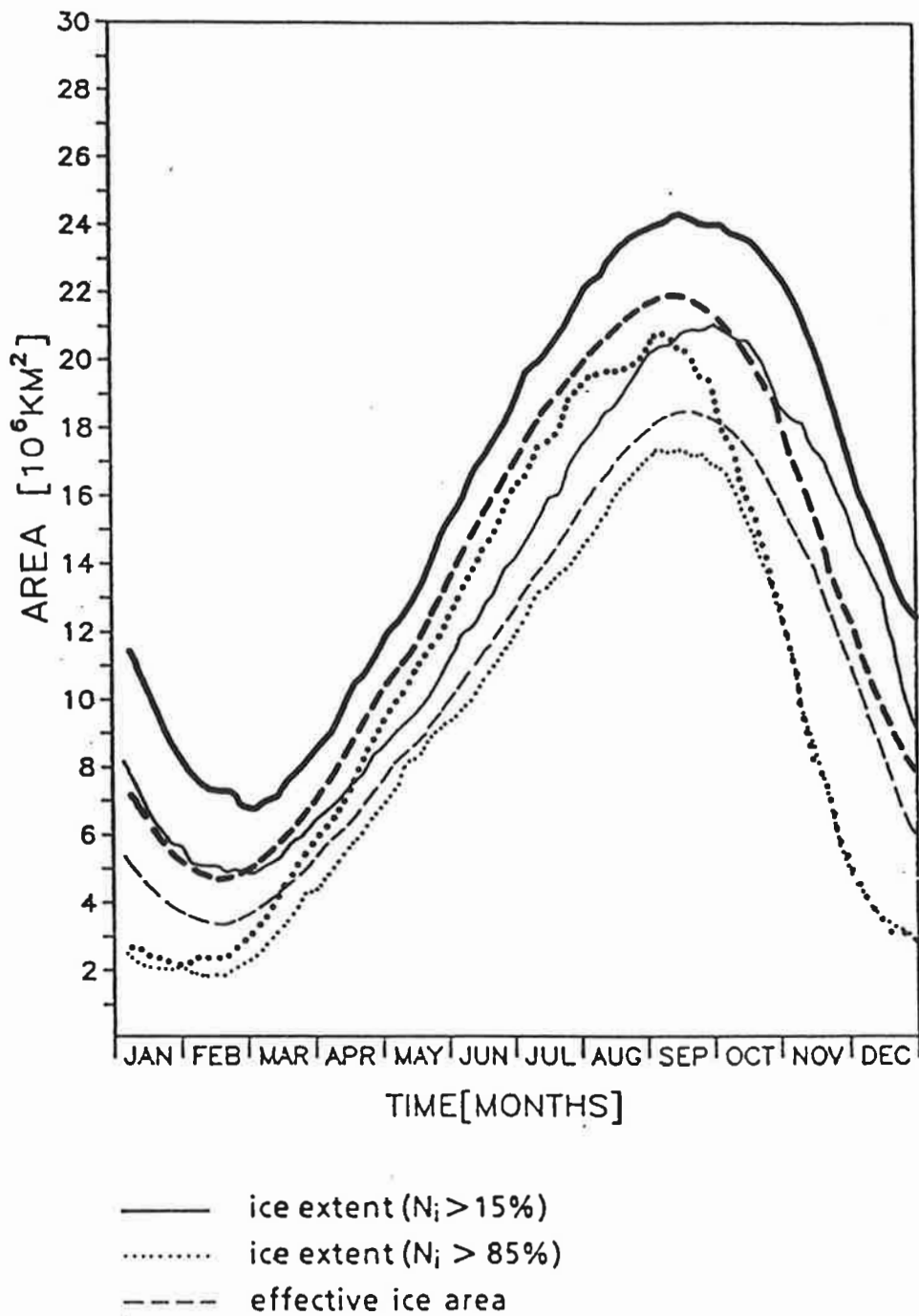


Abb. 22:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit stochastisch variierendem Windantrieb angewendet sowohl auf den dynamischen als auch auf den thermodynamischen Teil des Modells (dicke Kurven); ansonsten wie Abb. 14.

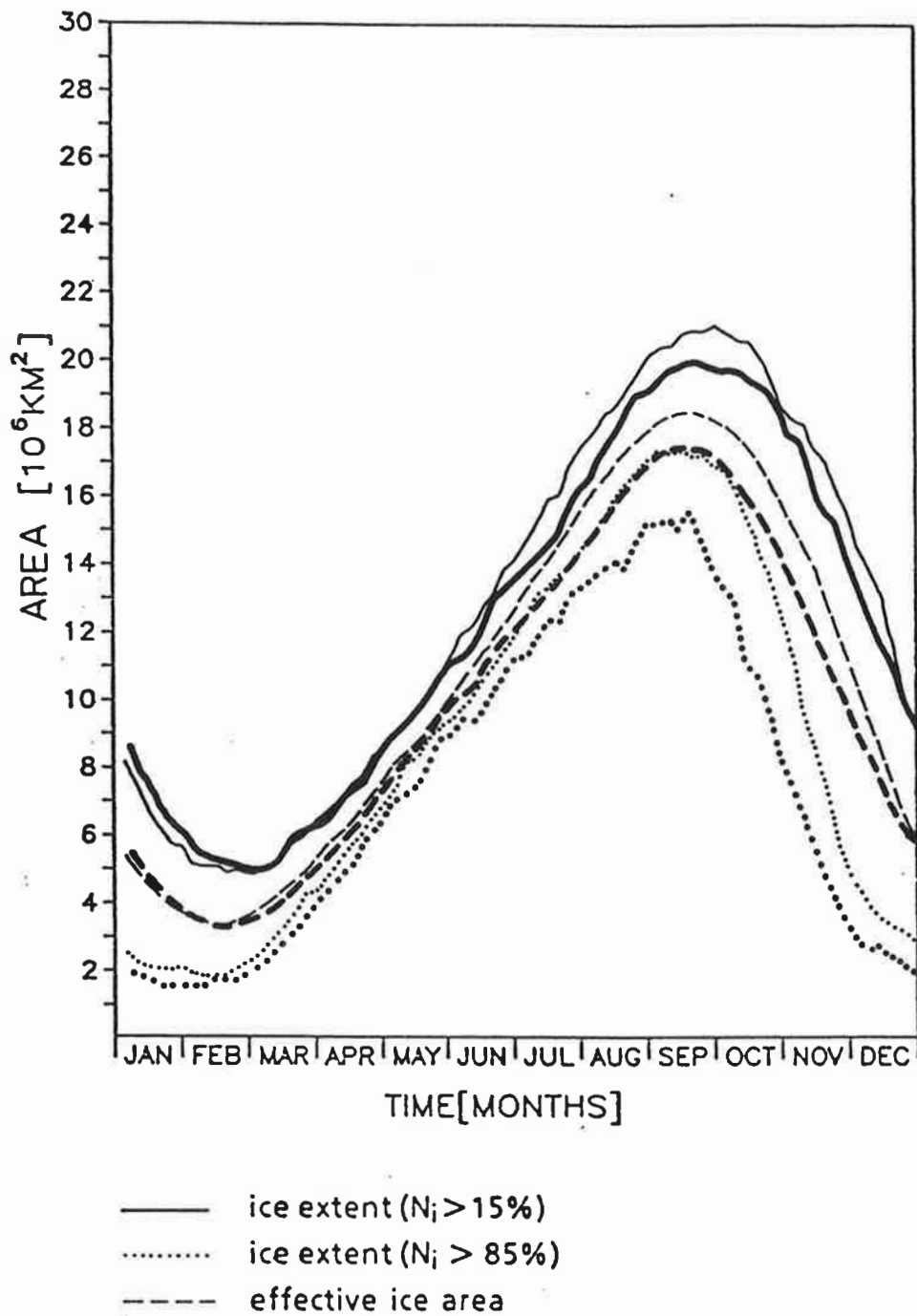


Abb. 23:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit stochastisch variierendem Windantrieb angewendet allein auf den dynamischen Teil des Modells (dicke Kurven); ansonsten wie Abb. 14.

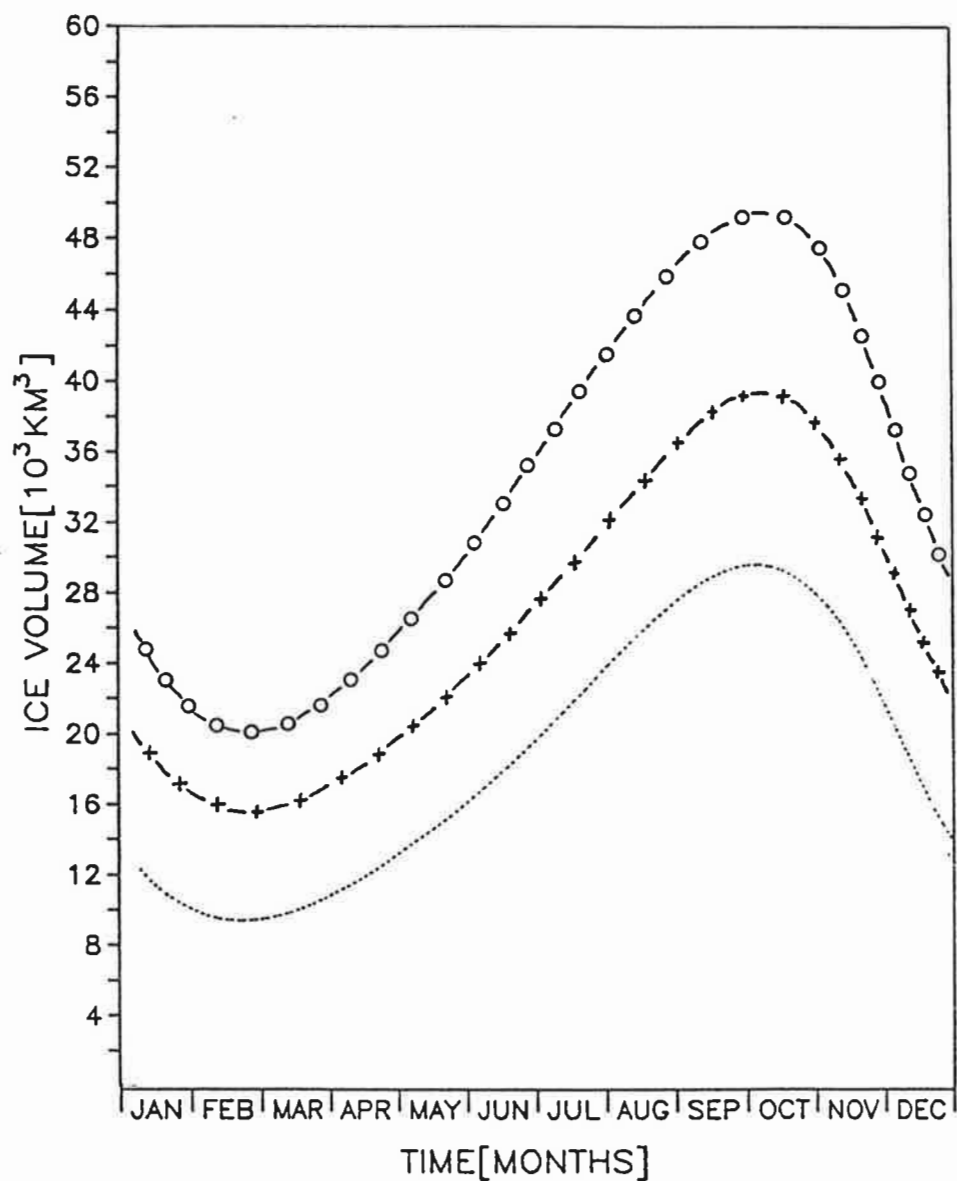


Abb. 24:

Jahresgänge der Eisvolumina des Standardexperiments von Zyklus 4 (....) und zweier Sensitivitätsläufe mit stochastisch variierendem Windantrieb: mit Windvariabilität angewendet auf das gesamte Modell (o - o), und lediglich auf den dynamischen Teil des Modells (+ - +).

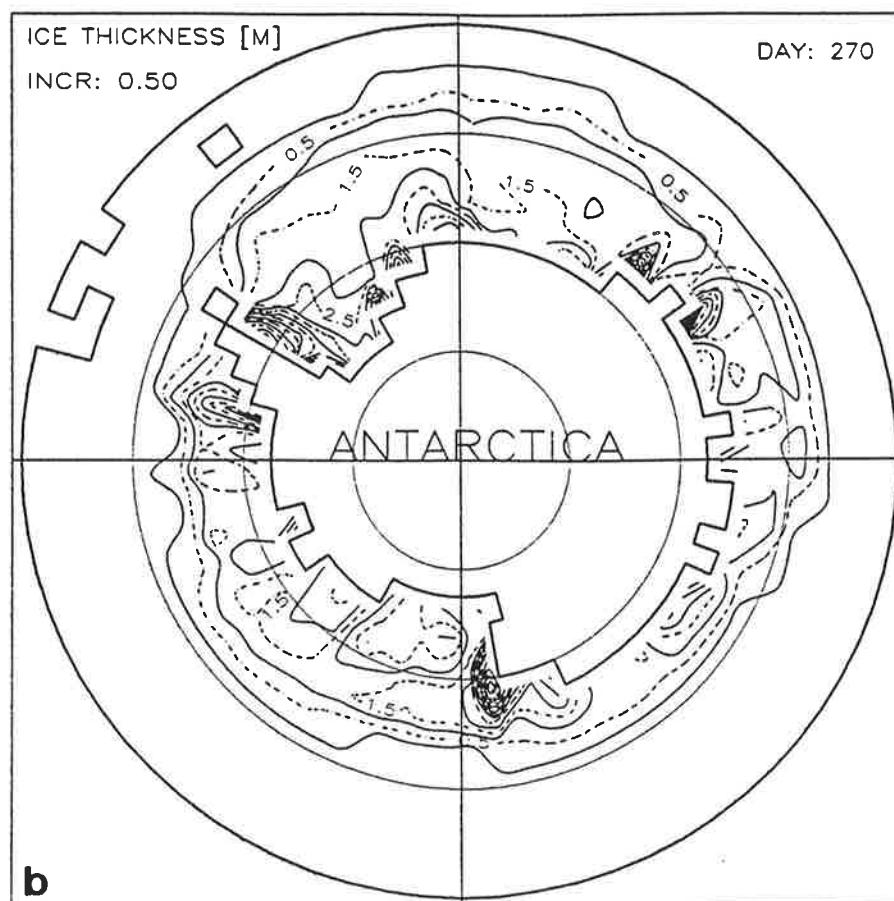
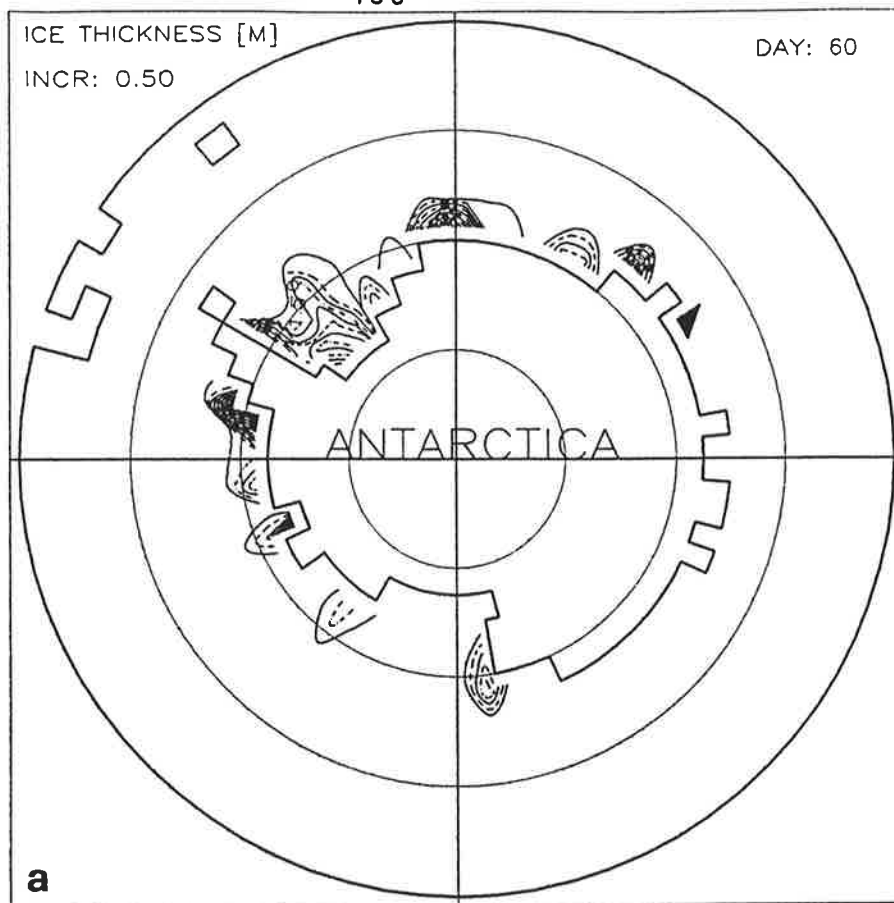


Abb. 25:

Kontouren der Eisdicke des Standardlaufs von Zyklus 8 für den ungefähren Zeitpunkt der minimalen (a: \cong 1. 3. 1986) und der maximalen (b: \cong 27. 9. 1986) Eisausdehnung.

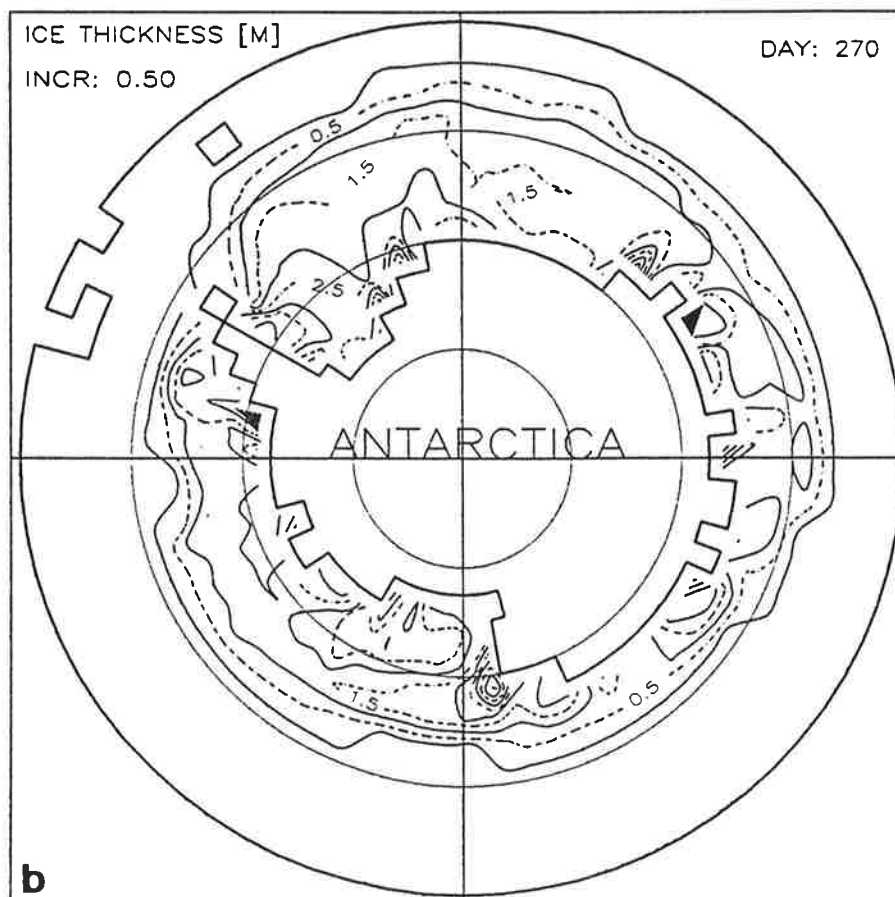
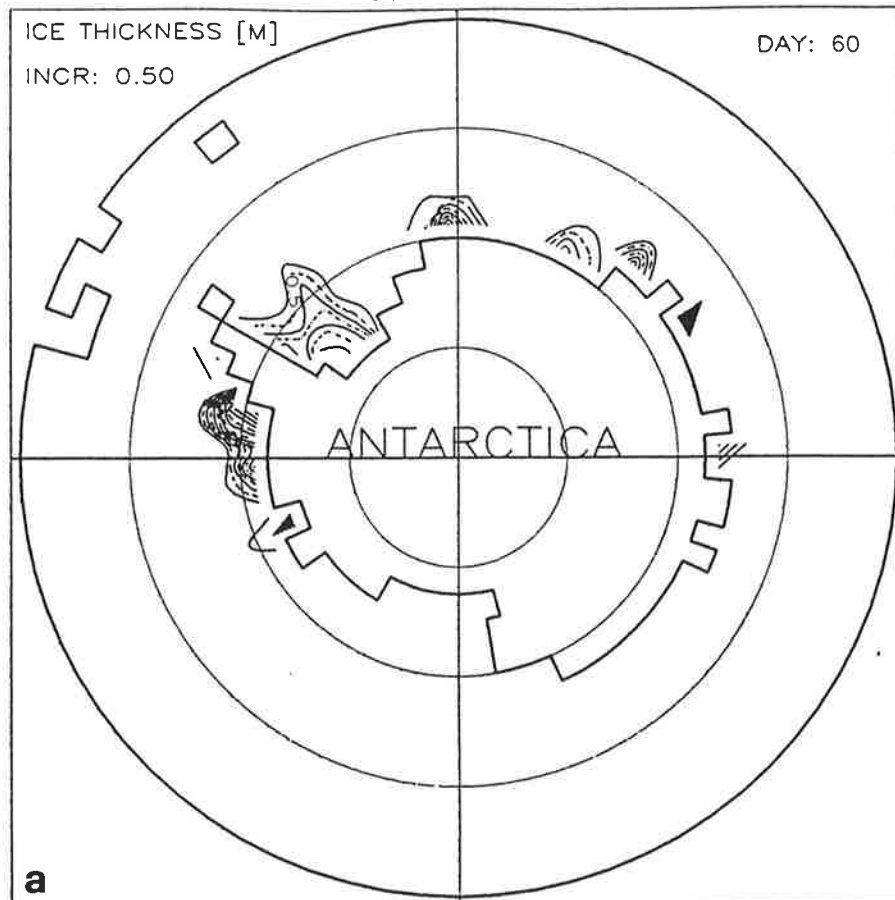


Abb. 26:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit höherer Eisfestigkeit und größerer Oberflächenschubspannung; ansonsten wie Abb. 25.

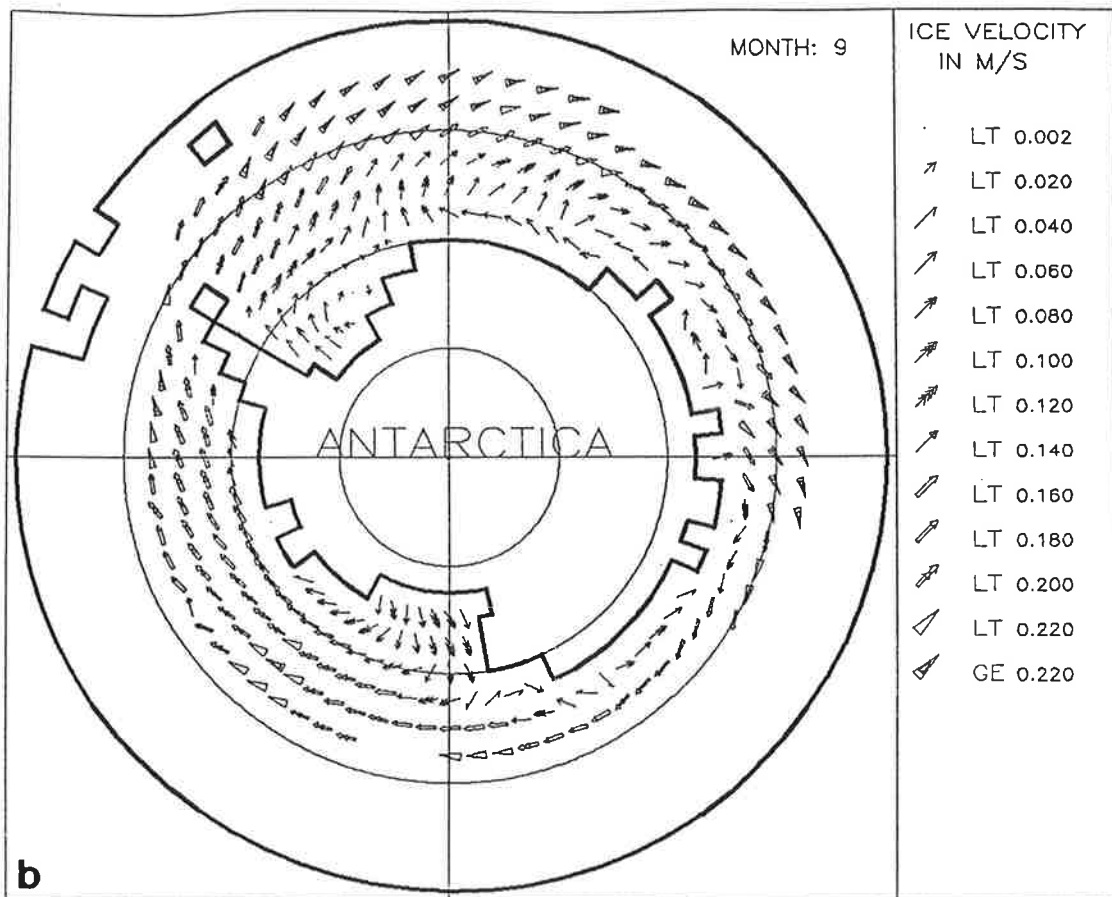
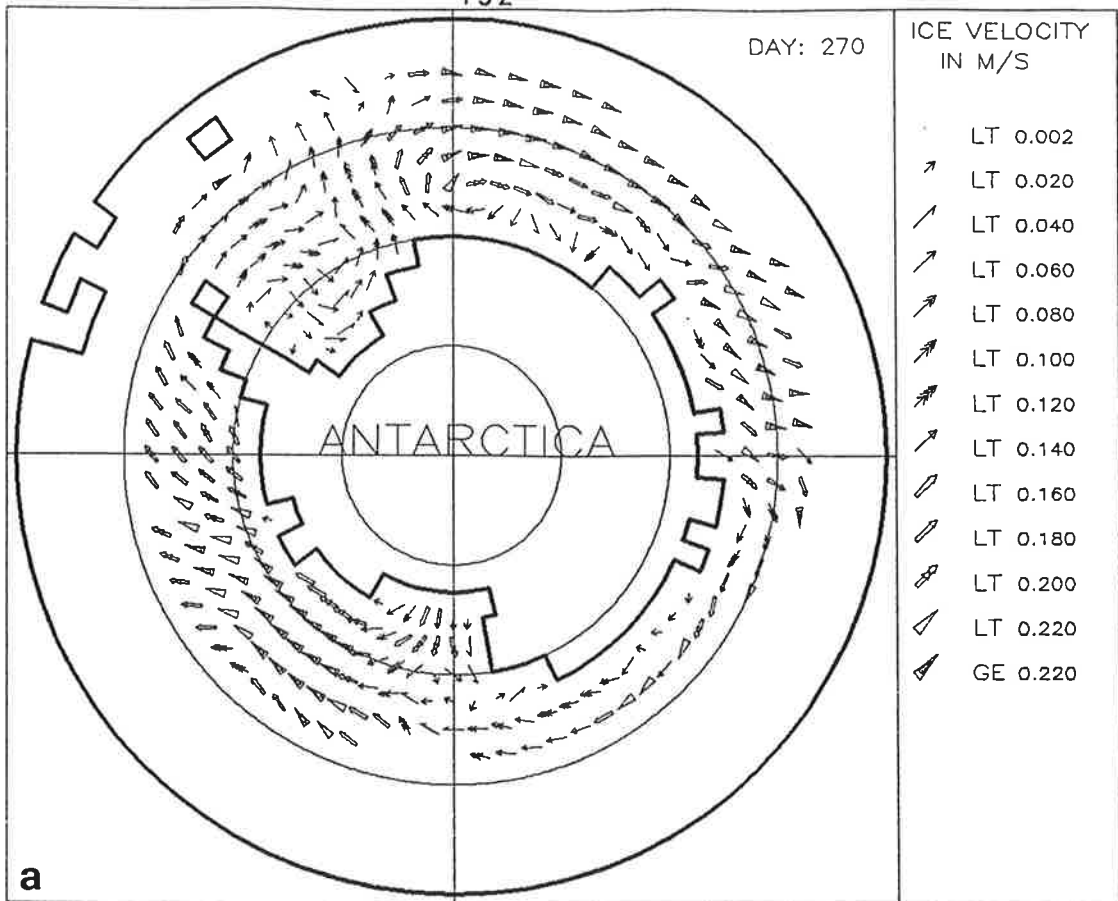


Abb. 27:

Eisgeschwindigkeiten eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 8 mit höherer Eisfestigkeit und größerer Oberflächenschubspannung für den ungefähren Zeitpunkt der maximalen Eisausdehnung (a: $\hat{=}$ 27. 9. 1986) und als Monatsmittel für September 1986(b).

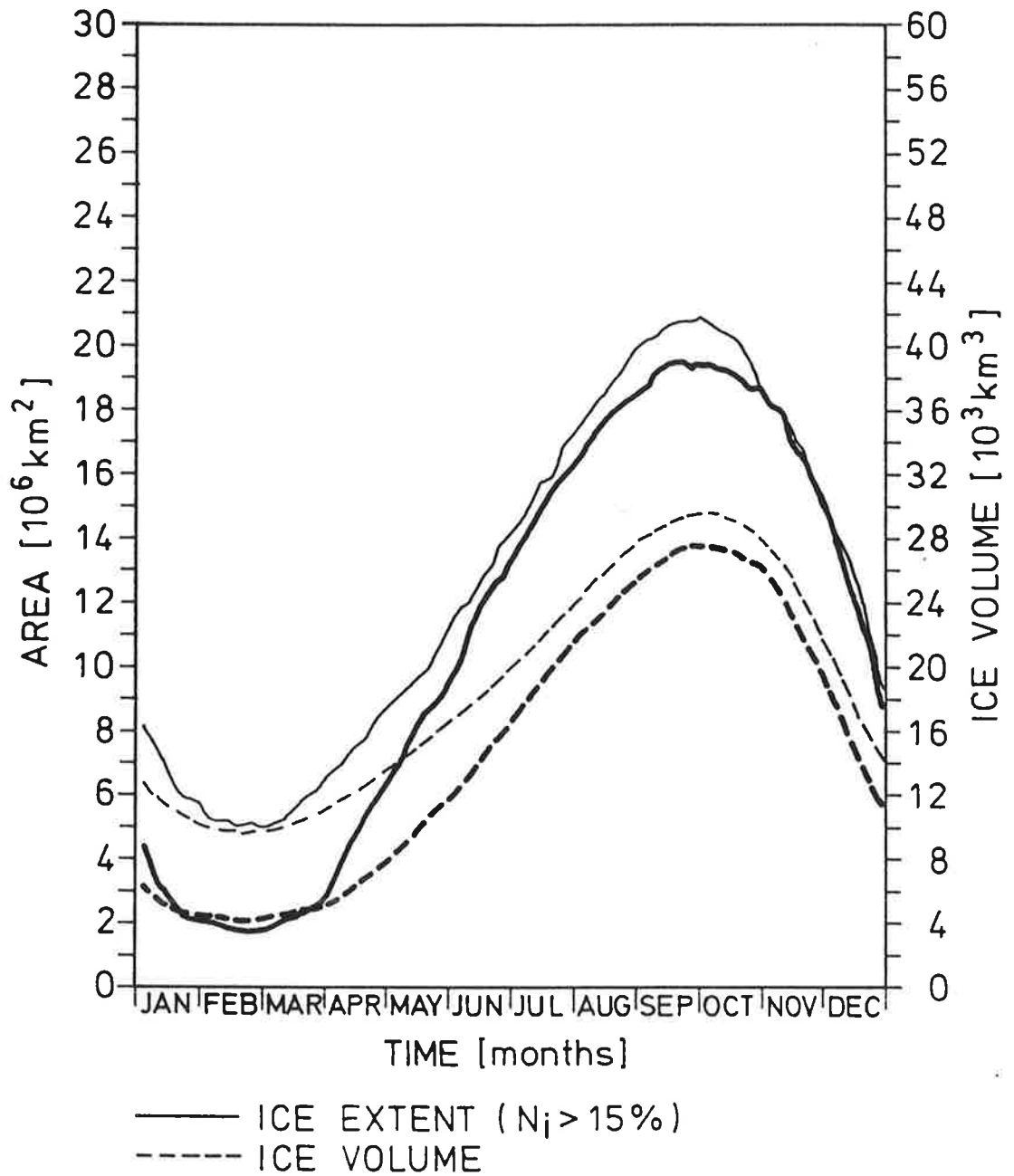


Abb. 28:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 8 mit höherer Eisfestigkeit und größerer Oberflächenschubspannung; ansonsten wie Abb. 10.

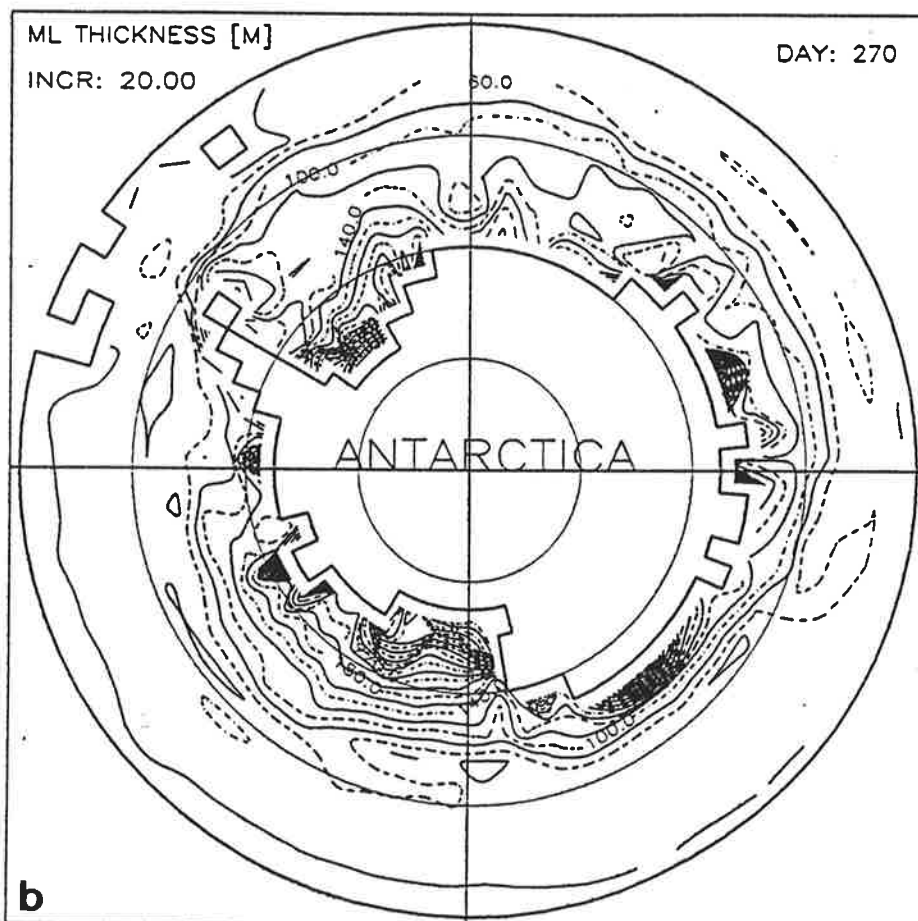
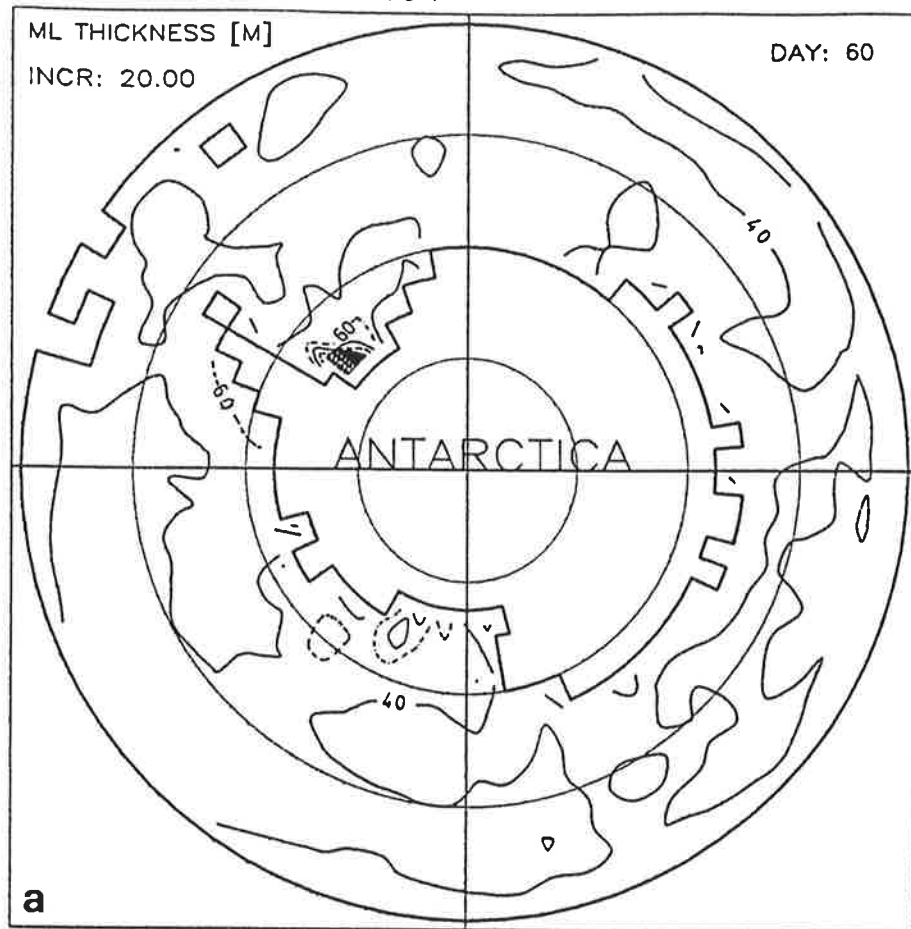


Abb. 29:

Kontouren der ozeanischen Deckschichttiefe; ansonsten wie Abb. 26.

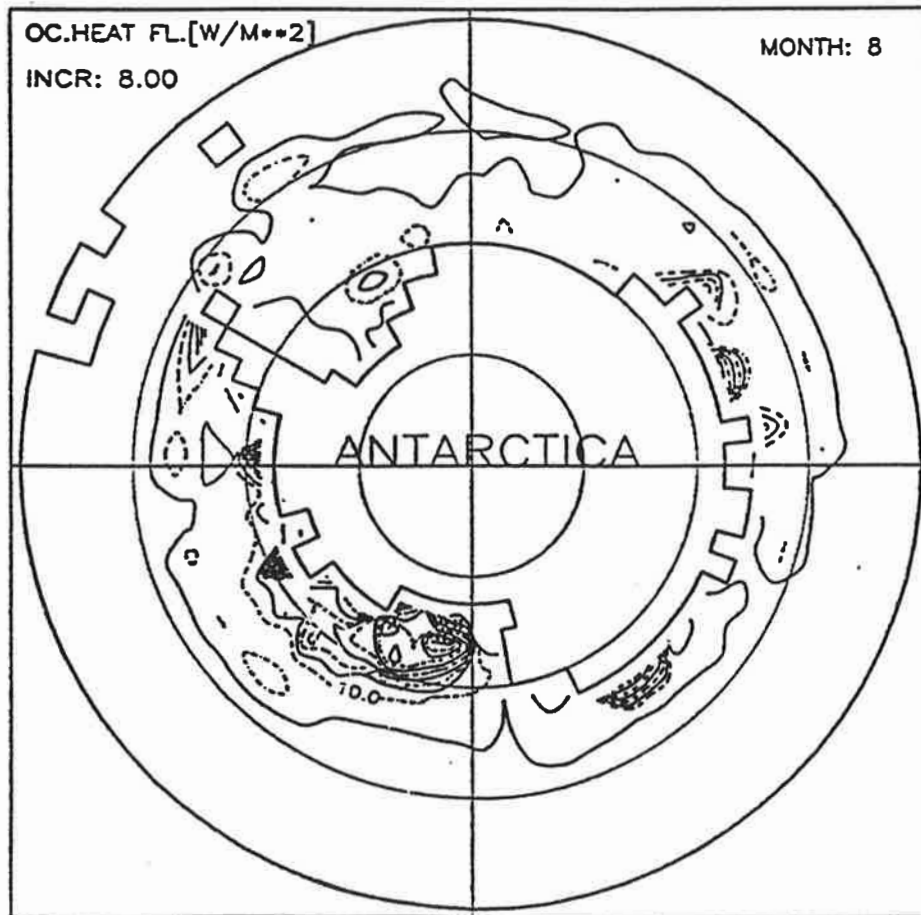


Abb. 30:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 8 mit höherer Eisfestigkeit und größerer Oberflächenschubspannung; ansonsten wie Abb. 8.

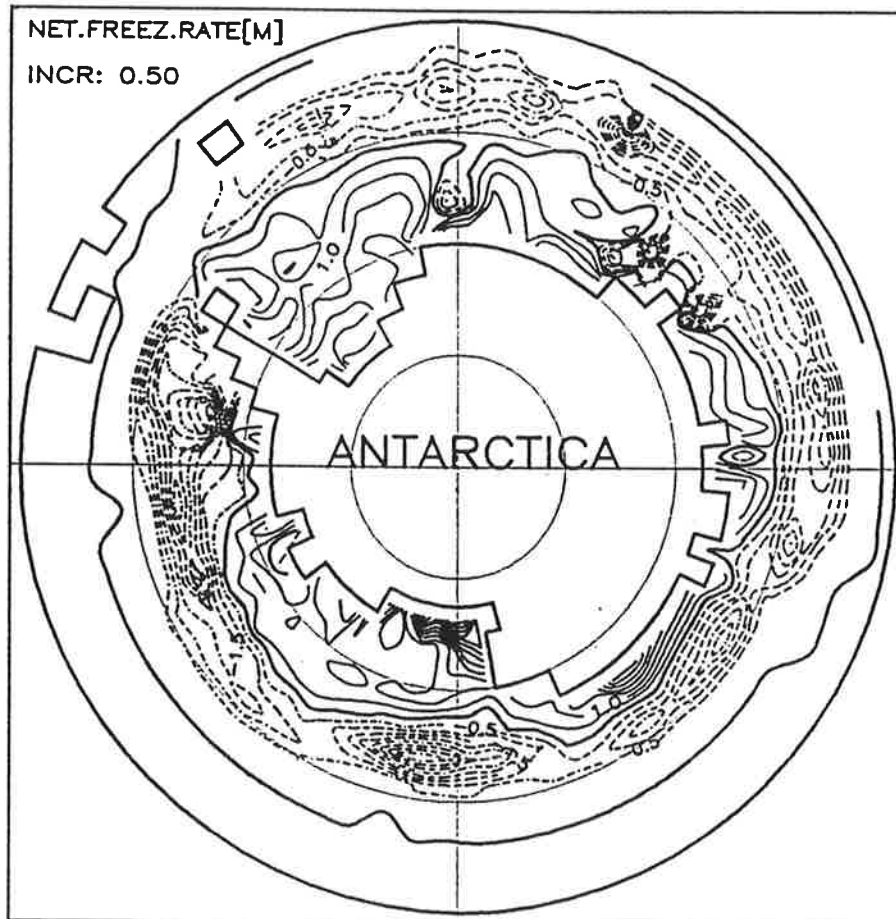


Abb. 31:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 8 mit höherer Eisfestigkeit und größerer Oberflächenschubspannung; ansonsten wie Abb. 6.

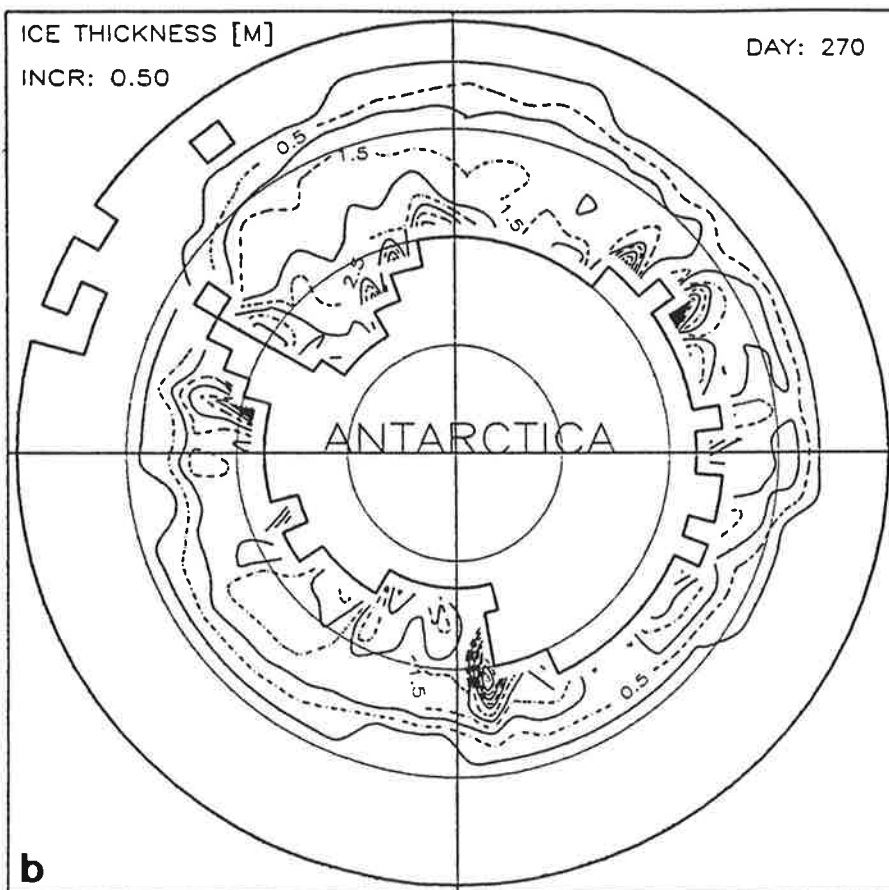
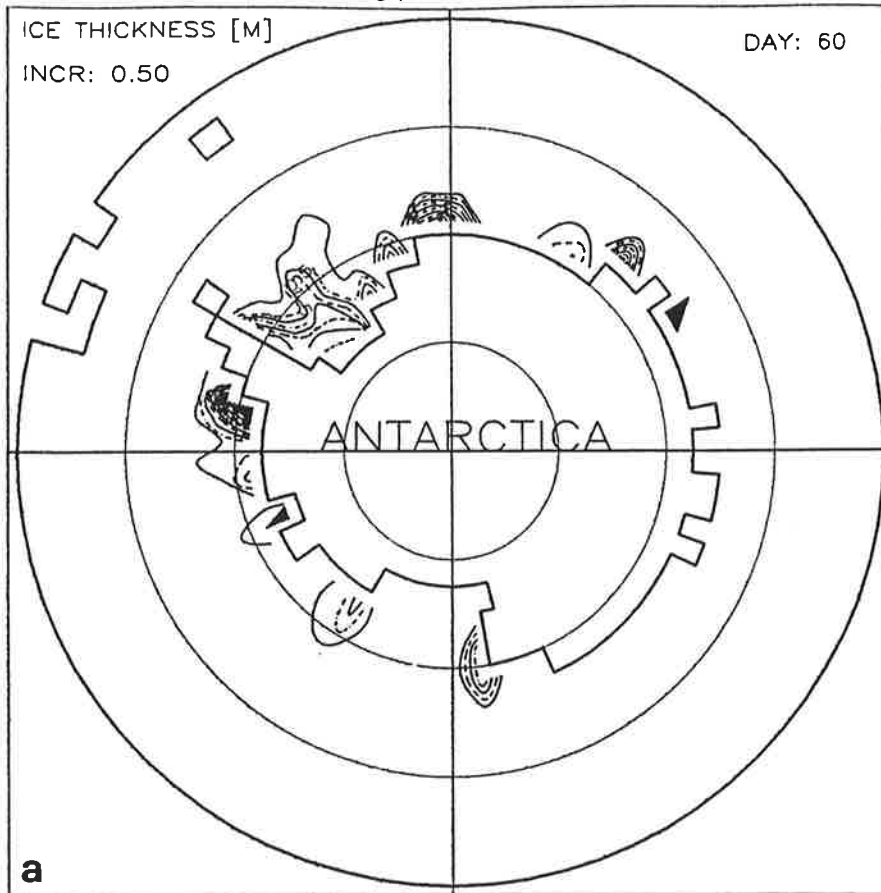


Abb. 32:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Einbeziehung der atmosphärischen Oberflächenschicht; ansonsten wie Abb. 25.

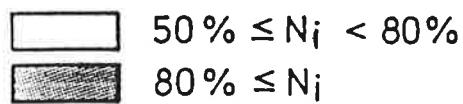
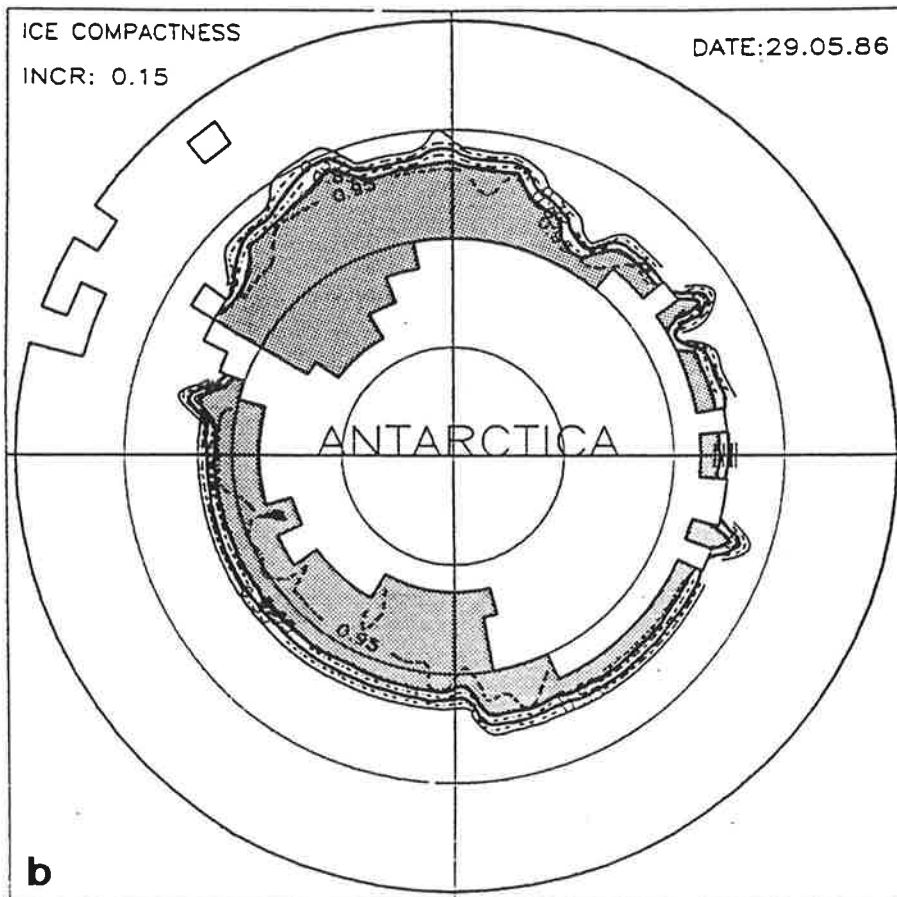
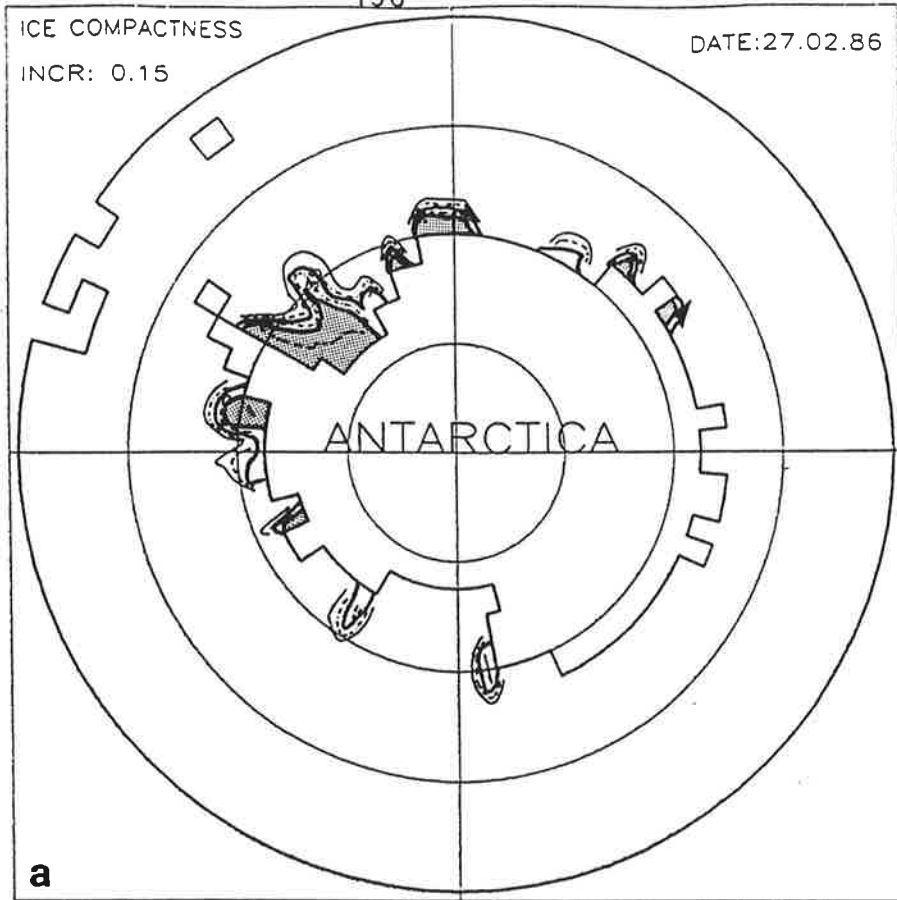
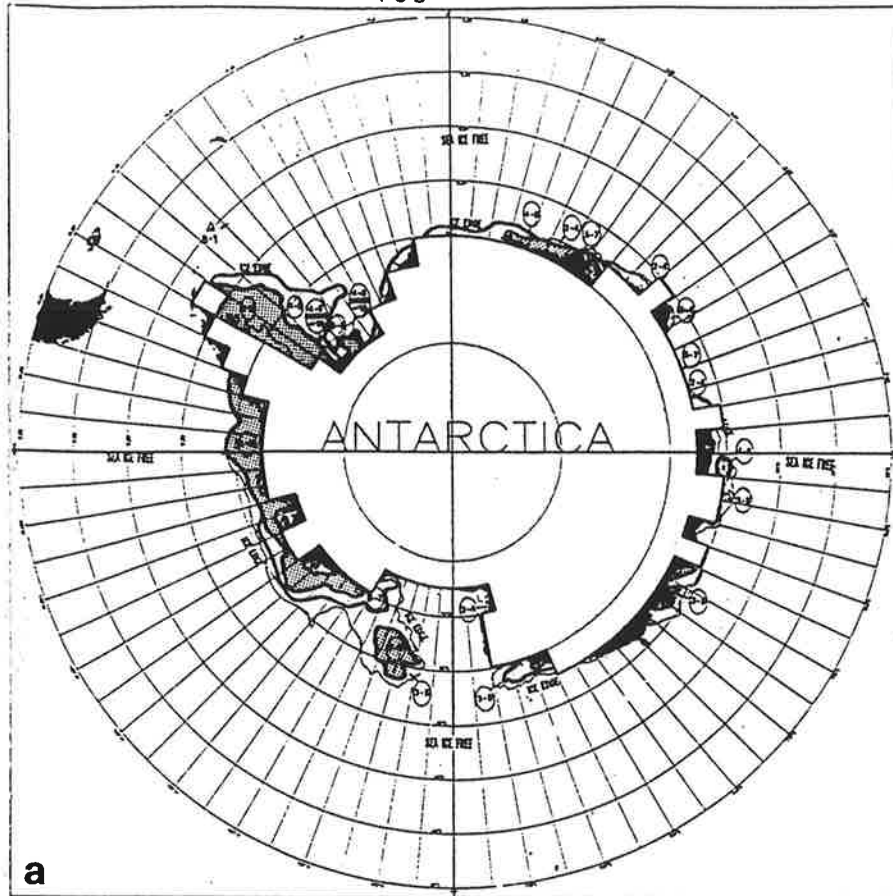
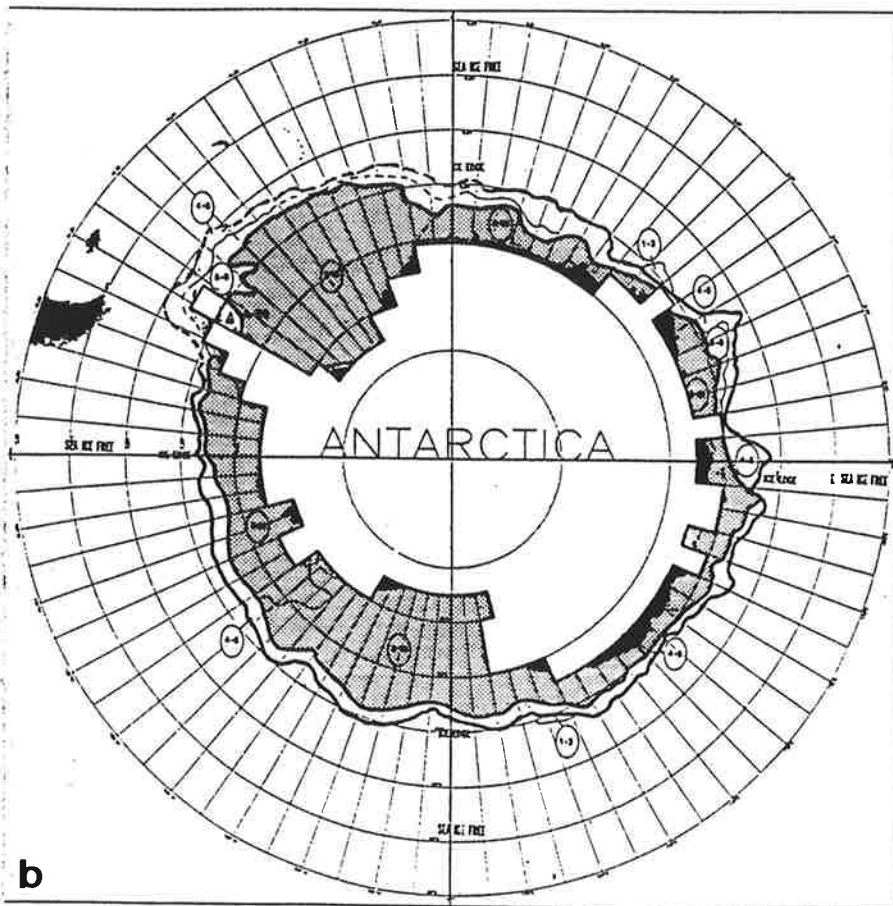


Abb. 33 (Text siehe S. 140)



a



b

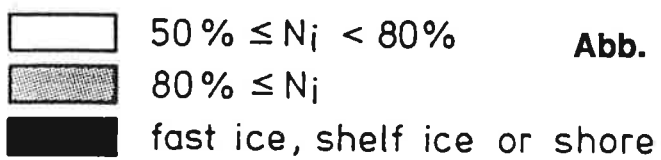


Abb. 34 (Text siehe S. 141)

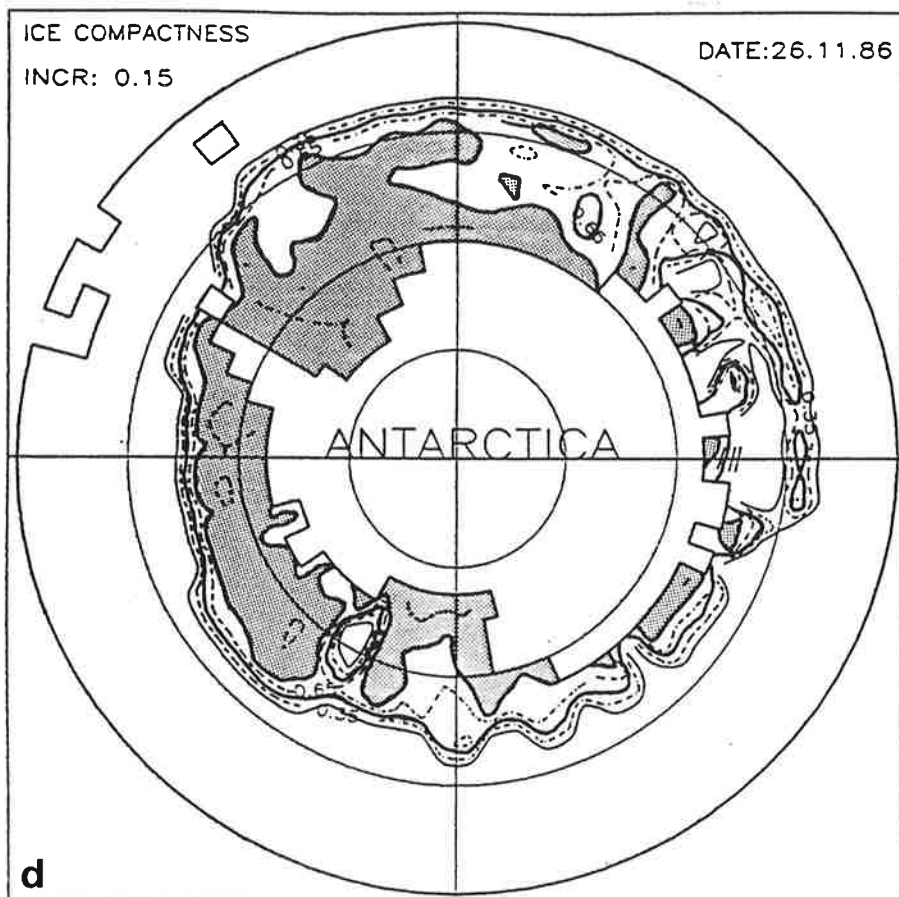
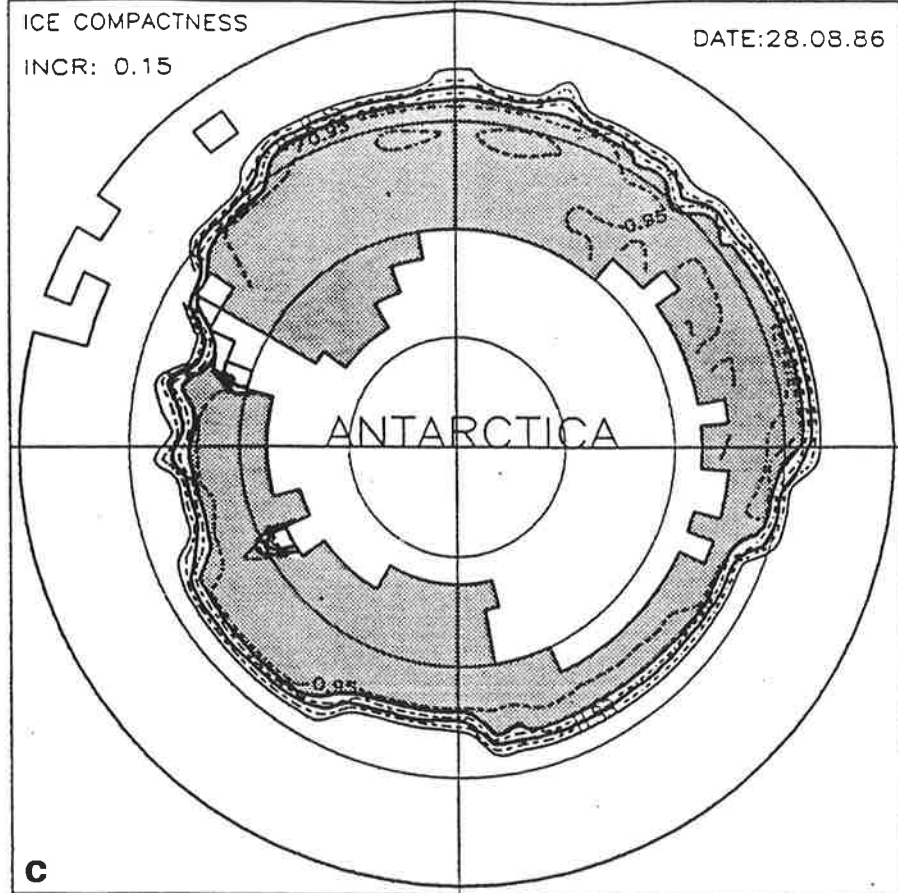
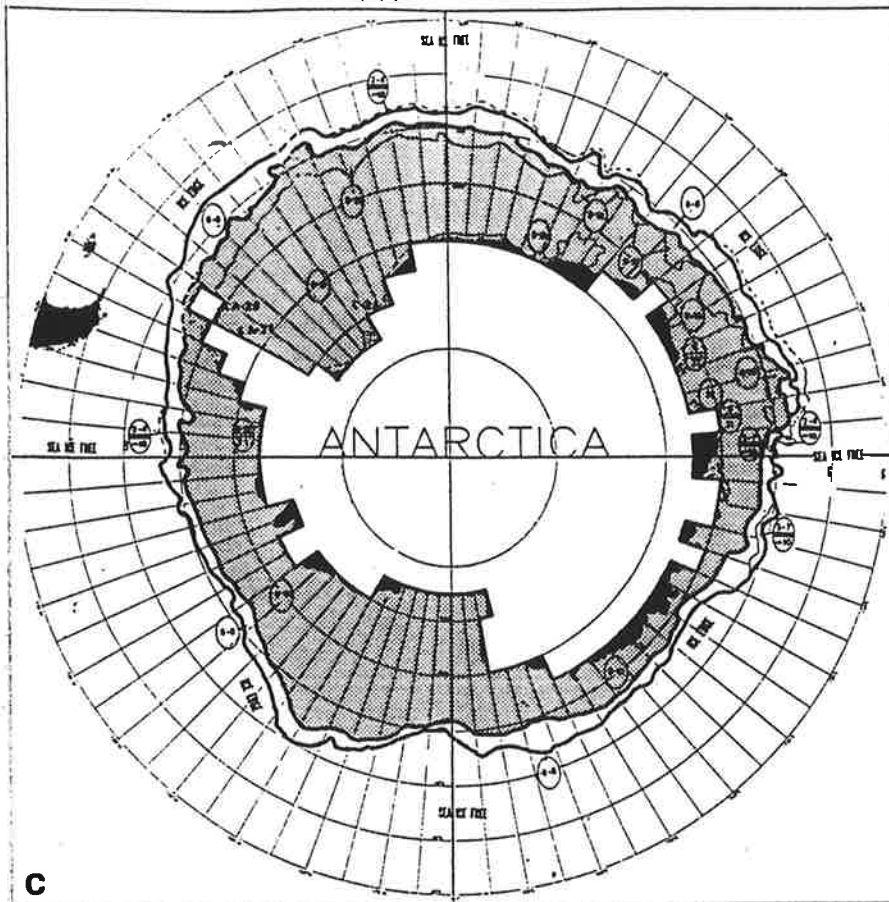
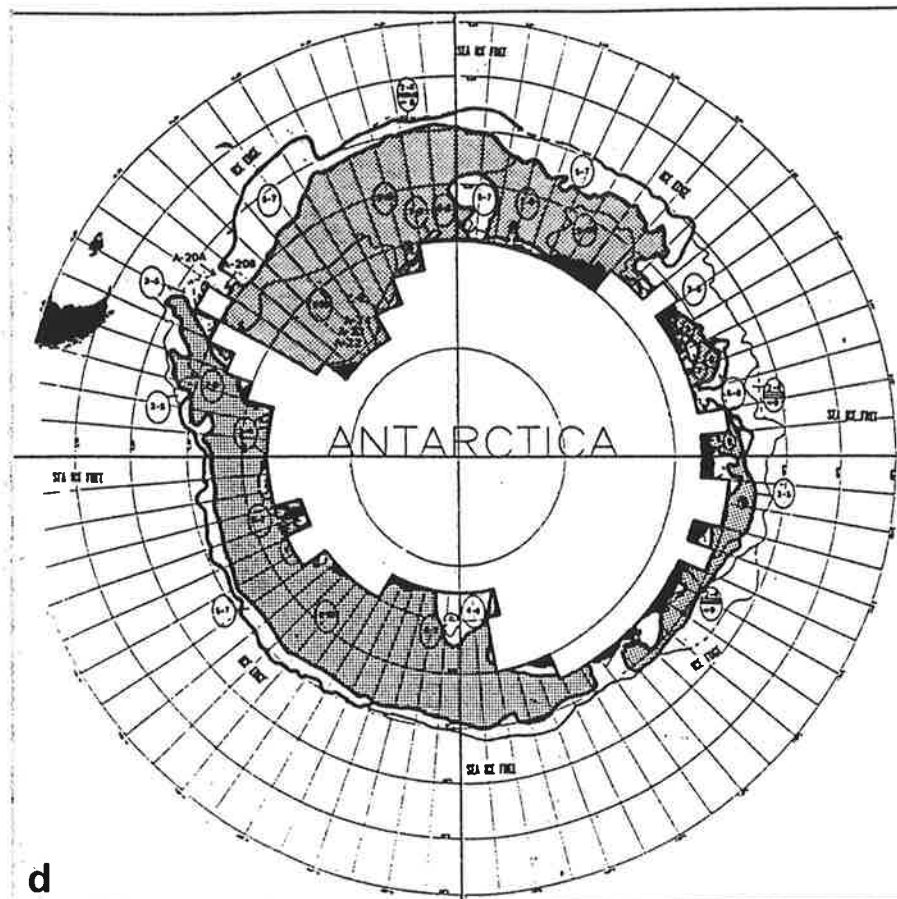


Abb. 33:

Kontouren der aktuellen Eiskonzentration eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 8 mit Einbeziehung der atmosphärischen Oberflächenschicht für das jeweils angegebene Datum.

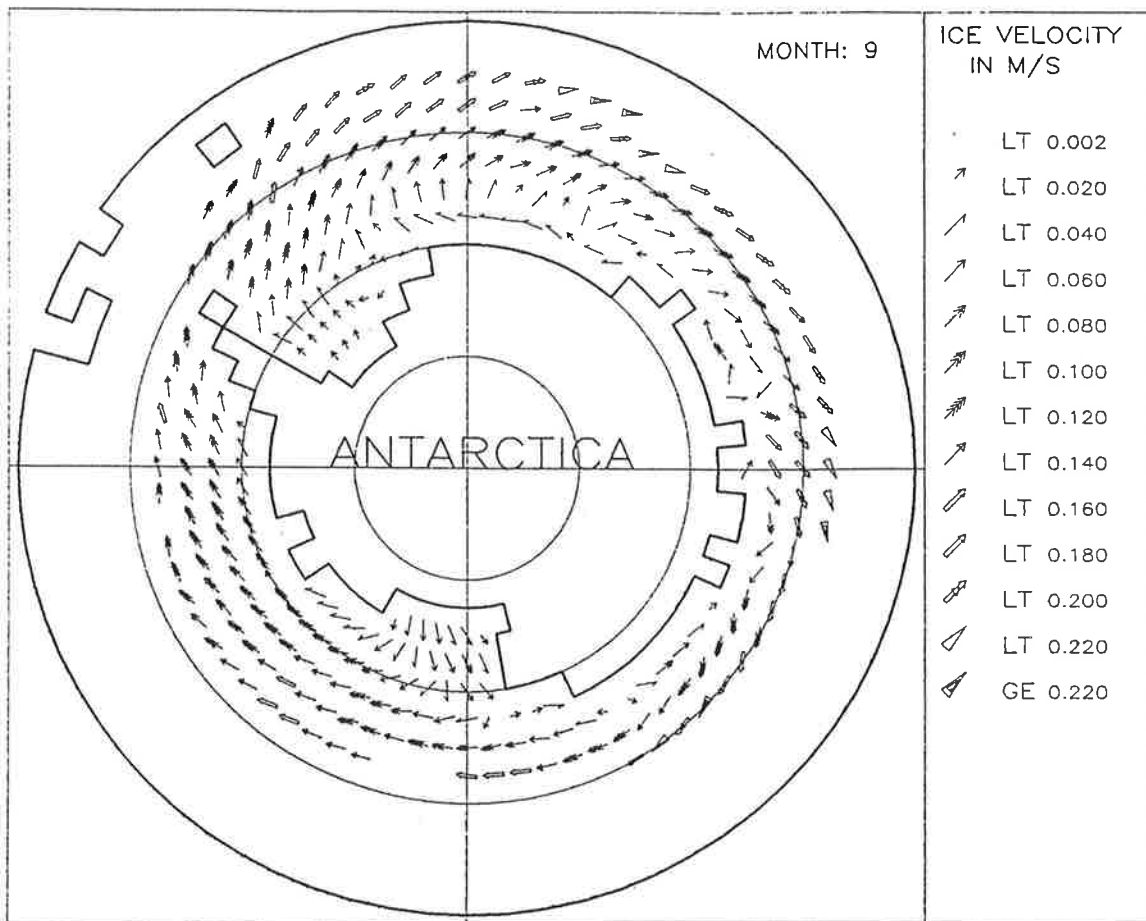


c



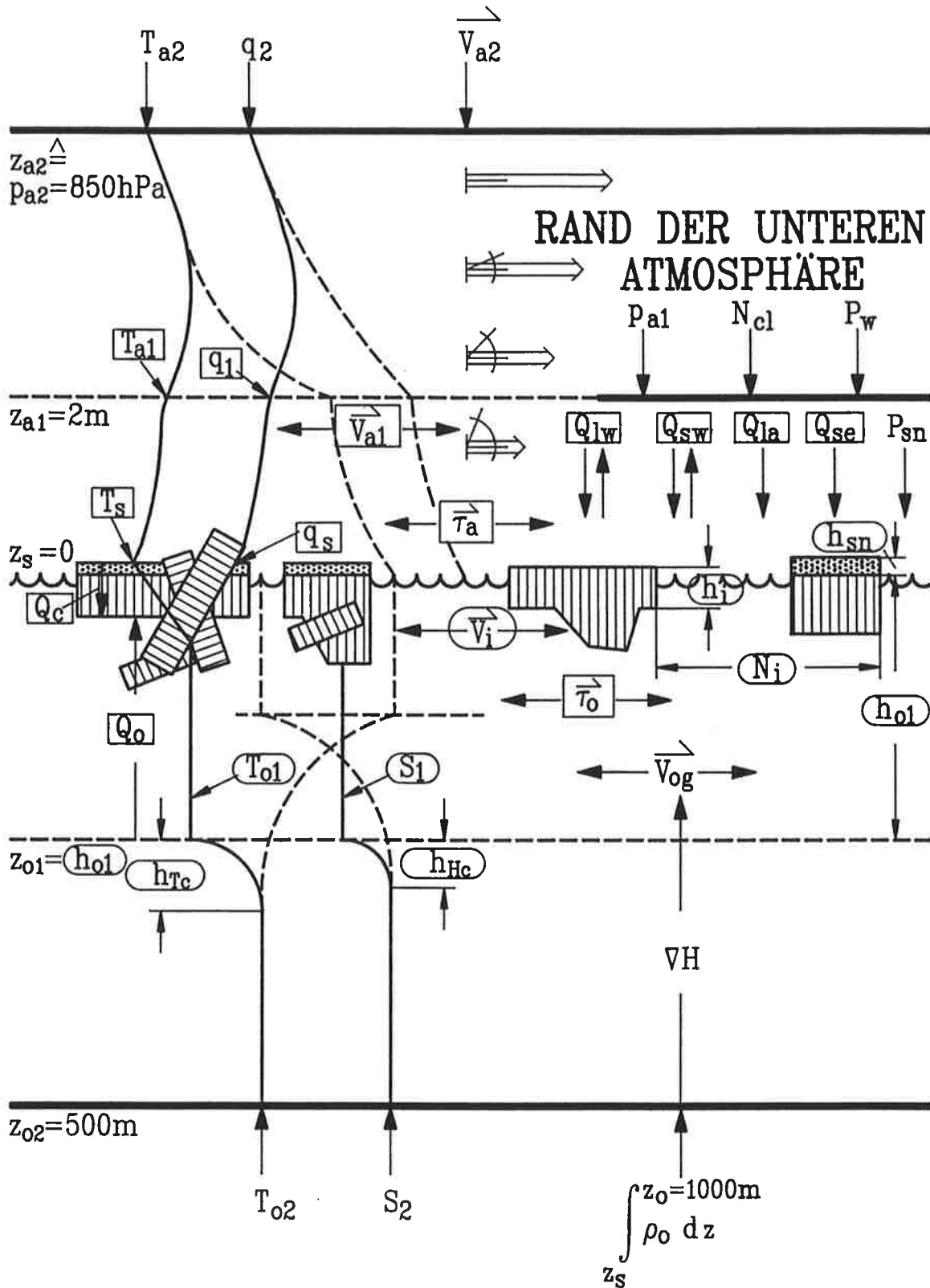
d

Abb. 34:
 Koritouren der aktuellen Eiskonzentration nach dem "NAVY/NOAA
 Joint Ice Center" aufgrund von Beobachtungen bzw. Satelliten-
 daten für das jeweils gleiche Datum wie in Abb. 33.

**Abb. 35:**

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Einbeziehung der atmosphärischen Oberflächenschicht; ansonsten wie Abb. 27.b.

RAND DER OBEREN ATMOSPHERE



[VARIABLEN: Antrieb, prognostisch, diagnostisch]

Abb. 36:

Übersicht über die im SI-OML-ABL-Modell vorkommenden Variablen (Erklärungen siehe Symbolliste bzw. Anhang).

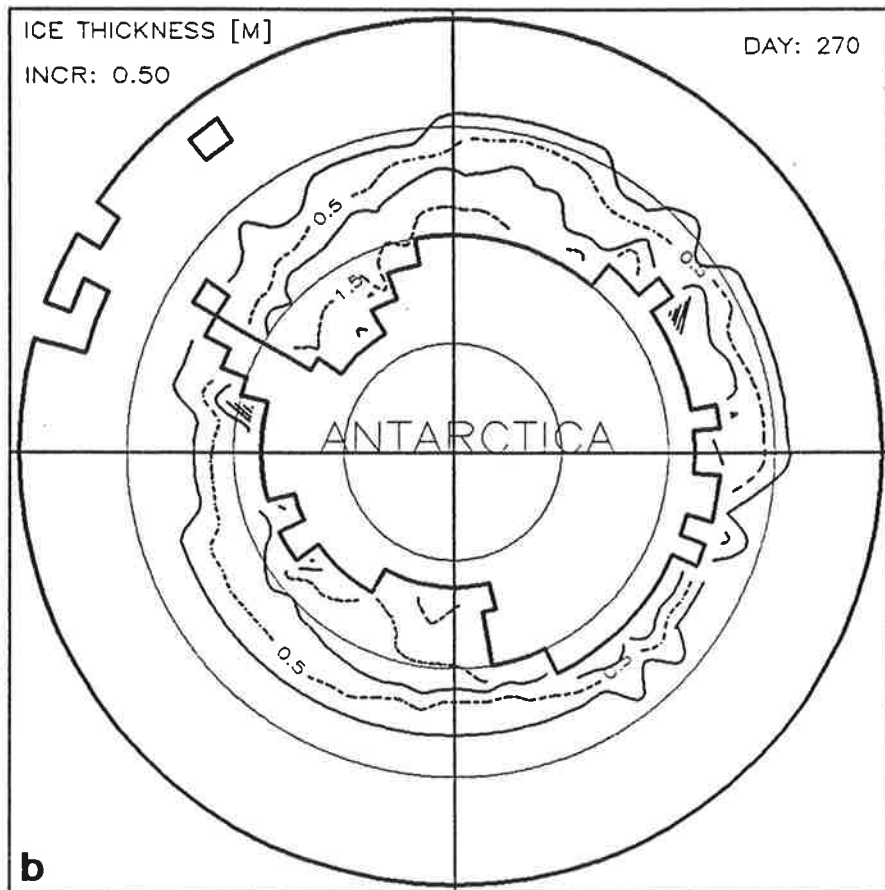
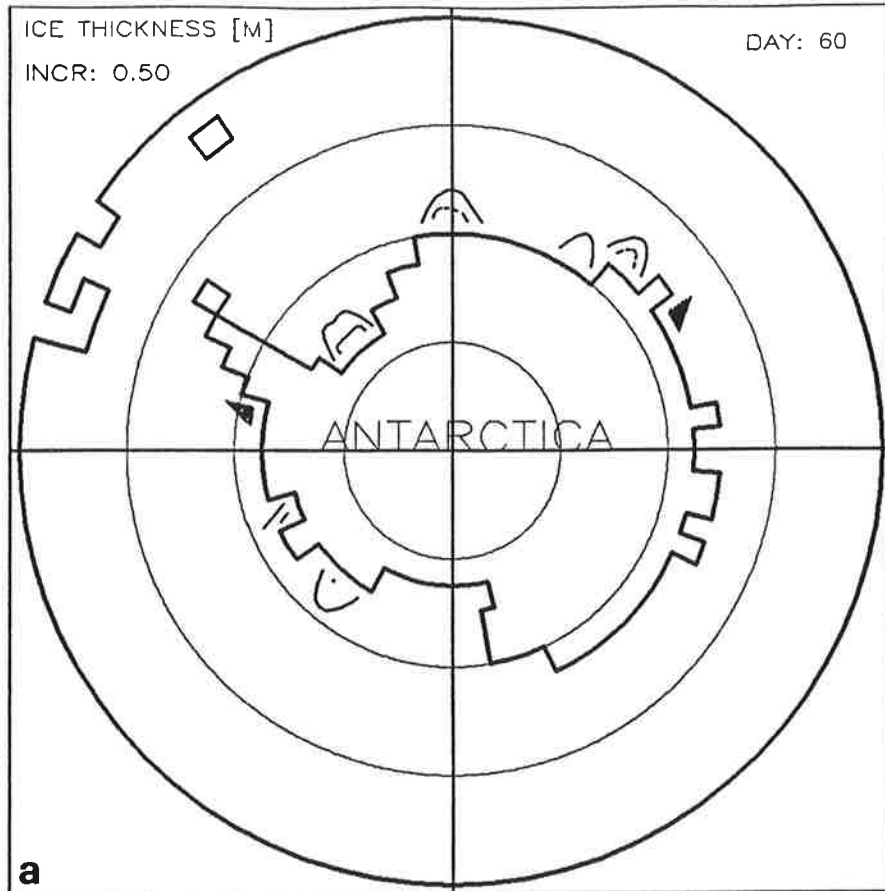


Abb. 37:

Ergebnisse des Standardlaufs von Zyklus 6; ansonsten wie Abb. 25.

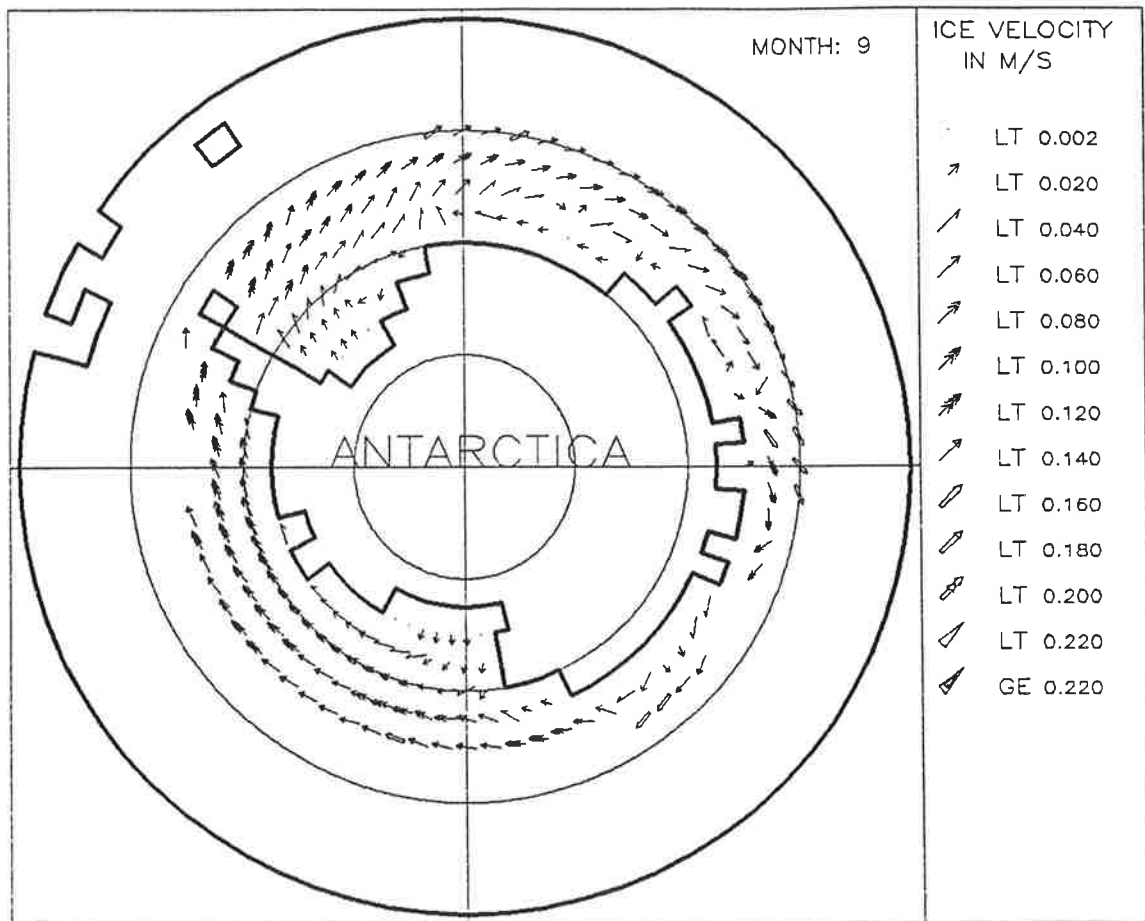


Abb. 38:

Ergebnisse des Standardlaufs von Zyklus 6; ansonsten wie Abb. 27.b.

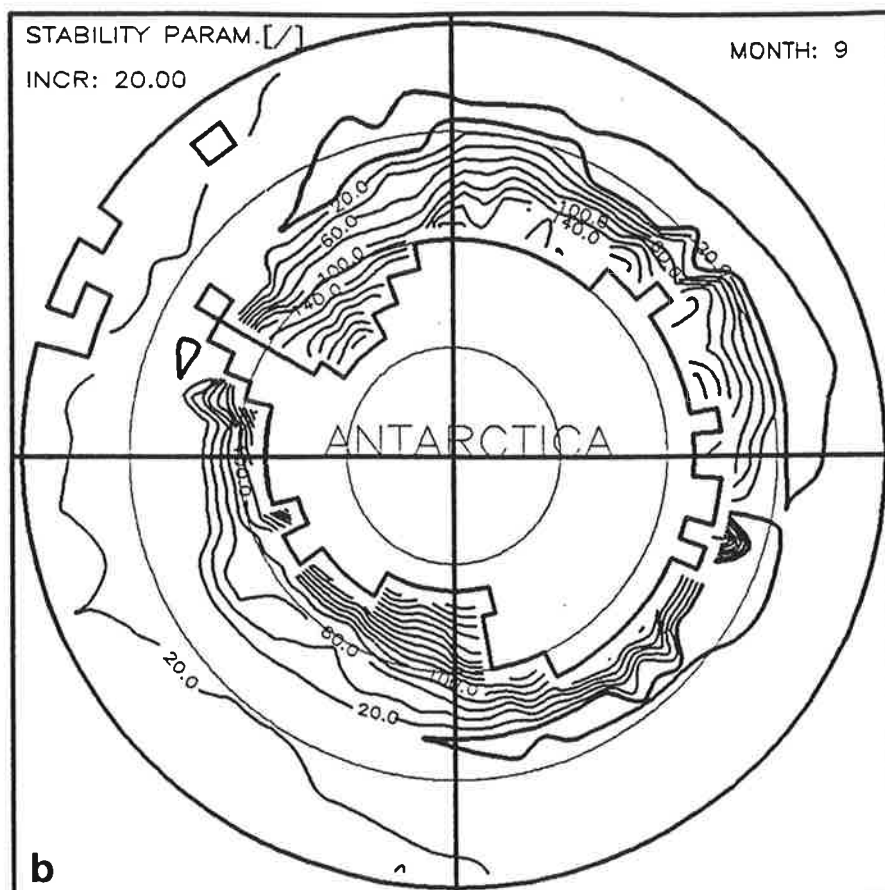
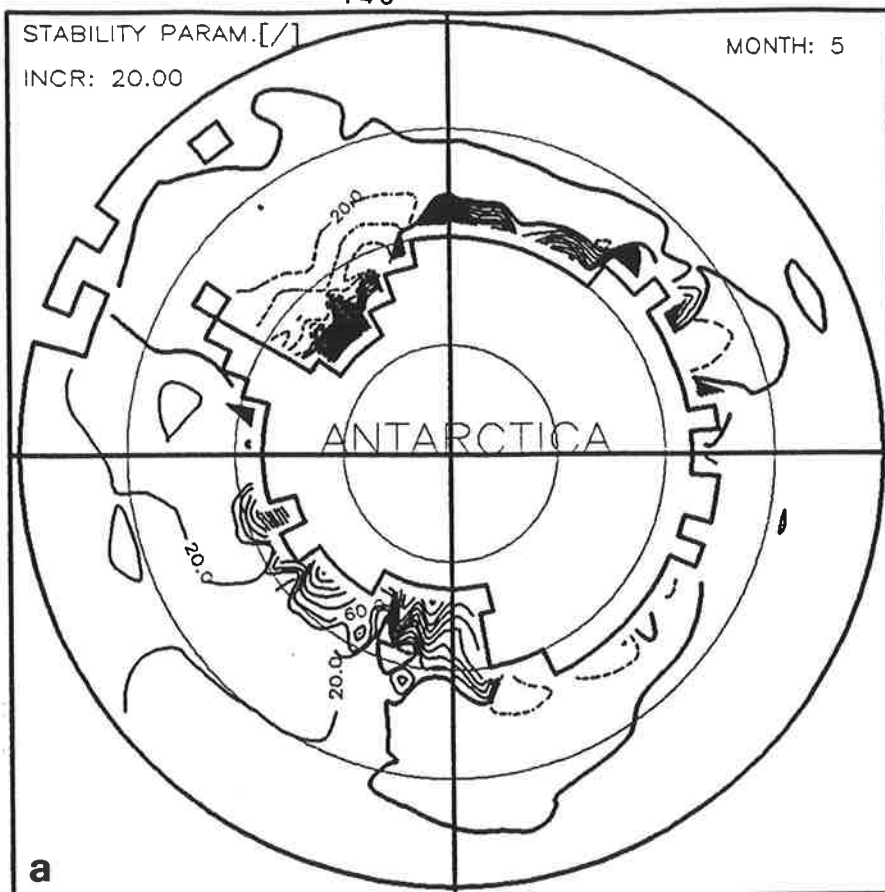


Abb. 39:

Kontouren des Stabilitätsparameters μ des Standardlaufs von Zyklus 6 als Monatsmittel für Mai (a) und September (b). Labile Schichtung ist durch gestrichelte Linien angedeutet ($\mu < 0$); die dicke durchgezogene Linie zeigt neutrale Stabilität an ($\mu = 0$).

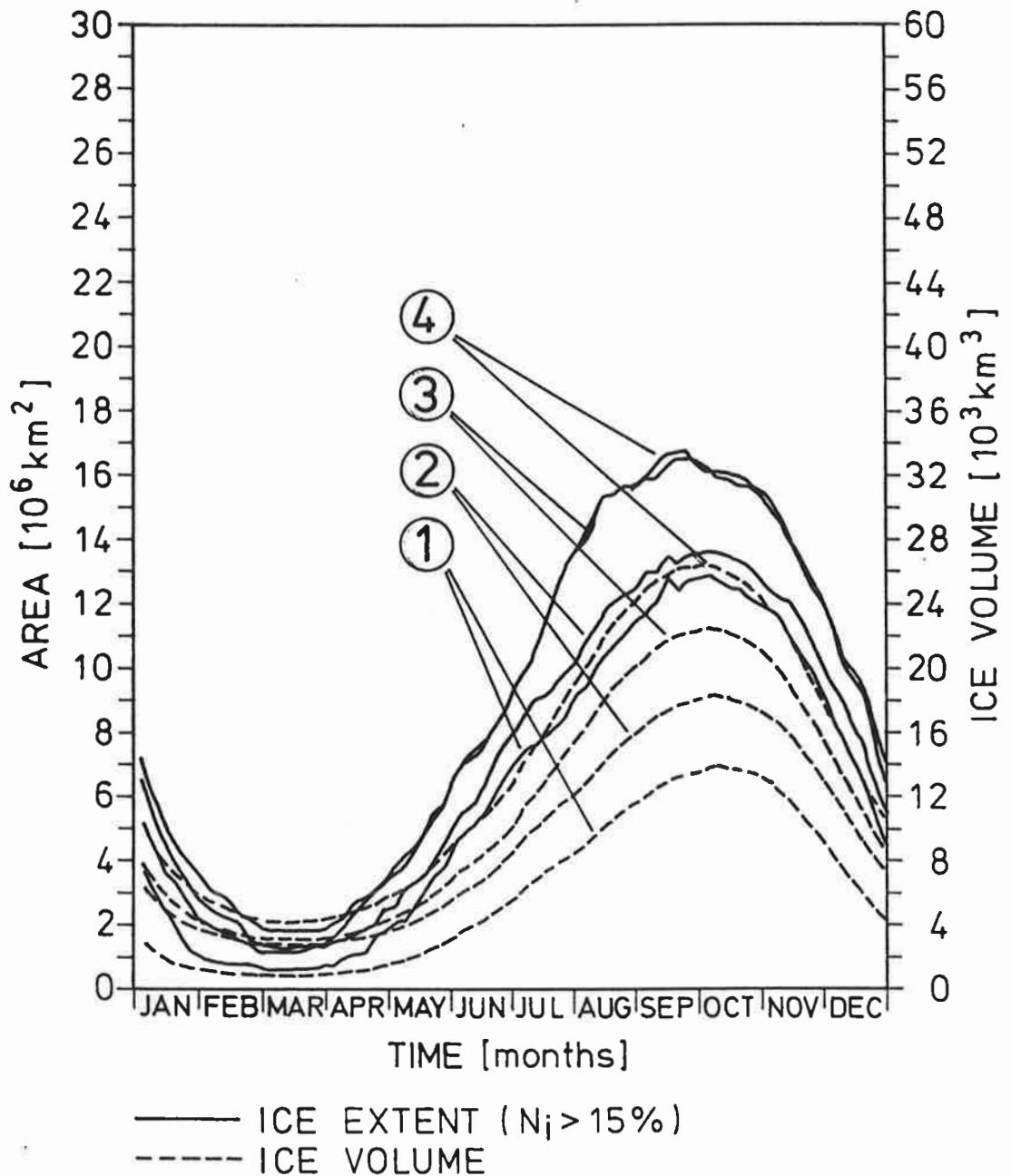


Abb. 40:

Ergebnisse aus Zyklus 6 für 1.): den Standardlauf, und folgenden Sensitivitätsläufen: 2.): Vernachlässigung von Schnee, 3.): zusätzlich zu 2.) ozeanische Deckschichttiefe konstant, und 4.): zusätzlich zu 3.) mit langsamerem Schließen von Rinnen; ansonsten wie Abb. 16.

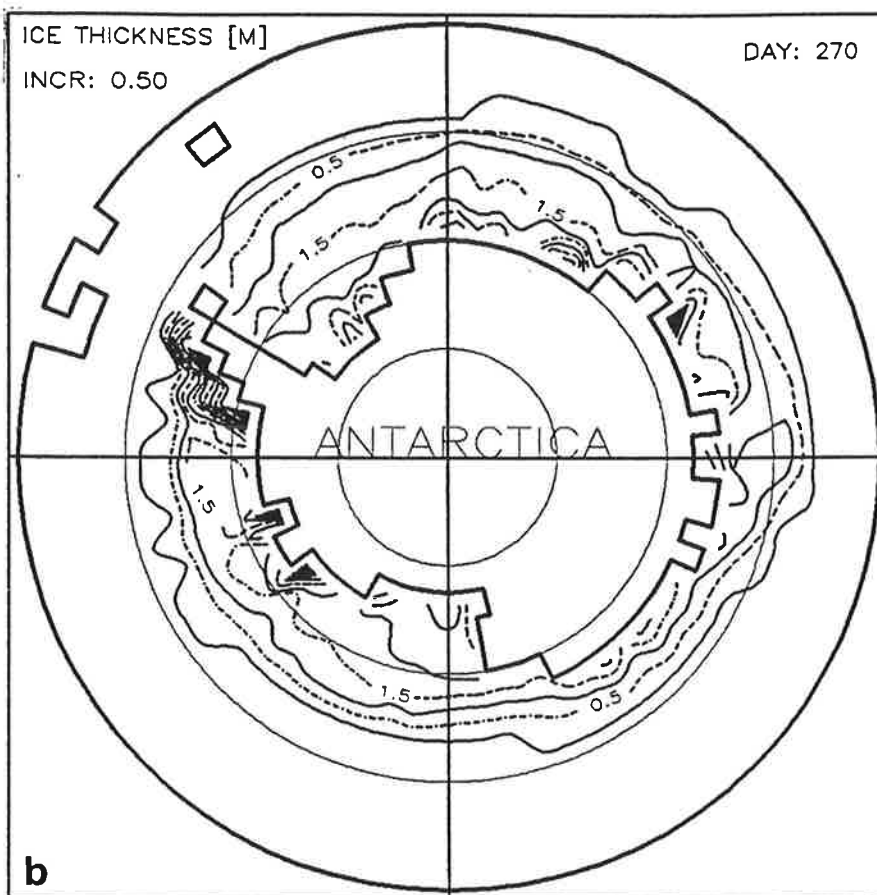
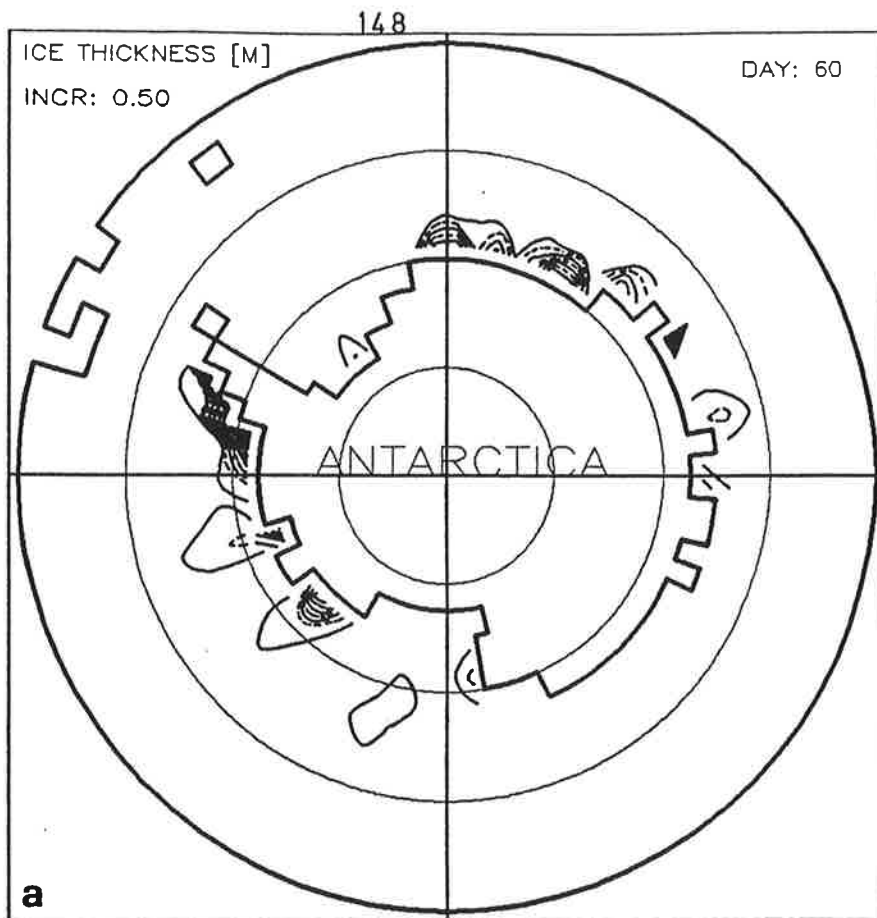


Abb. 41:
 Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit konstanter ozeanischer Deckschichttiefe, Vernachlässigung von Schnee und langsamerem Schließen von Rinnen; ansonsten wie Abb. 37.

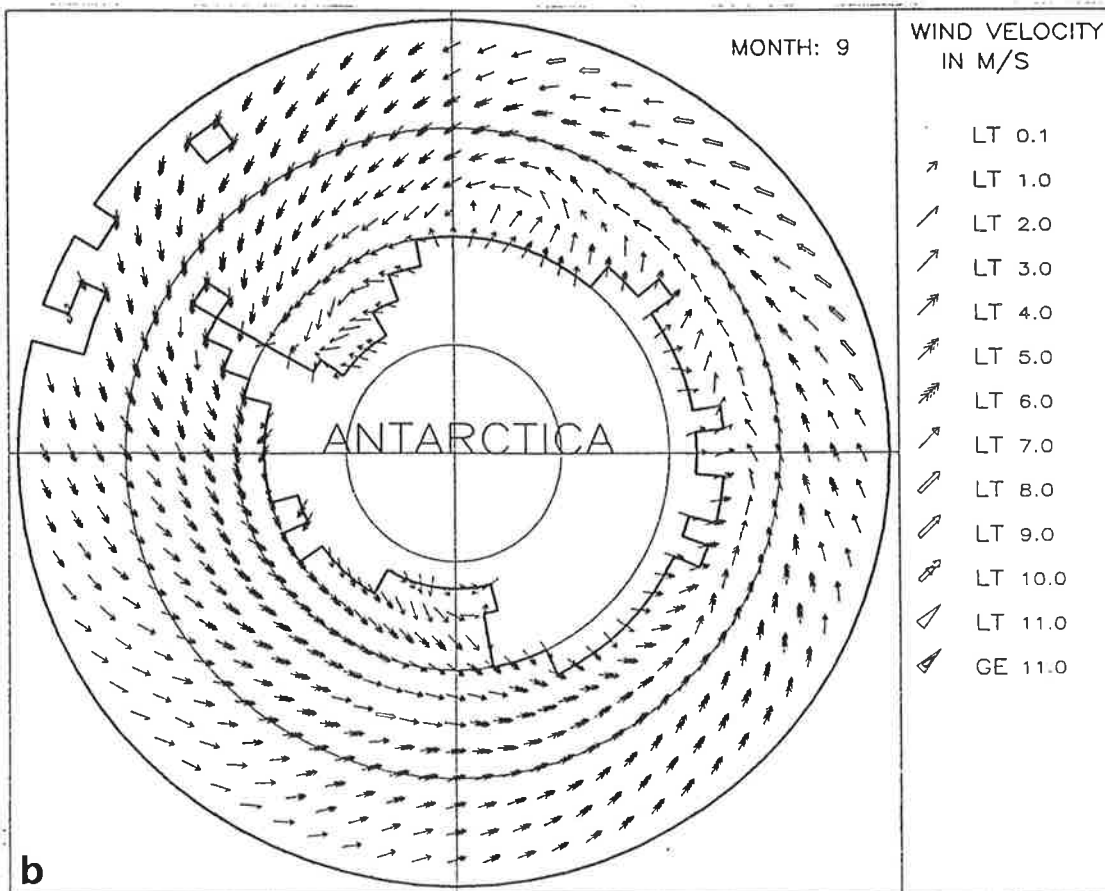
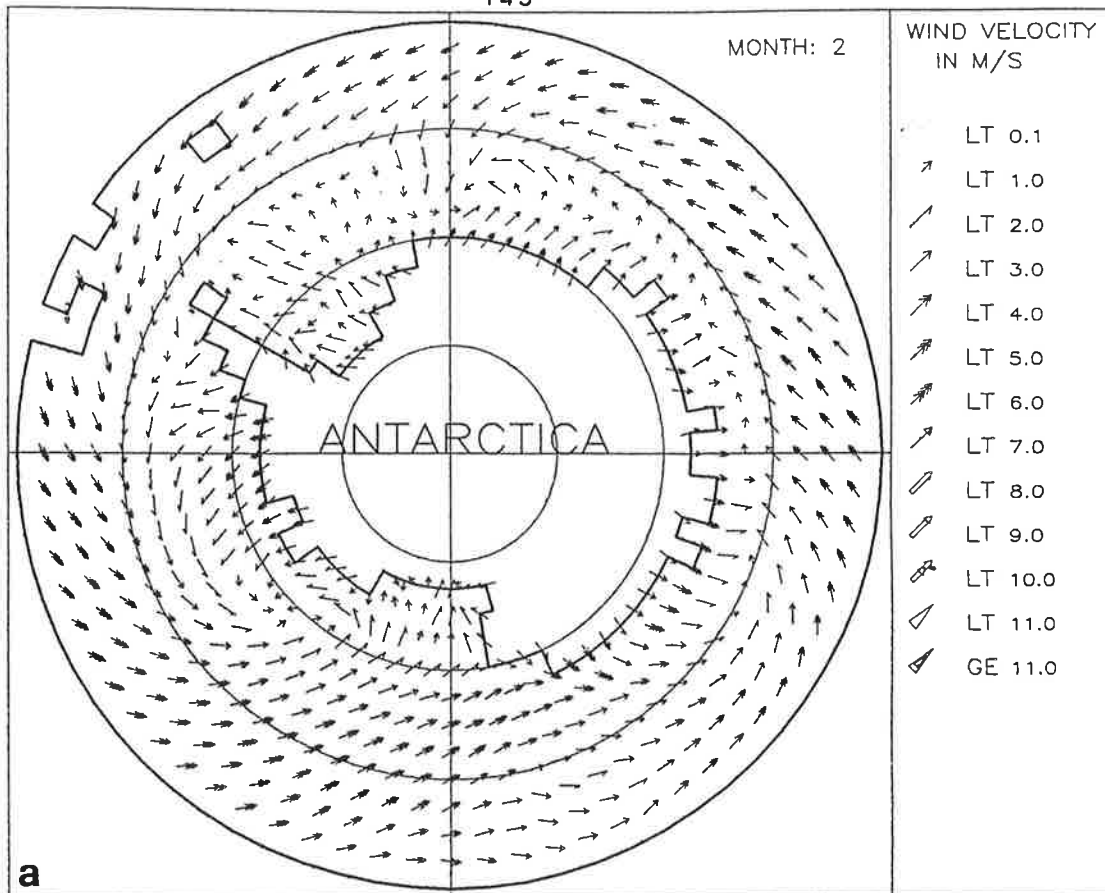


Abb. 42:

Differenzen der Winde zwischen 1000 hPa und 850 hPa der globalen Analysen des ECMWF als Monatsmittel für Februar (a) und September (b) 1986.

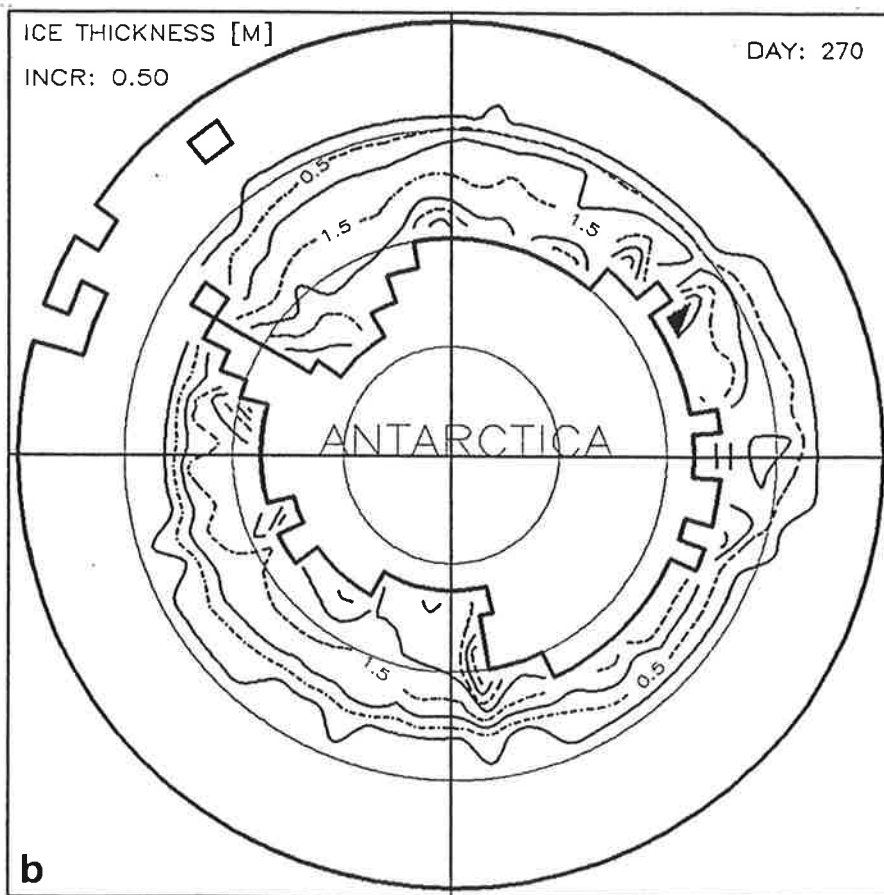
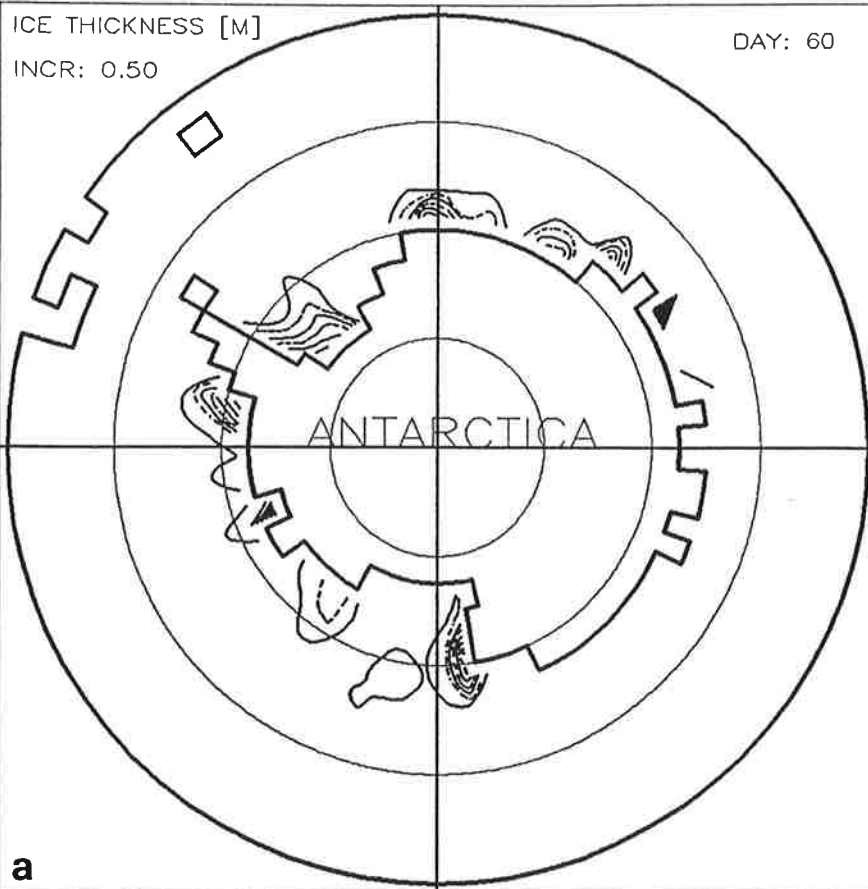


Abb. 43:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Windantrieb des 1000 hPa-Niveaus, mit konstanter ozeanischer Deckschichttiefe, Vernachlässigung von Schnee und langsamerem Schließen von Rinnen; ansonsten wie Abb. 37.

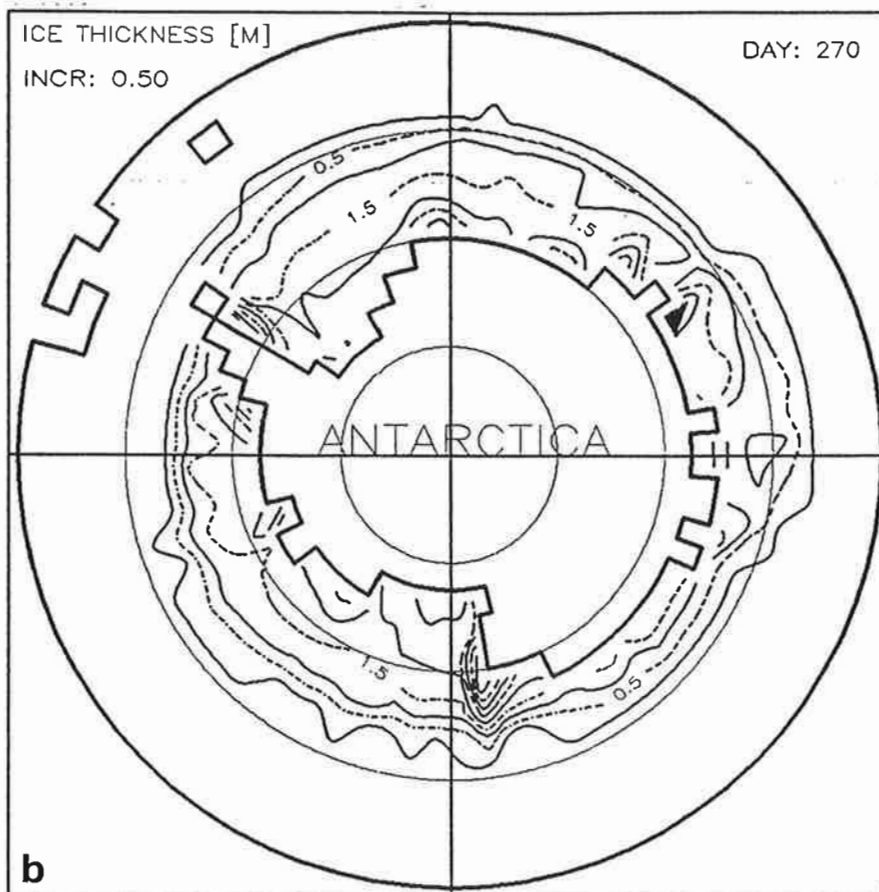
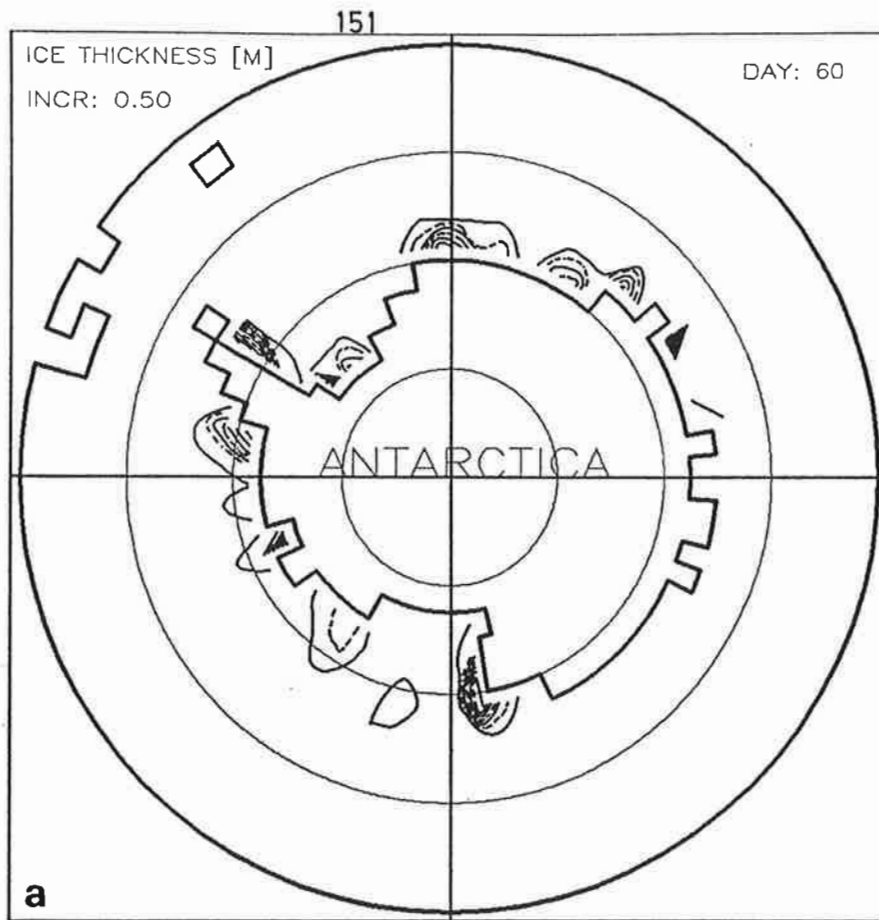


Abb. 44:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Windantrieb des 1000 hPa-Niveaus, mit konstanter ozeanischer Deckschichttiefe, Vernachlässigung von Schnee, langsamerem Schließen von Rinnen und zusätzlich spezifizierten Barrier-Winden; ansonsten wie Abb. 37.

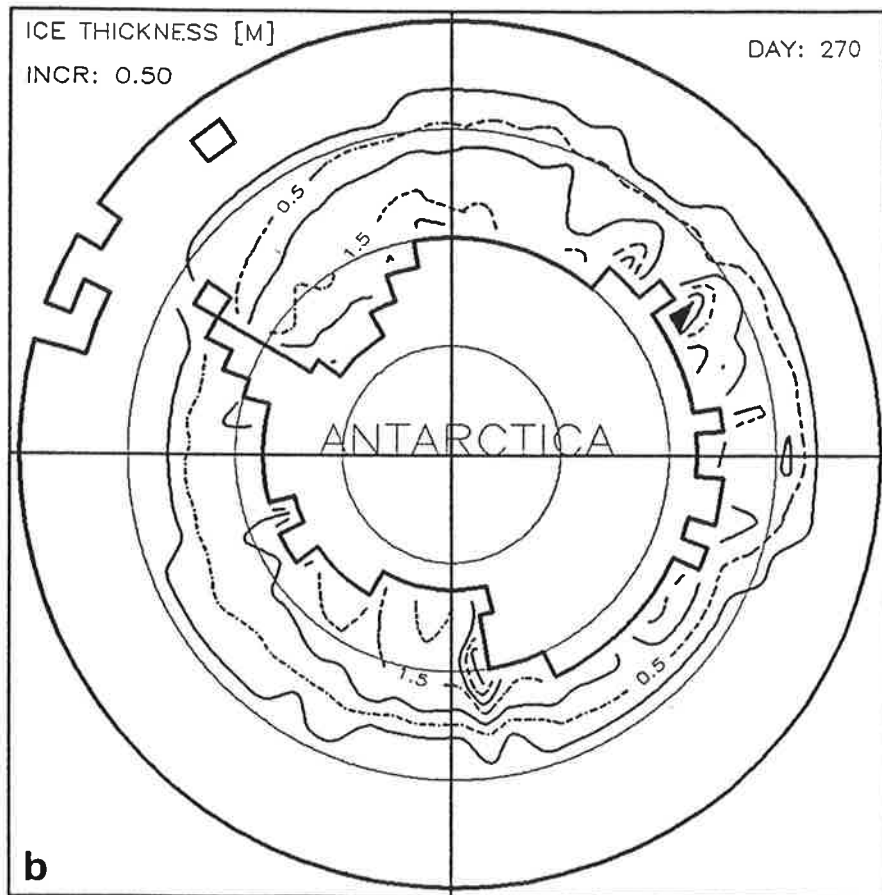
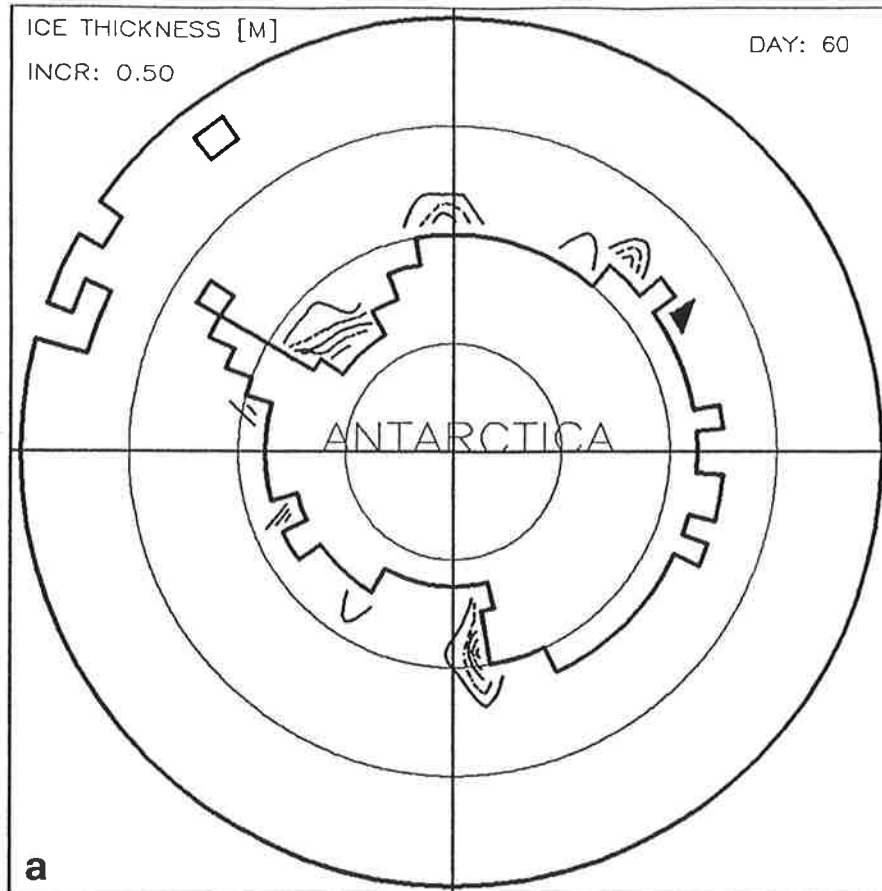


Abb. 45:
Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Windantrieb des 1000 hPa-Niveaus und höherer Oberflächenrauigkeit; ansonsten wie Abb. 37.

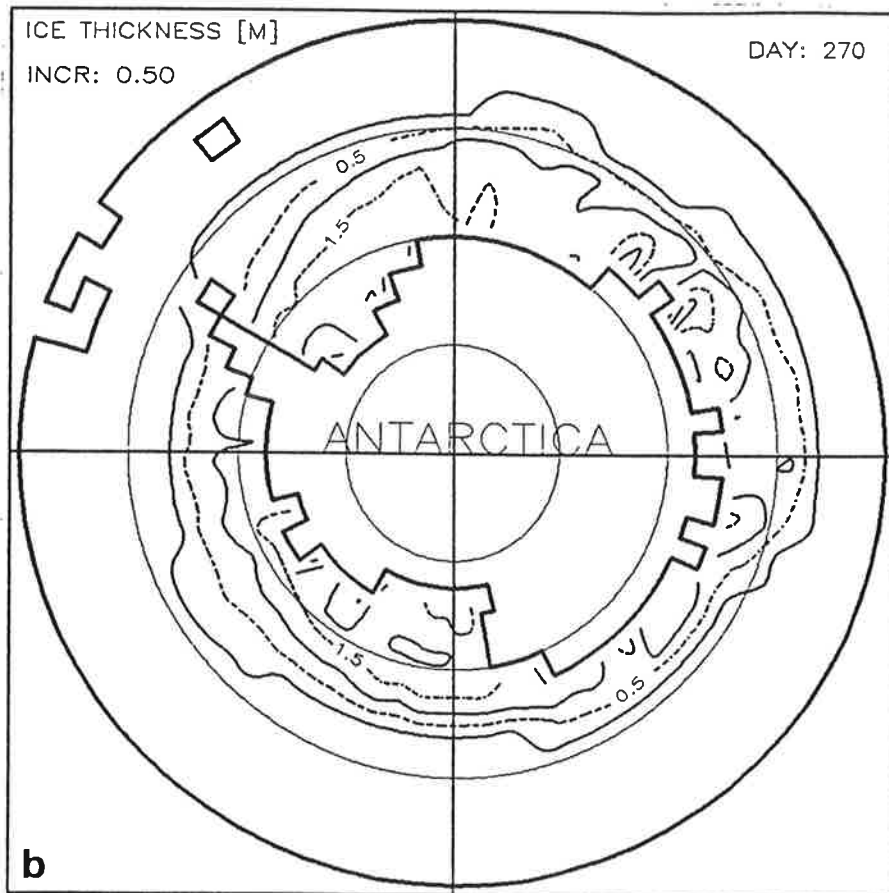
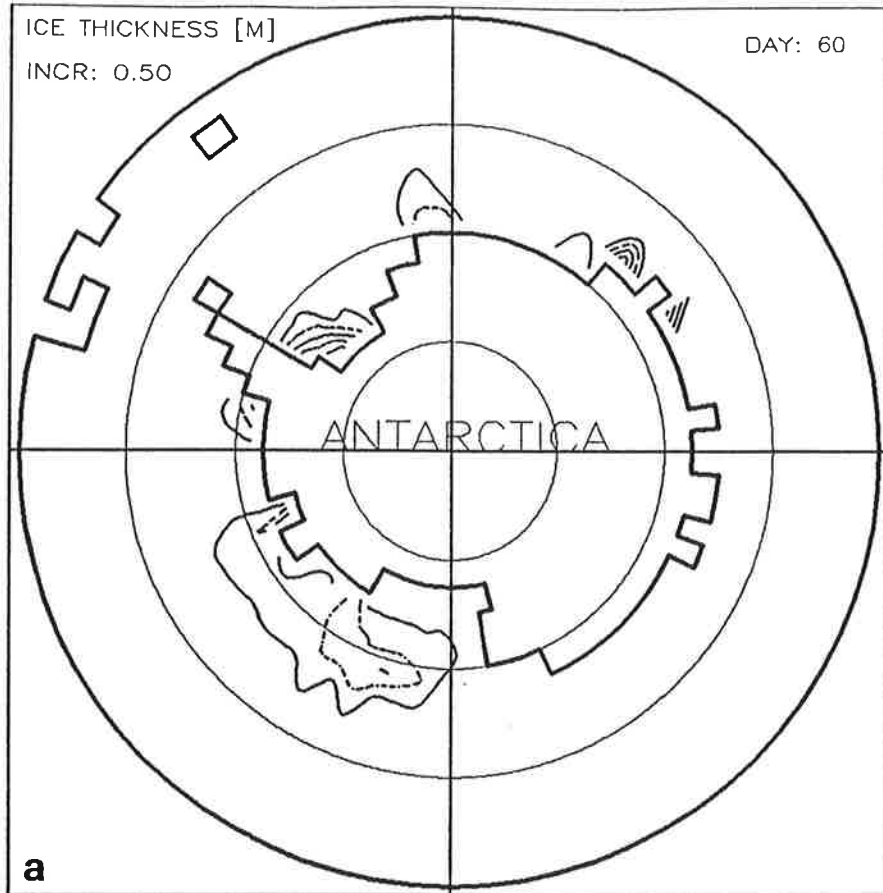


Abb. 46:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Windantrieb des 1000 hPa-Niveaus, höherer Oberflächenrauigkeit und zusätzlicher Winddrehung; ansonsten wie Abb. 37.

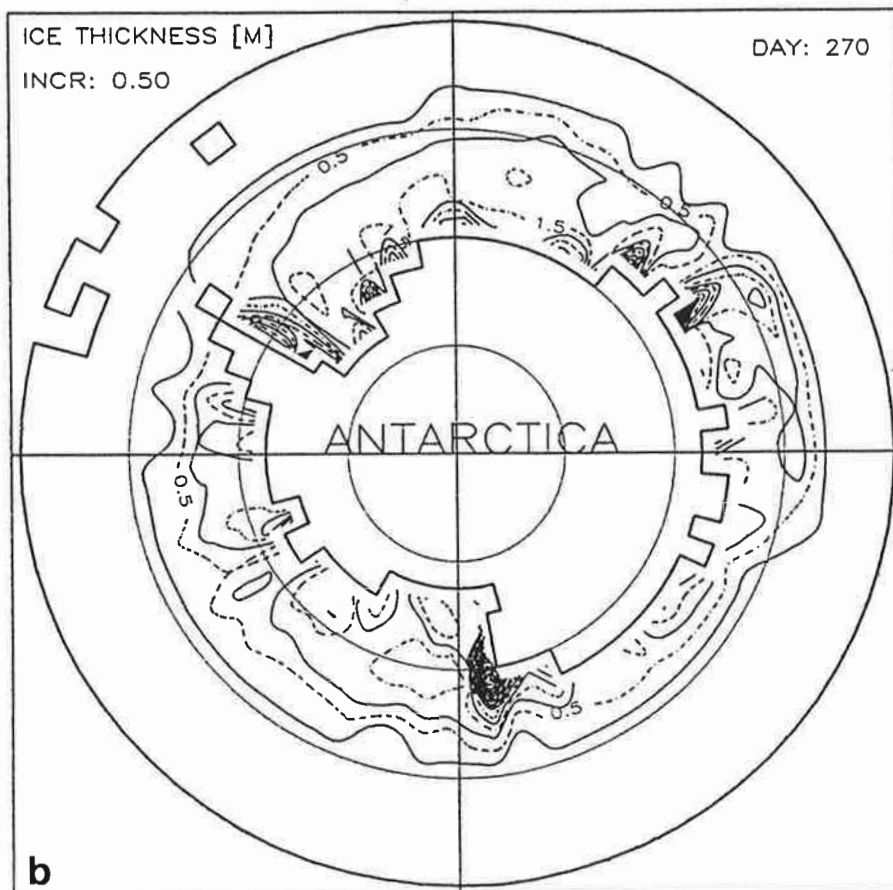
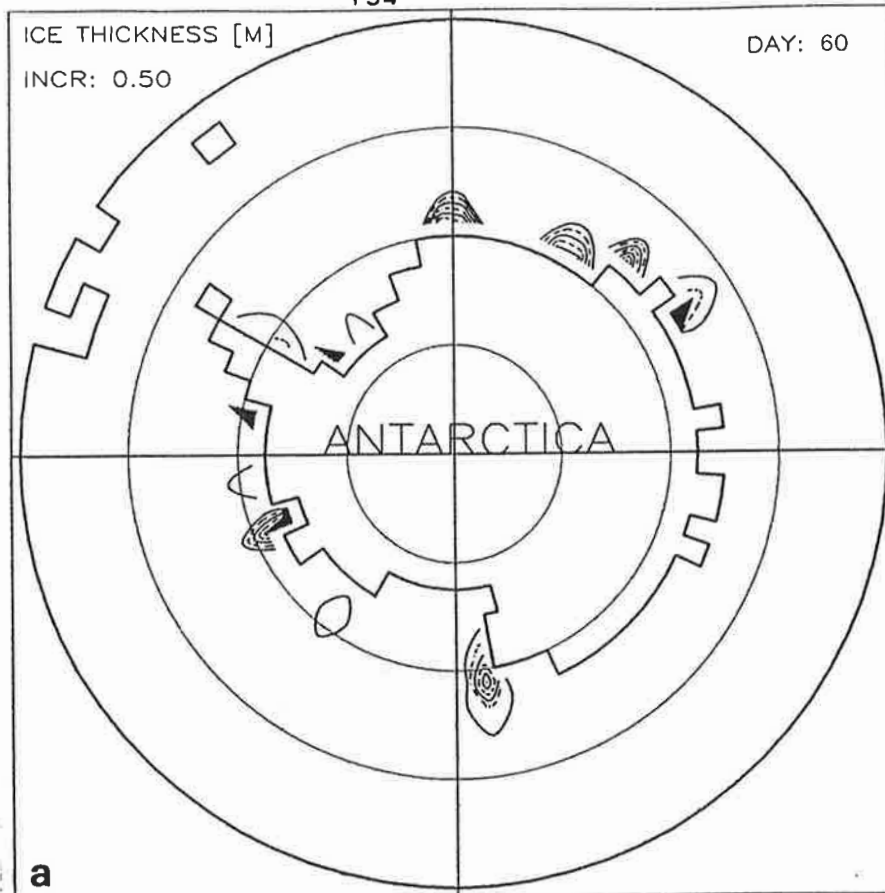


Abb. 47:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs mit Windantrieb des 1000 hPa-Niveaus, höherer Oberflächenrauigkeit und größeren Auftriebsflüssen; ansonsten wie Abb. 37.

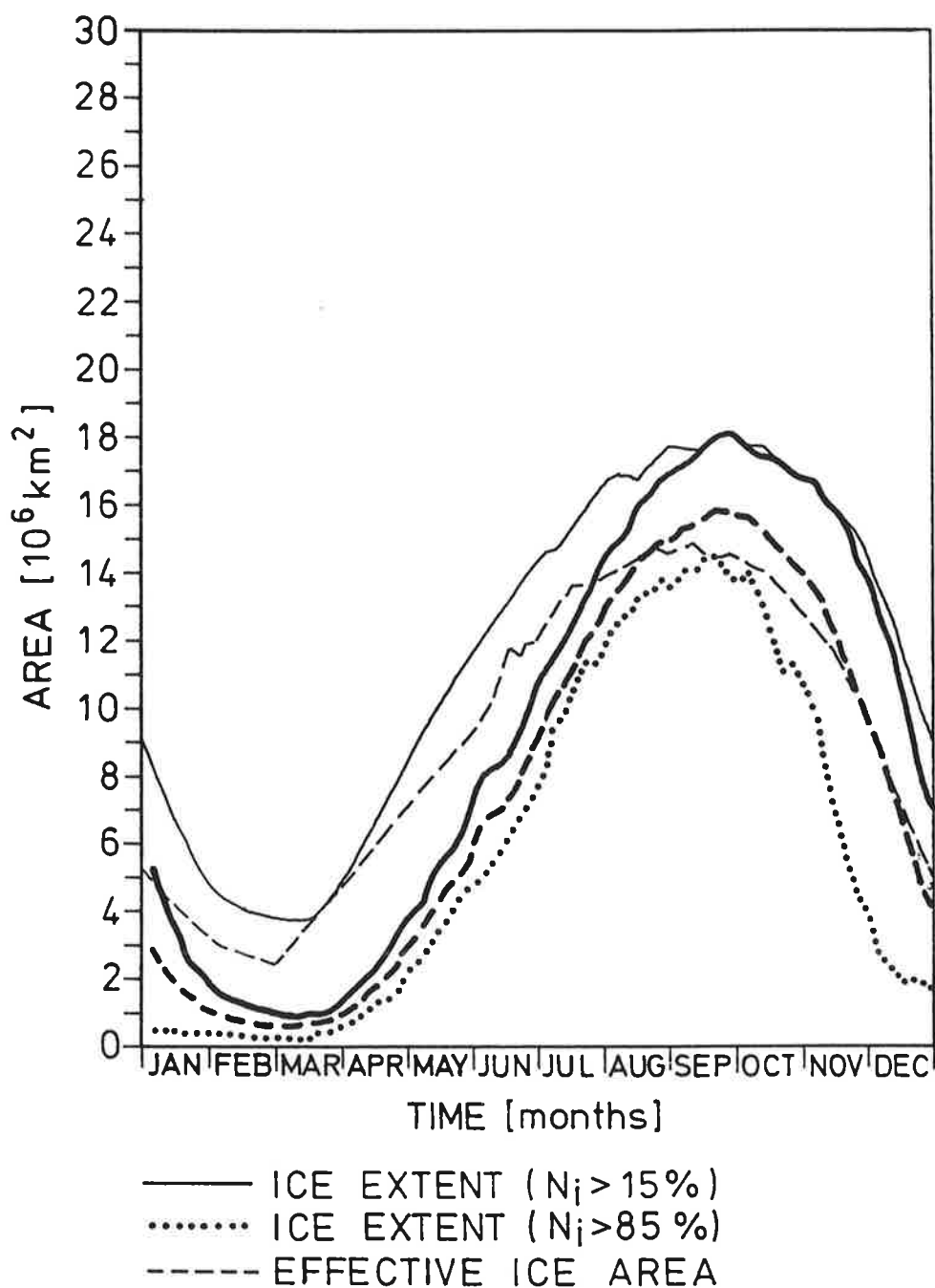


Abb. 48:

Jahresgänge der Eisausdehnungen und der effektiven Eisfläche eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 6 mit Windantrieb des 1000 hPa-Niveaus, höherer Oberflächenrauigkeit und größeren Auftriebsflüssen (dicke Kurven), und aus SMMR-Daten abgeleiteten Werten nach Gloersen und Campbell (1988) (dünne Kurven), jeweils für 1986.

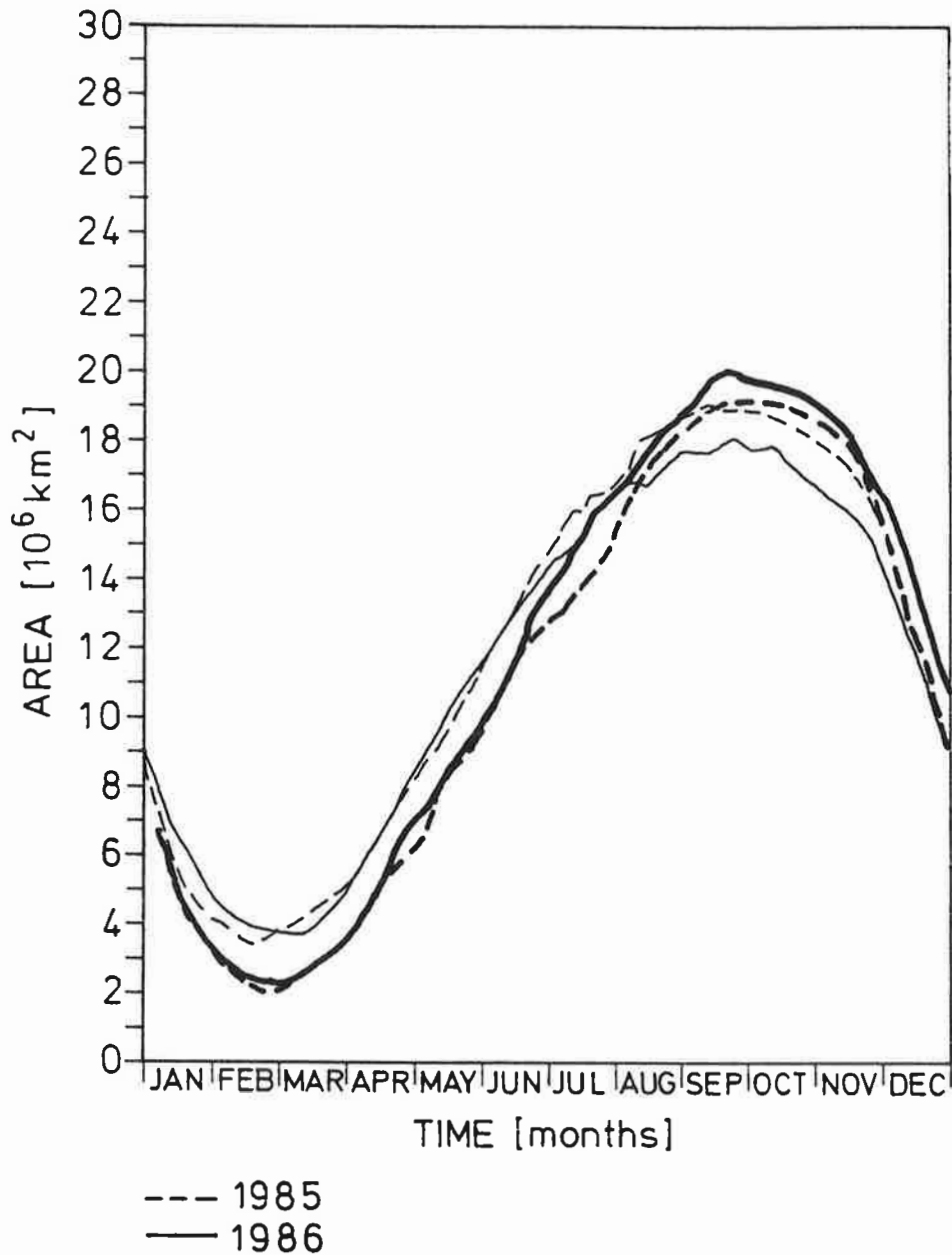


Abb. 49:

Jahresgänge der Eisausdehnung eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 8 mit Einbeziehung der atmosphärischen Oberflächenschicht (dicke Kurven), und aus SMMR-Daten abgeleiteten Werten nach Gloersen und Campbell (1988) (dünne Kurven), jeweils für 1985 (gestrichelte Kurven) und 1986 (durchgezogene Kurven).

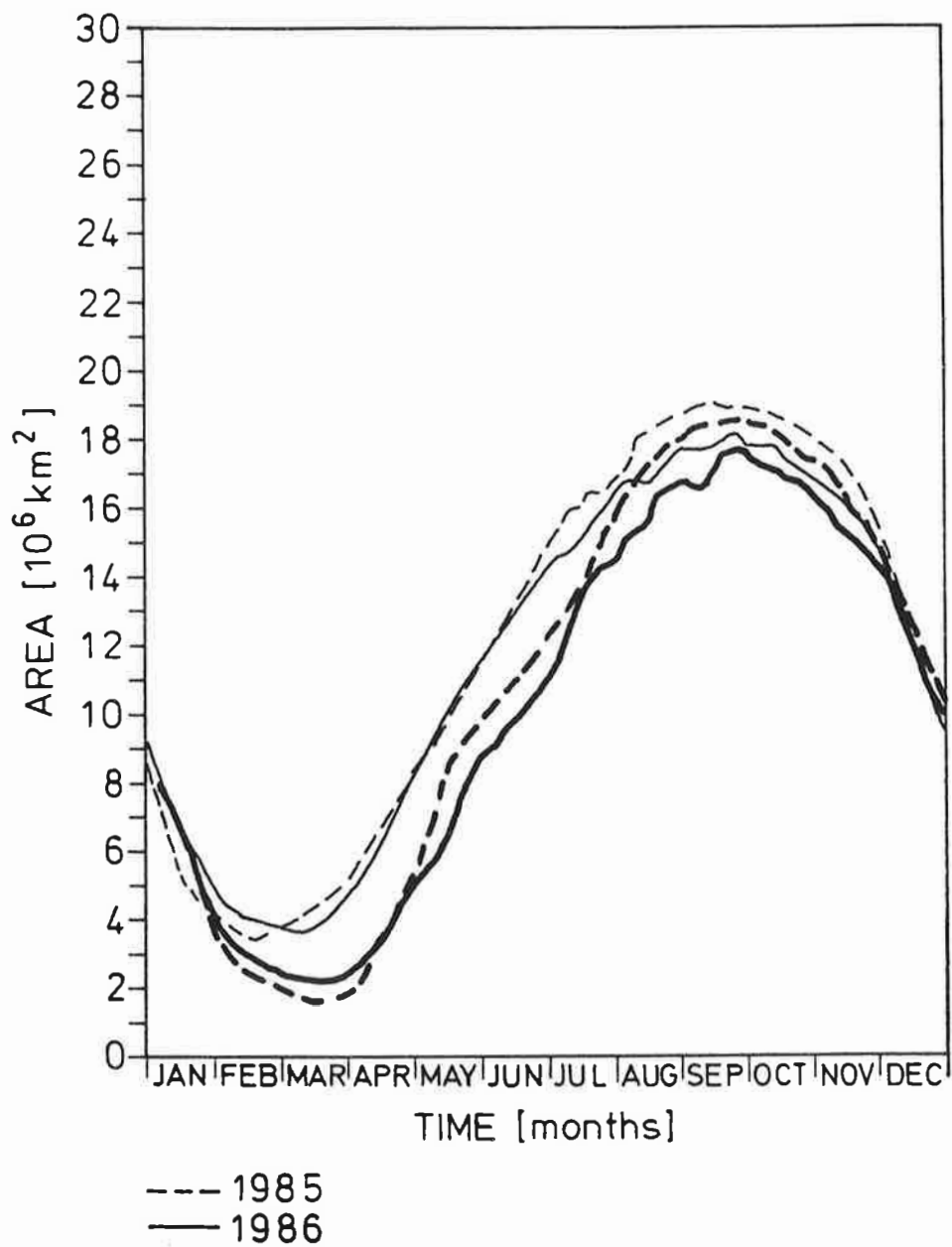


Abb. 50:

Ergebnisse eines Sensitivitätslaufs von Zyklus 6 mit Windantrieb des 1000 hPa-Niveaus, höherer Oberflächenrauigkeit, größeren Auftriebsflüssen und zusätzlicher Winddrehung (dicke Kurven); ansonsten wie Abb. 49.

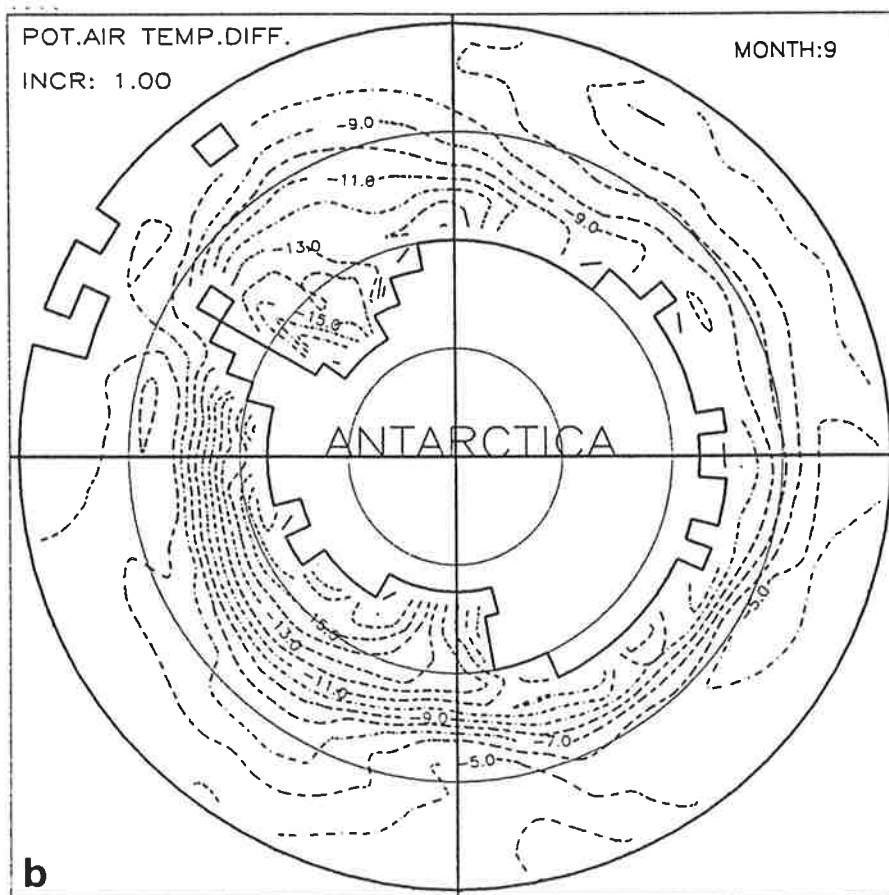
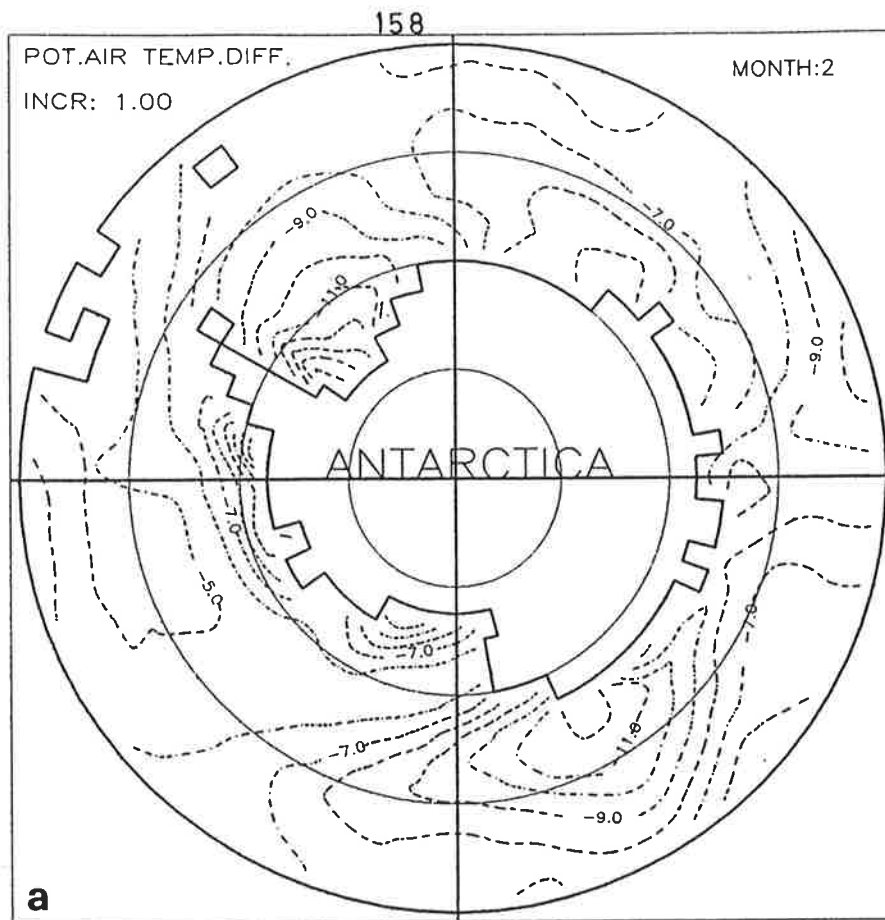


Abb. 51:

Differenzen der potentiellen Temperatur zwischen 1000 hPa und 850 hPa der globalen Analysen des ECMWF als Monatsmittel für Februar (a) und September (b) 1986.

- EXAMENSARBEIT Nr. 1**
Juli 1990
- Modellierung des gekoppelten Systems
Ozean-Atmosphäre in den Tropen**
Mojib Latif
- EXAMENSARBEIT Nr. 2**
Juli 1990
- Zur Dynamik des antarktischen Zirkumpolar-
stromes**
Jörg-Olaf Wolff
- EXAMENSARBEIT Nr. 3**
Juli 1990
- Zur Erniedrigung des atmosphärischen
Kohlendioxidgehalts durch den Weltozean
während der letzten Eiszeit**
Christoph Heinze
- EXAMENSARBEIT Nr. 4**
August 1990
- Analysis and Prediction of the El Niño
Southern Oscillation Phenomenon using
Principal Oscillation Pattern Analysis**
Jin-Song Xu
- EXAMENSARBEIT Nr. 5**
Dezember 1990
- Untersuchung zur niederfrequenten
Variabilität der Meeresoberflächen-
temperatur im Nordpazifik**
Ute Luksch
- EXAMENSARBEIT Nr. 6**
Dezember 1990
- Meereismodellierung im Südlichen Ozean**
Achim Stössel

ISSN 0938-5177