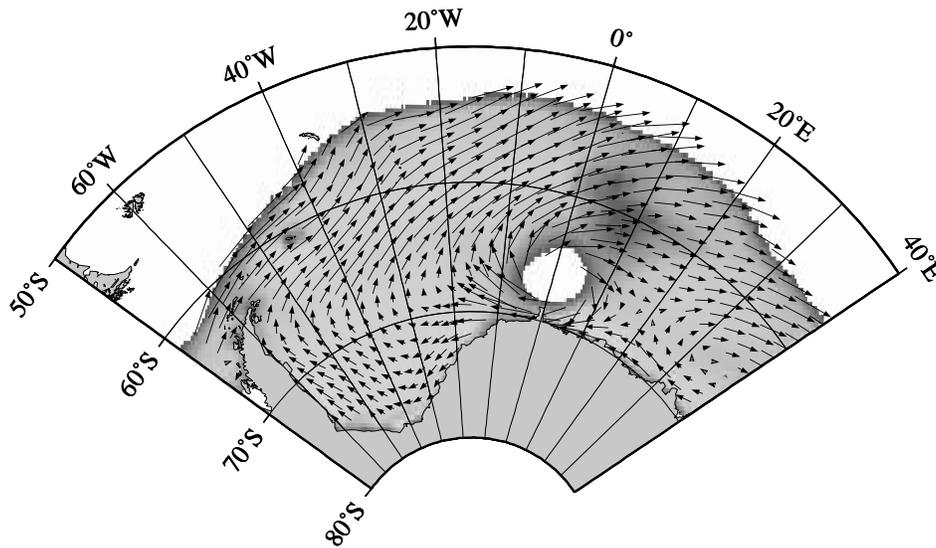


Entstehung und Erhaltung einer Polynja im Weddellmeer

—

Untersuchungen mit einem dynamisch-
thermodynamischen Meereis-Deckschicht-Modell
mit atmosphärischer Kopplung



Diplomarbeit

Ralph Timmermann

Alfred-Wegener-Institut
für
Polar- und Meeresforschung,
Bremerhaven

Universität Bremen,
Fachbereich Physik / Elektrotechnik,
vorgelegt am 25. Juni 1996

Zusammenfassung

Ein dynamisch-thermodynamisches Meereis-Deckschicht-Modell für die Region des Weddellmeeres wird durch Einführung eines einfachen, diagnostischen Atmosphärenmodells um eine vollständige Wechselwirkungsschleife Meereis - Atmosphäre - Ozean erweitert. Die ozeanische Vertikalgeschwindigkeit wird in diesem Modell nach der Theorie des Ekman-Pumpens diagnostisch aus der Rotation der Windschubspannung bestimmt. In verschiedenen Simulationen werden die für die Entstehung und Erhaltung einer Polynja wesentlichen Prozesse und Wechselwirkungen untersucht. Das Untersuchungsgebiet und die Randbedingungen orientieren sich an der 1974 bis 1976 im Südpolarmeer beobachteten „Weddell-Polynja“. Die Modellprognosen lassen den Schluß zu, daß der Aufbau einer lokalen Temperaturstörung in der Atmosphäre die Lebensdauer einer Polynja signifikant verlängern kann: Während der Winterperiode führen die erhöhten Flüsse sensibler und latenter Wärme im Bereich der offenen Wasserfläche zu einer lokalen Erwärmung der unteren Atmosphäre. Das damit verbundene zyclonale thermische Windfeld modifiziert die Eisdrift und erhöht die ozeanische Auftriebsgeschwindigkeit. Unter der Bedingung eines geringen Luftmassenaustausches über dem betreffenden Gebiet kann das wiederholte Auftreten der beobachteten Weddell-Polynja in drei aufeinanderfolgenden Winterperioden als Effekt eines selbsterhaltenden thermischen Windsystems erklärt werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	4
2	Physik des Meereismodells	9
2.1	Überblick	9
2.2	Räumliche und zeitliche Diskretisierung	10
2.3	Thermodynamik	12
2.3.1	Energiebilanz der ozeanischen Deckschicht	12
2.3.2	Thermodynamische Wachstumsraten	15
2.3.3	Thermodynamisch bedingte Änderung der Eiskonzentration	17
2.3.4	Prognostische Behandlung der Schneeschicht	17
2.4	Dynamik und Impulsbilanz	18
2.4.1	Die Elemente der Impulsbilanz	18
2.4.2	Interne Kräfte und Rheologie	20
2.5	Bilanzgleichungen	22
2.6	Das prognostische Deckschichtmodell	22
2.6.1	Überblick	22
2.6.2	Vertikalprofile für Temperatur und Salzgehalt	23
2.6.3	Bilanzgleichungen für Salz und Wärme	25
2.6.4	Prognostische Bestimmung der Deckschichttiefe	26
2.6.5	Bestimmung der Skalentiefen	28
2.6.6	Kopplung mit dem Eismodell	29
2.7	Rand- und Anfangsbedingungen	31
2.7.1	Modellantrieb	31
2.7.2	Ränder des Modellgebiets	33

2.7.3	Anfangsbedingungen	33
3	Diagnostische Auftriebsgeschwindigkeit	34
3.1	Theorie des Ekman-Pumpens	34
3.2	Resultate	36
4	Entstehung einer Polynja	39
4.1	Kurzzeitig erhöhter Auftrieb	39
4.2	Konstant erhöhter Auftrieb	43
5	Das diagnostische Atmosphärenmodell	48
5.1	Einführung	48
5.2	Theoretische Grundlagen	48
5.3	Entstehung der Temperaturstörung als Funktion des Wärmeflusses	53
5.3.1	Ableitung der benötigten Gleichungen und Beschreibung der Numerik	53
5.3.2	Wahl der Integrationsgrenzen	55
5.3.3	Einbeziehung des Wärmeflusses	56
5.4	Einstellung des Parameters z_0	57
5.5	Berechnung des resultierenden Windfeldes	59
5.5.1	Berechnung des mit dem ECMWF-Bodenwind korrelierten geostrophischen Windes	60
5.5.2	Berechnung des thermischen Störwindes in 10 m Höhe	60
5.5.3	Überlagerung der geostrophischen Windfelder und Berücksichtigung der Reibung in der planetaren Grenzschicht	62
5.6	Möglichkeiten und Grenzen des Modells	62
6	Resultate der gekoppelten Simulationen	64
6.1	Modifikation des Windfeldes durch einen vorgegebenen konstanten Wärmefluß	64
6.2	Kopplung zwischen Eis und Atmosphäre durch turbulenten Wärmefluß	70
6.2.1	Simulationen mit diagnostisch bestimmtem thermischem Windfeld	70
6.2.2	Variationsläufe	81

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	3
7 Fazit	85
Danksagung	88
A Definition der modifizierten Skalentiefe d_T^*	89
B Auslenkung der Isentropen	90
Literaturverzeichnis	94

Kapitel 1

Einführung

Das Meereis auf dem antarktischen Ozean bedeckt in den Wintermonaten Juni bis September eine Fläche von bis zu 20 Millionen km². Neben Rinnen offenen Wassers von 1 bis 10 km Länge bilden sich in dieser Eisdecke auch weitaus größere Öffnungen, die als Polynjas bezeichnet werden. Obwohl sie im allgemeinen nur wenige Prozent der mit Meereis bedeckten Fläche umfassen, sind Rinnen und Polynjas innerhalb des winterlichen Packeises von Bedeutung für viele physikalische und biologische Prozesse. Hier steht das im Vergleich zur Lufttemperatur warme Wasser der ozeanischen Deckschicht in unmittelbarem Kontakt mit der winterlich kalten Atmosphäre, so daß die turbulenten Flüsse von Wärme und Feuchtigkeit diejenigen in der eisbedeckten Umgebung um ein bis zwei Größenordnungen übersteigen (Vowinckel und Orvig, 1973; Maykut, 1978).

Sogenannte Küstenpolynjas entstehen hauptsächlich als Folge der katabatischen Winde an den Rändern des antarktischen Kontinents¹ (Kottmeier und Engelbart, 1992) und erreichen eine typische Breite von 50 bis 100 km. Im Weddellmeer spielen sie eine wichtige Rolle bei der Bildung von Bodenwasser, das einen wesentlichen Beitrag zur globalen thermohalinen Zirkulation der Ozeane leistet. Meereis, das sich hier mit Wachstumsraten von bis zu 10 cm/Tag bildet (Zwally et al., 1985), wird durch die ablandigen Winde an den Rand des unbedeckten Gebiets getrieben; das bei der Eisbildung ausgeschiedene Salz erhöht die Dichte des Meerwassers und trägt so zur Bildung von Bodenwasser bei (Fahrbach, 1993).

Aber auch außerhalb der Küstenregion können Polynjas entstehen. Die markanteste war die während der Jahre 1974-1976 beobachtete² „Weddell-Polynja“: In einem rund 300 000 km² großen Gebiet zwischen 64°S und 69°S in der Umgebung des Nullmeridians blieb die Eiskonzentration jeweils während des gesamten

¹Ein großer Teil des antarktischen Kontinents ist von Schelfeis umgeben; in diesen Regionen bildet die Schelfeiskante die Küste.

²Die Beobachtungen der Weddell-Polynja beruhen auf Fernerkundungsdaten des Electrically Scanning Microwave Radiometer (ESMR).

Winters unter 15 %, während die Umgebung annähernd vollständig mit Packeis bedeckt war. Die Polynja entstand in diesen Jahren nicht dadurch, daß in der bereits gebildeten Eisdecke eine Öffnung geschmolzen wäre; vielmehr wuchs das Packeis während der Gefrierphase um die Polynjafläche herum (Zwally et al., 1981).

Verschiedene Arbeiten wurden mit dem Ziel verfaßt, das Auftreten einer derart ausgedehnten und langlebigen Polynja zu erklären:

Der einfachste Fall wäre der Transport von Meereis aus dem betreffenden Gebiet als Folge eines divergenten Windfeldes. Um allein damit die Bildung einer Polynja in der beobachteten Form zu erklären, wären aber Eisgeschwindigkeiten in der Größenordnung von einem Meter pro Sekunde erforderlich, was wiederum Windgeschwindigkeiten im Bereich von 50 m/s erfordert und somit unrealistisch ist (Martinson, 1981).

In den drei aufeinanderfolgenden Wintern 1974 - 1976 verschob sich die Polynja mit einer mittleren Geschwindigkeit von 1 cm/s westwärts, was mit dem mittleren Ozeanstrom konsistent ist (Carsey, 1980). Es ist also naheliegend, eine ozeanische Entstehungsursache anzunehmen.

Ein Vergleich der Wassertemperaturen zwischen 200 und 2700 m Tiefe aus den Jahren 1973 und 1977 zeigt in der betreffenden Region eine deutliche Abkühlung nach dem Auftreten der Polynja. Gordon (1982) führte dies auf einen hohen Wärmeverlust an die Atmosphäre, verbunden mit einer Destabilisierung der Wassersäule und tiefer Konvektion, zurück. Damit würde warmes salzhaltiges Tiefenwasser an die Oberfläche geholt und in die bis in den Bereich der Gefrierpunkts-temperatur abgekühlte Deckschicht eingemischt. Trotz des weiteren Wärmeverlustes an die Atmosphäre könnte so die Eisbildung verhindert werden. Um diesen Prozeß in Gang zu setzen, ist aber eine Präkonditionierung der oberen Ozeanschicht erforderlich.

Martinson et al. (1981) schlugen hierfür eine großskalige Anhebung der Pyknokline vor. In der so entstehenden flachen Deckschicht kann sich die Dichte infolge des mit der Meereisbildung verbundenen Salzausstoßes und des Wärmeverlustes an die Atmosphäre schnell erhöhen und tiefe Konvektion in Gang setzen.

Tatsächlich wurden von Gordon und Huber (1984) Zellen von warmem Tiefenwasser beobachtet, die sich in Höhe der Sprungschicht von Osten her in das Weddellmeer bewegten und mit denen eine signifikante Reduktion der Deckschichttiefe verbunden war.

In Simulationsrechnungen mit einem eindimensionalen thermodynamischen Meereis-Deckschicht-Modell wurde von Lemke (1987) gezeigt, daß sowohl eine divergente Eisdrift als auch die von Martinson et al. (1981) vorgeschlagene Anhebung der Sprungschicht die Entstehung einer Polynja begründen können:

- Durch divergente Meereisdrift, erzeugt durch ein divergentes Windfeld, wird die mittlere Eisdicke und der Bedeckungsgrad während der Gefrierphase reduziert. Die Folge ist eine erhöhte Gefriertrate und damit ein erhöhter Salzausstoß.
- Durch vorübergehend erhöhten Auftrieb zu Winterbeginn wird warmes, salzreiches Wasser in die Deckschicht eingemischt. Während ein Teil des Wärmeinhalts an die winterlich kalte Atmosphäre abgegeben wird, bleibt das Salz in der Deckschicht erhalten.

In beiden Fällen werden durch Dichteerhöhung in der ozeanischen Deckschicht konvektive Prozesse in Gang gesetzt, die mit einem signifikant erhöhten ozeanischen Wärmefluß verbunden sind und so in der numerischen Simulation über drei Jahre eine deutliche Reduktion der Eisdicke verursachen. Voraussetzung dafür ist, daß die Oberfläche zum Zeitpunkt der Störung noch nicht mit dickem Eis bedeckt, die Oberflächen-Energiebilanz aber bereits negativ ist, denn das Schmelzen von Eis ist mit einer Frischwasserzufuhr verbunden, die die Schichtung des oberen Ozeans stabilisiert.

Obwohl die Störung des Systems jeweils nur 50 Tage wirkte, wurde im thermodynamischen Meereis-Deckschicht-Modell erst nach 10 Integrationsjahren wieder der normale Jahresgang angenommen.

Dagegen war in einer entsprechenden Simulation mit einem dynamisch-thermodynamischen Meereis-Deckschicht-Modell (Lemke et al., 1990) die Antwort des Systems nur im ersten Winter signifikant. Offensichtlich verkürzt die Advektion von Eis in das betreffende Gebiet die Lebensdauer einer Polynja erheblich.

Ein geeignetes Windsystem wäre nun in der Lage, eine divergente Eisdrift zu erzeugen und so zusammen mit dem ozeanischen Wärmefluß die Polynja eisfrei zu halten. Klimatologische Windfelddaten für das Südpolarmeer zeigen zwar ausgedehnte Bereiche mit divergentem Windfeld, aber diese liegen nicht in der Region, wo die Polynja entstanden ist (Martinson et al., 1981) - was für die Erklärung der Weddell-Polynja der Winter 1974 bis 1976 keine Rolle spielt, denn daß sich ihr Auftreten wenigstens in dieser Form nicht wiederholt hat, läßt den Schluß zu, daß ihre Entstehung die Folge von Anomalien gewesen sein muß. Für die Polynja-Jahre 1974 bis 1976 existieren jedoch keine aussagekräftigen, die interannuale Variabilität enthaltenden Datensätze, so daß sich die Frage, ob sich diese Jahre durch ein entsprechendes Windfeld auszeichneten, nicht beantworten läßt.

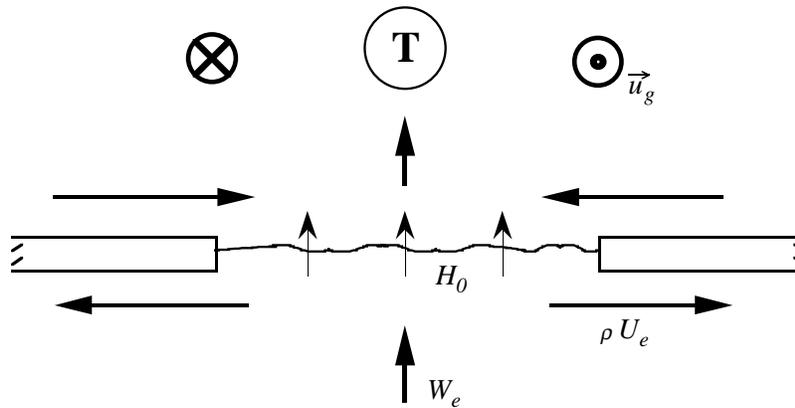


Abbildung 1.1: Ein als Folge des Wärmeflusses H_0 über der Polynja gebildetes Tiefdrucksystem auf der Südhalbkugel, die damit verbundenen geostrophischen Winde \vec{u}_g , die Ekman-Transporte U_e in Ozean und Atmosphäre und die resultierenden Vertikalgeschwindigkeiten W_e . Bei fehlender Eisbedeckung oder freier Eisdrift sind die horizontalen Massentransporte ρU_e in Ozean und Atmosphäre entgegengesetzt gleich.

Es ist aber anzunehmen, daß der erhöhte turbulente Wärmefluß im Bereich einer bereits entstandenen Polynja zur Ausbildung einer lokalen Temperaturstörung in der Atmosphäre führen kann. Das damit verbundene zyklonale thermische Windfeld hätte zwei Effekte (Abb. 1.1):

1. Der Windschub an der Oberfläche verändert die Eisdrift.
2. Die Rotation der Windschubspannung erhöht über das sogenannte „Ekman-Pumpen“ die ozeanische Auftriebsgeschwindigkeit.

Durch Eisexport aus dem Gebiet der Polynja wäre dieses Windsystem in der Lage, sich selbst zu erhalten; allerdings nur solange, wie die Umgebung eisbedeckt ist - also nicht während der Sommerperiode.

In der vorliegenden Arbeit wird nun die Frage untersucht, wie weit miteinander gekoppelte Prozesse in Meereis, Ozean und Atmosphäre die Entstehung und Erhaltung einer Polynja der 1974 bis 1976 im südlichen Ozean beobachteten Form erklären können.

In dem folgenden Kapitel wird das für die Untersuchungen genutzte dynamisch-thermodynamische Meereis-Deckschichtmodell beschrieben.

Um den Einfluß des Windfeldes auf die Vertikalgeschwindigkeit im Ozean zu berücksichtigen, wird das Modell um eine diagnostische Bestimmung der Auftriebsgeschwindigkeit erweitert. Mit der hierfür genutzten Theorie des Ekman-Pumpens und der Umsetzung in der numerischen Simulation befaßt sich das dritte Kapitel.

Im vierten Kapitel werden die für die Entstehung einer Polynja relevanten Wechselwirkungen zwischen dem Meereis und der ozeanischen Deckschicht untersucht. Im ersten Teil wird durch Einmischung von warmem, salzhaltigem Tiefenwasser in die Deckschicht die Bildung einer Polynja initialisiert und die Frage untersucht, auf welche Weise sich das System wieder seinem Referenzzustand annähert. Im zweiten Teil wird die Wirkung einer konstant erhöhten ozeanischen Auftriebsgeschwindigkeit beschrieben.

Darauf aufbauend bilden das fünfte und sechste Kapitel den Kern dieser Arbeit: In Kapitel 5 wird das diagnostische Atmosphärenmodell und seine Kopplung mit dem Meereis-Deckschicht-Modell vorgestellt. Kapitel 6 ist den Resultaten der gekoppelten Simulationen gewidmet. Hier wird der Einfluß der Atmosphäre auf die Lebensdauer einer Polynja deutlich.

Im siebten Kapitel werden die Ergebnisse der Simulationen zusammengefaßt und bewertet.

Die Untersuchung orientiert sich insofern am konkreten Fall der Weddell-Polynja, als die Randbedingungen und die Initialisierung der Störung entsprechend gewählt sind. Bei vergleichbaren Bedingungen sind die Resultate auf Polynjas in anderen Regionen übertragbar.

Kapitel 2

Physik des Meereismodells

2.1 Überblick

Das für die vorliegenden Untersuchungen benutzte dynamisch-thermodynamische Meereismodell prognostiziert die räumliche Verteilung und die zeitliche Entwicklung der Eisdicke¹ h , des Bedeckungsgrades² A und der Eisdriftgeschwindigkeit \vec{u} für die Region des Weddellmeeres. Es enthält daneben eine prognostische Behandlung der Schneeschicht (Owens und Lemke, 1990) und besteht im wesentlichen aus fünf Komponenten:

1. einer Energiebilanz für die Oberfläche, die auf dem Ansatz von Parkinson und Washington (1979) beruht und die Strahlungsbilanz, die turbulenten Flüsse sensibler und latenter Wärme sowie die Wärmeleitung durch Eis und Schnee berücksichtigt. Hieraus werden die Oberflächentemperatur T_S des Meereises bzw. der aufliegenden Schneedecke sowie die Wachstums- oder Schmelzrate ermittelt.
2. einem Wärmeleitungsmodell nach Semtner (1976), das den Wärmestrom durch das Eis und den Schnee aus einer vorgegebenen Oberflächentemperatur T_S und der Deckschichttemperatur T_D bestimmt,
3. einer Impulsbilanz nach dem Modell von Hibler (1979), die neben Trägheit, Corioliskraft, atmosphärischer und ozeanischer Schubspannung

¹Die Variable h , kurz als Eisdicke bezeichnet, ist in diesem Modell definiert als das Eisvolumen pro Fläche, gemittelt über den eisbedeckten und den unbedeckten Teil einer Gitterzelle. Sie repräsentiert die Dicke, die das Eis bei gleichmäßiger Verteilung des in der Gitterzelle vorhandenen Eisvolumens über die gesamte Fläche dieser Zelle hätte. Die aktuelle Eisdicke im eisbedeckten Teil, also der Erwartungswert der Dicke einer Eisscholle, ist h/A .

²Der Bedeckungsgrad A , auch als Eiskonzentration bezeichnet, ist eine dimensionslose Größe, die das Verhältnis zwischen dem eisbedeckten Teil einer Fläche und dem Flächeninhalt angibt.

sowie Meeresoberflächenneigung auch die rheologischen Eigenschaften des Meereises berücksichtigt und die Driftgeschwindigkeit bestimmt,

4. einer Bilanz für die Masse von Eis und Schnee und für den Bedeckungsgrad, die unter Berücksichtigung der Schmelz- bzw. Gefrierdaten und der Driftgeschwindigkeit die neuen Eis- und Schneedicken sowie den Bedeckungsgrad bestimmt,
5. einem angekoppelten eindimensionalen Modell für die ozeanische Deckschicht (Lemke, 1987; Lemke et al., 1990), das durch eine prognostische Bestimmung des ozeanischen Wärmeflusses die Schmelz- und Gefrierdaten an der Unterseite des Meereises beeinflusst.

Das Modell prognostiziert viele Merkmale der Eisdecke in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen, und zwar sowohl in der Antarktis (Harder, 1994; Harder und Lemke, 1994; Fischer, 1995) als auch in der Arktis (Harder, 1996).

In diesem Kapitel werden die Komponenten des Meereismodells soweit beschrieben, wie sie von grundlegender Bedeutung für das Modellverhalten oder die durchgeführten Untersuchungen sind. Für eine weitergehende Beschreibung wird auf die Literatur verwiesen.

2.2 Räumliche und zeitliche Diskretisierung

Das Meereismodell besteht aus einem System gekoppelter partieller Differentialgleichungen, die die räumliche und zeitliche Entwicklung der prognostischen Variablen innerhalb des Modellgebiets beschreiben. Ausgehend von vorgegebenen Anfangsbedingungen werden diese Gleichungen auf einem diskreten räumlichen Gitter mit einem Zeitschritt von 24 Stunden numerisch integriert. Ableitungen werden dabei durch Quotienten finiter Differenzen approximiert.

Das Modellgebiet umfaßt den Bereich von $71^{\circ}W$ bis $44^{\circ}O$ und von $80^{\circ}S$ bis $50^{\circ}S$ und somit das gesamte Weddellmeer. Den südlichen Rand des Modellgebiets bildet der antarktische Kontinent, den westlichen die antarktische Halbinsel; im Norden reicht es bis etwa zur Polarfront.

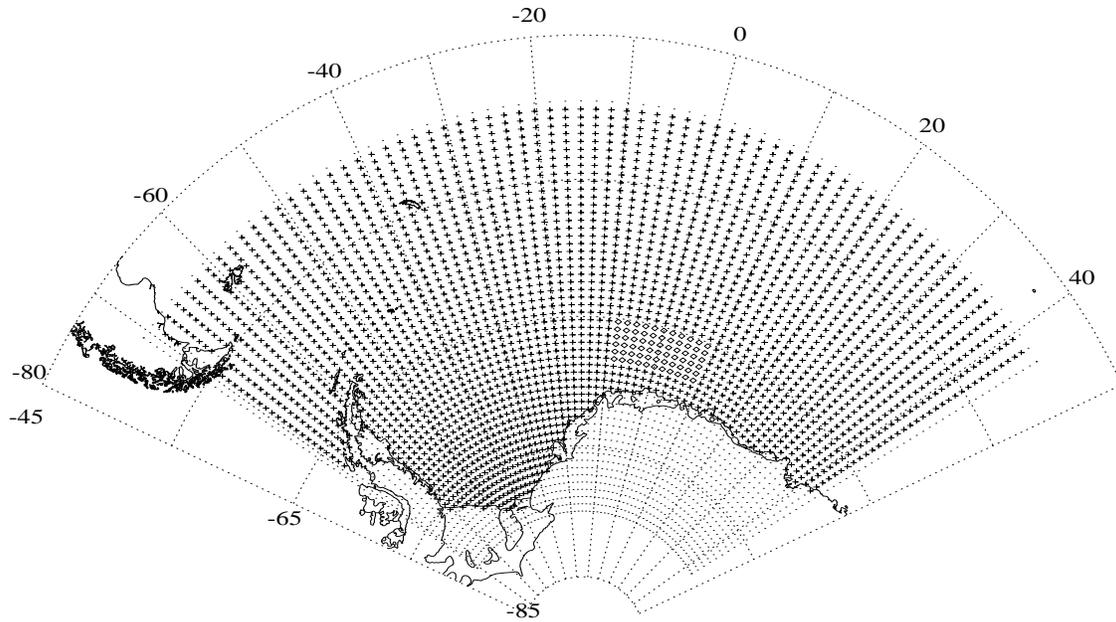


Abbildung 2.1: Das Modellgitter für skalare Größen. Die durch Rauten symbolisierten Gitterpunkte kennzeichnen das Gebiet, in dem in den Polynja-Simulationen die Störung initialisiert wird.

Die räumliche Diskretisierung erfolgt auf einem sphärischen Arakawa-B-Gitter (Arakawa und Mesinger, 1976): Die skalaren Größen sind auf 3795 Gitterpunkten (Abb. 2.1) definiert, die vektoriellen in der Mitte zwischen jeweils vier benachbarten Punkten des Skalargitters. Der Abstand der Gitterpunkte beträgt 1.6875° in zonaler und 0.5625° in meridionaler Richtung. Die Kantenlänge einer Gitterzelle im zentralen Weddellmeer ($\approx 70^\circ$ S) beträgt somit jeweils rund 60 km; eine Gitterzelle in der Region der hier untersuchten Polynja hat einen Flächeninhalt von rund 4500 km^2 .

Die numerische Integration erfolgt beginnend mit dem 1. Januar in 2557 täglichen Zeitschritten über sieben Jahre, wobei tägliche Windfelder der Jahre 1986 bis 1992 vorgegeben werden (vgl. Abschnitt 2.7.1).

Eine ausführliche Beschreibung des numerischen Schemas geben Hibler (1979) und Stössel (1992b).

2.3 Thermodynamik

2.3.1 Energiebilanz der ozeanischen Deckschicht

Das Gefrieren und Schmelzen von Meereis wird durch eine Energiebilanz der ozeanischen Deckschicht einschließlich des darin befindlichen Meereises beschrieben. Hierbei wird vorausgesetzt, daß die Deckschichttemperatur durch Wärmeverlust an die winterlich kalte Atmosphäre bereits den Gefrierpunkt erreicht hat. Durch Gefrier- oder Schmelzprozesse wird dann soviel latente Wärme freigesetzt bzw. gebunden, daß die gesamte Energiebilanz der Deckschicht

$$Q_a + Q_o + \rho_i L_i S_h = 0 \quad (2.1)$$

ausgeglichen ist (Parkinson und Washington, 1979). Hierbei bezeichnen Q_a und Q_o die mit der Atmosphäre bzw. dem Ozean ausgetauschten Wärmeflüsse, S_h die thermodynamisch bedingte Änderung des Eisvolumens pro Fläche, $\rho_i = 910 \text{ kg/m}^3$ die Dichte des Meereises und $L_i = 3.34 \cdot 10^5 \text{ J/kg}$ die spezifische latente Wärme für den Phasenübergang fest – flüssig (Schmelzwärme).

Nach Semtner (1976) wird die Energiebilanz (2.1) in zwei Teile aufgespalten, nämlich

$$Q_a + Q_c + \rho_i L_i \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_a = 0 \quad (2.2)$$

für die obere, atmosphärische Grenzfläche der Eisdecke und

$$Q_o - Q_c + \rho_i L_i \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_o = 0 \quad (2.3)$$

für die untere, ozeanische Grenzfläche. Q_c ist der konduktive Wärmefluß durch das Eis, der nach dem Nullschichtenmodell (Semtner, 1976) beschrieben wird. In diesem Ansatz haben Eis und Schnee keine Wärmekapazität, so daß Q_c an der Ober- und Unterseite der Eisdecke mit gleichem Betrag, aber umgekehrtem Vorzeichen eingeht.

Oberflächenenergiebilanz

Der atmosphärische Wärmefluß in die Grenzfläche zwischen Atmosphäre und Eis bzw. ozeanischer Deckschicht setzt sich aus den kurz- und langwelligen Strahlungsflüssen sowie den Flüssen von sensibler und latenter Wärme zusammen:

$$Q_a = Q_{SW}^\downarrow + Q_{SW}^\uparrow + Q_{LW}^\downarrow + Q_{LW}^\uparrow + Q_s + Q_l. \quad (2.4)$$

Im einzelnen bezeichnet

- Q_{SW}^{\downarrow} die kurzwellige solare Einstrahlung,
- Q_{SW}^{\uparrow} die kurzwellige Abstrahlung,
- Q_{LW}^{\downarrow} die langwellige (infrarote) Einstrahlung,
- Q_{LW}^{\uparrow} die langwellige (infrarote) Abstrahlung,
- Q_s den Fluß sensibler Wärme,
- Q_l den Fluß latenter Wärme.

Die kurzwellige solare Einstrahlung Q_{SW}^{\downarrow} wird aus der von Zillmann (1972) aufgestellten empirischen Formel für die kurzwellige solare Einstrahlung bei wolkenfreiem Himmel und einer Bewölkungskorrektur nach Laevastu (1960) berechnet³ und ist für jeden Zeitschritt eine Funktion des Sonnenstands (Jahreszeit) und des Zustands der Atmosphäre (Lufttemperatur, Luftfeuchte, Bewölkungsgrad).

Die kurzwellige Rückstrahlung Q_{SW}^{\uparrow} ist angesetzt als

$$Q_{SW}^{\uparrow} = \alpha Q_{SW}^{\downarrow}, \quad (2.5)$$

wobei die Albedo α je nach Oberflächentyp und -temperatur unterschieden wird:

- $\alpha = 0.85$ für gefrorenen Schnee
- $\alpha = 0.75$ für schmelzenden Schnee
- $\alpha = 0.75$ für gefrorenes Eis ohne Schneeauflage
- $\alpha = 0.66$ für schmelzendes Eis
- $\alpha = 0.10$ für offenes Wasser

Die Berechnung der einfallenden langwelligen Strahlung als Funktion der Lufttemperatur T_a in 2 m Höhe und des Bewölkungsgrades A_c beruht auf der Planck'schen Theorie für die Strahlung grauer Körper und der Verwendung eines Korrekturfaktors nach Marshunova (1966) bei Anwesenheit von Wolken:

$$Q_{LW}^{\downarrow} = \epsilon_a \sigma T_a^4 \cdot (1 + 0.275 A_c) \quad (2.6)$$

ϵ_a bezeichnet die Emissivität der Luft im Infrarotbereich, die nach einer empirischen Formel von Idso und Jackson (1969) in Abhängigkeit von ihrer Temperatur berechnet wird. $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ ist die Stefan-Boltzmann-Konstante.

Die langwellige thermische Abstrahlung wird entsprechend als Funktion der Oberflächentemperatur T_s des Meereises bzw. des Ozeans gemäß

$$Q_{LW}^{\uparrow} = \epsilon_s \sigma T_s^4 \quad (2.7)$$

beschrieben. Die Emissivität im infraroten Frequenzbereich ist für offenes Wasser wie für Meereis konstant mit $\epsilon_s = 0.97$ angesetzt, während die Oberflächentemperatur eine diagnostische Variable und für Meereis und offenes Wasser verschieden ist.

³Das Verfahren wurde von Parkinson und Washington (1979) eingehend beschrieben.

Die turbulenten Flüsse sensibler und latenter Wärme werden aus zwei analogen Formeln berechnet:

$$Q_s = \rho_a c_p C_s |\vec{u}_{10}| (T_a - T_s) \quad (2.8)$$

$$Q_l = \rho_a L C_l |\vec{u}_{10}| (q_a - q_s), \quad (2.9)$$

wobei

ρ_a	=	1.3 kg m^{-3}	Dichte der Luft am Boden
c_p	=	$1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	spezifische Wärme der Luft
L	=	$2.5 \cdot 10^{-6} \text{ J kg}^{-1}$	spez. Verdunstungswärme von Wasser, bzw.
L	=	$2.8 \cdot 10^{-6} \text{ J kg}^{-1}$	spez. Wärme der Sublimation von Eis
C_s	=	$1.75 \cdot 10^{-3}$	Übertragungskoeffizient für sensible Wärme
C_l	=	$1.75 \cdot 10^{-3}$	Übertragungskoeffizient für latente Wärme
$ \vec{u}_{10} $			Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe
T_a			Lufttemperatur in 2 m Höhe
q_a			spezifische Feuchte der Luft in 2 m Höhe
q_s			spezifische Feuchte über der Oberfläche

Die Werte der Konstanten sind gemäß Parkinson und Washington (1979) sowie Maykut (1977) gewählt. Die Windgeschwindigkeit \vec{u}_{10} in 10 m Höhe, die Lufttemperatur T_a in 2 m Höhe und die spezifische Feuchte der Luft q_a in 2 m Höhe sind vorgegebene zeitabhängige Randbedingungen (Antriebsdaten, vgl. Abschnitt 2.7.1).

Der ozeanische Wärmefluß

In vielen Meereismodellen (Hibler, 1979; Parkinson und Washington, 1979; Polard et al., Batteen und Han, 1983; Semtner, 1984) wird der ozeanische Wärmefluß Q_o mit einem zeitlich und räumlich konstanten Wert vorgegeben. Da für die hier durchgeführten Untersuchungen die Wechselwirkung zwischen Ozean, Atmosphäre und Meereis von entscheidender Bedeutung ist, wird an jeder Gitterzelle des Modellgebiets ein eindimensionales prognostisches Deckschichtmodell nach Lemke (1987) und Lemke et al. (1990) angekoppelt. Auf diese Weise wird ein räumlich und zeitlich variabler ozeanischer Wärmefluß prognostiziert. Dieses Modell wird in Abschnitt 2.6 ausführlich beschrieben.

Wärmeleitung

Der konduktive Wärmefluß Q_c beschreibt die Wärmeleitung durch das Eis und die evtl. vorhandene Schneeeauflage nach dem sogenannten Nullschichtenmodell (Semtner, 1976). Hierbei wird angenommen, daß das Eis keine Wärmekapazität hat, so daß der konduktive Wärmefluß vertikal konstant ist. Es entsteht ein lineares Temperaturprofil, wobei aber wegen der unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeit

ten κ_i für Eis und κ_s für Schnee der Temperaturgradient in den beiden Schichten unterschiedlich ist.

Der konduktive Wärmefluß durch Eis und Schnee folgt dann aus

$$Q_c = \frac{\kappa_i(T_f - T_s)}{h_i^*}, \quad (2.10)$$

wobei

$$h_i^* = h_i + h_{sn} \frac{\kappa_i}{\kappa_s} \quad (2.11)$$

mit den Wärmeleitfähigkeiten

$$\begin{aligned} \kappa_i &= 2.17 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \\ \kappa_s &= 0.31 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \end{aligned}$$

als sogenannte effektive thermodynamische Eisdicke den Isolationseffekt der Schneeeauflage berücksichtigt. $h_i = h/A$ und $h_{sn} = h_s/A$ bezeichnen die aktuelle Dicke von Eis bzw. Schnee im eisbedeckten Teil der Gitterzelle.

Die Temperatur T_b an der Unterseite des Eises wird auf den Wert der Gefrierpunkttemperatur des Meerwassers ($T_f = -1.86^\circ\text{C}$) gesetzt; die Oberflächentemperatur T_s dagegen ist eine diagnostische Modellvariable, deren Wert nur dadurch beschränkt ist, daß er die Gefrierpunkttemperatur von Süßwasser⁴, also 0°C , nicht überschreiten kann.

2.3.2 Thermodynamische Wachstumsraten

Aus den Gleichungen (2.2), (2.4) und (2.10) werden die Oberflächentemperatur T_s und der konduktive Wärmefluß Q_c iterativ bestimmt: Solange die Bedingung $T_s < 0^\circ\text{C}$ erfüllt werden kann, stellt sich die Oberflächentemperatur T_s so ein, daß die Energiebilanz an der Oberfläche gemäß Gleichung (2.2) zu $Q_a + Q_c = 0$ ausgeglichen ist. Folgt jedoch aus einer ausgeglichenen Energiebilanz eine Oberflächentemperatur $T_s > 0^\circ\text{C}$, so wird $T_s = 0^\circ\text{C}$ gesetzt, die Energiebilanz mit diesem Wert neu berechnet und der Energieüberschuß benutzt, um Eis zu schmelzen. Die Gleichung

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_a = -\frac{Q_a + Q_c}{\rho_i L_i} \quad (2.12)$$

beschreibt in diesem Fall die Eisdickenänderung an der Meereisoberfläche.

Wie in Gleichung (2.10) zu erkennen, ist der konduktive Wärmefluß von der Eisdicke abhängig. Nun besteht Meereis in der Natur aus Schollen mit unterschiedlicher Dicke. In einer Fläche von der Größe einer Modellgitterzelle existieren

⁴Durch die Wirkung der Soledrainage ist die Meereisoberfläche im allgemeinen salzarm. Zudem ist das Meereis meist mit einer Schneeeauflage bedeckt, die wegen ihres meteorischen Ursprungs stets aus Süßwasser besteht.

sowohl dünne als auch dicke Eisschollen, die sich bei gleicher mittlerer Eisdicke hinsichtlich der Wärmeleitung anders verhalten als eine homogene Eisdecke konstanter Mächtigkeit, wie sie von der Modellvariablen h beschrieben wird.

Um trotzdem eine möglichst realistische Beschreibung der Thermodynamik in einer Modell-Gitterzelle zu erhalten, werden nach Hibler (1984) für den eisbedeckten Teil der Gitterzelle subskalig sieben gleichverteilte Eisdicken von $\frac{1}{7}h_i^*$ bis $\frac{13}{7}h_i^*$ angenommen. Für jede der sieben Kategorien wird die Wachstumsrate⁵ bestimmt; anschließend werden die Wachstumsraten der sieben Kategorien gemittelt.

Analog zur Gleichung (2.12) folgt aus Gleichung (2.3) die Eisdickenänderung an der Unterseite des Eises gemäß

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_o = -\frac{Q_o - Q_c}{\rho_i L_i} \quad (2.13)$$

aus der Bilanz der Wärmeflüsse an der ozeanischen Grenzfläche des Meereises.

Darüber hinaus befindet sich in der Gitterzelle im allgemeinen ein durch den Wert der Eiskonzentration A bestimmter Anteil offenen Wassers. Da sich dieser gegenüber der Meereisoberfläche hinsichtlich des Energieaustausches stark unterscheidet, wird die Wachstumsrate für diesen Teil getrennt berechnet, wobei in Gleichung (2.12) der Term der Wärmeleitung Q_c durch den ozeanischen Wärmefluß Q_o ersetzt wird:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{ow} = -\frac{Q_a + Q_o}{\rho_i L_i} \quad (2.14)$$

Hier ist in der numerischen Simulation keine Iteration erforderlich, da die Temperatur der ozeanischen Deckschicht eine prognostische Variable des Deckschichtmodells (Abschnitt 2.6) ist.

Durch Wichtung mit ihren jeweiligen Flächenanteilen werden die Wachstumsraten für den eisbedeckten und den offenen Teil der Gitterzelle zusammengefaßt:

$$S_h = A \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_a + A \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_o + (1 - A) \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{ow} \quad (2.15)$$

ist die gesamte thermodynamisch bedingte Änderung der Eisdicke.

⁵Die Wachstumsrate beschreibt die lokale zeitliche Änderung der Eisdicke und kann ein positives (Gefrieren) wie auch ein negatives (Schmelzen) Vorzeichen besitzen.

2.3.3 Thermodynamisch bedingte Änderung der Eiskonzentration

Die im letzten Abschnitt beschriebene Berechnung der thermodynamischen Wachstumsrate liefert keine Aussage über die damit verbundene Änderung der Eiskonzentration A . Diese wird nach Hibler (1979) im Falle des Gefrierens von Meereis empirisch durch

$$S_A = \frac{1 - A}{h_o} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{freeze} + Q_A \quad (2.16)$$

beschrieben, im Falle des Schmelzens dagegen durch

$$S_A = + \frac{A}{2h} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{melt} + Q_A. \quad (2.17)$$

Im Falle des Gefrierens wächst die eisbedeckte Fläche also proportional zur Fläche offenen Wassers ($1 - A$), wobei der empirische Parameter h_o (sog. Rinnenschließungsparameter) die Geschwindigkeit bestimmt, mit der sich die Eisdecke schließt. Er ist mit $h_o = 0.5$ m so gewählt, daß Rinnen offenen Wassers innerhalb von etwa fünf Tagen vollständig zufrieren, was mit Beobachtungen übereinstimmt.

Im Falle des Schmelzens dagegen ist die Abnahme der eisbedeckten Fläche proportional zur Abnahme des Eisvolumens.

Der Q_A -Term beschreibt das Entstehen von Rinnen offenen Wassers durch Scherdeformation (Rothrock, 1975). Nach Harder (1994) wird

$$Q_A = 0.5 (\Delta - |\nabla \cdot \vec{u}|) \exp(-C(1 - A)) \quad (2.18)$$

angesetzt, wobei Δ das in Gleichung (2.31) definierte Maß der Deformationsrate ist. Dieser Term ist von Harder (1994) sowie von Gray und Morland (1994) eingehend untersucht worden.

2.3.4 Prognostische Behandlung der Schneeschicht

Die fast immer vorhandene Schneeschicht (Eicken et al., 1994) dämpft die Reaktionen des Meereises auf die thermodynamische Anregung aus der Atmosphäre: Da die Wärmeleitfähigkeit von Schnee um den Faktor sieben kleiner als die des Meereises ist, wirkt schon eine dünne Schneeschicht als Wärmeisolator (Gleichung 2.11), der das thermodynamische Eiswachstum deutlich verlangsamt. Die im Vergleich zum Meereis höhere Albedo von Schnee (Abschnitt 2.3.1) reduziert dagegen den absorbierten Anteil der solaren Einstrahlung und damit die zum

Schmelzen des Meereises zur Verfügung stehende Energie. Beide Effekte werden wie beschrieben in der Thermodynamik des Meereismodells berücksichtigt.

Die Entwicklung der Schneeschicht wird nach Owens und Lemke (1990) durch eine Bilanzgleichung (Abschnitt 2.5) beschrieben, die neben dem Niederschlag als Quellterm, dem Effekt der Advektion und dem Schmelzen als Senke auch eine Konversion von Schnee in Eis enthält:

- Bei einer Lufttemperatur $T_a < 0^\circ \text{C}$ vergrößert der über dem eisbedeckten Teil der Gitterzelle fallende Niederschlag die Dicke der bereits vorhandenen Schneeschicht.
- Der Schnee wird mit der Eisdriftgeschwindigkeit \vec{u} (Abschnitt 2.4) advehiert.
- Bei der Berechnung der Schmelzraten (Abschnitt 2.3.2) wird angenommen, daß zuerst der gesamte auf dem Eis liegende Schnee schmilzt.
- Durch die mit der Akkumulation von Schnee steigende Schneelast kann es bei Eisschollen zu einem negativen Freibord kommen. In diesem Falle strömt Wasser in die Grenzschicht zwischen Schnee und Eis, wobei der Schnee, der sich unterhalb der Wasserlinie befindet, in Eis umgewandelt wird. Die zusätzlich in den Quellterm S_h eingehende Dicke des so erzeugten, sogenannten meteorischen Eises wird nach dem Archimedischen Prinzip bestimmt (Leppäranta, 1983). Dieser Flutungseffekt, der im Weddellmeer keinen unwesentlichen Beitrag zum Eisvolumen leistet (Eicken et al., 1994), ist von Fischer (1995) ausführlich beschrieben und untersucht worden.

2.4 Dynamik und Impulsbilanz

2.4.1 Die Elemente der Impulsbilanz

Obwohl das Meereis aus einzelnen Schollen besteht, läßt es sich großskalig in guter Näherung als zweidimensionales Kontinuum in einer horizontalen Ebene beschreiben. Seine Driftgeschwindigkeit \vec{u} folgt aus der Impulsbilanz

$$m \frac{D\vec{u}}{Dt} = \vec{\tau}_a + \vec{\tau}_w - m f \vec{k} \times \vec{u} - mg \nabla H + \vec{F} \quad (2.19)$$

(Hibler, 1979), die die totale („materielle“) zeitliche Ableitung

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \quad (2.20)$$

der Driftgeschwindigkeit \vec{u} , die Schubspannungen des Windes ($\vec{\tau}_a$) und des Ozeans ($\vec{\tau}_w$), die Corioliskraft

$$- m f \vec{k} \times \vec{u}, \quad (2.21)$$

die Hangabtriebskraft

$$- mg \nabla H \quad (2.22)$$

an einer geneigten Ozeanoberfläche und die internen Kräfte \vec{F} enthält.

Die Variable $m = \rho_i h$ bezeichnet die Eismasse pro Fläche, $\vec{k} = (0, 0, 1)$ den Einheitsvektor senkrecht zur Oberfläche, $f = 2\Omega \sin \phi$ den Coriolisparameter als Funktion der geographischen Breite ϕ und der Kreisfrequenz der Erdrotation Ω und $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ die Erdbeschleunigung. H repräsentiert die dynamische Topographie der Meeresoberfläche, also die Auslenkung der Meeresoberfläche gegenüber einer Fläche konstanten Geopotentials (Geoid).

Die Windschubspannung wird beschrieben durch

$$\vec{\tau}_a = \rho_a c_a |\vec{u}_{10}| \vec{u}_{10} \quad (2.23)$$

Hierbei ist \vec{u}_{10} die Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe, $\rho_a = 1.3 \text{ kg/m}^3$ die Dichte der Luft am Boden und $c_a = 1.32 \cdot 10^{-3}$ der atmosphärische Schubspannungskoeffizient.

Da die Driftgeschwindigkeit des Meereises im allgemeinen klein gegen die Windgeschwindigkeit ist, wird sie bei der Formulierung von Gleichung (2.23) vernachlässigt.

Eine ähnliche Formel gilt für den Ozeanschub, wobei hier jedoch die Eisdriftgeschwindigkeit von derselben Größenordnung wie die Strömungsgeschwindigkeit des Ozeans ist und folglich nicht vernachlässigt werden kann. Zudem ist der Drehwinkel Θ zwischen dem geostrophischen Ozeanstrom \vec{u}_w und der Schubspannung $\vec{\tau}_w$ auf das Meereis zu berücksichtigen:

$$\vec{\tau}_w = \rho_w c_w |\vec{u}_w - \vec{u}| \left((\vec{u}_w - \vec{u}) \cos \Theta + \vec{k} \times (\vec{u}_w - \vec{u}) \sin \Theta \right) \quad (2.24)$$

Analog zu Gleichung (2.23) bezeichnet $\rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$ die Dichte von Meerwasser und $c_w = 3 \cdot 10^{-3}$ den ozeanischen Schubspannungskoeffizienten. Nach Overland und Davidson (1992) wird $\Theta = 25^\circ$ gesetzt.

Die angegebenen Werte der als räumlich und zeitlich konstant angesehenen Schubspannungskoeffizienten für Ozean und Atmosphäre (c_w und c_a) sind von Fischer (1995) durch Optimierung des Modells anhand von Bojentrjektorien aus dem Weddellmeer bestimmt worden.⁶

⁶Verschiedene Betrachtungen zu den Werten der Schubspannungskoeffizienten finden sich u.a. bei Overland und Davidson (1992), Smith (1988), McPhee (1979) sowie Stössel (1992a), Harder (1994) und Fischer (1995). Für eine realistische Eisdrift ist vor allem das Verhältnis

2.4.2 Interne Kräfte und Rheologie

Die inneren Kräfte im Meereis \vec{F} werden als Divergenz des zwei-dimensionalen Spannungstensors σ beschrieben:

$$F_j = \sum_i \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} \quad (2.25)$$

Das Fließgesetz

$$\sigma_{ij} = 2\eta \dot{\epsilon}_{ij} + \left[(\zeta - \eta) \sum_k \dot{\epsilon}_{kk} - P/2 \right] \delta_{ij} \quad (2.26)$$

(Hibler, 1977) ermöglicht die Formulierung der *Dynamik* des Meereises als Funktion seiner *Kinematik*⁷, die durch den Tensor der Deformationsraten

$$\dot{\epsilon}_{i,j} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\} \quad (2.27)$$

beschrieben wird. $\sum_k \dot{\epsilon}_{kk}$ ist die Divergenz der Meereisdrift; ζ bezeichnet die Kompressionsviskosität und η die Scherviskosität. Der Druckterm $-P/2$ enthält die Eishärte P , die nach Hibler (1979) als Funktion der mittleren Eisdicke h und des Bedeckungsgrades A angesetzt wird:

$$P = P^* h \exp(-C(1 - A)). \quad (2.28)$$

Die internen Kräfte im Eis wirken nur bei hohen Eiskonzentrationen und nehmen mit der Dicke der Eisschollen zu.

Das Fließgesetz in der Form von Gleichung (2.26) beschreibt das Meereis als viskos-plastisches Medium: Bei sehr kleinen Deformationsraten verhält sich Meereis wie eine viskose kompressible Flüssigkeit, während ansonsten plastisches Verhalten angenommen wird.⁸

der Schubspannungskoeffizienten c_a/c_w von Bedeutung, wobei für die Verwendung täglicher Windfelder ein Verhältnis um 0.5 geeignet ist. Durch Vergleich von beobachteten und simulierten Bojentrjektorien wurde von Fischer (1995) für das Weddellmeer ein optimierter Wert von $c_a/c_w = 0.44$ bestimmt. Die Verwendung eines konstanten Wertes stellt jedoch eine Vereinfachung gegenüber der Realität dar (Hartmann et al., 1994).

⁷Die Verknüpfung von Kinematik und Dynamik durch ein Materialgesetz, das die Rheologie des betrachteten Mediums repräsentiert, ist ein stets wiederkehrendes Element der Kontinuumsmechanik. Es beschreibt den quantitativen Zusammenhang zwischen der kinematischen Größe *Deformationsrate* $\dot{\epsilon}$ und der dynamischen Größe *interne Spannung* $\sigma(\dot{\epsilon})$. Durch unterschiedliche Materialgesetze und spezielle Wahl der Viskositäten ζ und η werden die verschiedenen Fließigenschaften unterschiedlicher Medien berücksichtigt.

⁸Dieses Verhalten steht in Einklang mit den Messungen im Rahmen des Artic Ice Dynamics Joint Experiment (AIDJEX).

P ist die in dieser Rheologie maximal erreichbare Spannung; wenn bei steigenden Deformationsraten die Spannung diesen Grenzwert erreicht, bricht das Eis und gibt durch plastische Verformung nach, wobei die interne Spannung von der Deformationsrate unabhängig wird. Bei einem zweidimensionalen Kontinuum wird diese Bruchgrenze durch eine sogenannte Fließkurve beschrieben (siehe z.B. Mellor, 1986). Aus den Hauptkomponenten des Spannungstensors σ lassen sich für diesen Ansatz die Viskositäten ζ und η bestimmen:

$$\zeta = \frac{P}{2(\Delta + \Delta_{min})} \quad (2.29)$$

$$\eta = \frac{P}{2e^2(\Delta + \Delta_{min})} \quad (2.30)$$

wobei

$$\Delta = \left[(\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2) \left(1 + \frac{1}{e^2} \right) + 4 \frac{\dot{\epsilon}_{12}^2}{e^2} + 2\dot{\epsilon}_{11}\dot{\epsilon}_{22} \left(1 - \frac{1}{e^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.31)$$

Die Exzentrizität e der elliptischen Fließkurve bestimmt das Verhältnis zwischen Kompressions- und Scherviskosität.

Die Addition eines kleinen Wertes Δ_{min} in den Gleichungen (2.29) und (2.30) verhindert, daß die Viskositäten im Falle sehr kleiner Deformationsraten unendlich werden. Mit dieser Formulierung wird ein gleitender Übergang vom plastischen ins viskose Regime gewährleistet (Harder, 1996).

Die großskalig wirkenden Kräfte ergeben sich als statistisches Mittel vieler klein- und mesoskaliger Prozesse, die im großskaligen Meereismodell nicht aufgelöst werden können. Daher sind P^* , C , e und Δ_{min} reine Modellparameter, deren Werte für das Modellgebiet *Weddellmeer* durch theoretische Überlegungen und Vergleich von Modellprognosen mit Beobachtungen als

$$\begin{aligned} P^* &= 20000 \\ C &= 20 \\ e &= 2 \\ \Delta_{min} &= 2 \cdot 10^{-9} s^{-1} \end{aligned}$$

(Hibler, 1979; Harder, 1994; Fischer, 1995; Harder, 1996) bestimmt worden sind.

Die Dynamik des Meereises ist hier soweit beschrieben worden, wie es für ein grundlegendes Verständnis des Modells erforderlich ist. Eine eingehende Beschreibung der in diesem und in anderen Meereismodellen verwendeten Rheologie, der Dynamik und des kontinuumsmechanischen Ansatzes wird u. a. von Harder (1996) gegeben.

2.5 Bilanzgleichungen

Die zeitliche Entwicklung von mittlerer Eisdicke h , mittlerer Schneedicke h_s und Eiskonzentration A wird durch explizite Bilanzgleichungen beschrieben:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}h) = S_h \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}h_s) = S_s \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}A) = S_A \quad (2.34)$$

Diese haben auf der linken Seite die Form einer Kontinuitätsgleichung, wobei der erste Term die lokale zeitliche Änderung und der zweite die Advektion repräsentiert. Auf der rechten Seite stehen die in den Abschnitten 2.3.2, 2.3.4 und 2.3.3 beschriebenen Quellen und Senken der prognostischen Variablen.

Der Advektionsterm beschreibt den Ein- und Ausstrom von Eis im horizontalen Austausch benachbarter Regionen. Er wird nach dem modifizierten upstream-Schema nach Smolarkiewicz (1983) berechnet. Dieses Verfahren hat gegenüber dem von Hibler (1979) verwendeten Schema zentraler Differenzen den Vorteil, keine negativen Eisdicken zu erzeugen und somit ohne explizite Diffusion auszukommen.⁹

2.6 Das prognostische Deckschichtmodell

2.6.1 Überblick

Die ozeanische Deckschicht wird durch ein eindimensionales prognostisches Deckschichtmodell (Lemke, 1987) beschrieben, das bereits für beide Polarregionen mit dem Eismodell gekoppelt wurde (Lemke, Owens und Hibler, 1990; Owens und Lemke, 1990; Stössel, 1990; Stössel, 1992a, b; Fischer, 1995; Harder, 1994 und 1996). In diesem Modell wird der vertikale ozeanische Wärmefluß Q_o durch die Simulation von sog. Entrainment-Prozessen bestimmt, bei denen (in den Polarregionen i.a. warmes) Tiefenwasser in die Deckschicht eingemischt wird.

Basierend auf der Erhaltung von Wärme und Salz, einer Bilanz für die potentielle Energie sowie Parametrisierungen für die Flüsse an Ober- und Unterseite der Deckschicht werden fünf Variablen prognostisch bestimmt:

⁹Das bei Anwendung der Methode der zentralen Differenzen auftretende numerische Artefakt negativer Werte für positiv definite physikalische Variablen und das modifizierte upstream-Schema wurden von Fischer (1995) ausführlich beschrieben und diskutiert.

Temperatur der Deckschicht	T_D
Salzgehalt der Deckschicht	S_D
Tiefe der Deckschicht	h_D
Skalentiefe der Thermokline	d_T
Skalentiefe der Halokline	d_S

Für die vorliegenden Untersuchungen wurde das Modell um eine diagnostische Bestimmung der Auftriebsgeschwindigkeit w_{up} erweitert.

2.6.2 Vertikalprofile für Temperatur und Salzgehalt

Innerhalb der Deckschicht werden – ihrer Definition als oberste, durchmischte Schicht des Ozeans folgend – vertikal konstante, aber zeitlich variable Werte für Temperatur T_D und Salzgehalt S_D angenommen. Die Pyknokline (Sprungschicht) und damit der Übergang zur zeitlich konstant, aber räumlich variabel angesetzten Temperatur T_B bzw. zum auf die gleiche Weise vorgegebenen Salzgehalt S_B des darunter liegenden Ozeans wird durch je ein Exponentialprofil beschrieben (Abb. 2.2):

$$\left. \begin{aligned} T(z) &= T_D \\ S(z) &= S_D \end{aligned} \right\} \quad 0 > z > -h_D$$

$$\left. \begin{aligned} T(z) &= T_b + (T_D - T_b) \exp[(z + h_D)/d_T] \\ S(z) &= S_b + (S_D - S_b) \exp[(z + h_D)/d_S] \end{aligned} \right\} \quad -h_D > z > -h_b$$
(2.35)

Die Deckschichttiefe h_D ist eine prognostische Variable des Modells, ebenso wie die Skalentiefen der Thermokline (d_T) und der Halokline (d_S). Dies ist eine Erweiterung des Stufenprofils aus dem sog. Kraus-Turner-Modell (Niiler und Kraus, 1977). Die räumliche (horizontale) Variation der prognostischen Variablen wird dadurch erfaßt, daß die an sich eindimensionalen Gleichungen des Deckschichtmodells an jedem einzelnen (ozeanischen) Gitterpunkt des Meereismodells gelöst werden. Die untere Grenze des Modells liegt bei $h_b = 3000$ m.

2.6.3 Bilanzgleichungen für Salz und Wärme

Unter der Voraussetzung, daß die Skalentiefen d_S und d_T klein gegen die Tiefe $h_b - h_D$ der zweiten Ozeanschicht sind, ist

$$H_T = (T_D - T_b)(h_D + d_T) + T_b h_b \quad (2.36)$$

der Wärmehalt der gesamten Wassersäule zwischen $z = 0$ und $z = -h_b$. Der entsprechende Salzgehalt läßt sich mit

$$H_S = (S_D - S_b)(h_D + d_S) + S_b h_b \quad (2.37)$$

analog formulieren.¹⁰

Durch Differentiation der Gleichungen (2.36) und (2.37) folgt die zeitliche Änderung von Wärme- und Salzinhalt. Diese muß mit den Flüssen von Wärme und Salz an den Rändern des Modells balanciert sein (Wärme- bzw. Salzerhaltung):

$$\dot{H}_T = \dot{T}_D(h_D + d_T) + (T_D - T_b)(\dot{h}_D + \dot{d}_T) = Q_T + w_{up}(T_b - T_D) \quad (2.38)$$

bzw.

$$\dot{H}_S = \dot{S}_D(h_D + d_S) + (S_D - S_b)(\dot{h}_D + \dot{d}_S) = Q_S + w_{up}(S_b - S_D) \quad (2.39)$$

Hierbei repräsentieren Q_S und Q_T den Salz- bzw. Wärmefluß an der Oberfläche der ozeanischen Deckschicht. w_{up} ist die ozeanische Auftriebsgeschwindigkeit, die bisher auf einen zeitlich und räumlich konstanten Wert gesetzt worden war (z. B. Owens und Lemke, 1990), für die vorliegenden Untersuchungen aber diagnostisch aus der Rotation des Windschubes bestimmt wird (Kapitel 3).

Die zeitliche Änderung von Temperatur und Salzgehalt in der Deckschicht wird durch die betreffenden Flüsse an der Oberfläche einerseits und durch Einmischungsvorgänge (Entrainment) am unteren Rand der Deckschicht andererseits bestimmt:

$$\dot{T}_D = \frac{Q_T + B_T}{h_D} \quad (2.40)$$

$$\dot{S}_D = \frac{Q_S + B_S}{h_D} \quad (2.41)$$

Während die Größe der Oberflächenflüsse durch die Kopplung mit dem Meereismodell bestimmt wird, hängen die Entrainmentflüsse von Salz und Wärme (B_S

¹⁰Die Voraussetzung $d_T \ll h_b - h_D$ wird im Jahresgang der Skalentiefe nicht immer erfüllt. Um trotzdem zu realistischen Simulationsresultaten zu gelangen, wird in allen Gleichungen statt der exponentiellen Skalentiefe d_T eine modifizierte Skalentiefe d_T^* eingesetzt, die in Anhang A definiert wird.

und B_T) von der Vertiefungsrate w_{ent} der Deckschicht ab. Sie werden parametrisiert durch die Annahme, daß die Entrainment-Prozesse in einer im Modell nicht aufgelösten Schicht der Dicke δ ablaufen, die durch eine mittlere Temperatur T^* und einen mittleren Salzgehalt S^* beschrieben wird, wobei die Mittelwerte aus

$$T^* = \frac{1}{\delta} \int_{-h_D-\delta}^{-h_D} T(z) dz = T_b + (T_b - T_D) \frac{dT}{\delta} \left(e^{-\frac{\delta}{dT}} - 1 \right) \quad (2.42)$$

$$S^* = \frac{1}{\delta} \int_{-h_D-\delta}^{-h_D} S(z) dz = S_b + (S_b - S_D) \frac{dS}{\delta} \left(e^{-\frac{\delta}{dS}} - 1 \right) \quad (2.43)$$

bestimmt werden. Die Entrainment-Flüsse sind dann¹¹

$$B_T = w_{ent}(T^* - T_D) \quad (2.44)$$

$$B_S = w_{ent}(S^* - S_D). \quad (2.45)$$

2.6.4 Prognostische Bestimmung der Deckschichttiefe

Die Änderung der Deckschichttiefe ist durch die Entrainment-Geschwindigkeit w_{ent} und die Auftriebsgeschwindigkeit w_{up} gegeben:

$$\dot{h}_D = w_{ent} - w_{up} \quad (2.46)$$

Die Bestimmung der Vertiefungsrate w_{ent} der Deckschicht basiert nach Niiler und Kraus (1977) auf einer Bilanz der potentiellen Energie:

$$\dot{K} - \epsilon = \dot{E}_{pot} \quad (2.47)$$

Hierbei bezeichnet \dot{K} die Erzeugung turbulenter kinetischer Energie durch Wind Schub und Eisbewegung an der Oberfläche der Deckschicht. ϵ beschreibt die tiefeabhängige Dissipation, und

$$\dot{E}_{pot} = \frac{h_D}{2} g (B_\rho - Q_\rho) \quad (2.48)$$

ist die zeitliche Änderung der potentiellen Energie durch die Dichteänderungen Q_ρ und B_ρ , die mit den Flüssen von Salz und Wärme an der Oberfläche bzw. an der Basis der Deckschicht verbunden sind:

$$Q_\rho = \beta_S Q_S - \beta_T Q_T \quad (2.49)$$

$$B_\rho = \beta_S B_S - \beta_T B_T, \quad (2.50)$$

¹¹Das Kraus-Turner-Modell (Niiler und Kraus, 1977) enthält formal identische Gleichungen, in denen aber nicht die mittlere Temperatur T^* und der mittlere Salzgehalt S^* innerhalb einer Einmischungszone, sondern die Temperatur T_b und der Salzgehalt S_b des tiefen Ozeans eingesetzt werden. Bei gleicher Entrainmentrate überschätzt das Kraus-Turner-Modell daher die Entrainment-Flüsse von Salz und Wärme.

wobei β_S und β_T die Entwicklungskoeffizienten der Dichte bezüglich Salz und Temperatur bezeichnen. g ist die Gravitationsbeschleunigung, und die Formulierung mit $h_D/2$ ist Ausdruck der Tatsache, daß der Schwerpunkt der Deckschicht bei homogener Dichte gerade in ihrer Mitte liegt.

Durch Kombinieren von (2.47) mit (2.48) und Einsetzen von (2.44), (2.45), (2.49) und (2.50) folgt für die Vertiefungsrate der Deckschicht:

$$w_{ent} = \frac{2 \dot{K} D_1 + g h_D Q_\rho D_2}{g h_D \Delta\rho}, \quad (2.51)$$

wobei

$$\Delta\rho = \beta_S(S^* - S_D) - \beta_T(T^* - T_D) \quad (2.52)$$

die Dichtedifferenz zwischen Deckschicht und Entrainment-Zone angibt. Der erste Summand im Zähler von Gleichung (2.51) beschreibt den Beitrag des Windschubs, der zweite den der Konvektion. D_1 und D_2 bezeichnen die tiefenabhängige Dissipation der mechanisch bzw. konvektiv eingetragenen turbulenten kinetischen Energie:

$$\begin{aligned} D_1 &= \exp(-h_D/h_w) \\ D_2 &= \exp(-h_D/h_c) \quad \text{für } Q > 0 \\ D_2 &= 1 \quad \text{für } Q < 0 \end{aligned}$$

Die Skalentiefen der Dissipation h_w und h_c wurden zusammen mit der turbulenten Längenskala δ durch Anpassung an Salzgehaltsprofile bestimmt, die während des Artic Ice Dynamics Joint Experiment (AIDJEX) im Verlaufe eines Jahres beobachtet worden waren. Ihre Werte sind (Lemke, 1987):

$$\begin{aligned} h_w &= 7 \text{ m} \\ h_c &= 50 \text{ m} \\ \delta &= 8 \text{ m} \end{aligned}$$

Um bei schwach stabiler Schichtung des Ozeans tiefe Konvektion zuzulassen, wird die Dissipation konvektiver Energie nach oben begrenzt: Für $h_D > h_c$ wird $D_2 = \exp(-1)$ angesetzt.

Die Beziehung (2.51) gilt nur, solange der Zähler positiv ist, also nur für die Vertiefung der Deckschicht. Während der Sommerperiode wird die Deckschicht auch in polaren Regionen jedoch so stark erwärmt, daß die durch Windschub erzeugte turbulente kinetische Energie nicht ausreicht, um den stabilisierenden Effekt der durch Erwärmung und Süßwasserfluß¹² reduzierten Dichte zu kompensieren. Während dieser Zeit zieht sich die Deckschicht auf die Gleichgewichtstiefe

¹²Der Eintrag von Süßwasser beim Schmelzen von Meereis ist Teil der Kopplung zwischen Meereis- und Deckschichtmodell und wird in Abschnitt 2.6.6 behandelt.

\tilde{h} zurück, die diagnostisch durch die Monin-Obukhov-Länge¹³ gegeben ist. Ihren Wert erhält man, indem man in Gleichung (2.51) $w_{ent} = 0$ einsetzt:

$$\tilde{h} = -\frac{2 \dot{K} D_1}{g Q_\rho} \quad (2.53)$$

Um numerische Oszillationen der Deckschichttiefe während der Rückzugsphase zu verhindern, wird \dot{h}_D in diesem Fall soweit reduziert, daß der Wert von \tilde{h} innerhalb von zehn Tagen erreicht wird.

Änderungen der Temperatur und des Salzgehalts der Deckschicht während der Rückzugsphase werden mit Hilfe von (2.40) und (2.41) bestimmt, indem die Entrainment-Flüsse B_T und B_S gleich Null gesetzt werden.

2.6.5 Bestimmung der Skalentiefen

Die Skalentiefen der Exponentialprofile für Temperatur und Salzgehalt in der Pyknokline lassen sich aus den Gleichungen (2.36) und (2.37) für Wärme- und Salzinhalt der Wassersäule durch Einsetzen der aktuellen Werte für H_T , T_D und h_D bzw. H_S , S_D und h_D gemäß

$$d_T = \frac{H_T - T_b h_b}{T_D - T_b} - h_D \quad (2.54)$$

$$d_S = \frac{H_S - S_b h_b}{S_D - S_b} - h_D \quad (2.55)$$

bestimmen.¹⁴

Um die Diffusion im Falle großer Temperatur- und Salzgradienten zu berücksichtigen, werden d_S , $d_T = 5$ m als minimale Werte für die Skalentiefe der Exponentialprofile gesetzt.

Bei sehr kleinen Temperatur- bzw. Salzgehaltsdifferenzen zwischen der Deckschicht und dem tiefen Ozean ist die Berechnung der Skalentiefen d_S und d_T mit den Beziehungen (2.54) und (2.55) nicht möglich, da in diesem Fall der Quotient auf der rechten Seite der Gleichungen singulär wird. Während dies beim Salzgehalt im Bereich des Weddellmeeres im allgemeinen nicht eintritt, erreicht der Jahresgang der Deckschichttemperatur T_D in fast allen Regionen des Modells die

¹³Die Monin-Obukhov-Länge beschreibt die vertikale Ausdehnung von Konvektionsprozessen innerhalb einer atmosphärischen oder ozeanischen Grenzschicht.

¹⁴Zwar lassen sich auch explizit prognostische Gleichungen für die Skalentiefen formulieren (Lemke, 1987), doch erfolgt die Berechnung im Modell in der beschriebenen Form. Die Beziehungen (2.54) und (2.55) sind zwar diagnostische Gleichungen, d_T und d_S hängen aber von der zeitlichen Entwicklung des Wärme- und Salzgehalts ab und sind somit selbst prognostische Variablen.

Temperatur T_b des tiefen Ozeans. Während dieser Zeit wird die Änderung der Skalentiefe aus der Änderung der Deckschichttiefe bestimmt:

$$\dot{d}_T = -\dot{h}_D \quad (2.56)$$

Die Deckschichttemperatur wird dann unter Ausnutzung der Wärmeerhaltung aus

$$T_D = \frac{H_T - T_b h_b}{h_d + d_T} + T_b \quad (2.57)$$

berechnet. Für den Salzgehalt gilt die analoge Beziehung

$$S_D = \frac{H_S - S_b h_b}{h_d + d_S} + S_b. \quad (2.58)$$

2.6.6 Kopplung mit dem Eismodell

Das Modell der ozeanischen Deckschicht wird durch die im Meereismodell berechneten Flüsse von Salz, Wärme und turbulenter kinetischer Energie angetrieben. Bei gegebenen Randbedingungen an der unteren Grenze des Deckschichtmodells ($z = -h_b$) wird daraus die zeitliche Entwicklung der Modellvariablen bestimmt und die Größe des ozeanischen Wärmeflusses an das Meereismodell übergeben.

Die Erzeugung turbulenter kinetischer Energie K wird gemäß

$$\dot{K} = C_W |\vec{u}|^3 \cos \gamma \quad (2.59)$$

aus der Eisdriftgeschwindigkeit \vec{u} berechnet. Der Reibungskoeffizient $C_W = 0.005$ und der Reibungsdrehwinkel $\gamma = 24^\circ$ wurden aus Daten des AIDJEX-Experimentes bestimmt (McPhee und Smith, 1976; Lemke und Manley, 1984).

Der Oberflächen-Salzfluß Q_S ergibt sich aus dem Netto-Süßwasserfluß F und aus der thermodynamischen Änderung des Eisvolumens:

$$Q_S = (S_D - S_i) \frac{\rho_i}{\rho_w} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{th} - F S_D \quad (2.60)$$

Neben der Differenz zwischen Niederschlag und Verdunstung im unbedeckten Teil der Gitterzelle enthält F auch den Süßwasserfluß aus dem Schmelzen der im eisbedeckten Teil vorhandenen Schneeaufgabe. S_i ist der Salzgehalt des Meereises, der mit 5 psu angenommen wird. ρ_i und ρ_w bezeichnen die Dichten von Meereis bzw. Meerwasser.

Die thermodynamische Änderung des Eisvolumens wird durch den atmosphärischen Wärmefluß Q_a (Gleichung 2.4) und den Entrainment-Wärmefluß

B_T (Gleichung 2.44) bestimmt. Damit läßt sich die Gleichung (2.60) umschreiben zu:

$$Q_S = (S_D - S_i) \frac{\rho_i}{\rho_w} \left(\frac{Q_a}{\rho_i L_i} - c \frac{T^* - T_D}{\rho_i L_i} w_{ent} \right) - F S_D \quad (2.61)$$

Hierbei ist $L_i = 3.34 \cdot 10^5 J/kg$ die Schmelzwärme des Meereises und $c = 4.2 \cdot 10^6 JK^{-1}m^{-3}$ die spezifische Wärmekapazität des Wassers.

Solange die Gitterzelle Eis enthält, wird die Deckschichttemperatur T_D am Gefrierpunkt für Meerwasser festgehalten. Wie sich aus Gleichung (2.40) mit $\dot{T}_D = 0$ ablesen läßt, geht für diesen Fall der Entrainment-Wärme fluß B_T nach Gleichung (2.44) unmittelbar in die Grenzfläche zwischen Deckschicht und Meereis über, so daß

$$Q_T = -B_T = -(T^* - T_D)w_{ent} \quad (2.62)$$

ist. Damit enthält der Dichtefluß Q_ρ nach Gleichung (2.49) zwei Terme, die proportional zur Entrainment-Geschwindigkeit w_{ent} sind. Um dies zu berücksichtigen, wird für den Fall einer (mindestens teilweise) eisbedeckten Gitterzelle Gleichung (2.51) neu formuliert:

$$w_{ent} = \frac{2\dot{K}D_1 + g h_D Q_\rho^* D_2}{g h_D (\Delta\rho + \Delta\rho^*)}, \quad (2.63)$$

wobei

$$\Delta\rho^* = \left(\frac{\beta_S c (S_D - S_i)}{\rho_w L_i} - \beta_T \right) (T^* - T_D), \quad (2.64)$$

$$Q^* = \frac{\beta_S (S_D - S_i) Q_a}{\rho_w L_i} - \beta_S F S_D. \quad (2.65)$$

Bei offenem Ozean ($h = 0$ in der Gitterzelle) wird die Entrainment-Geschwindigkeit aus Gleichung (2.51) bestimmt. Der Oberflächen-Wärme fluß Q_T ist dann identisch mit dem Nettoenergieeintrag (2.4) aus der Atmosphäre, und der Oberflächen-Salzfluß Q_S enthält nur die Differenz zwischen Niederschlag und Verdunstung.

Die Eisbewegung erzeugt Regionen mit positiver und mit negativer jährlicher Nettogefrierate. Um zu verhindern, daß der Salzgehalt der Deckschicht in diesen Regionen unbegrenzt wächst bzw. sinkt, wird S_D mittels einer Newton-Kopplung mit einer Zeitskala von 300 Tagen auf den im Gebiet des Weddellmeeres typischen Wert von 33.8 psu zurückgezogen. Auf diese Weise wird der Effekt der horizontalen Advektion im Ozean, die im eindimensionalen Deckschichtmodell nicht enthalten ist, parametrisiert.

Der an das Meereismodell zurückgegebene ozeanische Wärme fluß Q_o folgt wie beschrieben aus Gleichung (2.40) mit der Annahme, daß die Deckschichttemperatur am Gefrierpunkt von Meerwasser bleibt, solange Eis den Ozean bedeckt, so

daß $\dot{T}_D = 0$ ist:

$$Q_T = -B_T = -(T^* - T_D)w_{ent} \quad (2.66)$$

ist der Wärmefluß an der Deckschichtoberfläche, also an der Grenze zwischen Ozean und Eis. Dieser ist nach Angleichung der Dimensionen¹⁵ bis auf das Vorzeichen identisch mit dem in die Thermodynamik des Meereismodells eingehenden ozeanischen Wärmefluß:

$$Q_o = -cQ_T = c(T^* - T_D)w_{ent} \quad (2.67)$$

Die beschriebene Kopplung erlaubt im Zusammenhang mit den in Abschnitt 2.6.2 dargestellten Vertikalprofilen für Temperatur und Salzgehalt bereits die Beschreibung elementarer Wechselwirkungen zwischen Meereis und Deckschicht:

Wenn sich die Deckschicht im Winter durch starke Winde oder thermohaline Konvektion vertieft, wird wärmeres Wasser aus der Sprungschicht in die Deckschicht eingemischt. Dieser vertikale ozeanische Wärmefluß schmilzt einen Teil des Meereises. Der hierbei entstehende Süßwasserfluß stabilisiert die Schichtung und verringert die Vertiefungsrate.

Falls der Ozean während der Entrainmentphase aber noch nicht mit Eis bedeckt ist, wird die Wärme an die Atmosphäre abgegeben. Das ebenfalls eingemischte Salz bleibt aber in der Deckschicht enthalten, verringert die Stabilität und kann so zu weiterem Entrainment führen. Bei genügend großer Entrainmentrate kann der ozeanische Wärmefluß groß genug sein, um die Eisbildung trotz winterlich kalter Atmosphäre zu verhindern – eine Polynja entsteht.

2.7 Rand- und Anfangsbedingungen

2.7.1 Modellantrieb

Die räumlich und zeitlich variablen Randbedingungen bilden den Antrieb des Modells, der die räumliche und zeitliche Entwicklung der prognostischen Variablen bestimmt:

Atmosphäre

Die in die Windschubspannung (Gleichung 2.23) und in die Berechnung der Flüsse sensibler und latenter Wärme (Gleichungen 2.8, 2.9) eingehende Windgeschwin-

¹⁵In den Gleichungen des Deckschichtmodells hat der Wärmehalt die Dimension Km und der Wärmestrom die Einheit Kms^{-1} . In den Gleichungen des Meereismodells dagegen hat der Wärmestrom die Einheit Wm^{-2} . Durch Multiplikation mit der spezifischen Wärmekapazität des Wassers ($c = 4.2 \cdot 10^6 J K^{-1} m^{-3}$) lassen sich die Wärmeflüsse des Deckschichtmodells hinsichtlich ihrer Dimension in die des Meereismodells überführen.

digkeit in 10 m Höhe ist den globalen Analysen des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF) entnommen. Die in sechsstündigen Intervallen für die Jahre 1986-1992 vorliegenden Daten wurden über 24 Stunden gemittelt und auf das Modellgitter interpoliert.¹⁶

Die Luft- und Taupunkttemperaturen aus den Analysen des ECMWF weisen über eisbedeckten Gebieten keinen realistischen Verlauf auf.¹⁷ Als Modellantrieb wird daher ein modifiziertes Temperaturfeld verwendet, wobei die täglichen Daten aus korrigierten quasiklimatologischen Monatsmitteln der Jahre 1986 bis 1992 interpoliert werden. Synoptische und interannuale Variabilitäten sind in diesem Antrieb nicht enthalten.

Die in den Fluß latenter Wärme eingehende spezifische Feuchte q_a der Luft in 2 m Höhe wird nach Parkinson und Washington (1979) aus der Taupunkttemperatur in 2 m Höhe mittels einer empirischen Gleichung von Murray (1967) berechnet. Die spezifische Feuchte q_s unmittelbar über der Eis- oder Wasseroberfläche folgt durch Einsetzen der Oberflächentemperatur aus der gleichen Formel, wobei angenommen wird, daß die Luft unmittelbar über der Oberfläche dieselbe Temperatur wie die Oberfläche selbst besitzt und vollständig mit Wasserdampf gesättigt ist.

Der in die Strahlungsbilanz eingehende, räumlich und zeitlich variable Bewölkungsgrad A_C wird für den täglichen Antrieb aus klimatologischen Monatsmitteln des International Satellite Cloud Climatology Program (ISCCP; Rossow et al., 1991) interpoliert.

Die Niederschlagsrate, die im eisbedeckten Teil der Gitterzelle in die Bilanz für die Schneeaufgabe und im unbedeckten Teil in den Süßwasserfluß in die Deckschicht eingeht, wird zeitlich und räumlich konstant mit 35 cm Flüssigwasser pro Jahr vorgeschrieben (Parkinson und Washington, 1979).

Ozean

Die zeitlich konstant vorgegebene geostrophische Ozeanströmung \vec{u}_w , die die räumliche Struktur des Weddellwirbels wiedergibt, wird nach Simulationsergebnissen von Kottmeier und Sellmann (1996) sowie Ross (1996) beschrieben. Aus diesem Strömungsfeld wird die in die Impulsbilanz eingehende Neigung der Ozeanoberfläche mittels

$$\nabla H = -\frac{f}{g} \vec{k} \times \vec{u}_w \quad (2.68)$$

abgeleitet.

¹⁶Die Adaption der Antriebsdatensätze an die Bedürfnisse der Modellnumerik wurde von W. Cohrs, H. Fischer, M. Harder, C. Lichey und M. Kreyscher durchgeführt.

¹⁷Die Mängel dieses Datensatzes wurden von Fischer und Lemke (1994) sowie Kottmeier und Sellmann (1995) für die Antarktis und von Harder (1996) für die Arktis ausführlich beschrieben.

Temperatur und Salzgehalt am unteren Rand des Deckschichtmodells werden nach Olbers et al. (1992) räumlich variabel, aber zeitlich konstant vorgeschrieben.

2.7.2 Ränder des Modellgebiets

An den Punkten des Modellgitters, die auf dem antarktischen Kontinent (einschließlich Schelfeisflächen) liegen, wird für die prognostischen Variablen des Modells und die Eisdriftgeschwindigkeit der Wert 0 vorgeschrieben. An den durch den Ozean verlaufenden Grenzen des Modellgebiets ist freier Ein- und Ausstrom von Eis möglich (Hibler, 1979), wobei die Größe des einströmenden Eisvolumens aus dem Mittelwert der umgebenden ozeanischen Gitterpunkte bestimmt wird.

2.7.3 Anfangsbedingungen

Die Anfangsbedingungen für jede Integration werden aus einer über sieben Jahre integrierten Standardsimulation entnommen, die wiederum mit einem eisfreien Ozean initialisiert wurde. Ausgehend von den Prognosen des letzten Integrationstages werden die räumlichen Verteilungen der Modellvariablen h , h_s und A sowie der prognostischen Variablen des Deckschichtmodells (Deckschichttiefe, Temperatur und Salzgehalt der Deckschicht, Skalentiefen) vorgeschrieben.

Kapitel 3

Modellerweiterung: Diagnostische Bestimmung der ozeanischen Auftriebsgeschwindigkeit

3.1 Theorie des Ekman-Pumpens

Um die in der Einführung erwähnten Effekte eines zyklonalen Windsystems möglichst vollständig zu beschreiben, wurde das Modell für die ozeanische Deckschicht dahingehend erweitert, daß die Auftriebsgeschwindigkeit, die bisher mit einem konstanten Wert vorgegeben worden war, diagnostisch aus dem als Antrieb vorgegebenen Windfeld bestimmt werden kann. Hierbei wird die Theorie des Ekman-Pumpens zugrunde gelegt:

Unter der Voraussetzung eines räumlich inhomogenen Windfelds ist auch die durch das Windfeld ausgeübte Schubspannung und der resultierende horizontale Ekman-Transport¹ inhomogen verteilt, so daß in der ozeanischen wie auch in der atmosphärischen Grenzschicht Bereiche mit konvergentem und solche mit divergentem Ekman-Transport entstehen. Bei Inkompressibilität des Fluids muß diese Divergenz durch vertikale Transporte ausgeglichen werden.

Mit diesem sogenannten „Ekman-Pumpen“ lassen sich durch die großräumige Atmosphärenzirkulation angetriebene (auch küstennahe) Auftriebsgebiete im Ozean ebenso beschreiben wie mesoskalige Prozesse unter dem Einfluß zyklonischer Windsysteme (Abb. 1.1).

Die Größe der Vertikalgeschwindigkeit w_e direkt unterhalb der Grenzschicht

¹Zur Theorie des Ekman-Transportes vgl. bspw. Gill (1982).

kann bei Annahme konstanter Dichte ρ des Fluids aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

abgeleitet werden: Integration über die Grenzschicht in z -Richtung führt mit

$$w = 0 \quad \text{an der Oberfläche} \quad (3.2)$$

zu

$$\frac{\partial U_e}{\partial x} + \frac{\partial V_e}{\partial y} - w_e = 0, \quad (3.3)$$

wobei U_e und V_e die horizontalen Ekman-Transporte in x - bzw. y -Richtung bezeichnen, die sich im stationären Fall mittels

$$-\rho f V_e = \tau_x \quad (3.4)$$

$$\rho f U_e = \tau_y \quad (3.5)$$

(Gill, 1982) durch die Komponenten τ_x, τ_y der Windschubspannung ausdrücken lassen, so daß für die Auftriebsgeschwindigkeit w_e folgt:

$$\rho w_e = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau_y}{f} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau_x}{f} \right) \quad (3.6)$$

Bei kleinen räumlichen Änderungen des Coriolisparameters f ist die Auftriebsgeschwindigkeit w_e also proportional zur Rotation des Vektorfeldes $\vec{\tau} = (\tau_x, \tau_y)$.

Die Beziehung (3.6) gilt mit der Schubspannung $\vec{\tau} = (\tau_x, \tau_y)$ auch für den Vertikaltransport in der Atmosphäre. Die Vertikalgeschwindigkeiten in Ozean und Atmosphäre haben dasselbe Vorzeichen, so daß ein über dem Ozean gelegenes Tiefdruckgebiet eine Aufwärtsbewegung sowohl im Ozean als auch in der Atmosphäre erzeugt (Abb. 1.1).

Bei der Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit im Ozean beschreibt das Vektorfeld $\vec{\tau}(x, y)$ den Impulseintrag in die ozeanische Deckschicht. Dieser wird durch eventuell vorhandenes Meereis modifiziert: Interne Kräfte beeinflussen die Meereisdrift und verändern so den Impulseintrag in die Deckschicht. Daher wird für (τ_x, τ_y) nicht unmittelbar der Windschub $\vec{\tau}_a = (\tau_{ax}, \tau_{ay})$ an der Grenzfläche zwischen Atmosphäre und Eis gemäß Gleichung (2.23) eingesetzt, sondern

$$\vec{\tau} = \vec{\tau}_a + \vec{F}, \quad (3.7)$$

wobei \vec{F} die internen Kräfte im Eis bezeichnet.

Wie alle Kräfte ist die Windschubspannung an den Vektorpunkten definiert, die thermodynamischen Variablen und somit auch die Variablen des Deckschichtmodells dagegen an den Skalarpunkten. Zur Berechnung der Ableitungen in Gleichung (3.6) werden die Schubspannungen daher auf die Punkte eines C-Gitters interpoliert.

3.2 Resultate

Abb. 3.1 zeigt das 10m-Windfeld und die Verteilung der Vertikalgeschwindigkeiten in einer typischen Sommersituation. Auf den ersten Blick scheinen die hohen

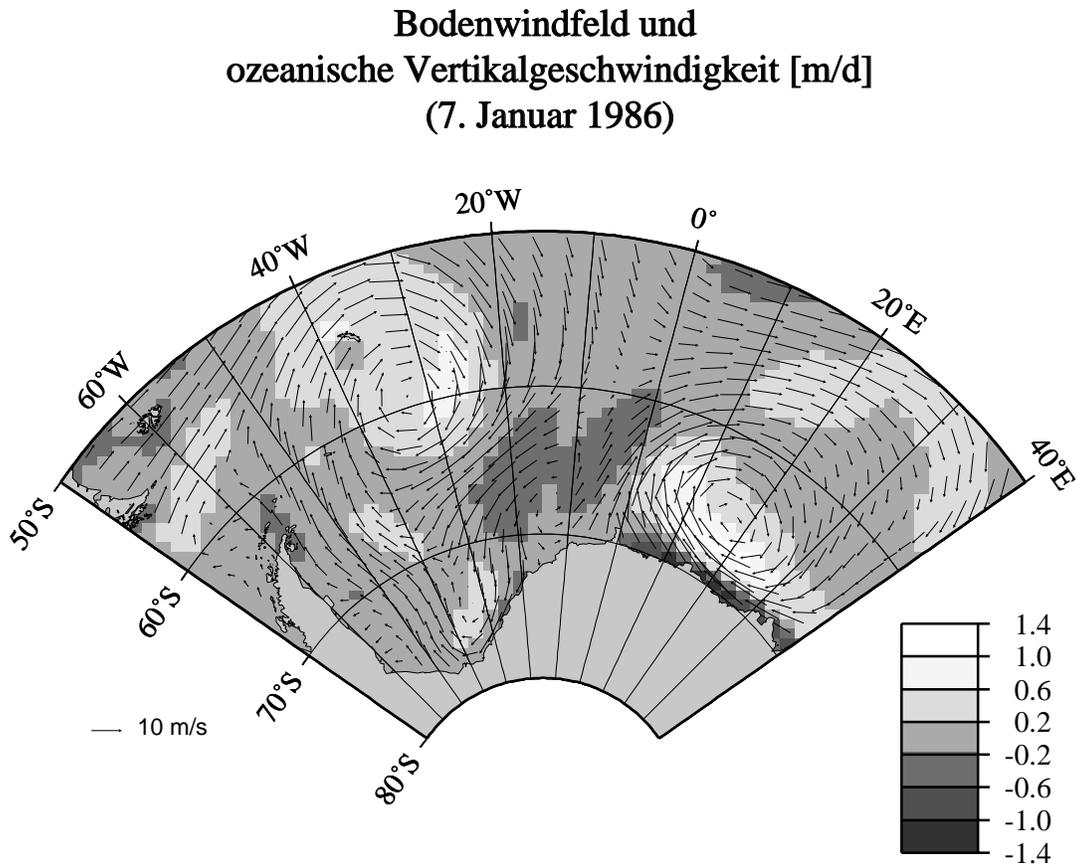


Abbildung 3.1: Die Verteilung der diagnostisch aus dem 10 m-Windfeld bestimmten ozeanischen Auftriebsgeschwindigkeit in einer typischen Sommersituation.

Vertikalgeschwindigkeiten an den küstennahen Gitterpunkten ein Artefakt des Modells zu sein, da sie vom Betrag her die Vertikalgeschwindigkeiten im zentralen Weddellmeer um den Faktor 2 bis 5 übertreffen. Das Gegenteil ist der Fall: In Küstenregionen ändert sich der Ekman-Transport auf weitaus kürzeren räumlichen Skalen als im offenen Ozean. Innerhalb einer Entfernung von der Größe des internen Rossby-Radius (etwa 30 km) nimmt der horizontale Ekman-Transport den Wert 0 an, so daß selbst Vertikalgeschwindigkeiten von 5 m/d nicht unreali-

stisch sind (Gill, 1982). Im offenen Ozean wird dieselbe Änderung auf Skalen von 1000 - 3000 km beobachtet, so daß küstennahe Vertikalgeschwindigkeiten 30 bis 100 mal größer sind als der Auftrieb im tiefen Ozean.

Als typische Vertikalgeschwindigkeit im Bereich von Tiefdruckgebieten wird vom Modell 1,2 m/d prognostiziert. Bei Annahme einer Temperaturdifferenz zwischen der Deckschicht und dem tiefen Ozean von 1°C, was mit Ausnahme einer kurzen Periode im Sommer in weiten Teilen des Modellgebiets typisch ist, folgt aus dieser Vertikalgeschwindigkeit ein Entrainment-Wärmefluß von rund 55 W/m² – allerdings nur, sofern die mit dem Auftrieb verbundene Anhebung der Sprungschicht sofort durch Entrainment-Prozesse ausgeglichen wird, was meist nicht der Fall ist.

Beim Vergleich mit einer Integration mit der bisher im Modell enthaltenen konstanten Auftriebsrate von 2.6 cm/d (Abb. 3.2) wird sichtbar, daß die Auswirkungen des diagnostischen Auftriebs auf die Modellprognosen zunächst gering sind. Die mittlere Auftriebsrate steigt auf 12.3 cm/d, der mittlere Entrainment-Wärmefluß am betrachteten Punkt von 2.5 auf 3.7 W/m². Auswirkungen auf die Eisdecke bleiben daher lokal und zeitlich begrenzt.

Die Quasi-Zyklostationarität der Deckschichttiefe bleibt erhalten, und zwar auch bei einer Integration über 28 Modelljahre, in der das ECMWF-Windfeld der Jahre 1986 bis 1992 viermal wiederholt wird.

Mit Ausnahme der Modellläufe zu Abschnitt 4.2 wurden alle in dieser Arbeit betrachteten Integrationen mit der beschriebenen diagnostischen Bestimmung der ozeanischen Auftriebsgeschwindigkeit durchgeführt.

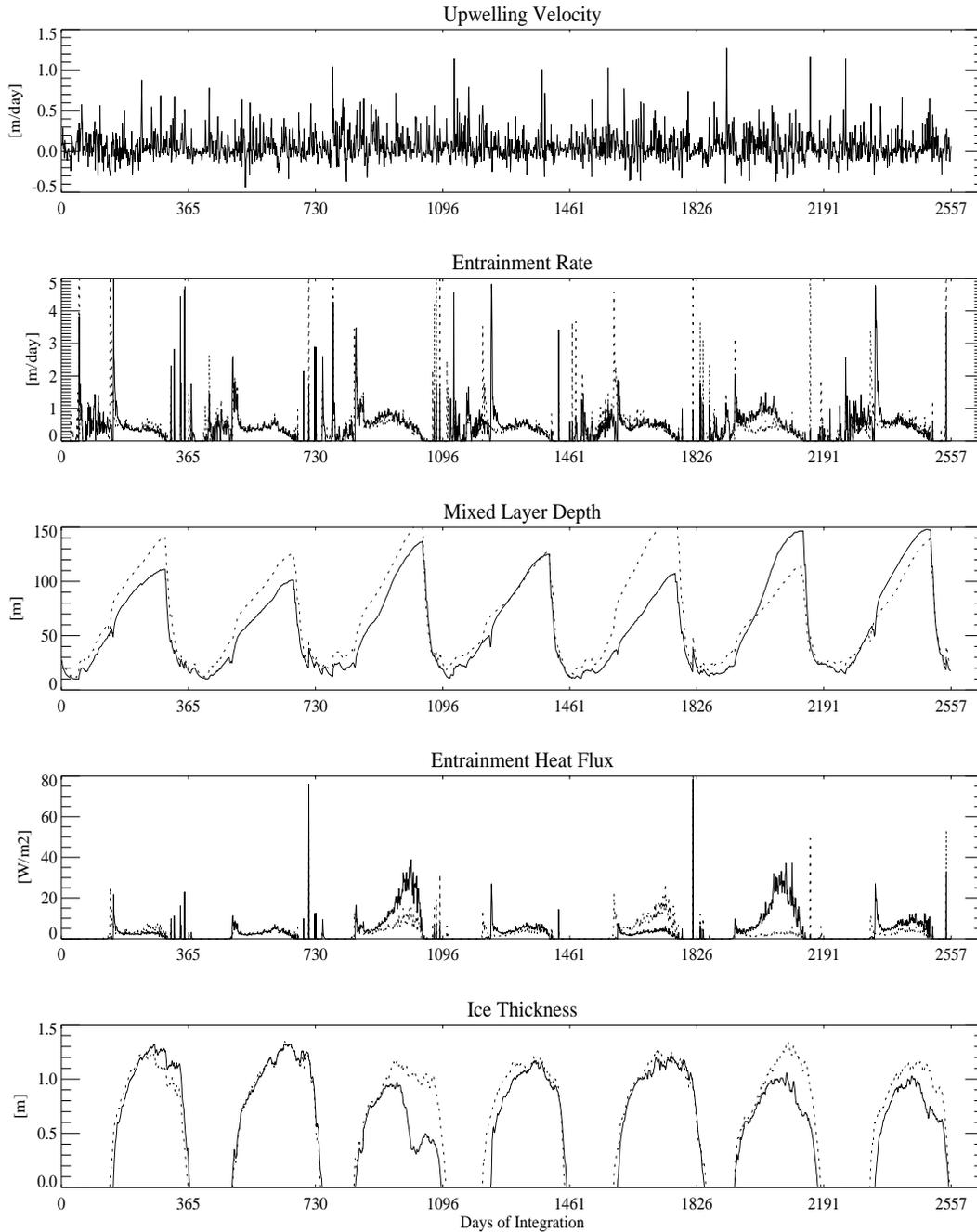


Abbildung 3.2: Jahresgänge von Auftriebsgeschwindigkeit, Entrainment-Rate, Deckschichttiefe, ozeanischem Wärmefluß und Eisdicke an einem Modellpunkt bei $(0^\circ, 67^\circ\text{S})$ für diagnostische (durchgezogene Linie) und konstante (gepunktete) Auftriebsgeschwindigkeit. Der gegenüber der Integration mit konstantem Auftrieb höhere Entrainment-Wärmefluß im dritten Integrationsjahr entsteht durch eine geringere Skalentiefe im Temperaturprofil der Sprungschicht.

Kapitel 4

Physikalische Prozesse bei der Entstehung einer Polynja

4.1 Entstehung einer Polynja durch kurzzeitig erhöhten Auftrieb

Um eine Präkonditionierung der ozeanischen Deckschicht durch Anhebung der Pyknokline und Einmischung von warmem, salzhaltigem Tiefenwasser zu simulieren, wurde ab dem 52. Integrationstag (21. Februar) auf einer Fläche von rund $300\,000\text{ km}^2$ (66 Gitterpunkte, vgl. Bild 2.1) über einen Zeitraum von 50 Tagen die ozeanische Auftriebsgeschwindigkeit auf 1.3 m/d und gleichzeitig die Temperatur des tiefen Ozeans von 0.7 °C auf 1.7 °C erhöht. Der so gewählte Wert der Auftriebsgeschwindigkeit entspricht etwa dem zehnfachen der mittleren Auftriebsgeschwindigkeit im Standardlauf (Kapitel 3).

Der Zeitraum der Störung deckt sich mit dem Beginn der winterlichen Deckschicht-Vertiefung; zum Zeitpunkt ihrer Initialisierung ist die Deckschicht im Innern des Störungsgebietes 24 m tief.

Bild 4.1 zeigt die Reaktion des Systems im Vergleich zu einer ansonsten identischen Integration ohne Störung. Während des Zeitraumes mit konstant erhöhtem Auftrieb wird warmes, salzhaltiges Tiefenwasser in die gegenüber dem Standardlauf flachere Deckschicht eingemischt. Mit dem Einsetzen der Eisbildung (Integrationstag 96) steigt der Deckschicht-Salzgehalt sprunghaft weiter an, wodurch die Stabilität der ozeanischen Schichtung soweit reduziert wird, daß sich die Deckschicht in den folgenden 60 Tagen bis über 500 m vertieft. Der damit verbundene Entrainment-Wärmefluß¹ von bis zu 500 W/m^2 schmilzt das bereits gebildete Eis

¹Als maximaler ozeanischer Wärme flu ß wird hier und im folgenden nicht das absolute Maximum angegeben, das i.a. nur an einem einzelnen Integrationstag erreicht wird, sondern ein typisches Maximum während der Entrainment-Phase.

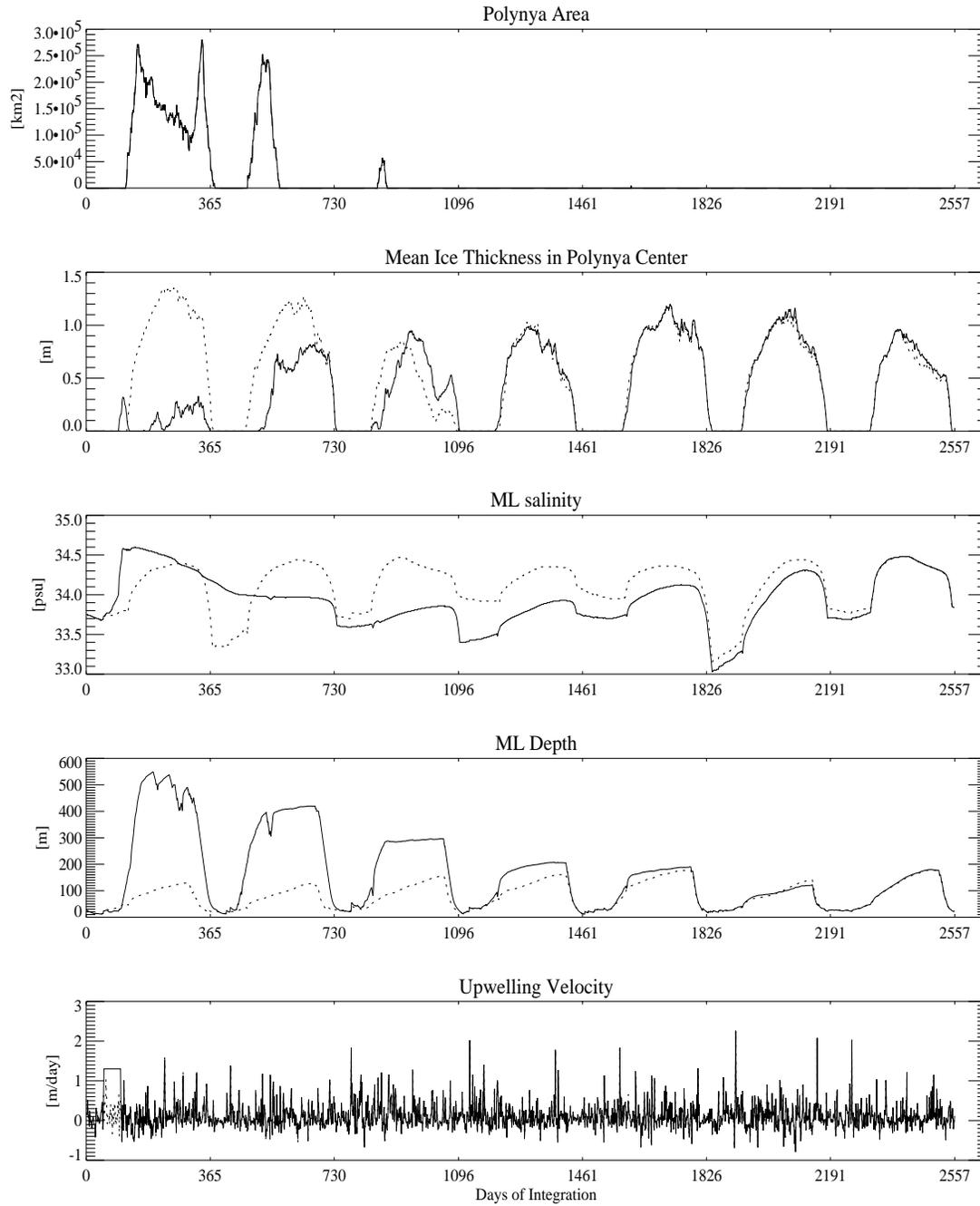


Abbildung 4.1: Die zeitliche Entwicklung der Polynjafläche sowie der Eisdicke, des Deckschicht-Salzgehalts, der Deckschichttiefe und der ozeanischen Auftriebsgeschwindigkeit im Zentrum der Polynja in einer Integration mit vorübergehend erhöhtem Auftrieb (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Standardlauf (gepunktet).

Eiskonzentration [%] und mittlere Drift im Juli des ersten Integrationsjahres

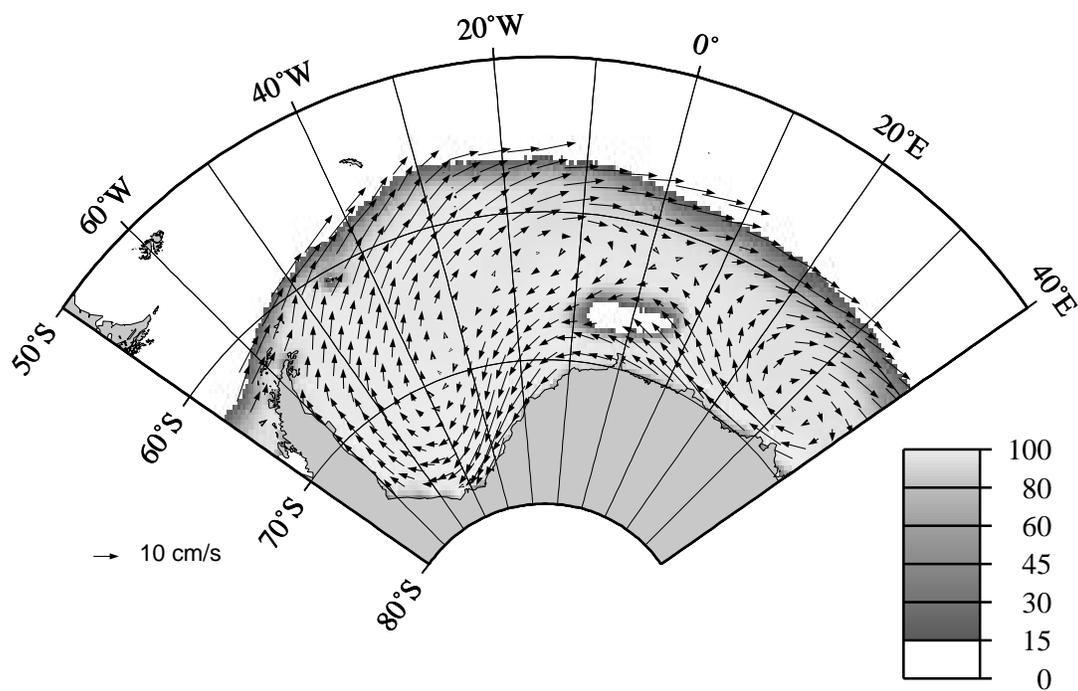


Abbildung 4.2: Die Eiskonzentration und die mittlere Drift im Juli des ersten Integrationsjahres. Die Störung wurde durch vorübergehend erhöhten Auftrieb von warmem, salzhaltigem Tiefenwasser initialisiert. Die Eisdrift folgt weitgehend dem mittleren ECMWF-Bodenwindfeld. Nur jeder zweite Vektor des Driftfelds ist dargestellt.

und verhindert während der gesamten Gefrierphase die thermodynamische Eisbildung. Es entsteht eine vollständig von Eis umgebene Polynja von 250 000 km² Ausdehnung.

Während des Winters schrumpft die Fläche der simulierten Polynja auf rund ein Drittel ihrer ursprünglichen Größe. Im Modell ist dies eine Folge der Advektion: Das täglich variable Windfeld sorgt dafür, daß von verschiedenen Seiten Eis in die Gitterzelle transportiert wird (Abb. 4.2). Dieses wird zunächst noch geschmolzen; der damit verbundene Frischwasserfluß stabilisiert aber die ozeanische Schichtung, so daß die Dichtekonvektion unterdrückt und der erhöhte Entrainment-Wärme fluß unterbrochen wird. Weiteres in die Gitterzelle advehiertes Meereis kann dann nicht mehr geschmolzen werden. Wenn die Nettoenergiebilanz an der Oberfläche zu diesem Zeitpunkt weiter negativ ist, wird auch der Wärmeverlust an die Atmosphäre nicht mehr durch Entrainment ausgeglichen, so daß zusätzlich Neueis gefriert. Auf diese Weise schiebt sich die Eiskante in die Polynja hinein.

Dies steht nicht in Einklang mit den Beobachtungen, nach denen sich die Ausdehnung der Polynja in den Monaten Juli bis Dezember sogar noch vergrößerte (Zwally et al., 1981). Zudem hielt sich die beobachtete Weddell-Polynja über drei aufeinanderfolgende Winter, während sich die Polynjafläche der numerischen Simulation im Juli des zweiten Integrationswinters schließt (Abb. 4.1): Der zu Beginn des zweiten Winters noch erhöhte Salzgehalt der Deckschicht führt zwar zu einer verstärkten Deckschichtvertiefung; der damit verbundene Entrainment-Wärme fluß verzögert aber nur die Abkühlung der Deckschicht auf den Gefrierpunkt, so daß die Eisbildung 40 Tage später als im Referenzlauf einsetzt. Nach fünf Integrationsjahren nimmt das System wieder weitgehend den Jahresgang des Standardlaufs an.

Auffällig ist die gegenüber dem Standardlauf früher einsetzende Eisbildung im ersten Integrationswinter. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der erhöhte Auftrieb nicht sofort durch eine erhöhte Entrainment-Rate kompensiert wird und folglich nicht zu erhöhtem ozeanischen Wärme fluß in die Deckschicht, wohl aber zu einer Reduzierung der Deckschichttiefe gegenüber dem Standardlauf führt. Dementsprechend ist auch der Wärmeinhalt der Deckschicht reduziert, so daß der (unveränderte) negative atmosphärische Wärme fluß zu einer schnelleren Abkühlung der Deckschicht und folglich zu einer vorgezogenen Eisbildung führt.

Entscheidend für die Wirkung des erhöhten Auftriebs ist der Zustand der ozeanischen Deckschicht im Zeitraum seines Auftretens. Nur wenn die Deckschichttiefe gering ist, wächst die Dichte bei der Einmischung von salzhaltigem Tiefenwasser so stark, daß durch den Wärmeverlust an die Atmosphäre tiefe Konvektion in Gang gesetzt werden kann. Diese bereits von Martinson et al. (1981) getroffene Feststellung wird durch einen Vergleich verschiedener Integrationen des Meereismodells bestätigt, bei denen die jeweils unveränderte Störung zu unter-

schiedlichen Zeitpunkten zwischen dem 28. Februar und dem 2. Juni eingeschaltet wird, so daß Deckschichttiefen zwischen 15 und 70 m vorliegen.

Am 2. Juni hat sich in der betrachteten Region bereits im Mittel 80 cm dickes Meereis gebildet. Wird die Störung zu diesem Zeitpunkt eingeschaltet, so führt der ozeanische Wärmefluß von bis zu 300 W/m^2 zwar noch zu einem Schmelzen der Eisdecke; die offene Fläche ist aber um rund 30 % kleiner und schließt sich bereits im Laufe des ersten Winters.

In allen Integrationen wird die ozeanische Schichtung erst mit dem zusätzlichen Salzeintrag durch die beginnende Eisbildung soweit destabilisiert, daß die Entrainment-Rate und mit ihr der ozeanische Wärmefluß gegenüber dem Standardlauf signifikant ansteigen.

Wesentlich ist aber, daß sich zu Beginn der Störung noch keine kompakte Eisdecke gebildet hat, denn wenn bereits der mit dem erhöhten Auftrieb verbundene Wärmefluß zum Schmelzen von Meereis führt, wird der ebenfalls mit dem Auftrieb verbundene Salzfluß durch den Eintrag von Frischwasser kompensiert. In diesem Falle bleibt die ozeanische Schichtung stabil, und es kommt zu keiner anomalen Vertiefung der Deckschicht.

4.2 Entstehung einer Polynja durch konstant erhöhten Auftrieb

Wie in der Einleitung und in Abschnitt 3.1 beschrieben, führt ein zyklonales Windfeld zu erhöhten Vertikalgeschwindigkeiten im Ozean. Der damit verbundene Auftrieb von warmem Tiefenwasser erwärmt die Deckschicht und kann so die Bildung von Meereis verhindern. In einer Reihe von Experimenten mit dem Meereis-Deckschicht-Modell wird untersucht, wie groß der Auftrieb sein muß, um eine Polynja in der beobachteten Form zu erzeugen.

Hierzu wird an den in Bild 2.1 gekennzeichneten Gitterpunkten der ozeanische Auftrieb, der hier im Referenzlauf räumlich und zeitlich konstant auf $3 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}$, entsprechend 2.6 cm/d, gesetzt ist, in verschiedenen Modellläufen jeweils konstant um den Faktor 10, 20 bzw. 50 erhöht.²

Schon bei einer Erhöhung der Auftriebsgeschwindigkeit um den Faktor 10 auf 26 cm/d bilden sich in einigen Jahren Polynjas, die aber in keinem Fall den gesam-

²Bei einer mittleren Windgeschwindigkeit von 10 m/s kann dieser erhöhte Auftrieb durch ein zyklonales Windfeld mit einer Rotation von $1.75 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $3.5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bzw. $8.75 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (Gleichungen 3.6 und 2.23) erzeugt werden. Ein Vergleich mit den diagnostisch bestimmten Vertikalgeschwindigkeiten in Bild 3.2 zeigt, daß diese Auftriebsraten nicht unrealistisch sind. Ebenso möglich ist die Entstehung von Zellen und Gebieten mit erhöhtem Auftrieb durch lokale ozeanographische Effekte, bspw. als Wirkung der Orographie.

ten Winter überdauern (Abb. 4.3). Hier zeigt sich der Einfluß der interannualen Variationen des Windfeldes³: Im ersten Integrationsjahr ist keine nennenswerte Reduzierung des Eisvolumens zu erkennen; erst im zweiten Integrationsjahr entsteht eine Polynja von 100 000 km² Fläche. Der Wärmeverlust an die Atmosphäre erreicht in dieser Phase typische Werte von 400 W/m² gegenüber rund 30 W/m² im Standardlauf.

Auffällig ist, daß die Eisdecke am Winteranfang kurzzeitig auf eine Mächtigkeit von fast 50 cm wächst. Hier spiegelt sich der schon in Abschnitt 4.1 beobachtete Mechanismus der Entstehung einer Polynja wieder: Erst der mit der beginnenden Eisbildung verbundene Salzausstoß destabilisiert die ozeanische Schichtung so weit, daß sich die Deckschicht besonders stark vertieft, hier bis zu einer Tiefe von 360 m. Der damit verbundene Entrainment-Wärmefluß (typischerweise zwischen 200 und 400 W/m²) schmilzt das gerade gebildete Eis und verhindert darüber hinaus die weitere Eisbildung.

In den Winterperioden der folgenden Jahre ist eine Reduktion der Eismächtigkeit, aber keine vollständig von Eis umschlossene offene Wasseroberfläche zu verzeichnen. Während dieser Zeit nähert sich die Deckschichttiefe wieder dem Jahresgang des Standardlaufs an. Erst im Winter des sechsten Integrationsjahres (1991) entsteht erneut eine Polynja.

Darüber hinaus ist zu Beginn und Ende des Winters ab dem zweiten Integrationsjahr die Bildung einer im Gegensatz zum Standardlauf unbedeckten Fläche zu beobachten. Dies ist eine Folge der Eisdrift: Wenn im Gebiet der Polynja weniger oder kein Eis gebildet wird, wird auch in die hinsichtlich der Eisdrift stromab gelegenen Gebiete nordöstlich der Polynja-Region weniger Eis transportiert, so daß während der Gefrierphase der Aufbau der Eisdecke langsamer erfolgt. Während der Schmelzperiode sorgt das verringerte Eisvolumen für ein schnelleres Abtauen der Eisdecke, so daß in beiden Phasen Flächen entstehen, die im Gegensatz zur Referenzsituation nicht mit Eis bedeckt sind und die erheblich größer als die Fläche der eigentlichen Polynja sein können. Diese von Carsey (1980) als „Embayment“ bezeichneten Stadien sind auch bei der „Weddell-Polynja“ der Jahre 1974 bis 1976 zu erkennen.

Bei einer lokalen Erhöhung der Auftriebsgeschwindigkeit um den Faktor 20 bzw. 50 auf rund 50 cm/d bzw. 1.3 m/d wird in allen Integrationsjahren eine deutliche Reduktion des Eisvolumens prognostiziert, aber erst bei 1.3 m/d Vertikalgeschwindigkeit entsteht in allen Winterperioden eine Polynja (Abb. 4.4). Ihre Fläche von anfangs jeweils 200 000 km² nimmt während des Winters ab, da von den Rändern her Eis in die Polynja transportiert wird.

³Das Windfeld ist die einzige Antriebsgröße, die interannuale Variabilitäten aufweist; die übrigen Antriebsfelder werden für die 7-Jahres-Integration zyklisch wiederholt (Abschnitt 2.7.1).

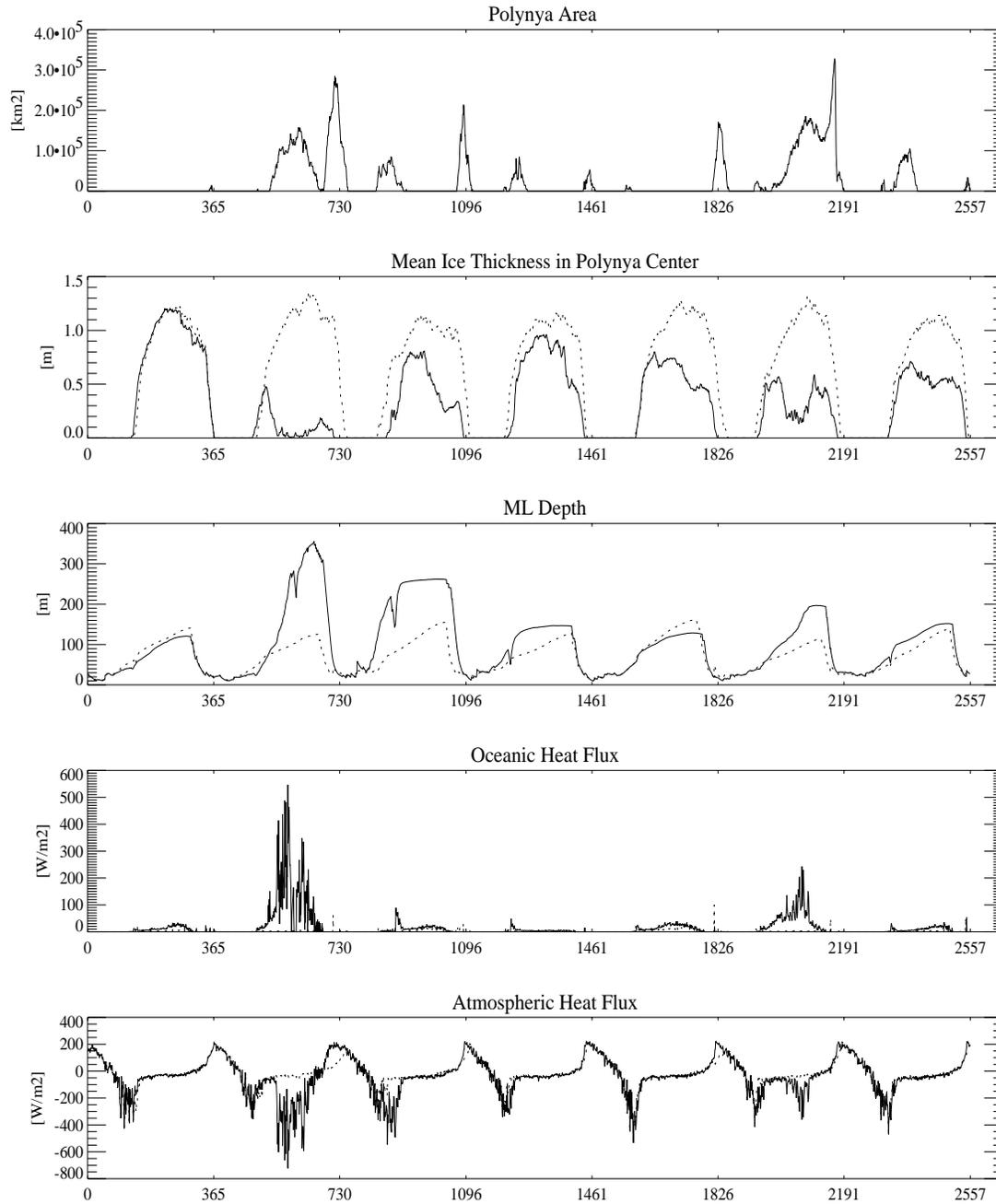


Abbildung 4.3: Die zeitliche Entwicklung der Polynjafläche sowie der Eisdicke, der Deckschichttiefe, des ozeanischen und des atmosphärischen Wärmeflusses im Zentrum des Störungsgebietes für sieben Integrationsjahre mit einer um den Faktor 10 erhöhten konstanten Auftriebsgeschwindigkeit (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Standardlauf (gepunktet).

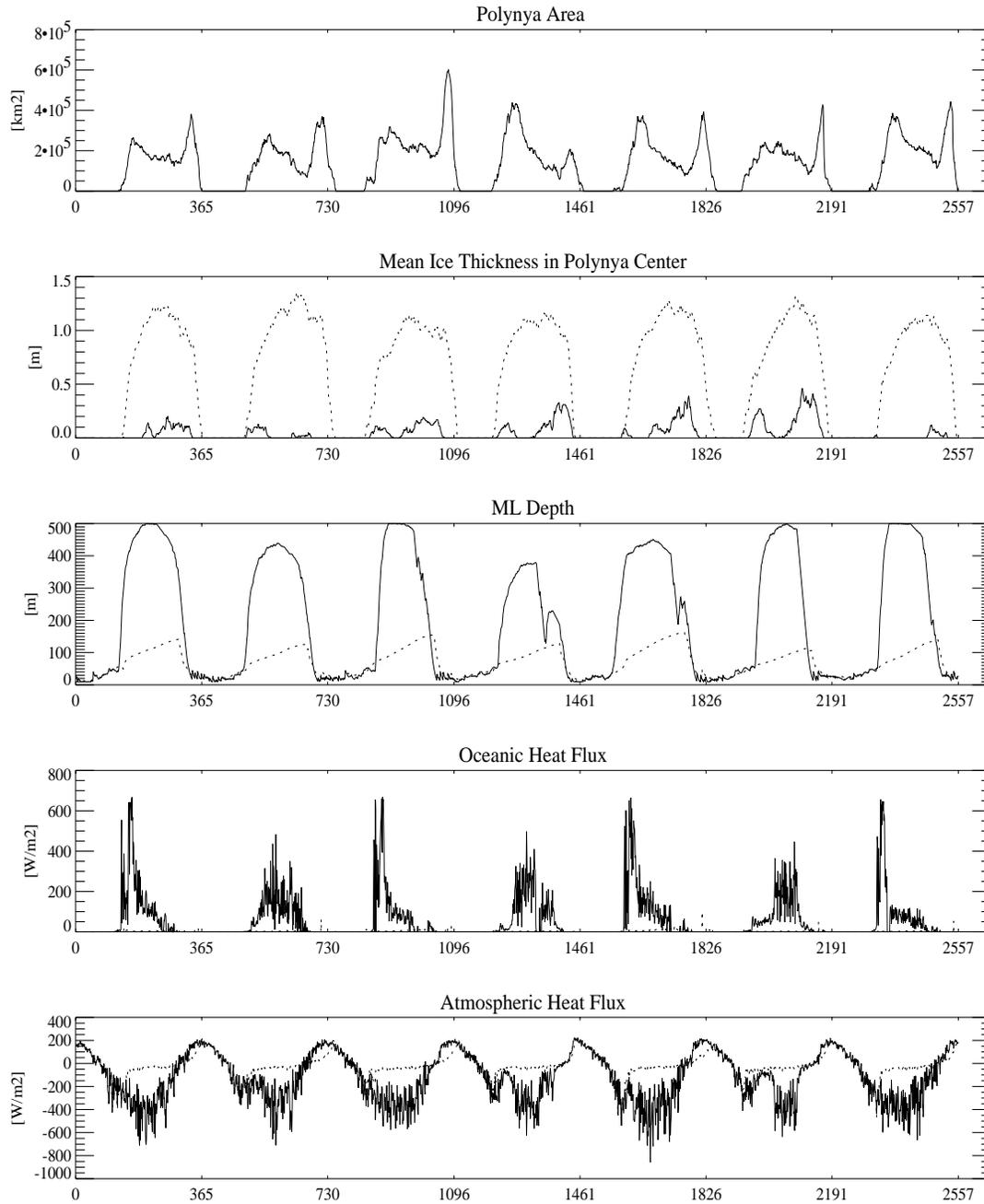


Abbildung 4.4: Die Entwicklung der Polynjafläche sowie der Eisdicke, der Deckschichttiefe, des ozeanischen und des atmosphärischen Wärmeflusses im Zentrum des Störungsgebietes für sieben Integrationsjahre mit einer um den Faktor 50 erhöhten konstanten Auftriebsgeschwindigkeit (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Standardlauf (gepunktet).

Zum Ende des Winters reißt die Eisdecke um die Polynja von Nordosten her auf, so daß sich die unbedeckte Fläche kurzzeitig stark vergrößert; hier ist wieder der schon beschriebene Effekt der Advektion zu beobachten.

Kapitel 5

Das diagnostische Atmosphärenmodell

5.1 Einführung

Den folgenden Untersuchungen liegt die Vorstellung zugrunde, daß durch den im Bereich einer Polynja erhöhten Fluß sensibler und latenter Wärme ein vorgegebener Temperaturaufbau¹ der Atmosphäre durch vertikale Auslenkung der Flächen gleicher potentieller Temperatur modifiziert wird. Das im folgenden beschriebene, diagnostische Atmosphärenmodell berechnet die Größe der Temperaturstörung und den resultierenden thermischen Wind.

Da dieser keine Information über synoptische Variabilitäten enthält, wird der als Antriebsfeld für das Meereismodell dienende 10 m-Wind durch lineare Überlagerung des thermischen Windes mit dem vom ECMWF-Modell prognostizierten Windfeld und anschließende Berücksichtigung der Oberflächenreibung gebildet.

Insgesamt ist dies ein konzeptionell einfaches Modell, das aber die Betrachtung einer Reihe von dynamischen und thermodynamischen Wechselwirkungen und Rückkopplungen zwischen Meereis, ozeanischer Deckschicht und Atmosphäre ermöglicht.

5.2 Theoretische Grundlagen

Die diagnostische Berechnung der atmosphärischen Antwort auf einen erhöhten Wärmefluß im Gebiet der Polynja stützt sich auf einen von Kottmeier und Stuckenberg (1986) vorgestellten Ansatz zur Berechnung der atmosphärischen

¹Hier und im folgenden bezeichnet *Temperatur* im Zusammenhang mit der Atmosphäre stets die potentielle Temperatur.

Zirkulation über der Antarktis aus einem durch analytische Funktionen beschriebenen Temperaturfeld. Dieses Konzept ist eine Erweiterung der Überlegungen zur quasi-geostrophischen Umströmung von Gebirgen (Längenskala 500 – 1000 km) von Smith (1979) und wurde für die mit dem Meereismodell durchgeführten Untersuchungen geeignet modifiziert.

Das Temperaturprofil der stabil geschichteten Atmosphäre im thermischen Grundzustand² wird durch die Vorgabe der Temperatur an der Oberfläche $z = 0$, die Annahme fehlender horizontaler Temperaturgradienten und die Brunt-Väisälä-Frequenz N mittels

$$\Theta_G(z) = \Theta_{0G} + \frac{N^2 \bar{\Theta}}{g} z \quad (5.1)$$

vollständig bestimmt. Die Brunt-Väisälä-Frequenz ist als

$$N^2 = \frac{g}{\bar{\Theta}} \cdot \frac{\partial \Theta_G}{\partial z} \quad (5.2)$$

definiert und wird als höhenunabhängig angenommen. Sie ist ein Maß für die Stabilität der Luftsäule³. $\bar{\Theta}$ bezeichnet die mittlere potentielle Temperatur und $\partial \Theta_G / \partial z$ den vertikalen Temperaturgradienten im atmosphärischen Grundzustand, in dem alle Θ -Flächen parallel verlaufen. $\Theta_G(z)$ und Θ_{0G} sind die Temperaturen im Niveau z und an der Oberfläche ($z = 0$) im ungestörten Zustand. g bezeichnet die Erdbeschleunigung.

Die Modifikation des thermischen Aufbaus der Atmosphäre wird nun durch die vertikale Auslenkung $\eta(x, y, z)$ der Temperaturflächen gegenüber dem Grundzustand beschrieben. Unter der Annahme geostrophischer Bewegung gemäß

$$-\rho f u = \frac{\partial p}{\partial y} \quad (5.3)$$

$$\rho f v = \frac{\partial p}{\partial x} \quad (5.4)$$

und hydrostatischer Balance

$$-\rho g = \frac{\partial p}{\partial z} \quad (5.5)$$

lassen sich bei Vernachlässigung der Kompressibilität die Gleichungen für den thermischen Wind als Funktion der Auslenkung der Temperaturflächen schreiben

²Der Begriff Grundzustand bezeichnet hier und im folgenden den Zustand der Atmosphäre ohne Temperaturstörung.

³Der Wert von N^2 ist positiv für stabile Schichtung, Null für neutrale Schichtung und negativ für labile Schichtung; entsprechend ist der Wert von N reell, Null, oder imaginär.

(Smith, 1979):

$$f \frac{\partial u}{\partial z} = N^2 \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (5.6)$$

$$-f \frac{\partial v}{\partial z} = N^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (5.7)$$

Hierbei bezeichnet ρ die Dichte der Luft, f den Coriolisparameter und p den statischen Druck. u und v sind die horizontalen Komponenten des Strömungsfeldes $\vec{u}(x, y, z)$ in Richtung der x -, bzw. der y -Koordinate.

Eine Erwärmung der Atmosphäre durch erhöhten ozeanischen Wärmefluß führt zu einer Auslenkung der Θ -Flächen nach unten. Nach den Gleichungen (5.6) und (5.7) ist dies mit einer mit der Höhe abnehmenden zyklonalen Strömung verbunden (Abb. 5.1).⁴

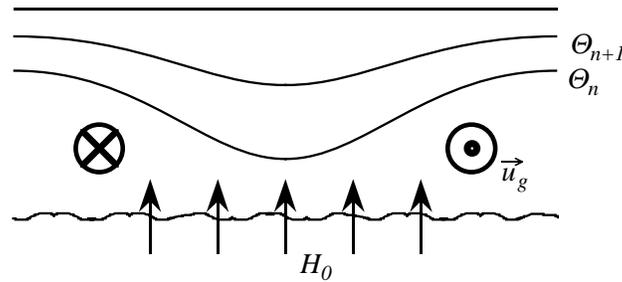


Abbildung 5.1: Zyklonale Zirkulation als Folge einer durch den Wärmefluß H_0 hervorgerufenen Temperaturerhöhung auf der Südhalbkugel.

Durch Einführung einer Stromfunktion Ψ , aus der die Strömungsgeschwindigkeiten in x - und y -Richtung durch horizontale Differentiation gemäß

$$-u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad (5.8)$$

$$v = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (5.9)$$

hervorgehen, läßt sich aus den Gleichungen (5.6) und (5.7) durch Integration in Richtung der Horizontalkoordinaten die Beziehung

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = -\frac{N^2}{f} \eta(x, y, z). \quad (5.10)$$

gewinnen.

⁴Die mathematisch ebenfalls mögliche Lösung einer nach oben zunehmenden antizyklonalen Bewegung ist bei einer vom Boden ausgehenden Störung physikalisch sinnlos.

Analog zu Smith (1979) und Kottmeier und Stuckenberg (1986) wird für die Stromfunktion Ψ die Funktion einer Punktquelle im dreidimensionalen Raum angesetzt:

$$\Psi(x, y, z) := \frac{-S}{4\pi r} \quad (5.11)$$

Hierbei bezeichnet S die Stärke der Punktquelle und

$$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + \frac{N^2}{f^2}(z + z_0)^2} \quad (5.12)$$

den Abstand des Punktes (x, y, z) vom Ort (x_0, y_0, z_0) der Punktquelle. z_0 ist von der Erdoberfläche nach unten positiv definiert; dies ist der Grund für das unterschiedliche Vorzeichen im vertikalen und im horizontalen Teil der Abstandsberechnung. Gegenüber den Horizontalkoordinaten ist die Vertikalkoordinate um den Faktor N/f gestreckt. Dies berücksichtigt die gegenüber der horizontalen Bewegung erheblich kleinere Skala der vertikalen Bewegung. Mit diesem Ansatz folgt aus Gleichung (5.10):

$$\eta(x, y, z) = -\frac{S}{4\pi f r^3}(z + z_0). \quad (5.13)$$

Wenn nun für die Form der untersten Θ -Fläche eine Glockenkurve der Art

$$\eta(x, y, 0) = \frac{h_m}{\left(\frac{R^2}{R_0^2} + 1\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (5.14)$$

angenommen wird, wobei

$$R^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \quad (5.15)$$

$$R_0^2 = \frac{N^2}{f^2} z_0^2 \quad (5.16)$$

gilt und h_m die maximale vertikale Auslenkung angibt, erhält man als Stärke der Punktquelle

$$S = -4\pi \cdot h_m \cdot \frac{N^3}{f^2} \cdot z_0^2, \quad (5.17)$$

so daß schließlich für die vertikale Auslenkung einer Θ -Fläche aus der Höhe z über der Position (x, y) folgt:

$$\eta(x, y, z) = \frac{h_m \left(\frac{z}{z_0} + 1\right)}{\left(\frac{R^2}{R_0^2} + \left(\frac{z}{z_0} + 1\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (5.18)$$

Durch Einsetzen des Ausdrucks (5.17) für die Stärke der Punktquelle in Gleichung (5.11) und Ausführen der Differentiationen in den Gleichungen (5.8) und (5.9) ergibt sich das radialsymmetrische thermische Windfeld als Funktion der Auslenkung der Temperaturflächen wie folgt:

$$u = \frac{h_m \cdot N \cdot (y - y_0)}{\left(\frac{R^2}{R_0^2} + \left(\frac{z}{z_0} + 1\right)^2\right)^{\frac{3}{2}} R_0} \quad (5.19)$$

$$v = \frac{-h_m \cdot N \cdot (x - x_0)}{\left(\frac{R^2}{R_0^2} + \left(\frac{z}{z_0} + 1\right)^2\right)^{\frac{3}{2}} R_0} \quad (5.20)$$

Abgesehen von den Werten der Brunt-Väisälä-Frequenz N und des Coriolis-Parameters f sowie der horizontalen Position (x_0, y_0) der Punktquelle, die entsprechend dem atmosphärischen Grundzustand und der zu untersuchenden Situation vorzugeben sind, enthalten diese Gleichungen zwei noch freie Parameter:

- die maximale Auslenkung h_m der Θ -Flächen, und
- die Koordinate z_0 der Punktquelle, die ein Maß für die (Halbwerts-) Breite der Glockenkurven ist.

Während in den Arbeiten von Smith (1979) und Kottmeier und Stuckenberg (1986) die maximale Auslenkung h_m der Isentropen entsprechend der Auslenkung der Erdoberfläche gewählt bzw. empirisch aus Temperaturmessungen über der Antarktis gewonnen wurde, wird sie für die vorliegenden Untersuchungen für jeden Zeitschritt aus dem vom Modell prognostizierten Wärmestrom vom Ozean in die Atmosphäre ermittelt. Die Wahl von z_0 erfolgte in den erwähnten Arbeiten durch Anpassung an die betrachtete Ausdehnung des Gebirges bzw. an den Verlauf der beobachteten Temperatur-Flächen, hier durch Anpassung der horizontalen Ausdehnung des prognostizierten Windfeldes an Analysen des ECMWF. Die beiden folgenden Abschnitte beschäftigen sich mit der Bestimmung dieser beiden Parameter.

5.3 Entstehung der Temperaturstörung als Funktion des Wärmeflusses

5.3.1 Ableitung der benötigten Gleichungen und Beschreibung der Numerik

Für die Bestimmung der maximalen vertikalen Auslenkung h_m der Θ -Flächen bieten sich zwei Möglichkeiten an, die Entstehung des sekundären Windfeldes in der numerischen Simulation von der Eissituation abhängig zu machen:

1. Die Veränderung des atmosphärischen Temperatureaufbaus wird aus der Veränderung der Oberflächentemperatur an der Grenzfläche Ozean/Eis - Atmosphäre berechnet.
2. Die Veränderung des atmosphärischen Temperatureaufbaus wird aus dem gegenüber dem Standardlauf erhöhten Wärmestrom über der Polynja berechnet.

Die vom Modell prognostizierte Temperatur an der Eisoberfläche im Winter beträgt im untersuchten Gebiet typischerweise -18°C , was der vom Antriebsdatensatz vorgegebenen Lufttemperatur in 2 m Höhe entspricht. Die Temperatur einer offenen Wasserfläche dagegen kann die Gefrierpunkttemperatur von -1.86°C nicht unterschreiten. Nimmt man nun an, daß sich im Falle einer Polynja die Lufttemperatur unmittelbar über dem Eis der veränderten Oberflächentemperatur anpaßt, führt dies zu einer negativen vertikalen Auslenkung der Fläche $\Theta = -1.86^\circ \text{C}$, bis diese die Oberfläche $z = 0$ berührt. Nimmt man weiter an, daß die ausgelenkte Temperaturfläche die Form einer Glockenkurve gemäß Gleichung (5.18) aufweist, und daß sich auch die übrigen Θ -Flächen entsprechend diesem Konzept einstellen, lassen sich die folgenden Gleichungen ableiten:

$$h_m = -z_{T_0} \left(\frac{z_{T_0}}{z_0} + 1 \right)^2 \quad (5.21)$$

$$z_{T_0} = \frac{g}{\Theta N^2} (T_0 - T_{0G}) \quad (5.22)$$

Hierbei bezeichnet z_{T_0} die Höhe derjenigen Θ -Fläche, die im modifizierten Temperaturprofil (Polynjasituation) die Oberfläche $z = 0$ berührt. T_{0G} und T_0 sind die Oberflächentemperaturen (als Lösung der Energiebilanz an der Oberfläche) im Referenzzustand und im Falle einer Polynja. Für teilweise eisbedeckte Gebiete wird die Oberflächentemperatur als mit der Eiskonzentration gewichtetes Mittel der beiden Phasen berechnet, so daß auch die Übergangsformen zwischen „offen“ und „eisbedeckt“ sinnvoll behandelt werden können. Dennoch führt dieses Verfahren nicht zu vernünftigen Ergebnissen: Bei den zwischen Polynja- und Standardlauf auftretenden Temperaturunterschieden ergeben sich Windgeschwindigkeiten

von bis zu 100 m/s. Offenbar sind die genannten Annahmen physikalisch nicht haltbar, da sie einen unrealistisch hohen ozeanisch-atmosphärischen Wärmefluß implizieren. Über die beschriebenen Voruntersuchungen hinausgehende Experimente wurden daher mit dieser Version nicht durchgeführt.

Im Gegensatz zur ersten berücksichtigt die zweite Möglichkeit das Prinzip der Energieerhaltung. Sei H der vertikale Wärmestrom (Einheit W/m^2) durch ein Atmosphärenvolumen der Dicke Δz . Dann folgt für die Temperaturänderung ΔT in der Zeit Δt gemäß dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik:

$$\frac{\Delta H}{\Delta z} = -\rho c_p \frac{\Delta T}{\Delta t}, \quad (5.23)$$

bzw. in differentieller Schreibweise:

$$\frac{\partial H}{\partial z} = -\rho c_p \frac{DT}{Dt}. \quad (5.24)$$

Hierbei bezeichnet ρ die Dichte der Luft und c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck. Um die Erwärmung einer Luftmasse in Beziehung zum Netto-Wärmefluß in diese Luftmasse zu setzen, wird dies über den gesamten Raum integriert. In

$$H_0 \cdot F = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \rho c_p \frac{\Delta T(x, y, z)}{\Delta t} dz dy dx \quad (5.25)$$

bezeichnet H_0 den über die Fläche gemittelten Wärmestrom durch eine Ozean/Eis-Atmosphären-Grenzfläche der Größe F . ΔT ist wieder die Temperaturänderung in der Zeit Δt . Damit folgt eine Beziehung für die gesamte von der Luftmasse aufgenommene Wärmemenge:

$$H_0 \cdot F \cdot \Delta t = c_p \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \rho(x, y, z) \Delta T(x, y, z) dz dy dx. \quad (5.26)$$

Die Temperaturänderung $\Delta T(x, y, z)$ an jedem Punkt des Raumes wird durch die Annahme, daß die ausgelenkten Temperaturflächen die Form einer Glockenkurve gemäß Gleichung (5.18) haben, bestimmt. Hieraus läßt sich eine Gleichung für die maximale Auslenkung h_m ableiten⁵:

$$h_m = -\frac{2\pi H_0 F \Delta t}{c_p \frac{m}{k} p_{G0} \frac{\overline{\Theta} N^2}{g}} \cdot \left(\iint \frac{\left(\frac{z_G}{z_0} + 1\right) e^{-\frac{z}{z_s}}}{\left(\Theta_{0G} + \frac{\overline{\Theta} N^2}{g} z\right) \left(\frac{R^2}{R_0^2} + \left(\frac{z_G}{z_0} + 1\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}} R dR dz \right)^{-1} \quad (5.27)$$

⁵Die Ableitung ist im Anhang B ausführlich dargestellt.

Neben den schon bekannten Größen erscheinen hier die mittlere Molekularmasse m von Luft, die Boltzmann-Konstante k , der Oberflächenluftdruck p_{G0} im Grundzustand und die Skalenhöhe

$$z_s = \frac{k\bar{T}}{mg} \quad (5.28)$$

des Temperaturgrundaufbaus. z_G ist - wie im Anhang B beschrieben - das Niveau, auf dem die im gestörten Zustand den Punkt (x, y, z) schneidende Θ -Fläche im Referenzzustand verläuft. Hierfür läßt sich nur die implizite Beziehung

$$z_G(x, y, z) = z - \eta(x, y, z_G) \quad (5.29)$$

$$= z - \frac{h_m \left(\frac{z_G}{z_0} + 1 \right)}{\left(\frac{R^2}{R_0^2} + \left(\frac{z_G}{z_0} + 1 \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (5.30)$$

aufstellen. Da diese Gleichung nicht explizit nach z_G aufgelöst werden kann, erfolgt die Berechnung numerisch. Zu diesem Zweck wird Gleichung (5.30) umgeschrieben zu

$$g(z_G) := z_G - z + \frac{h_m \left(\frac{z_G}{z_0} + 1 \right)}{\left(\frac{R^2}{R_0^2} + \left(\frac{z_G}{z_0} + 1 \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}}} = 0, \quad (5.31)$$

und die Nullstellen werden iterativ nach dem Newtonschen Verfahren bestimmt. Dies geschieht an jedem Punkt (x, y, z) des Integrals in Gleichung (5.27), woraus sich ergibt, daß auch das Integral selbst numerisch berechnet werden muß.

Nun sind (5.30) und (5.27) zwei miteinander gekoppelte Gleichungen für die beiden Unbekannten z_G und h_m , die sich nicht separieren lassen: Der Wert von h_m geht in die Berechnung von z_G ein, und z_G wiederum muß bekannt sein, um h_m zu berechnen. Folglich muß auch dieser Vorgang iterativ erfolgen: Im ersten Schritt wird $z_G(x, y, z)$ an jedem Punkt des Integrals mit einem willkürlich festgelegten Startwert (Schätzwert) $h_m^{(alt)}$ berechnet; anschließend wird die Berechnung des Integrals mit dem so gefundenen Wert von h_m wiederholt. Diese Iteration erfolgt solange, bis $|h_m^{(neu)} - h_m^{(alt)}| < \epsilon$, wobei die geforderte Genauigkeit auf $\epsilon = 10$ m gesetzt ist.

5.3.2 Wahl der Integrationsgrenzen

Der Wert des Integrals in Gleichung (5.27) und damit der Wert von h_m hängen von der Wahl der Integrationsgrenzen ab. Formal müßte über den gesamten Raum integriert werden; dies ist aber physikalisch nicht notwendig, da sich die aus der Polynja ausgetretene Wärme nicht unendlich weit verteilen kann. Die Auslenkung der Temperaturflächen in Form der Glockenkurven gemäß Gleichung (5.18) geht

für $R \gg z_0$ aber nur sehr langsam gegen null. Um die effektiv für die Erwärmung der Luftmasse über der Polynja zur Verfügung stehende Wärmemenge nicht zu unterschätzen, wird die horizontale Integration daher bei $R_{max} = 1000$ km, was etwa dem 1,5-fachen des maximalen Radius der Polynja entspricht, abgeschnitten.

In der Vertikalen beschränkt sich die Wirkung der an der Oberfläche auftretenden sensiblen und latenten Wärmeflüsse im wesentlichen auf den turbulent durchmischten Bereich der Atmosphäre, also auf den Bereich unterhalb der Obergrenze konvektiver Wolken. Nach Modellrechnungen von Law et al. (1992) reicht die Konvektion in der betrachteten Region im allgemeinen nicht über 3000 m Höhe. Die vertikale Integration wird daher bei $z_{max} = 3000$ m abgebrochen.

5.3.3 Einbeziehung des Wärmeflusses

Mit den im letzten Abschnitt dargestellten Gleichungen und numerischen Verfahren ist es möglich, den vom Meereismodell prognostizierten atmosphärischen Wärmefluß als Maß für die Temperaturstörung und den damit verbundenen thermischen Wind zu benutzen.

Das vom Atmosphären-Modell beschriebene Windfeld ist die Folge einer Temperaturanomalie in der Atmosphäre; daher ist es sinnvoll, die Bestimmung von h_m anhand des Wertes der Wärmeflußanomalie durchzuführen. Statt des absoluten Wärmeflusses im Bereich der Polynja wird also nur die vom Meereismodell prognostizierte Differenz gegenüber dem Wärmefluß im ungestörten Fall (Standardlauf) als Ursache der Temperaturstörung in der Atmosphäre betrachtet.

Allerdings werden nicht alle Terme der im Meereismodell enthaltenen Oberflächen-Energiebilanz berücksichtigt: Nur die turbulenten Flüsse sensibler und latenter Wärme leisten einen nennenswerten Beitrag zur Erwärmung der betrachteten Atmosphärenschicht.

Die berücksichtigte Fläche F ist größer als das Gebiet der präkonditionierten Deckschicht, da durch die Meereis-Dynamik auch eine Vergrößerung der Polynja möglich ist. So werden 195 Gitterzellen in die Berechnung des Wärmeflusses einbezogen; der entsprechende Flächeninhalt beträgt rund $890\,000$ km^2 .

Schließlich fehlt noch eine Angabe für die Zeit Δt , die für die Erwärmung der Luftmasse zur Verfügung steht. $H_0 F \Delta t$ ist die während dieser Zeit aufgenommene Wärmemenge. Die physikalische Bedeutung von Δt ist die einer Verweildauer: Je länger sich eine Luftmasse über dem nicht mit Eis bedeckten Gebiet aufhält, desto mehr Wärme kann sie aufnehmen, desto größer ist auch die Auslenkung der Temperaturflächen. Die Frage, wie sich unterschiedliche Aufenthaltszeiten auf die Entwicklung der Polynja auswirken, ist Gegenstand der mit dem Modell durchgeführten Untersuchungen.

Der Fluß sensibler Wärme hängt gemäß Gleichung (2.8) von der Atmosphären-temperatur ab; die aus der Wärmeflußanomalie berechnete Temperaturstörung wirkt daher unmittelbar auf den Wärmefluß selbst zurück. Die 2m-Temperatur im modifizierten Temperaturaufbau läßt sich gemäß

$$T_{2m}^{modif} = T_{2m}^{ECMWF} + \frac{\overline{\Theta} N^2}{g} \cdot z_G(x, y, 0) \quad (5.32)$$

bestimmen⁶. Um eine weitere Iteration zur Korrektur des prognostizierten Wärmeflusses zu vermeiden, wird hier $z_G(x, y, 0)$ mit dem Wert von h_m aus dem vergangenen Zeitschritt berechnet - da die zeitlichen Änderungen von h_m in jedem Zeitschritt klein gegen h_m selbst sind, ist der hierbei gemachte Fehler unerheblich.

In der numerischen Simulation wird der prognostizierte Wärmefluß aus den die Fläche H_0 bildenden Gitterzellen über eine dem Wert von Δt entsprechende Zahl von zurückliegenden Zeitschritten aufsummiert, um die gesamte während dieser Zeit aufgenommene Wärmemenge zu bestimmen. Aus der Differenz zum entsprechenden Wert im Standardlauf wird in der Polynja-Simulation die Anomalie des Wärmeflusses berechnet.

5.4 Einstellung des Parameters z_0

Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, ist der Wert von z_0 ein Maß für die Breite der Glockenkurven und damit für Betrag und horizontale Ausdehnung des geostrophischen Störwindes. Um im gekoppelten Modell realistische Ergebnisse zu erhalten, ist es also notwendig, den Wert von z_0 optimal einzustellen.

Durch Vergleich mit typischen Tiefdruck-Windsystemen in den Analysen des ECMWF wurde $z_0 = 6000$ m festgelegt. Abb. 5.2 zeigt den so eingestellten geostrophischen Störwind zusammen mit einem typischen täglichen ECMWF-Bodenwindfeld.

Im Unterschied zum 10m-Windfeld des ECMWF weist das aus der Wärmeflußanomalie abgeleitete zyklonale Windsystem in Abb. 5.2 (oben) keine Komponente in Richtung des Druckgradienten auf, da nur der geostrophische Wind dargestellt ist. Die Berücksichtigung der mit der Oberflächenreibung verbundenen Drehung wird in Abschnitt 5.5 beschrieben.

⁶Die Beziehung (5.32) gilt exakt nur für potentielle Temperaturen; der Fehler bei Verwendung der *in situ*-Temperatur ist aber unerheblich. Obwohl die gesuchte Atmosphärentemperatur diejenige in 2 m Höhe ist, wird $z_G(x, y, 0)$ eingesetzt, da die 2 m-Temperaturen des ECMWF-Modells das Niveau $z = 0$ des Temperaturgrundaufbaus gemäß Gleichung (5.1) bestimmen.

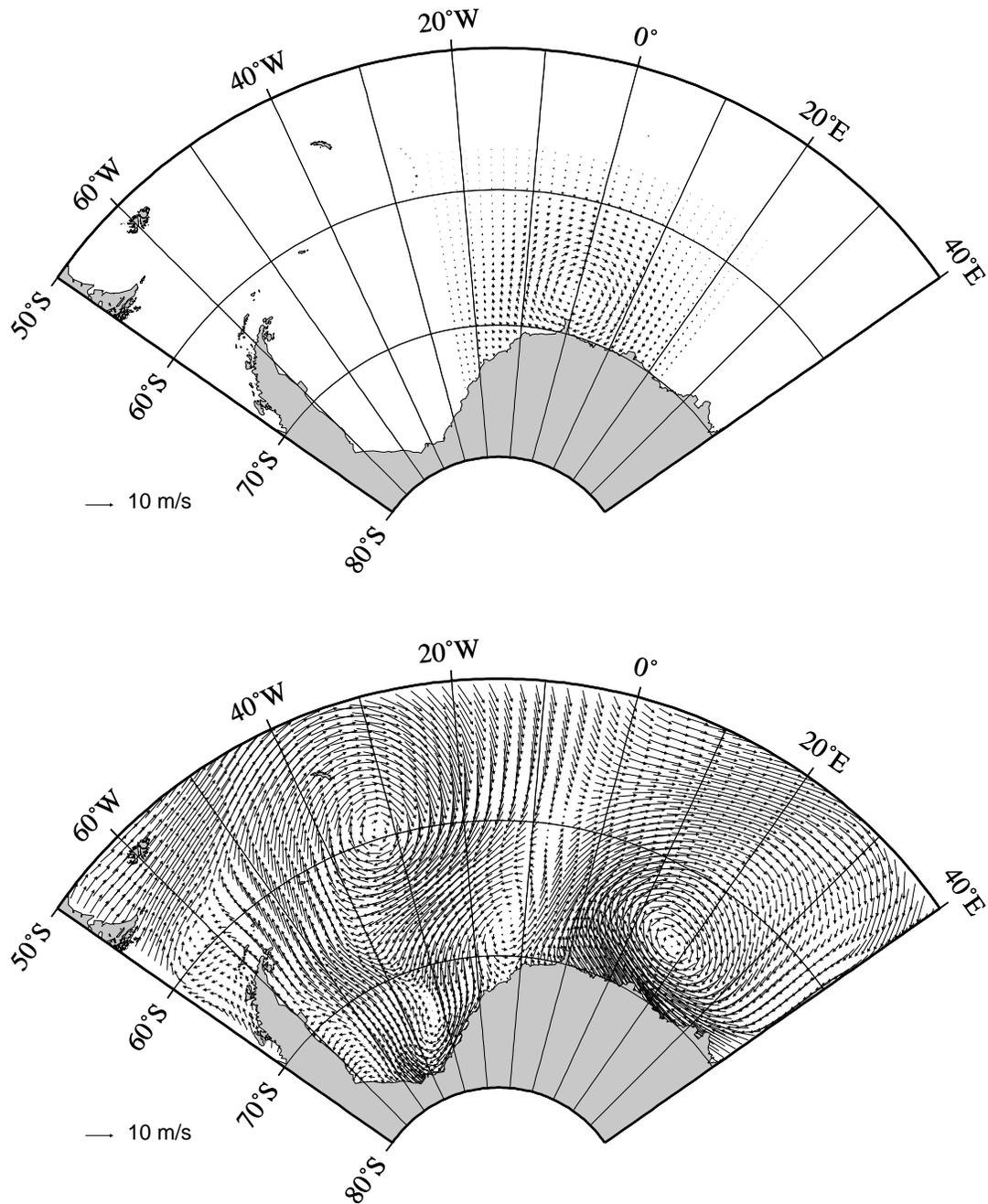


Abbildung 5.2: Vergleich des geostrophischen Störwindes (oben) mit einem typischen ECMWF-Bodenwindfeld (unten). In der Überlagerung der täglichen Windfelder ist der Einfluß des Störwindes kaum zu erkennen. ($H_0 = 300 \text{ W/m}^2$, $F = 300\,000 \text{ km}^2$, $\Delta t = 7 \text{ d}$)

In der folgenden Tabelle sind die Werte der übrigen im beschriebenen Atmosphärenmodell enthaltenen Parameter und Konstanten aufgelistet.

Parameter	Symbol	Wert
Brunt-Väisälä-Frequenz	N	0.01 s^{-1}
Erdbeschleunigung	g	9.8 ms^{-2}
Grundaufbau-Temperatur f. $z = 0$	Θ_{0G}	255 K
spezifische Wärmekapazität	c_p	$1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Molekularmasse Luft	m	$4.81 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$
Boltzmann-Konstante	k	$1.38 \cdot 10^{-23} \text{ W s K}^{-1}$
mittlerer Oberflächenluftdruck	p_{G0}	980 hPa

Der Wert der Brunt-Väisälä-Frequenz folgt einer Abschätzung von Kottmeier und Stuckenberg (1986).

Als Oberflächentemperatur Θ_{0G} im atmosphärischen Grundaufbau wird die dem Antrieb des Meereismodells entnommene 2m-Temperatur eingesetzt. Die mittlere potentielle Temperatur im atmosphärischen Grundaufbau $\bar{\Theta}$ wird aus Θ_{0G} mit Hilfe von Gleichung (5.1) abgeschätzt, indem der im zweiten Summanden einzusetzende Wert von $\bar{\Theta}$ durch Θ_{0G} approximiert wird.

5.5 Berechnung des resultierenden Windfeldes

Das beschriebene Atmosphärenmodell liefert den aus einer Temperaturstörung resultierenden thermischen Wind, enthält aber keine Information über Variabilitäten auf synoptischer Skala. Die in den Untersuchungen angenommene Position der Polynja liegt im Einflußbereich der subpolaren Tiefdruckrinne südlich der Westwinddriftzone. Mit den Tiefdrucksystemen ist ein typisches Muster für zeitliche und räumliche Variationen des Windfeldes verbunden, die vom Modell nicht wiedergegeben werden können.

Um trotzdem zu einem Antriebsfeld mit realistischen täglichen Variabilitäten zu gelangen, werden der berechnete thermische Wind und das aus dem ECMWF-Datensatz entnommene Windfeld kombiniert, und zwar durch lineare Überlagerung der geostrophischen Winde.

In dem vorliegenden Bodenwind der ECMWF-Analysen sind die Effekte der Reibung in der planetaren Grenzschicht (Reduktion der Windgeschwindigkeit und Drehung im Uhrzeigersinn) aber bereits berücksichtigt.⁷ Die Verbindung zum

⁷Die zur Behandlung der Grenzschicht im ECMWF-Modell enthaltenen Beziehungen ent-

entsprechenden geostrophischen Wind wird im folgenden durch eine einfache empirische Beziehung hergestellt.

5.5.1 Berechnung des mit dem ECMWF-Bodenwind korrelierten geostrophischen Windes

Um eine allgemeine Beziehung zwischen den 10m-Winden des ECMWF-Modells und den dazugehörigen geostrophischen Winden zu finden, wurde für die sechsstündigen Analysen vom August 1994 aus dem ECMWF-Luftdruckfeld auf Meeresniveau der geostrophische Wind an einem Punkt in der Region der Polynja berechnet⁸ und mit dem entsprechenden 10m-Wind des Antriebsdatensatzes verglichen. Abb. 5.3 zeigt das Ergebnis dieses Vergleichs: Mit geringen Fehlern lassen sich Betrag und Winkel des mit dem 10m-Wind \vec{u}_{10} korrelierten geostrophischen Windes \vec{u}_g gemäß

$$u_g = \frac{u_{10}}{0.6} \quad (5.33)$$

$$\phi_{\vec{u}_g} = \phi_{\vec{u}_{10}} + 12^\circ \quad (5.34)$$

berechnen.

5.5.2 Berechnung des thermischen Störwindes in 10 m Höhe

Das diagnostische Atmosphärenmodell liefert den thermischen Wind auf jedem Niveau z , relativ zu einem fiktiven strömungslosen Niveau $z = \infty$. Bei der Wahl der Integrationsgrenzen (Abschnitt 5.3.2) wurde die Annahme zugrunde gelegt, daß sich die Temperaturstörung auf die unteren 3000 m der Atmosphäre beschränkt. Also muß sich auch der thermische Wind auf diesen Bereich beschränken; in 3000 m Höhe darf dann kein Effekt auf das umgebende Windfeld mehr zu spüren sein.

Folglich entspricht der geostrophische Störwind \vec{u}_g^{St} auf dem 10 m-Niveau der Differenz zwischen dem thermischen Wind \vec{u}_{th} in $z = 10$ m und dem in $z = 3000$ m Höhe:

$$\vec{u}_g^{St}(10 \text{ m}) = \vec{u}_{th}(10 \text{ m}) - \vec{u}_{th}(3000 \text{ m}) \quad (5.35)$$

halten mehrere im hier beschriebenen Ansatz unbekannte Parameter. Die Gleichungen können daher nicht invertiert werden, um den geostrophischen Wind zu berechnen.

⁸Diese Berechnung wurde von L. Sellmann durchgeführt.

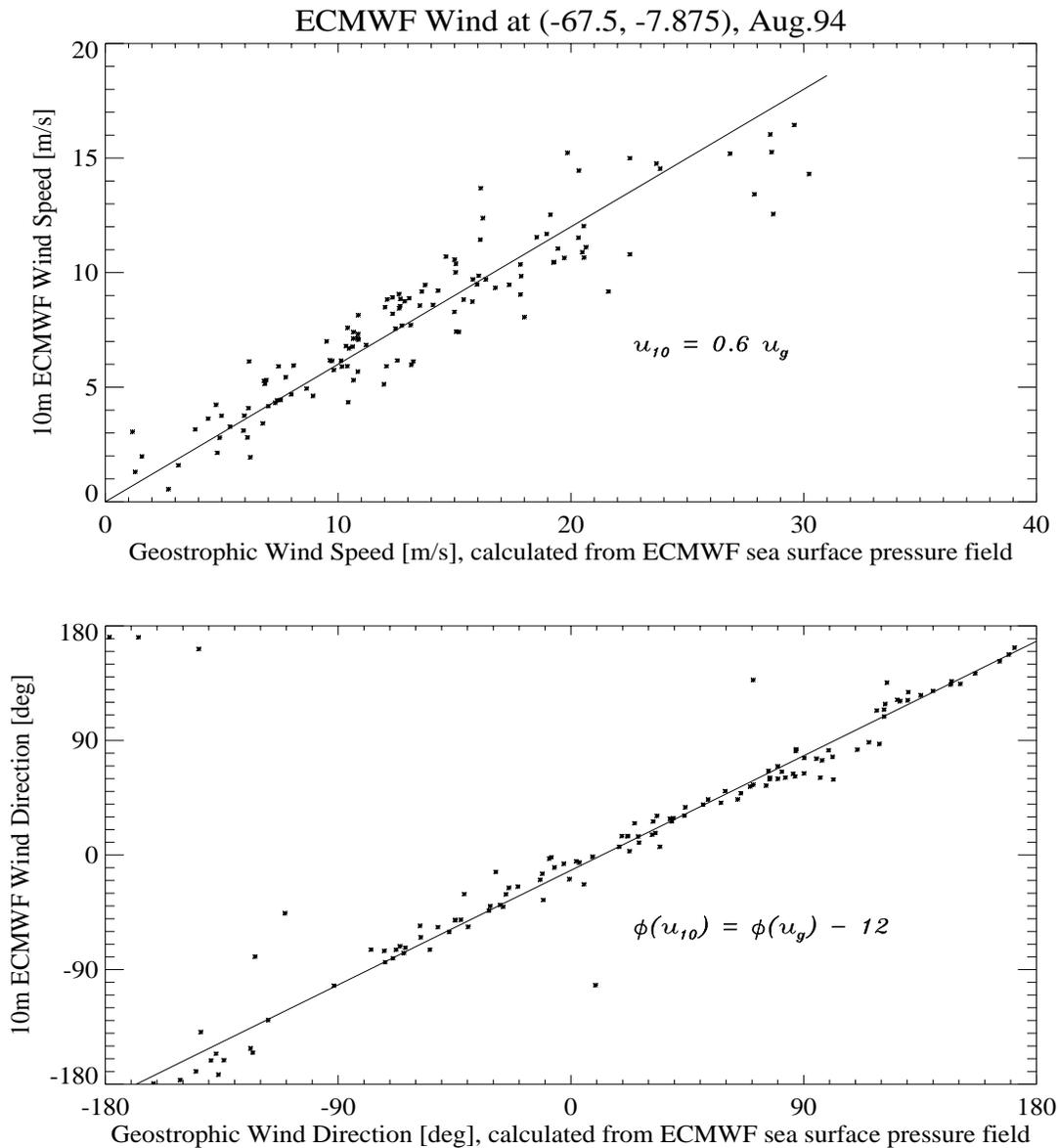


Abbildung 5.3: Vergleich von Betrag und Winkel des ECMWF-10m-Windes und des mit dem ECMWF-Luftdruckfeld auf Meeresniveau korrelierten geostrophischen Windes. Die angegebenen Gleichungen sind die Geradengleichungen für die jeweils eingezeichnete lineare Approximation. Als Folge der Reibung in der planetaren Grenzschicht nimmt der Betrag des Windes auf 60 % des geostrophischen Wertes ab; gleichzeitig wird der Wind um 12° nach rechts gedreht.

5.5.3 Überlagerung der geostrophischen Windfelder und Berücksichtigung der Reibung in der planetaren Grenzschicht

Das rekonstruierte geostrophische ECMWF-Windfeld und der geostrophische Störwind werden auf dem 10 m-Niveau komponentenweise addiert:

$$\vec{u}_g^{mod} = \vec{u}_g + \vec{u}_g^{St} \quad (5.36)$$

Anschließend wird durch Anwendung der empirischen Beziehungen

$$u_{10}^{mod} = 0.6 \cdot u_g^{mod} \quad (5.37)$$

$$\phi_{\vec{u}_{10}^{mod}} = \phi_{\vec{u}_g^{mod}} - 12^\circ \quad (5.38)$$

für Betragsänderung und Ekman-Drehwinkel des Windes als Folge der Reibung in der planetaren Grenzschicht der modifizierte Bodenwind \vec{u}_{10}^{mod} , der in den Polynjasimulationen als Antrieb dient, berechnet.

Das so konstruierte *tägliche* Windfeld ist bei realistischen Störungen kaum vom unmodifizierten ECMWF-Windfeld zu unterscheiden, da die Stärke des prognostizierten Störwindes vergleichsweise gering ist (vgl. Abb. 5.2 und Abschnitt 6.1). Erst nach Berechnung der *Monatsmittel* wird die Wirkung des Störwindes auf den mittleren Wind und die Eisdrift deutlich (Kapitel 6).

5.6 Möglichkeiten und Grenzen des Modells

Trotz der notwendigen Iterationen ist der numerische Aufwand für das beschriebene Atmosphärenmodell gering. Die in der Atmosphäre und der Grenzschicht relevanten Prozesse laufen zwar auf Zeitskalen ab, die bedeutend kürzer als der Zeitschritt des Meereismodells sind. Alle diese Prozesse sind hier jedoch parametrisiert, so daß sich die Rechenzeit für einen Modellauf durch Einführung der Wechselwirkungsschleife Meereis - Atmosphäre lediglich um etwa 15 % verlängert. Hierdurch wurden die vielfältigen Untersuchungen mit dem Modell und die Integration über sieben Jahre erheblich vereinfacht oder erst ermöglicht.

Wegen der einfachen Parametrisierungen liefert das Modell aber nur eine Abschätzung für die Temperaturstörung und den daraus resultierenden thermischen Wind; zudem ist es nicht in der Lage, Änderungen der großräumigen Zirkulation zu beschreiben.

Simulationsrechnungen von Glowienka-Hense (1995), in denen die Antwort des globalen Zirkulationsmodells ECHAM2 auf eine Meereisanomalie im Bereich des Weddellmeeres untersucht wurde, weisen auf Änderungen der großskaligen

Zirkulation hin, die mit einer Intensivierung der Tiefdrucksysteme in den mittleren Breiten der Südhemisphäre verbunden sind. Allerdings ist dieser Effekt auf die östlich (aus Sicht der mittleren Zirkulation stromab) der Polynja gelegene Region konzentriert, so daß keine großen Auswirkungen auf die Meereisdynamik im Gebiet der Polynja zu erwarten sind. Die Frage, ob und wie weit die Wärmeanomalie die Zugbahn der westlich der Polynja entstehenden Tiefdrucksysteme beeinflußt, wird jedoch von beiden Modellen nicht beantwortet.

Zudem enthält das hier beschriebene Modell sehr einfache Annahmen zum Wärmetransport in der Atmosphäre: Gemäß den Modellannahmen verteilt sich die aufgenommene Wärmemenge radialsymmetrisch um ein fest definiertes Zentrum. Der vertikale Wärmetransport wird durch die mittlere Höhe der Konvektion parametrisiert. Die lokale Erwärmung an jedem Punkt wird nicht aus der Divergenz des Wärmestroms, sondern aus der insgesamt aufgenommenen Wärmemenge und der Annahme, daß die ausgelenkten Isentropen die Form von Glockenkurven mit nach oben hin abnehmender Amplitude haben, bestimmt.

Der Effekt der Advektion durch die mittlere Grundströmung der betreffenden Atmosphärenschicht wird durch eine zunächst unbestimmte mittlere Aufenthaltszeit Δt parametrisiert. Im folgenden Kapitel wird sich zeigen, daß diesem Parameter große Bedeutung zukommt.

Kapitel 6

Resultate der gekoppelten Simulationen

Im ersten Schritt wird das beschriebene Atmosphärenmodell genutzt, um den Einfluß eines veränderten Windfeldes auf die Meereisbildung und die Entwicklung einer Polynja zu untersuchen.

Im zweiten Schritt erfolgt durch Berechnung des thermischen Windfeldes aus dem prognostizierten Wärmefluß die Kopplung an das Meereis-Deckschicht-Modell.

6.1 Modifikation des Windfeldes durch einen vorgegebenen konstanten Wärmefluß

Um die Wirkung einer Wärmefluß-Anomalie zu untersuchen, wird dem Atmosphärenmodell in verschiedenen Integrationen ein konstanter Wärmefluß von 100, 200 und 300 W/m² durch eine Fläche von 300 000 km² bei einer mittleren Aufenthaltszeit $\Delta t = 7$ d vorgegeben.¹ Nach der Überlagerung des ECMWF-Windfeldes ergibt sich ein quasi-stationäres zyklonales Windsystem mit einer maximalen Geschwindigkeit von 4.3, 8.6 bzw. 13.0 m/s, das durch die Variabilitäten auf synoptischer Skala, also durch die durchziehenden Tiefdruck-Windsysteme, in Betrag und Richtung modifiziert wird. Bei Betrachtung der täglichen Windfelder ist kaum eine Veränderung zu erkennen; erst in den Monatsmitteln macht sich die zyklonale Komponente im Gebiet der Polynja bemerkbar (Abb. 6.1).

Abbildung 6.2 zeigt die Wirkung des durch einen konstanten Wärmefluß von 200 W/m² modifizierten Windfeldes auf die Meereisdecke im Vergleich zu ei-

¹Untersuchungen an Küstenpolynjas im Weddellmeer (Kottmeier und Engelbart, 1992) haben gezeigt, daß dies realistische Wärmeflüsse sind.

nem Referenzlauf mit dem unveränderten ECMWF-Windfeld. In allen Wintern werden Eisvolumen und Eisbedeckung im Einflußgebiet des sekundären Windsystems deutlich reduziert. Die Betrachtung der Deckschichttiefe, der ozeanischen Auftriebsgeschwindigkeit und des Entrainment-Wärmefflusses zeigt, daß dies nicht einfach eine Folge divergenter Eisdrift ist. Bereits Martinson et al. (1981) hatten darauf hingewiesen, daß hierzu unrealistisch hohe Windstärken erforderlich wären.

Entscheidend ist vielmehr der erhöhte Entrainment-Wärmefluß in die ozeanische Deckschicht. Wichtig ist hierbei der Effekt des Ekman-Pumpens: Gegenüber der bisher im Deckschichtmodell eingesetzten, konstanten Vertikalgeschwindigkeit ist die mittlere Auftriebsgeschwindigkeit als Folge des zyklonalen Windsystems um den Faktor 40 auf rund 1 m/d erhöht und leistet den wesentlichen Beitrag zum erhöhten Entrainment-Wärmefluß.

In einem Vergleichslauf mit einer konstanten Auftriebsgeschwindigkeit von 2.6 cm/d bleibt der ozeanische Wärmefluß im Gebiet der Polynja fast immer unter 20 W/m²; das Eisvolumen im betreffenden Gebiet ist gegenüber der Referenzintegration ohne Störung um rund 20 % reduziert, aber es entsteht keine Polynja.

Offensichtlich genügt also nur bei Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen Meereis und ozeanischer Deckschicht ein mittleres zyklonales Windfeld mit einem maximalen Betrag von 8 m/s, um eine Polynja zu erzeugen und zu erhalten.

In zwei weiteren Integrationen wird ein konstanter Wärmefluß von 100 bzw. 300 W/m² vorgeschrieben.

Im ersten Fall wird bei einem zyklonalen Störwind mit einem maximalen Betrag von 4.3 m/s zwar in allen Jahren eine Reduktion des Eisvolumens im betreffenden Gebiet prognostiziert, aber nur in zwei Jahren bilden sich vollständig von Eis umschlossene offene Wasserflächen.

Im zweiten Fall entstehen dagegen Polynjas mit einer Fläche zwischen 200 000 und 300 000 km². Das in diesem Lauf prognostizierte zyklonale Windfeld mit einem maximalen Betrag von rund 13 m/s (Abb. 6.3) verändert die Eisdrift (Abb. 6.4) und erhöht den ozeanischen Auftrieb im Gebiet der Polynja auf einen mittleren Wert von rund 1.3 m/d, was gerade dem für die Initialisierung einer Deckschichtstörung in Abschnitt 4.1 eingesetzten Wert entspricht. In der Folge werden in allen simulierten Winterperioden Polynjas prognostiziert, deren Ausdehnung mit der 1974 bis 1976 beobachteten „Weddell-Polynja“ vergleichbar ist.

**Eiskonzentration [%] und mittleres Windfeld
im Juli des ersten Integrationsjahres**

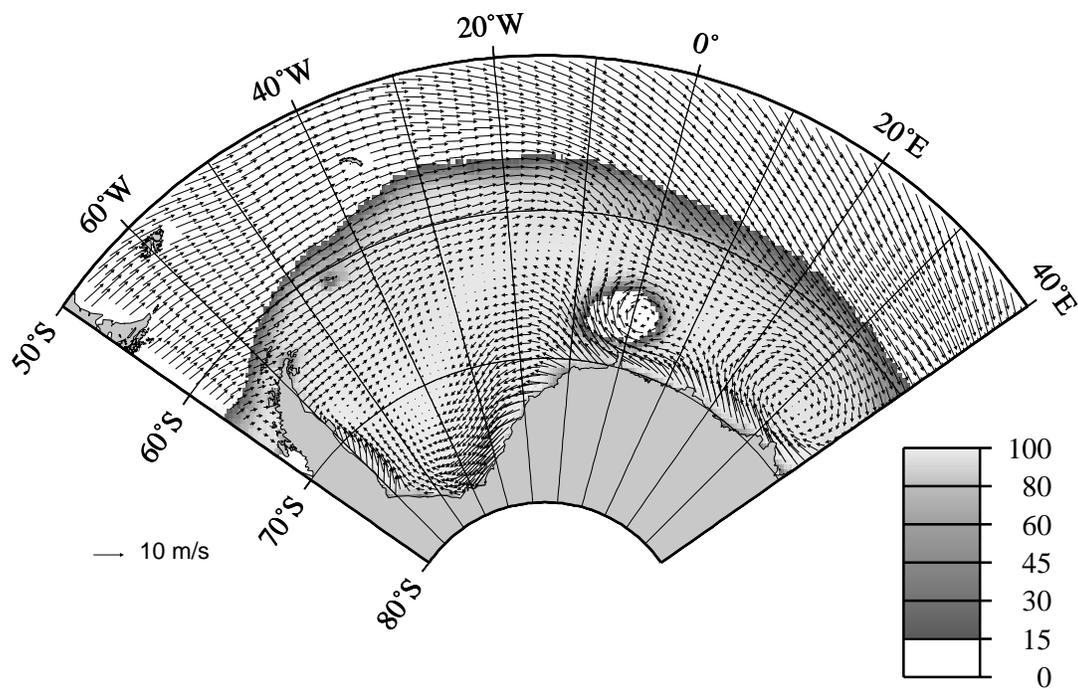


Abbildung 6.1: Die Eiskonzentration und das mittlere Windfeld im Juli des ersten Integrationsjahres bei einem konstanten Wärmefluß von 200 W/m^2 . Die maximale Geschwindigkeit des geostrophischen Störwindes beträgt 8 m/s . Die Polynja hat zu diesem Zeitpunkt noch nicht ihre volle Größe erreicht.

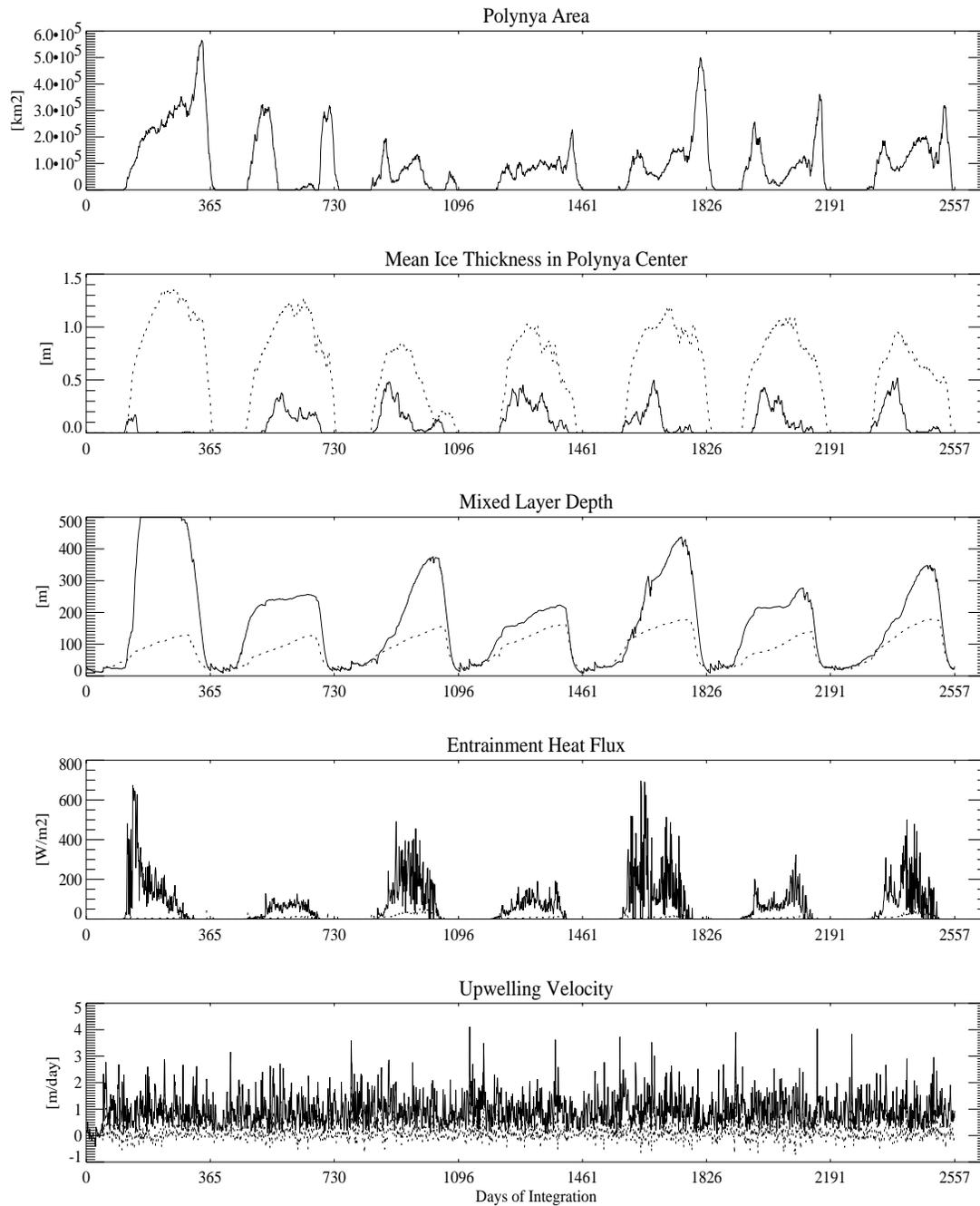


Abbildung 6.2: Jahresgänge der Polynjafläche sowie der Eisdicke, der Deckschichttiefe, des Entrainment-Wärmeflusses und der ozeanischen Auftriebsgeschwindigkeit im Zentrum der Polynja unter einem stationären zyklonalen Windsystem mit einem maximalen Betrag von 8 m/s (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Standardlauf (gepunktet).

**Eiskonzentration [%] und mittleres Windfeld
im Juli des ersten Integrationsjahres**

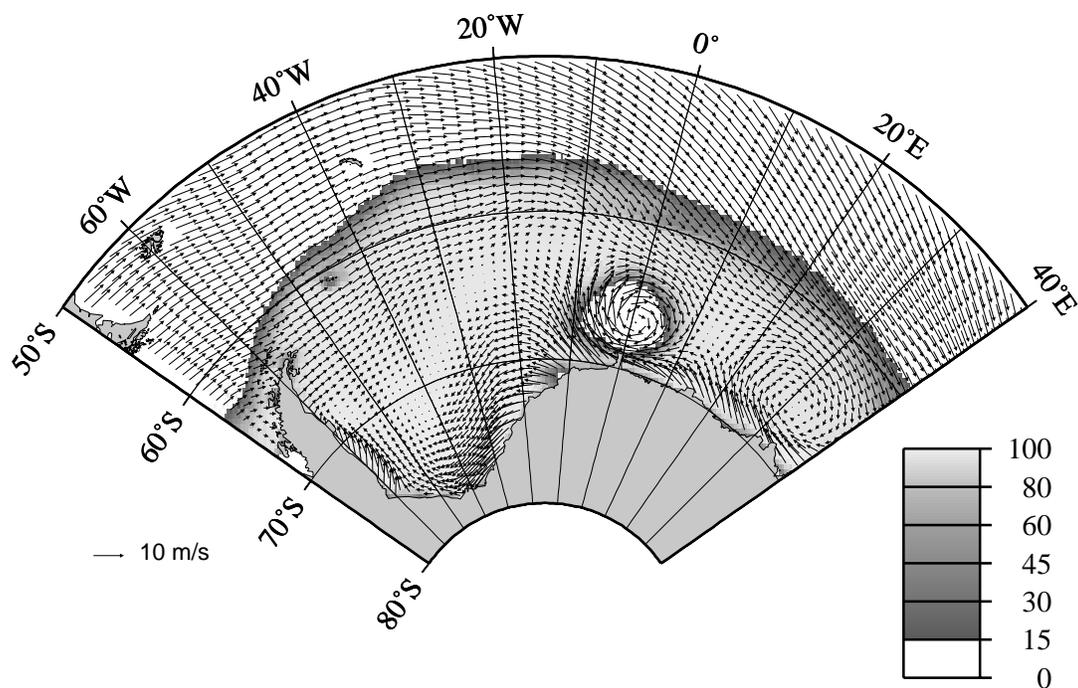


Abbildung 6.3: Die Eiskonzentration und das mittlere Windfeld im Juli des ersten Integrationsjahres bei Modifikation durch einen konstanten Wärmefluß von 300 W/m^2 . Die maximale Geschwindigkeit des geostrophischen Störwindes beträgt 13 m/s .

Eiskonzentration [%] und mittlere Drift im Juli des ersten Integrationsjahres

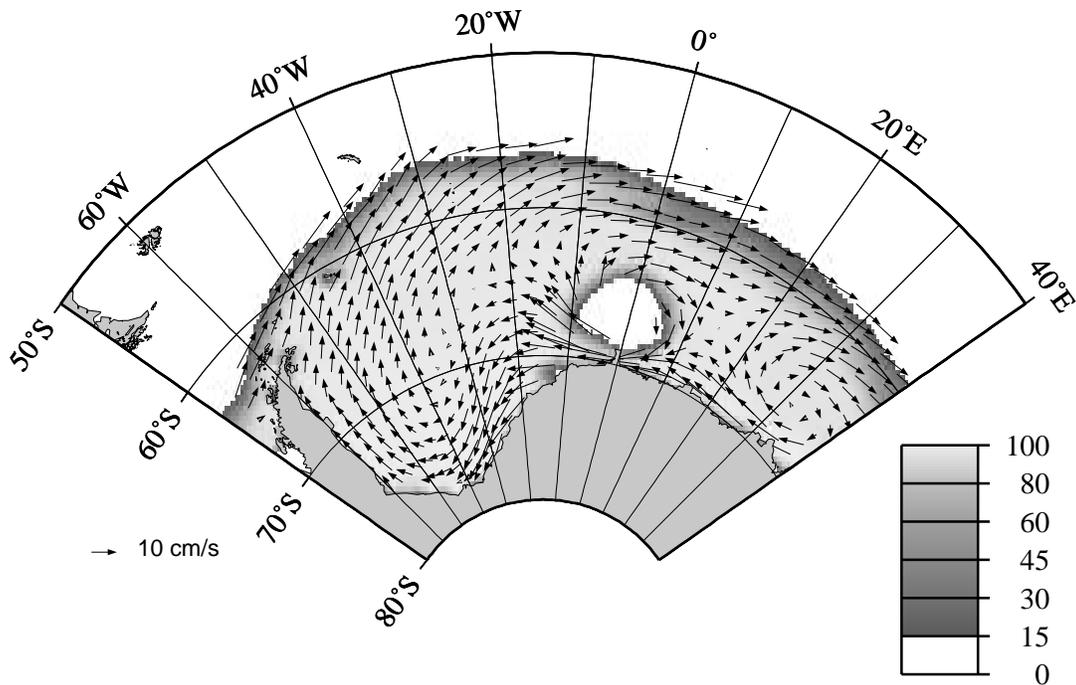


Abbildung 6.4: Die Eiskonzentration und die mittlere Eisdrift im Juli des ersten Integrationsjahres bei Modifikation des Windfeldes durch einen konstanten Wärmefluß von 300 W/m^2 . Im Vergleich mit Abbildung 4.2 wird die Veränderung der Eisdrift in der Umgebung der Polynja deutlich. Jeder zweite Vektor des Driftfeldes ist dargestellt.

6.2 Kopplung zwischen Eis und Atmosphäre durch turbulenten Wärmefluß

6.2.1 Simulationen mit diagnostisch bestimmtem thermischem Windfeld

Um zu untersuchen, ob und wie sich die Lebensdauer einer Polynja durch die Entstehung eines selbsterhaltenden sekundären Windsystems verlängern kann, wird, wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, das diagnostische Atmosphärenmodell durch den vom Meereismodell berechneten Wärmestrom Ozean – Atmosphäre angetrieben. Die Modifikation des Windfeldes verändert neben dem Windschub auch die turbulenten Flüsse von sensibler und latenter Wärme sowie den Impulseintrag in die Deckschicht; auf diese Weise existieren Rückwirkungen auf alle Elemente des Meereismodells.

Die Störung wird wie in Abschnitt 4.1 durch vorübergehende Erhöhung des ozeanischen Auftriebs initialisiert. In verschiedenen Integrationen wird die mittlere Aufenthaltszeit Δt der Luftmasse über dem Gebiet der Polynja auf Werte zwischen 7 und 14 Tagen gesetzt, was einer mittleren Luftmassenbewegung zwischen 1.2 und 0.6 m/s entspricht. Die in diesen Simulationen prognostizierte Entwicklung der Polynja wird mit der Integration ohne Antwort der Atmosphäre (Abschnitt 4.1) und mit dem Standardlauf ohne Störung verglichen.

Mittlere Aufenthaltszeit 7 Tage

Der Effekt eines mit einer mittleren Aufenthaltszeit von $\Delta t = 7$ d berechneten thermischen Windfeldes ist nur im ersten Winter signifikant: Im Gegensatz zur Integration ohne Atmosphärenkopplung (Abb. 4.1) schrumpft die Fläche der Polynja (Abb. 6.5) nicht mehr im Laufe des Winters, und die Eiskecke im Innern des Störungsgebiets ist fast vollständig verschwunden. In beiden Läufen jedoch schließt sich die Polynja in der Mitte des zweiten Winters (Abb. 6.6).

Der zeitliche Verlauf der Nettogefriertrate zeigt, daß dies eine Folge der Advektion von Meereis in die Polynja hinein ist: Während im zweiten Winter der Simulation im Standardlauf bereits ab dem Integrationstag 482 (28. April) thermodynamisch Eis gebildet wird, ist die Nettogefriertrate im Polynja-Lauf bis zum Tag 568 (23. Juli) gleich null. Das danach geschmolzene Eis kann also nur durch Advektion in die Gitterzelle gelangt sein. Offensichtlich ist das thermische Windfeld mit einem maximalen Betrag von 11 m/s (Abb. 6.7) im zweiten Winter gegenüber dem täglichen ECMWF-Windfeld zu schwach, um den Transport von Eis in das Gebiet der Polynja zu verhindern.

**Eiskonzentration [%] und mittleres Windfeld
im Juli des ersten Integrationsjahres**

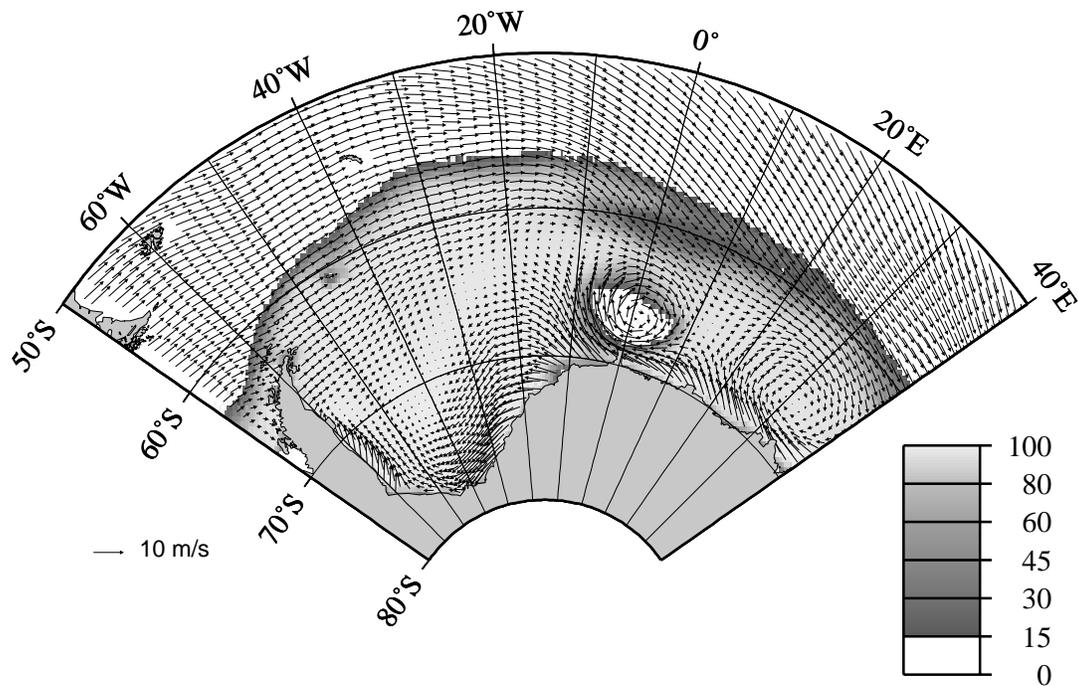


Abbildung 6.5: Die Eiskonzentration und das mittlere Windfeld im Juli des ersten Integrationsjahres in einer Integration mit diagnostischem thermischem Störwind. Mittlere Aufenthaltszeit der Luftmasse über der Polynja $\Delta t = 7$ d.

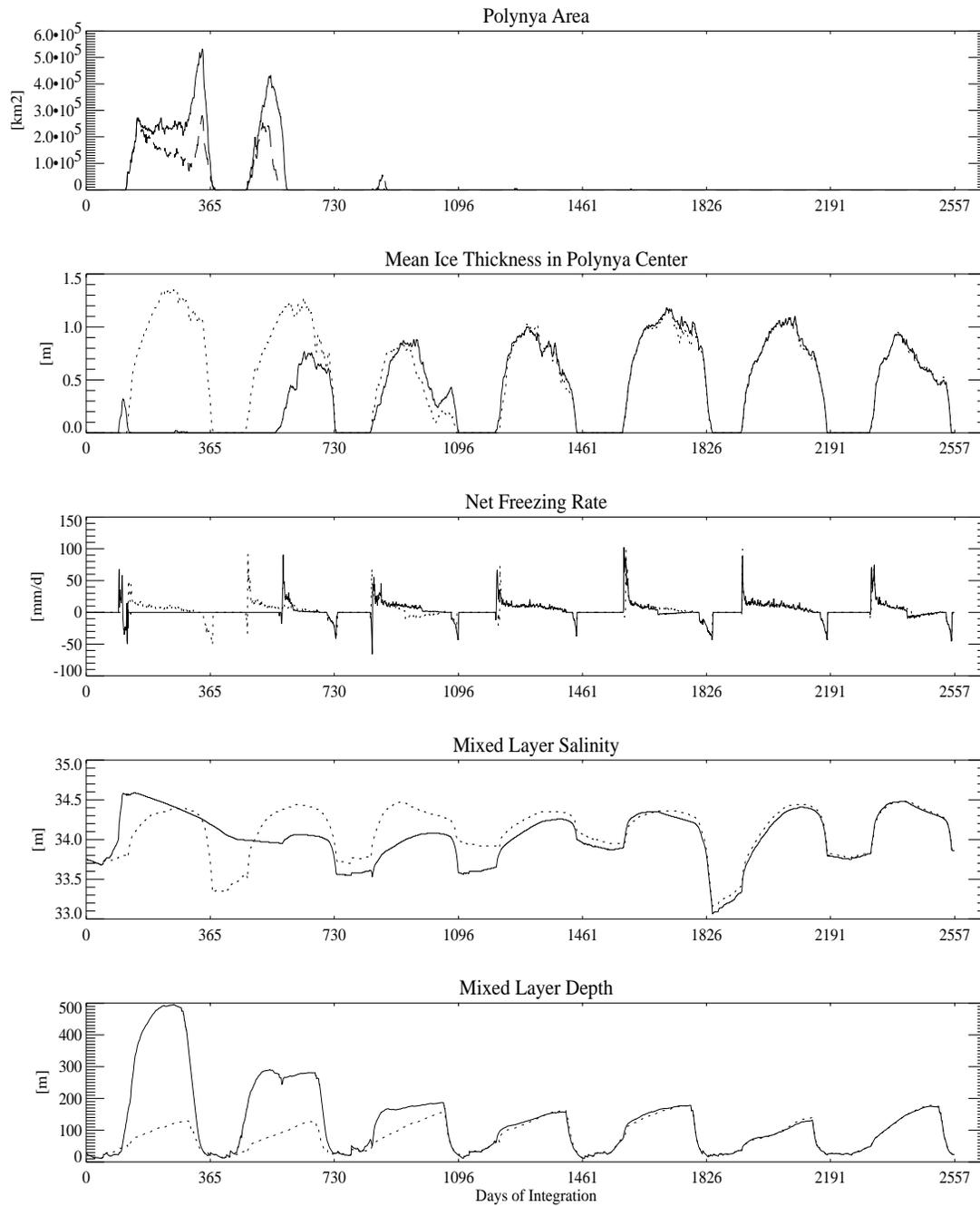


Abbildung 6.6: Die zeitliche Entwicklung der Polynjafläche sowie der Eisdicke, der Nettogefriertrate, des Deckschicht-Salzgehalts und der Deckschichttiefe im Zentrum der Polynja in einer Integration mit atmosphärischer Antwort für $\Delta t = 7d$ (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Standardlauf (gepunktet). Zusätzlich ist oben die Polynjafläche aus einer ansonsten gleichen Integration ohne Atmosphärenkopplung angegeben (gestrichelt).

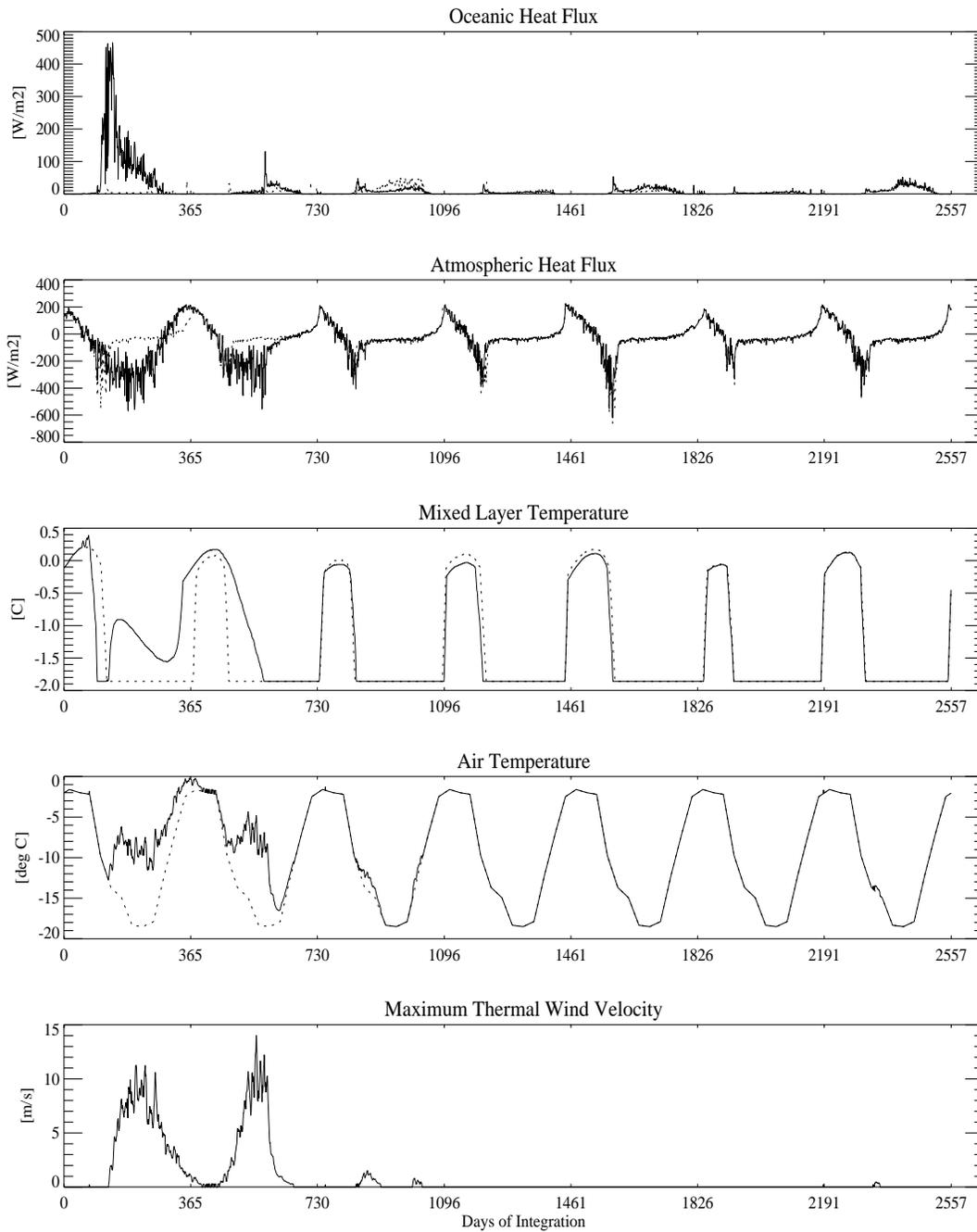


Abbildung 6.7: Jahrgänge des Entrainment-Wärmefflusses, des ozeanisch-atmosphärischen Wärmefflusses, der Deckschichttemperatur und der 2 m-Lufttemperatur im Zentrum der Polynja sowie des maximalen thermischen Windes in einer Integration mit atmosphärischer Antwort für eine mittlere Aufenthaltszeit $\Delta t = 7d$ (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Standardlauf (gepunktet).

In den folgenden Tagen nähert sich das System dem Standardlauf an (Abb. 6.6): Der mit dem Schmelzen verbundene Süßwasserfluß führt zu einem Rückzug der Deckschichttiefe. Der auch gegenüber dem Standardlauf reduzierte Salzgehalt verhindert weitere Einmischungs-Prozesse, so daß der ozeanische Wärmefluß (Abb. 6.7) unter 40 W/m^2 bleibt, während der Wärmeverlust an die Atmosphäre noch 300 W/m^2 beträgt. Folglich kühlt sich die Deckschicht in den folgenden Tagen bis zum Gefrierpunkt ab. Im folgenden Zeitschritt (1. August) beginnt die thermodynamische Eisbildung, und innerhalb von drei Integrationstagen wächst die Eisdicke in der Gitterzelle auf 30 cm.

Mit wachsender Mächtigkeit der Eisdecke gehen die turbulenten Flüsse sensibler und latenter Wärme auf die Werte des Standardlaufs zurück, so daß sich die Temperaturanomalie in der Atmosphäre und das thermische Windfeld abbauen und so keinen Beitrag zur Erhaltung der Polynja leisten können.

Diese Resultate stehen nur scheinbar in Widerspruch zu der Aussage, daß bereits ein zyklonales Windfeld mit einem Maximum von 8 m/s genügt, um eine Polynja zu erzeugen und zu erhalten (Abschnitt 6.1). In den Simulationsläufen in Abschnitt 6.1 war der Wärmefluß und damit das Windfeld konstant vorgegeben und damit unabhängig von den Eisbedingungen im Bereich der Polynja. Auch dort wird Eis in das Gebiet der Polynja importiert; dieses hat aber keinen Einfluß auf das thermische Windfeld, so daß weiterer Eisimport und wegen des ständig erhöhten ozeanischen Wärmeflusses auch das Gefrieren in den folgenden Zeitschritten verhindert werden und so die Polynja mindestens in Form eines Gebietes mit reduziertem Eisvolumen erhalten bleibt.

Wird dagegen die Temperaturanomalie und der damit verbundene thermische Wind aus den vom Modell prognostizierten turbulenten Wärmeflüssen berechnet, macht sich die isolierende Wirkung bereits einer dünnen Eisdecke bemerkbar. Bei einer Integration des Wärmeflusses über 7 Tage ist die Antwortzeit der Atmosphäre auf den veränderten Wärmefluß entsprechend kurz, so daß sich die Temperaturanomalie und damit das thermische Windfeld innerhalb von 10 Tagen nach Beginn der Eisbedeckung auf ein Drittel ihrer vorherigen Intensität abbauen und damit zu schwach werden, um einen Einfluß auf die Entwicklung der Polynja zu nehmen.

Mittlere Aufenthaltszeit 10 Tage

Bei Annahme einer mittleren Aufenthaltszeit von 10 statt 7 Tagen ändern sich die Resultate nur wenig. Zwar wächst nun die Fläche der Polynja im Laufe des ersten Winters, was qualitativ mit den Beobachtungen (Zwally et al., 1981) in Einklang steht; die Lebensdauer der Polynja im zweiten Winter ist gegenüber der im vorigen Abschnitt besprochenen Integration aber nur um wenige Tage verlängert.

Mittlere Aufenthaltszeit 12 Tage

Eine über vier Jahre deutliche Reduzierung des Eisvolumens im Gebiet der Polynja wird von der Integration mit $\Delta t = 12$ d prognostiziert. Nur während des ersten Winters verschwindet die Eisdecke im Innern der Polynja vollständig; in den folgenden beiden Jahren bleibt ihre Mächtigkeit noch unter 30 cm. Im vierten Winter der Integration entsteht keine Polynja; die Eisdicke im betreffenden Gebiet ist aber um 20 % gegenüber dem Standardlauf reduziert (Abb. 6.8).

Im vierten Integrationsjahr ist die Fläche der Polynja schon zu Beginn der eisbedeckten Jahreszeit kleiner als in den Vorjahren, so daß auch das thermische Windfeld schwächer ausfällt. Dies hat zwei Effekte: Zum einen ist der Widerstand gegen Advektion von Eis in das Gebiet der Polynja wesentlich geringer, zum anderen fehlt der mit dem zyklonalen Windsystem verbundene Auftrieb von warmem, salzhaltigem Tiefenwasser. Die hohe Schmelzrate im Frühwinter stabilisiert die Schichtung des Ozeans dann soweit, daß die anomale Deckschichtvertiefung, die in den vorherigen Wintern die Eisbildung verhindert oder reduziert hatte, nicht auftritt. Die weitere Entwicklung gleicht der Integration mit $\Delta t = 7$ d.

Mittlere Aufenthaltszeit 14 Tage

Das Bild ändert sich weiter bei Annahme einer mittleren Aufenthaltszeit von 14 Tagen (Abb. 6.9): Hier bildet sich in allen Winterperioden der Simulation eine Polynja mit einer Ausdehnung zwischen 200 000 und 300 000 km². Im fünften Winter erreicht die Eisdecke im Innern der Polynja eine Mächtigkeit von 40 cm, in den anderen Jahren bleibt das Gebiet fast völlig eisfrei.

In Abb. 6.11 ist neben der Eiskonzentration das mittlere Windfeld im September des siebten Integrationsjahres, zum Zeitpunkt der maximalen Eisausdehnung, dargestellt. Neben dem typischen großskaligen Muster erkennt man einen ausgeprägten zyklonalen Wirbel, der eine divergente Eisdrift in der Region der Polynja erzeugt (Abb. 6.12). Diese und der als Folge des Ekman-Pumpens erhöhte Entrainment-Wärmefluß (Abb. 6.9) verhindern im Gebiet der Polynja in allen Integrationsjahren die Entstehung und den Import von Meereis.

Das thermische Windfeld hat in dieser Simulation einen maximalen Betrag von rund 18 m/s und ist damit von etwa gleicher Größenordnung wie die im ECMWF-Windfeld enthaltenen Zyklonen. Seine Entstehung ist verbunden mit einer Erwärmung der Atmosphäre über der Polynja um bis zu 13 K (Abb. 6.10). Die turbulenten Flüsse sensibler und latenter Wärme, die für seine Entstehung verantwortlich sind, übersteigen die des Standardlaufes um den Faktor 10. Ihre Werte sind konsistent mit Messungen an Rinnen im Rahmen des AIDJEX-Projekts (Andreas et al., 1979).

Die Simulationsresultate in Abb. 6.9 und 6.10 zeigen, auf welche Weise sich

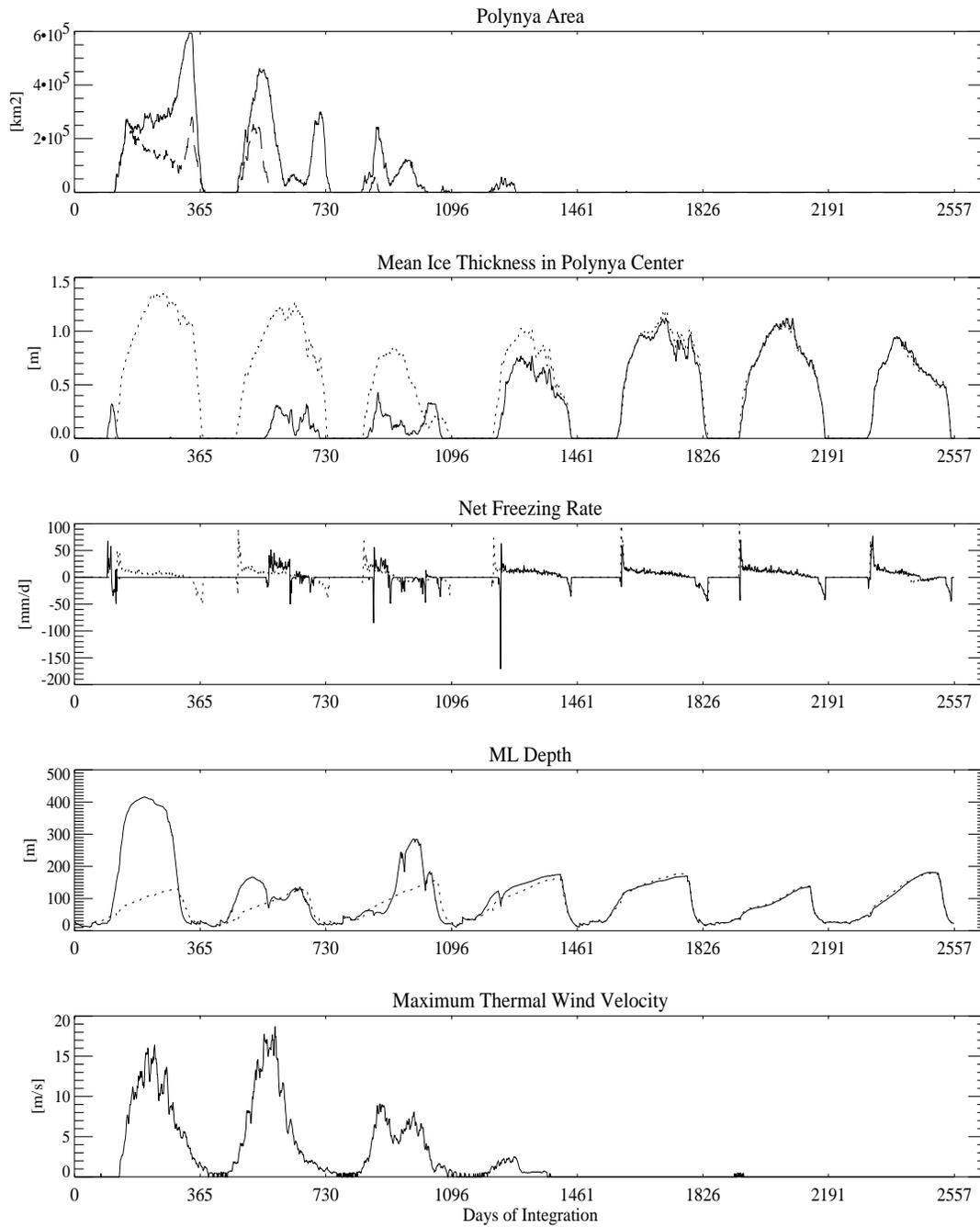


Abbildung 6.8: Die Entwicklung der Polynjafläche sowie der Eisdicke, der Nettoeinfriererate und der Deckschichttiefe im Zentrum der Polynja und des maximalen thermischen Windes in einer Integration mit atmosphärischer Antwort für $\Delta t = 12$ d (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Standardlauf (gepunktet). Zusätzlich ist oben die Polynjafläche aus einer ansonsten identischen Integration ohne Atmosphärenkopplung angegeben (gestrichelt).

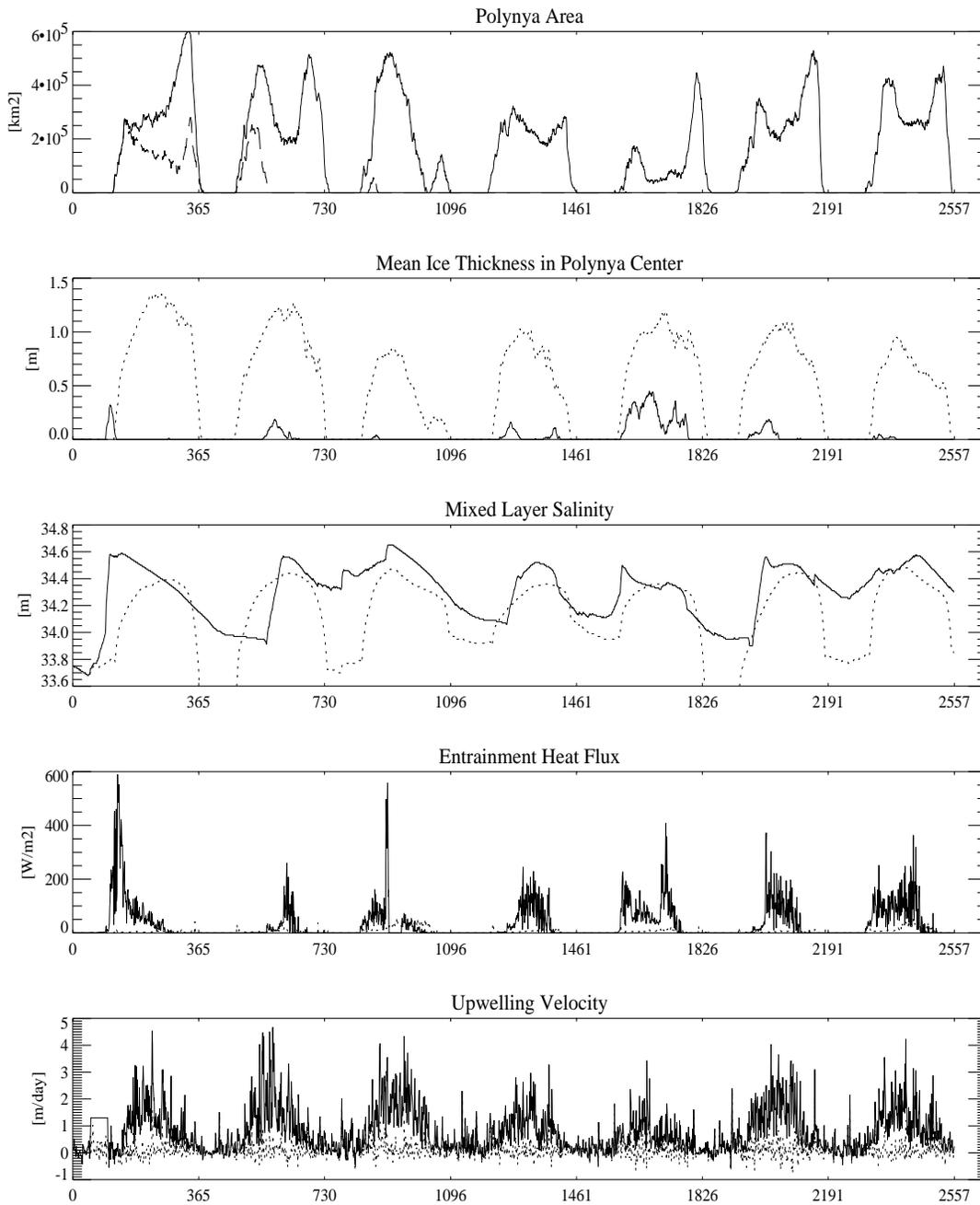


Abbildung 6.9: Jahrgänge der Polynjafläche sowie der Eisdicke, des Deckschichtsalzgehalts, des Entrainment-Wärmeflusses und der Auftriebsgeschwindigkeit im Zentrum der Polynja in einer Integration mit atmosphärischer Antwort für $\Delta t = 14$ d (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Standardlauf (gepunktet). Zusätzlich ist oben die Polynjafläche aus einer ansonsten identischen Integration mit unbehandeltem Windfeld angegeben (gestrichelt).

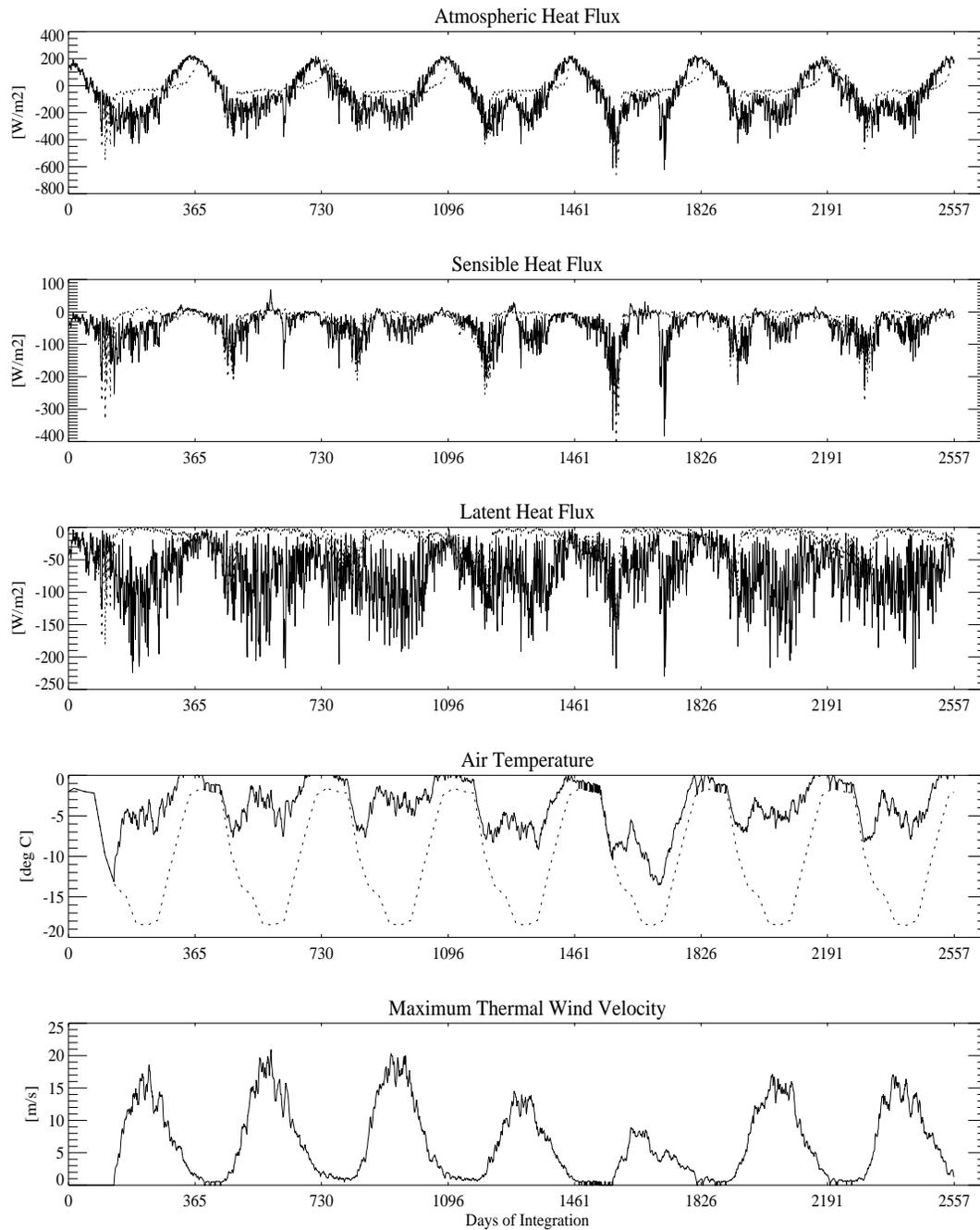


Abbildung 6.10: Jahresgänge des atmosphärisch-ozeanischen Wärmeflusses, der Flüsse sensibler und latenter Wärme und der 2 m-Lufttemperatur im Zentrum der Polynja sowie des maximalen Betrags des thermischen Windfeldes in einer Integration mit atmosphärischer Antwort für $\Delta t = 14$ d (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Standardlauf (gepunktet).

**Eiskonzentration [%] und mittleres Windfeld
im September des siebten Integrationsjahres**

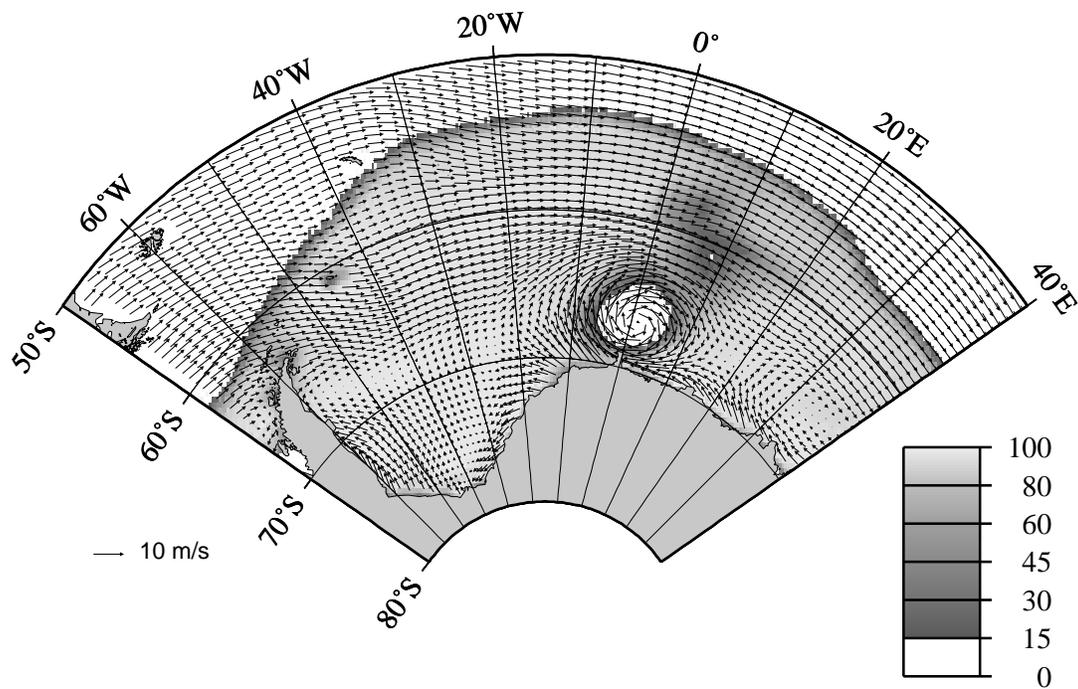


Abbildung 6.11: Die Eiskonzentration und das mittlere Windfeld im September des siebten Integrationsjahres in einer Integration mit diagnostischem Störwind bei einer mittleren Aufenthaltszeit $\Delta t = 14$ d.

**Eiskonzentration [%] und mittlere Drift
im September des siebten Integrationsjahres**

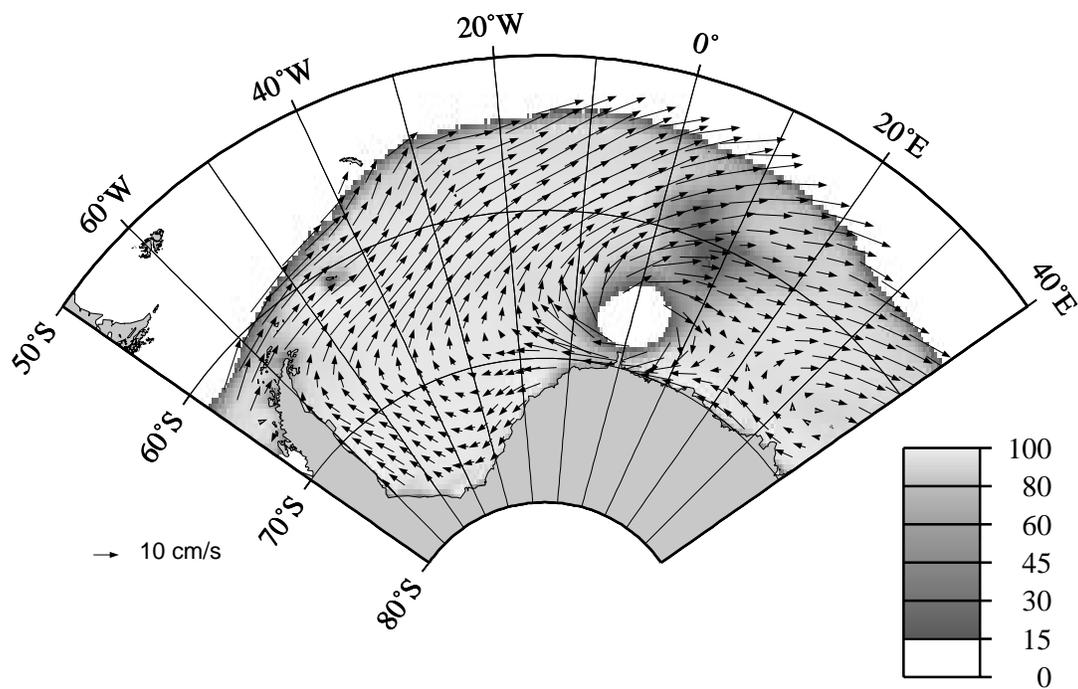


Abbildung 6.12: Die Eiskonzentration und die mittlere Eisdrift im September des siebten Integrationsjahres in einer Integration mit diagnostischem Störwind bei einer mittleren Aufenthaltszeit $\Delta t = 14$ d. Jeder zweite Vektor des Driftfeldes ist dargestellt.

die Störung im System fortpflanzt:

Während der Winterperiode ist das thermische Windfeld in dieser Integration kräftig genug, um einerseits den Eisimport in das Gebiet der Polynja zu reduzieren, andererseits so viel warmes Tiefenwasser in die Deckschicht einzumischen, daß die thermodynamische Eisbildung unterbleibt. Als Folge des Ekman-Pumpens wird auch Salz in die Deckschicht eingemischt, so daß der Deckschichtsalzgehalt auch während der Sommerperiode fast ständig um einige psu gegenüber dem Standardlauf und gegenüber der (ungestörten) Umgebung erhöht ist. Zu Beginn des folgenden Winters ist die Dichte der Deckschicht daher bereits erhöht, so daß schon die beginnende Abkühlung verstärkte Entrainment-Prozesse in Gang setzt, die wiederum die Eisbildung im betreffenden Gebiet verzögern. In dieser Zeit ist die Umgebung des so präkonditionierten Gebiets bereits mit Eis umgeben, so daß sich erneut ein thermisches Windsystem aufbauen kann.

Voraussetzung dafür ist aber eine während des gesamten Winters hohe mittlere Aufenthaltszeit der Luftmasse über der Polynja. Offensichtlich ist die Geschwindigkeit des Luftmassenaustauschs über dem präkonditionierten Gebiet der entscheidende Parameter für die Lebensdauer einer Polynja, da sie bei gegebenem Wärmefluß die Größe der Temperaturstörung und somit des thermischen Windes bestimmt.

Eine naheliegende Vermutung ist, daß die für die Erhaltung einer Polynja günstige Situation eines langsamen Luftmassenaustausches mit einem schwachen großräumigen Bodenwind korreliert sein müßte. Lokale Windfeldanomalien wie das durch den Polynjawärmefluß erzeugte zyklonale Windfeld bekämen in solch einem Fall gegenüber dem großskaligen „äußeren“ Windsystem mehr Gewicht und wären u. U. besser in der Lage, den Eisimport in die Polynja zu verhindern.

Mit dieser und anderen Überlegungen beschäftigt sich der folgende Abschnitt.

6.2.2 Variationsläufe

Annahme schwacher Atmosphärenströmung

Um die Vermutung, ein schwacher Bodenwind würde die Lebensdauer einer Polynja verlängern, zu überprüfen, werden zwei weitere Integrationen untersucht. In diesen wird das ECMWF-Windfeld komponentenweise mit 0.75 bzw. 0.5 multipliziert, um ein fiktives großskaliges Windfeld mit geringeren Windgeschwindigkeiten aber realistischer Verteilung zu konstruieren.

Während im ersten Fall keine signifikante Änderung gegenüber der (bis auf das Windfeld identischen) „normalen“ Polynja-Simulation prognostiziert wird, ist im zweiten Fall bereits im ersten Winter die Polynjafläche um rund 70 % reduziert (Abb. 6.13).

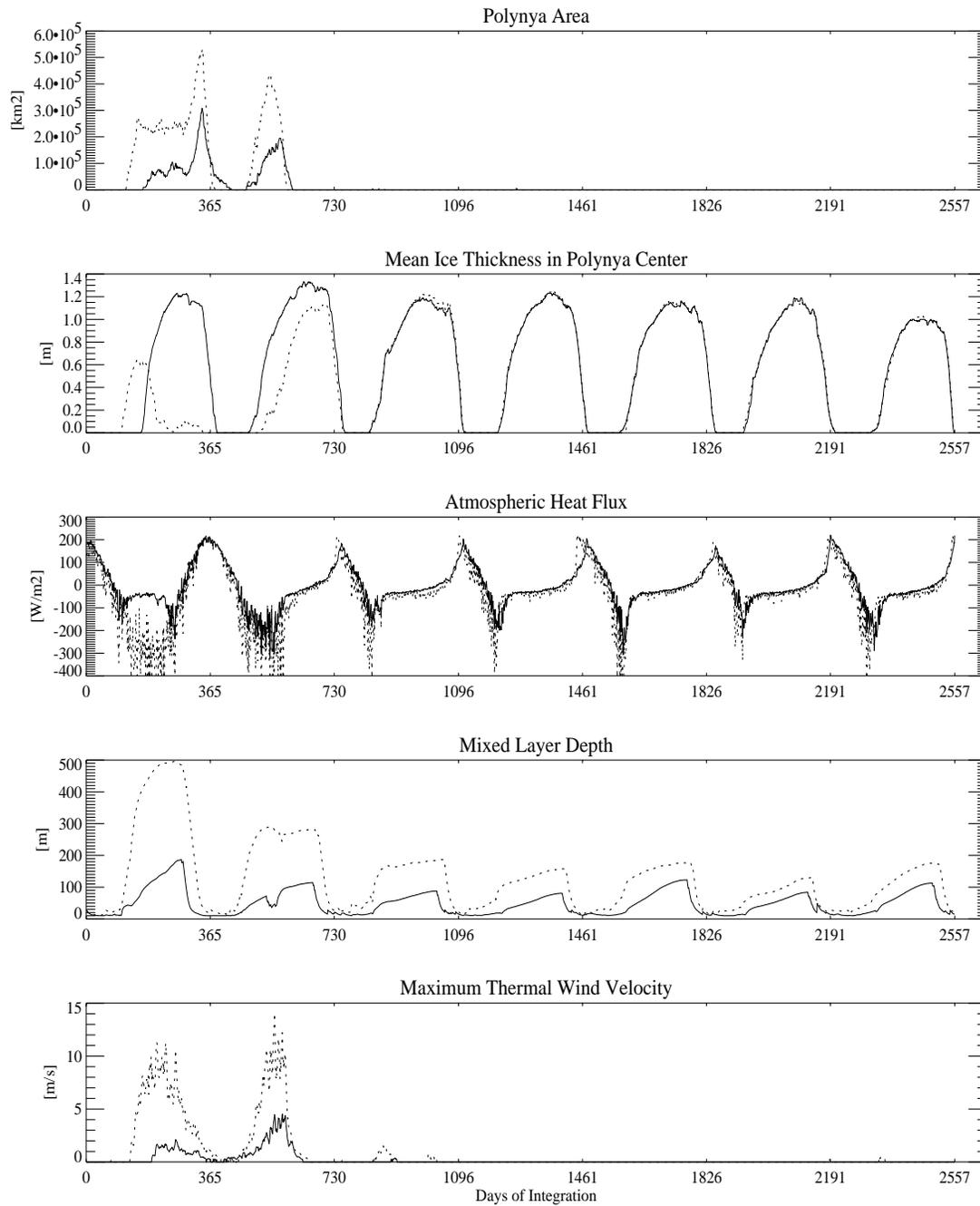


Abbildung 6.13: Die Entwicklung der Polynjafläche, der Eisdicke, des atmosphärischen Wärmeflusses und der Deckschichttiefe im Zentrum der Polynja sowie des maximalen thermischen Windes in einer Integration mit atmosphärischer Antwort bei Schwächung des ECMWF-Windfeldes um den Faktor 0.5 (durchgezogene Linie) im Vergleich zur ansonsten identischen Polynja-Simulation mit vollem ECMWF-Windfeld (gepunktet).

Dieses zunächst überraschende Resultat ist eine unmittelbare Folge der reduzierten Atmosphärenströmung: Die turbulenten Flüsse sensibler und latenter Wärme sind nach den Gleichungen (2.8) und (2.9) proportional zur Windgeschwindigkeit; wird der Betrag der Windgeschwindigkeit halbiert, halbieren sich auch die Wärmeflüsse, die im Falle einer Polynja die Temperaturanomale und damit das zyklonale Windfeld erzeugen. Das thermische Windfeld erreicht daher im Maximum nur 4 m/s, gegenüber rund 10 m/s im Vergleichslauf, ist also auch im Vergleich zum umgebenden großskaligen Windfeld weiter geschwächt und kann daher keinen Einfluß auf die Entwicklung der Polynja nehmen.

Durch die wegen des schwachen Bodenwindes reduzierten Wärmeflüsse fällt auch die winterliche Deckschichtvertiefung geringer aus: Die Deckschicht erreicht in dieser Integration nur eine Tiefe von 190 m; der ozeanische Wärmefluß bleibt fast immer unter 100 W/m^2 . Daher sind Fläche und Lebensdauer der Polynja in der Simulation mit halbierten Windgeschwindigkeiten sogar gegenüber der Integration ohne atmosphärische Rückkopplung reduziert.

Vergrößerung der Polynjafläche

Da die aufgenommene Wärmemenge gemäß Gleichung (5.26) sowohl proportional zur mittleren Aufenthaltszeit Δt als auch zur Ausdehnung der offenen Wasseroberfläche ist, ist zu erwarten, daß eine vergrößerte Fläche zu einer längeren Lebensdauer der Polynja führt.

Wird jedoch in der numerischen Simulation die Initialisierungsfläche verdoppelt, so wird zwar eine entsprechend vergrößerte Polynjafläche und ein stärkeres zyklonales Windfeld prognostiziert; die Lebensdauer der Polynja ist aber nur um wenige Tage verlängert.

Der Grund für die lange Lebensdauer der Polynja in den Simulationen mit $\Delta t = 12 \text{ d}$ und $\Delta t = 14 \text{ d}$ liegt also nicht nur in der höheren Windgeschwindigkeit, sondern auch in der längeren Antwortzeit der Atmosphäre. Dies wird bestätigt durch einen weiteren Variationslauf mit unveränderter Aufenthaltszeit aber um 50 % verstärktem zyklonalem Windfeld, in dem eine vergrößerte Polynjafläche, aber keine verlängerte Lebensdauer prognostiziert wird.

Variation des großskaligen Windfeldes

Das ECMWF-Windfeld ist die einzige der verwendeten Antriebsgrößen, die interannuale Variabilität aufweist. Daher ist es denkbar, daß die Lebensdauer der Polynja in der numerischen Simulation von der Wahl des Initialisierungsjahres abhängt.

Wird jedoch in verschiedenen Integrationen mit der Standardeinstellung aller

Parameter die Initialisierung der Polynja in der Deckschicht in verschiedenen Jahren vorgenommen, so variiert zwar zwischen den einzelnen Simulationen die Lebensdauer der Polynja um wenige Wochen, doch schließt sich in allen Fällen die Polynjafläche im Laufe des zweiten Winters nach der Initialisierung.

Auch Integrationen, in denen über alle sieben Integrationsjahre das Windfeld eines bestimmten Jahres wiederholt wird, unterscheiden sich hinsichtlich Fläche und Lebensdauer der Polynja nicht wesentlich von der „normalen“ Polynja-Simulation.

Parametrisierung der Flüsse von sensibler und latenter Wärme

Um zu untersuchen, wie empfindlich die gezeigten Resultate von der Parametrisierung der turbulenten Wärmeflüsse im Meereismodell abhängen, wird eine Reihe von Integrationen betrachtet, in denen die Austauschkoefizienten für sensible und latente Wärme (Gleichungen 2.8, 2.9) nicht auf den Standardwert $C_s = C_l = 1.75 \cdot 10^{-3}$ (Parkinson und Washington, 1979), sondern auf reduzierte Werte von $C_s = C_l = 1.3 \cdot 10^{-3}$ gesetzt sind.

Bei reduziertem Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre entsteht wie beschrieben eine schwächere Temperaturstörung und damit auch ein schwächeres thermisches Windfeld, so daß ein geringerer Einfluß auf die Meereisdecke zu erwarten ist. Dementsprechend wird erst für $\Delta t = 15$ d eine Verlängerung der Lebensdauer der Polynja auf drei Jahre prognostiziert.

Variation des Parameters z_0

Wie in Abschnitt 5.2 dargestellt, ist der Wert von z_0 ein Maß für die Breite der Glockenkurven, mit denen die Form der ausgelenkten Temperaturflächen beschrieben wird. Damit hat z_0 Einfluß auf den Betrag und die horizontale Ausdehnung des geostrophischen Störwindes. Je größer der Wert von z_0 ist, desto größer ist der Durchmesser des zyklonalen Windfelds, desto kleiner ist aber sein Betrag.

Der Standardwert von z_0 für die hier durchgeführten Untersuchungen ist 6000 m. Bei Variation des Wertes von z_0 zwischen 5000 und 8000 m ist kein signifikanter Einfluß auf die Entwicklung der Polynja festzustellen. Für $z_0 > 8000$ m wird das Windfeld jedoch so breit und schwach, daß seine Wirkung reduziert ist.

Kapitel 7

Fazit

Die numerischen Simulationen mit dem um eine vollständige Wechselwirkungsschleife Meereis – Atmosphäre erweiterten Meereis-Deckschicht-Modell lassen den Schluß zu, daß sich eine Polynja der 1974 bis 1976 im südlichen Ozean beobachteten Form durch den Aufbau eines sekundären zyklonalen Windfelds über mehrere Jahre selbst erhalten kann.

Die zeitliche Fortpflanzung der Störung erfolgt dabei im Winter durch eine lokale Erwärmung der Atmosphäre über der Polynja, im Sommer durch einen erhöhten Salzgehalt der ozeanischen Deckschicht.

Voraussetzung hierfür ist ein geringer Luftmassenaustausch über dem Gebiet der Polynja. Dies muß nicht gleichbedeutend mit einem schwachen Bodenwind sein: In den Analysen des ECMWF ist zu erkennen, daß im Winter südlich von 65°S die vektoriell gemittelte Strömungsgeschwindigkeit im Quartalsmittel nur wenige Meter pro Sekunde beträgt (Kottmeier et al., 1996). Durch alternierende Strömung oder eine geschlossene Zirkulation in der betrachteten Region kann also auch ohne die Annahme eines schwachen Bodenwindes der Luftmassenaustausch gering sein.

In solchen Situationen kann sich als Folge des erhöhten Flusses sensibler und latenter Wärme über der Polynja in der Atmosphäre eine lokale Temperaturstörung bilden. Das hiermit verbundene zyklonale thermische Windfeld modifiziert die Eisdrift und erhöht über den Effekt des Ekman-Pumpens den ozeanischen Wärmestrom, so daß bei Windgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 15 m/s eine bereits gebildete Polynja während der gesamten Winterperiode erhalten bleibt.

Neben dem Wärmestrom wird als Folge des Ekman-Pumpens auch Salz aus dem tiefen Ozean in die Deckschicht eingemischt. Der dadurch erhöhte Deckschicht-Salzgehalt baut sich wegen der langen für Transporte im Ozean relevanten Zeitskalen während der Sommerperiode nur teilweise ab. Zu Beginn des

folgenden Winters ist die Dichte der Deckschicht gegenüber der ungestörten Umgebung daher bereits erhöht, so daß schon die beginnende Abkühlung verstärkte Entrainment-Prozesse in Gang setzt. Auf diese Weise kann sich die Störung trotz der für atmosphärische Prozesse relevanten kurzen Zeitskalen über mehrere Jahre fortpflanzen.

Eine weitere Voraussetzung für eine signifikante Verlängerung der Lebensdauer einer Polynja ist eine genügend große Fläche. Je größer die Polynjafläche ist, desto mehr Wärme kann aus dem Ozean in die Atmosphäre fließen, desto stärker ist also das thermische Windfeld, das wiederum entscheidend für die Erhaltung der offenen Wasserfläche ist. Eine Polynja mit kleiner Fläche kann sich also nicht durch den Aufbau eines thermischen Windsystems selbst erhalten. In den hier durchgeführten Simulationen liegt die „kritische Fläche“ in der Größenordnung von 100 000 km²; eine genaue Festlegung des Wertes ist nicht möglich, da die Entwicklung des thermischen Windfeldes sehr empfindlich von den Annahmen zum Zustand der Atmosphäre abhängt.

Im Gegensatz zu den Beobachtungen der „Weddell-Polynja“ aus den Jahren 1974 bis 1976 verschiebt sich die simulierte Polynja nicht im Verlauf der Integration ostwärts. Dies läßt sich dadurch erklären, daß das eindimensionale Deckschichtmodell keine horizontale Advektion enthält und somit die Verschiebung des gestörten Gebietes mit dem mittleren Ozeanstrom nicht berücksichtigen kann. Da sich somit auch das Gebiet mit erhöhtem Wärmefluß nicht verlagern kann, ist das Zentrum der atmosphärischen Temperaturstörung im Modell ortsfest vorgegeben.

In der Natur dagegen ist die Position der Temperaturstörung an die offene Wasserfläche gebunden. Daher ist zu erwarten, daß nach einer entsprechenden Modifikation des Atmosphären- und des Deckschichtmodells oder nach Kopplung mit einem vollständigen Zirkulationsmodell auch dieses Merkmal der „Weddell-Polynja“ reproduziert werden könnte.

Die lokale Wechselwirkungsschleife Meereis – Atmosphäre – Ozean – Meereis im Bereich der Polynja würde auch durch eine Berücksichtigung der Advektion im Ozean nicht wesentlich verändert. Zwar bewegen sich Meereis und Ozean im allgemeinen mit verschiedenen Geschwindigkeiten und auch in verschiedene Richtungen, doch ist die Meereisanomalie an die Position der Deckschicht-Störung gebunden, so daß hinsichtlich der Prozesse, die die Lebensdauer der Polynja verlängern, keine wesentliche Änderung zu erwarten ist.

Die Lebensdauer einer Polynja nach ihrer Initialisierung durch eine Störung in der ozeanischen Deckschicht hängt also offenbar von der großräumigen Atmosphärenzirkulation ab: Nur wenn die mittlere Aufenthaltszeit einer Luftmasse über der Polynja ungewöhnlich lang, d. h. länger als im quasi-klimatologischen Mittel der ECMWF-Analysen ist, kann der Wärmeeintrag aus der offenen Wasserfläche eine genügend große Temperaturstörung aufbauen. Die Simulationsre-

sultate weisen darauf hin, daß die mittlere Grundströmung der Atmosphäre in diesem Fall unter 1 m/s liegen muß.

Die Frage, ob eine Polynja durch Veränderung der Atmosphärenzirkulation diese Bedingungen selbst schaffen kann, kann das hier angewandte einfache Atmosphärenmodell nicht untersuchen. Sie könnte durch Kopplung des Meereismodells mit einem atmosphärischen Zirkulationsmodell mit genügend feiner Auflösung beantwortet werden.

Danksagung

Diese Diplomarbeit entstand am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung (AWI), Bremerhaven unter der Betreuung von Prof. P. Lemke, für dessen Initiative und Unterstützung ich mich herzlich bedanke.

Ebenso herzlich möchte ich Ch. Kottmeier danken, der mich bei der Realisierung des hier vorgestellten Atmosphärenmodells betreute und viele wertvolle Hinweise gab.

Darüber hinaus bedanke ich mich bei L. Sellmann, der die Daten für die empirische Berücksichtigung der atmosphärischen Grenzschichteffekte zusammengestellt hat, bei M. Harder, der mir mit der Beantwortung einer Vielzahl von Fragen die Einarbeitung in die Physik und die Numerik des Meereismodells sehr erleichtert hat, und bei H. Rebhan für seine schnelle Hilfe bei allen Tücken der Unix-Welt, sowie bei allen hier nicht namentlich genannten Kollegen, insbesondere den Mitgliedern der AWI-Forschungsgruppe Meereis, die mich stets bereitwillig unterstützten.

Mein besonderer Dank gilt jedoch M. Kreyscher und H. Fischer. Ihre unermüdliche Hilfs- und Diskussionsbereitschaft hat die Lösung vieler während der Arbeit mit dem Modell aufgetretenen Probleme wesentlich erleichtert. M. Kreyscher hat mit der Bereitstellung geeigneter IDL-Routinen eine schnelle und umfassende Sichtung der Simulationsresultate erst ermöglicht.

Dem Deutschen Klimarechenzentrum (DKRZ) in Hamburg und dem Rechenzentrum des AWI danke ich für die Unterstützung bei den Modellläufen und der Datenverarbeitung. Darüber hinaus trugen die angenehme Arbeitsatmosphäre am AWI und die stete Hilfsbereitschaft der Kollegen wesentlich zu einem guten Gelingen dieser Arbeit bei.

Anhang A

Definition der modifizierten Skalentiefe d_T^*

Der Wärmehalt der gesamten Wassersäule zwischen $z = 0$ und $z = -h_b$ wird durch das Integral

$$H_T = \int_{-h_b}^0 T(z) dz \quad (\text{A.1})$$

$$= \int_{-h_b}^{-h_D} T_b + (T_D - T_b)e^{\frac{z+h_D}{d_T}} dz + \int_{-h_D}^0 T_D dz \quad (\text{A.2})$$

$$= (T_D - T_b)(h_D + d_T) + T_b h_b + d_T(T_b - T_D)e^{-\frac{h_b-h_D}{d_T}} \quad (\text{A.3})$$

beschrieben. Für $d_T \ll h_b - h_D$ verschwindet der letzte Summand und die Beziehung geht über in Gleichung (2.36). Die allgemeine Form (A.3) läßt sich umschreiben zu

$$H_T = (T_D - T_b) \left(h_D + d_T \left(1 - e^{-\frac{h_b-h_D}{d_T}} \right) \right) + T_b h_b \quad (\text{A.4})$$

und ist dann als

$$H_T = (T_D - T_b)(h_D + d_T^*) + T_b h_b, \quad (\text{A.5})$$

mit

$$d_T^* = d_T \left(1 - e^{-\frac{h_b-h_D}{d_T}} \right) \quad (\text{A.6})$$

formal identisch mit Gleichung (2.36). Zur allgemeinen Formulierung des Deckschichtmodells ist also nur in allen Gleichungen d_T durch d_T^* zu ersetzen. Für kleine Skalentiefen geht d_T^* in d_T über.

Analoge Beziehungen gelten für die Skalentiefe des Salzgehaltsprofils.

Anhang B

Auslenkung der Isentropen als Funktion des ozeanisch-atmosphärischen Wärmeflusses

Ausgehend von Gleichung (5.26) wird im folgenden eine Beziehung für die maximale Auslenkung h_m der Temperaturflächen abgeleitet. In allen Gleichungen bezeichnet der Index G stets den atmosphärischen Grundzustand. In

$$\begin{aligned} & \iiint \rho(x, y, z) \Delta T(x, y, z) dx dy dz = \\ & \iiint \rho(x, y, z) (T(x, y, z) - T_G(x, y, z)) dx dy dz \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

ist

$$\rho(x, y, z) \approx \rho_G(z) = \frac{m p_G(z)}{k T_G(z)}, \quad (\text{B.2})$$

wobei Luft wie üblich als ideales Gas behandelt wird. m ist die (mittlere) Molekularmasse von Luft; k bezeichnet die Boltzmann-Konstante. $p_G(z)$ und $T_G(z)$ bezeichnen Druck und Temperatur im Niveau z im atmosphärischen Grundzustand.

Für den Zusammenhang zwischen der in situ-Temperatur im Grundzustand $T_G(x, y, z)$ und der entsprechenden potentiellen Temperatur $\Theta_G(x, y, z)$ gilt:

$$T_G(z) = \Theta_G(z) \left(\frac{p_G(z)}{p_R} \right)^{\frac{R}{c_p}}, \quad (\text{B.3})$$

bzw.

$$T(x, y, z) = \Theta(x, y, z) \left(\frac{p(z)}{p_R} \right)^{\frac{R}{c_p}} \approx^1 \Theta(x, y, z) \left(\frac{p_G(z)}{p_R} \right)^{\frac{R}{c_p}}. \quad (\text{B.4})$$

Hierbei ist

$$\frac{R}{c_p} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} = 0.286 \quad \text{für Luft}, \quad (\text{B.5})$$

und

$$p_R = 1013 \text{ hPa} \quad (\text{B.6})$$

der Referenzdruck gemäß der Definition der potentiellen Temperatur der Atmosphäre.

Durch Einsetzen der Beziehungen (B.2), (B.3) und (B.4) läßt sich das Integral (B.1) nun in der Form

$$\iiint \frac{m}{k} p_G(z) \left(\frac{\Theta(x, y, z)}{\Theta_G(z)} - 1 \right) dx dy dz \quad (\text{B.7})$$

schreiben. Die Höhenabhängigkeit des Drucks wird durch die barometrische Höhenformel

$$p(z) = p_0 \cdot e^{-\frac{z}{z_s}}, \quad (\text{B.8})$$

beschrieben, wobei p_0 den Oberflächendruck (Niveau $z = 0$) und

$$z_s = \frac{k \tilde{T}}{m g} \quad (\text{B.9})$$

mit \tilde{T} als mittlerer Temperatur die sogenannte Skalenhöhe bezeichnet. Damit geht das Integral über in

$$\frac{m}{k} p_{G0} \iiint e^{-\frac{z}{z_s}} \left(\frac{\Theta(x, y, z)}{\Theta_G(z)} - 1 \right) dx dy dz. \quad (\text{B.10})$$

Zu bestimmen ist jetzt nur noch $\Theta(x, y, z)$, was aber mit den bisher abgeleiteten Beziehungen noch nicht möglich ist. Gleichung (5.18) gibt nämlich nur die vertikale Auslenkung der Θ -Fläche an, die im Grundzustand über der Position (x, y) in der Höhe z verläuft: Im gestörten Temperaturenbau verläuft sie über der Position (x, y) in der Höhe $z + \eta(x, y, z)$, schneidet also den Punkt $(x, y, z + \eta(x, y, z))$, wobei im Rahmen dieser Anwendung $\eta < 0$ gilt. Dagegen läßt sich aus Gleichung (5.18) zunächst nicht ablesen, welche Θ -Fläche im gestörten Temperaturenbau den Punkt (x, y, z) schneidet, denn dazu muß das Niveau z_G bekannt sein, aus dem die betreffende Θ -Fläche ausgelenkt ist. Ist z_G bestimmt

¹Der bei dieser Näherung gemachte Fehler ist bei physikalisch sinnvollen Störungen kleiner als 2%.

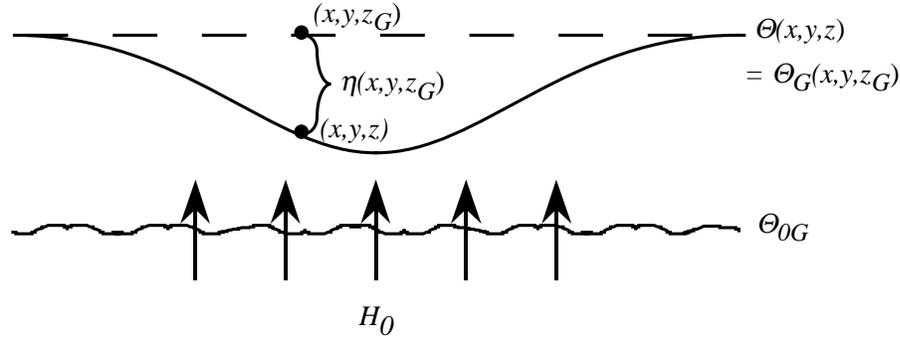


Abbildung B.1: Querschnitt durch eine ausgelenkte Temperaturfläche mit den zu ihrer Beschreibung eingeführten Größen. Die gestrichelte Θ -Fläche bezieht sich auf den atmosphärischen Grundzustand. $\eta(x, y, z_G)$ bezeichnet ihre vertikale Auslenkung.

(Abschnitt 5.3), so läßt sich mit Hilfe von Gleichung (5.1) auch die Temperatur $\Theta(x, y, z)$ an diesem Punkt berechnen: Wie Abbildung B.1 zeigt, ist

$$\Theta(x, y, z) = \Theta_G(x, y, z_G) = \Theta_{0G} + \frac{\overline{\Theta N^2}}{g} z_G(x, y, z). \quad (\text{B.11})$$

Damit läßt sich das Integral (B.10) so umschreiben, daß sein Wert nur noch von z_G abhängt: Mit

$$\frac{\Theta(x, y, z)}{\Theta_G(x, y, z)} - 1 = \frac{\Theta_{0G} + \frac{\overline{\Theta N^2}}{g} z_G - \left(\Theta_{0G} + \frac{\overline{\Theta N^2}}{g} z \right)}{\Theta_{0G} + \frac{\overline{\Theta N^2}}{g} z} \quad (\text{B.12})$$

$$= \frac{\frac{\overline{\Theta N^2}}{g} (z_G - z)}{\Theta_{0G} + \frac{\overline{\Theta N^2}}{g} z} \quad (\text{B.13})$$

$$= - \frac{\frac{\overline{\Theta N^2}}{g} \eta(x, y, z_G)}{\Theta_{0G} + \frac{\overline{\Theta N^2}}{g} z} \quad (\text{B.14})$$

folgt nämlich:

$$H_0 F \Delta t = -c_p \frac{m}{k} p_{G0} \iiint e^{-\frac{z}{z_s}} \frac{\frac{\overline{\Theta N^2}}{g} \eta(x, y, z_G)}{\Theta_{0G} + \frac{\overline{\Theta N^2}}{g} z} dx dy dz \quad (\text{B.15})$$

Nach Einsetzen von Gleichung (5.18) läßt sich dies nach h_m auflösen. Gleichzeitig erfolgt der Übergang zu Zylinderkoordinaten für die Integration:

$$h_m = -\frac{2\pi H_0 F \Delta t}{c_p \frac{m}{k} p_{G0} \frac{\bar{\Theta} N^2}{g}} \cdot \left(\iint \frac{\left(\frac{z_G}{z_0} + 1\right) e^{-\frac{z}{z_s}}}{\left(\Theta_{0G} + \frac{\bar{\Theta} N^2}{g} z\right) \left(\frac{R^2}{R_0^2} + \left(\frac{z_G}{z_0} + 1\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}} R dR dz \right)^{-1} \quad (\text{B.16})$$

Dies ist die gesuchte Gleichung zur Bestimmung von h_m .

Literaturverzeichnis

- Alam, A. und J. Curry** Lead-induced atmospheric circulations. JGR, 100(C3):4643-4651, 1995.
- Andreas, E. L., C. A. Paulson, R. M. Williams, R. W. Lindsay und J. A. Businger** The turbulent heat flux form Arctic Leads. Boundary Layer Meteorol., 17:57-91, 1979.
- Carsey, F. D.** Microwave observations of the Weddell polynya. Mon. Wea. Rev. 108, 2032-2044, 1980.
- Comiso, J. C. und A. L. Gordon** Recurring polynyas over the Cosmonaut Sea and the Maud Rise. J. Geophys. Res., 92:2819-3834, 1987.
- Eicken, H., M. Lange, H. W. Hubberten und P. Wadhams**
Characteristics and distribution patterns of snow and meteoric ice in the Weddell Sea and their contribution to mass balance of sea ice. Annales Geophysicae, 12: 80-93, 1994.
- Fahrbach, E.** Zirkulation und Wassermassenbildung im Weddellmeer. Die Geowissenschaften, 7:246-253, 1993.
- Fischer, H. und P. Lemke** On the required accuracy of atmospheric forcing fields for driving dynamic-thermodynamic sea ice models. In: The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment, Geophysical Monograph vol. 85, AGU, Washington, USA, 1994.
- Fischer, H.** Vergleichende Untersuchungen eines optimierten dynamisch-thermodynamischen Meereismodells mit Beobachtungen im Weddellmeer. Berichte zur Polarforschung 166, ISSN 0176-5027, Alfred-Wegener-Institut (AWI), Bremerhaven, 1995.
- Flato, G. M. und W. D. Hibler III** An initial numerical investigation of the extent of sea-ice ridging. Annals of Glaciology, 15:31-36, 1991.
- Gill, A. E.** Atmosphere-ocean dynamics. International Geophysics Series, vol. 30, Academic Press, 1982.

- Glendening, J. W.** Horizontally integrated atmospheric heat flux from an Arctic lead. *J. Geophys. Res.* 100, 4613-4620, 1995.
- Gloersen, P. und W. J. Campbell** Arctic and Antarctic sea ice, 1978-1987: satellite passive-microwave observations and analysis. NASA SP no. 511, 1993.
- Glowienka-Hense, R. und A. Hense** The effect of an arctic polynya on the Northern hemisphere mean circulation and eddy regime: a numerical experiment. *Climate Dynamics*, 7:155-163, 1992.
- Glowienka-Hense, R.** GCM Response to an Antarctic Polynya. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 68(4):303-317, 1995.
- Gordon, A. L.** Deep Antarctic convection west of Maud Rise. *JPO*, 8:600-612, 1978.
- Gordon, A. L.** Seasonality of Southern Ocean Sea Ice. *J. Geophys. Res.*, 86(C5):4193-4197, 1981.
- Gordon, A.** Weddell deep water variability. *J. Mar. Res.*, 40:199-217, 1982.
- Gordon, A. L. und B. A. Huber** Thermohaline stratification below the Southern Ocean sea ice. *J. Geophys. Res.*, 89:641-648, 1984.
- Gordon, A. L. und B. A. Huber** Southern Ocean Winter Mixed Layer. *J. Geophys. Res.*, 95:11655-11672, 1990.
- Gordon, A.** Two stable modes of Southern Ocean winter stratification. P. C. Chu and J. C. Gascard (Editors), *Deep Convection and Deep Water Formation in the Oceans*, Elsevier Science Publishers B. V., 17-35, 1991.
- Gray, J. M. N. T. und L. W. Morland** A two-dimensional model for the dynamics of sea ice. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 347:219-290, 1994.
- Harder, M.** Erweiterung eines dynamisch-thermodynamischen Meereismodells zur Erfassung deformierten Eises. *Berichte aus dem Fachbereich Physik, Report 50*, Alfred-Wegener-Institut (AWI), Bremerhaven, 1994.
- Harder, M. und P. Lemke** Modelling the extent of sea ice ridging in the Weddell Sea. In: *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment*, Geophysical Monograph vol. 85, AGU, Washington, USA, 1994.
- Harder, M.** Dynamik, Rauzigkeit und Alter des Meereises in der Arktis – Numerische Untersuchungen mit einem großskaligen Modell. *Berichte zur Polarforschung* 203, ISSN 0176-5027, Alfred-Wegener-Institut (AWI), Bremerhaven, 1996.

- Hartmann, J., Ch. Kottmeier, Ch. Wamser und E. Augstein** Aircraft measured atmospheric momentum, heat and radiation fluxes over Arctic sea ice. In: *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment*, Geophysical Monograph vol. 85, AGU, Washington, USA, 1994.
- Hellmer, H. H. und M. Bersch** The Southern Ocean. AWI Berichte zur Polarforschung Nr.26, Dezember 1985.
- Hibler, W. D., III** Differential sea ice drift II. Comparison of mesoscale strain measurements to linear drift theory predictions. *J. Glaciol.*, 13:457-471, 1974.
- Hibler, W. D., III** A viscous sea ice law as a stochastic average of plasticity, *JGR* 82(27):3932-3938, 1977.
- Hibler, W. D., III** A dynamic thermodynamic sea ice model. *JPO*, 9(4):815-846, 1979.
- Hibler, W. D., III** The role of sea ice dynamics in modeling CO_2 increases. In: *Climate precesses and climate sensitivity*, 29:238-253, Hrsg. J. E. Hansen und T. Takahashi, Geophysical Monograph, AGU, Washington, D. C., 1984.
- Hibler, W. D., III** Sea ice models and remote sensing. *Proceedings of a Conference on the Use of Satellite Data in Climate Models*, Alpbach, Austria, ESA SP-244, 1985.
- Hopkins, M. A., W. D. Hibler III und G. M. Flato** On the numerical simulation of the sea ice ridging process. *JGR*, 96(C3):4809-4820, 1991.
- Idso, S. B. und R. D. Jackson** Thermal radiation from the atmosphere. *JGR*, 74:5379-5403, 1969.
- Ip, Ch. F.** Numerical investigation of different rheologies on sea-ice dynamics (Ph. D. thesis). Thayer School of Engineering, Dartmouth College, Hanover, New Hampshire, 1993.
- König-Langlo, G. und E. Augstein** Parameterization of the downward long-wave radiation at the Earth's surface in polar regions. *Meteorol. Zeitschrift*, p. 343-347, N. F. 3., H. 6, 1994
- Kottmeier, Ch. und H.-U. Stuckenberg** A Quasi-Geostrophic Flow Solution for the Circulation over Antarctica. *Beitr. Phys. Atmosph.* Vol. 59, No. 4, November 1986.
- Kottmeier, Ch. und D. Engelbart** Generation and atmospheric heat exchange of coastal polynyas in the Weddell Sea. *Boundary Layer Meteorology*, 60:207-234, 1992.

- Kottmeier, Ch. und L. Sellmann** Physikalische Prozesse im antarktischen Meereisgebiet. Schlußbericht zum BMFT-geförderten Forschungsvorhaben, Kennziffer 07 KFT 6171. Institut für Umweltphysik, Universität Bremen, Fachbereich Physik/Elektrotechnik, 1995.
- Kottmeier, Ch. und L. Sellmann** Atmospheric and oceanic forcing of Weddell Sea ice motion. *J. Geophys. Res.*, im Druck, 1996.
- Kottmeier, Ch., S. Ackley, E. Andreas, D. Crane, H. Hoerber, J. King, J. Launiainen, D. Limbert, D. Martinson, R. Roth, L. Sellmann, P. Wadhams und T. Vihma** Wind and ice motion statistics in the Weddell Sea. Zur Veröffentlichung vorgesehen, 1996.
- Laevastu, T.** Factors affecting the temperature of the surface layer of the sea. *Comment. Phys. Math.*, 25, 1, 1960.
- Law, R., I. Simmonds und W. F. Budd** Application of an atmospheric tracer model to high southern latitudes. *Tellus*, 44B:358-370, 1992.
- Lemke, P. und T. O. Manley** The seasonal variation of the mixed layer and the pycnocline under polar sea ice. *JGR*, 89(C4):6494-6504, 1984.
- Lemke, P.** A coupled one-dimensional sea ice - ocean model. *JGR*, 92(C12): 13164-13172, 1987.
- Lemke, P., W. B. Owens und W. D. Hibler, III** A coupled sea ice - mixed layer - pycnocline model for the Weddell Sea. *JGR*, 95(C6):9513-9525, 1990.
- Lemke, P.** Modelling Sea Ice - Mixed Layer Interaction. NATO ASI Series, vol.I 11, 1993.
- Leppäranta, M.** A growth model for black ice, snow ice, and snow thickness in subarctic basins. *Nordic Hydrology*, 14:59-70, 1983.
- Loewe, P.** Full sea ice model forced with GCM atmosphere. In: Sea ice properties and processes, proceedings of the W. F. Weeks Sea Ice Symposium, Hrsg. S. F. Ackley und W. F. Weeks, CRREL Monograph 90-1, 1990.
- Long, R. R.** Kontinuumsmechanik, Berliner Union, Stuttgart, 1964.
- Marshunova, M. S.** Principal characteristics of the radiation balance of the underlying surface and of the atmosphere in the Arctic. In: Soviet data on the Arctic heat budget and its climatic influence, 51-131, Hrsg. B. Keller, J. O. Fletcher und S. M. Olenicoff, Rand Corporation, Santa Monica, USA, 1966.

- Martinson, D. G., P. D. Killworth und A. L. Gordon** A Convective Model for the Weddell Polynya. *J. Phys. Oceanogr.* 11, S. 466-487, 1981.
- Martinson, D. G.** Open ocean convection in the southern ocean. P. C. Chu and J. C. Gascard (Editors), *Deep Convection and Deep Water Formation in the Oceans*. Elsevier Science Publishers B. V., 37-52, 1991.
- Maykut, G. A. und N. Untersteiner** Numerical prediction of the thermodynamic response of arctic sea ice to environmental changes. Memo. RM-6093-PR, Rand Corp., Santa Monica, CA, 1969.
- Maykut, G. A. und N. Untersteiner** Some results from a time-dependent thermodynamic model of sea ice. *JGR*, 76:1550-1575, 1971.
- Maykut, G. A.** Estimates of the regional heat and mass balance of the ice cover. In: *A Symposium on Sea Ice Processes and Models*, September 6-9, 1977, vol. I: 65-74, University of Washington, Seattle, 1977.
- Maykut, G. A.** Energy exchange over young sea ice in the Central Arctic. *J. Geophys. Res.*, 83:3646-3658, 1978.
- McPhee, M. G. und J. D. Smith** Measurement of the turbulent boundary layer under pack ice. *J. Phys. Oceanogr.*, 6:696-711, 1976.
- McPhee, M. G.** The effect of the oceanic boundary layer on the mean drift of pack ice: Application of a simple model. *J. Phys. Oceanogr.*, 9:388-400, 1979.
- McPhee, M. G.** An analysis of pack ice drift in summer. In: *Sea ice processes and models*, Hrsg. R. S. Pritchard, 62-75. AIDJEX international commission on snow and ice symposium, University of Washington, Seattle, 1980.
- Mellor, M.** Mechanical behavior of sea ice. In: *Geophysics of sea ice*, Hrsg. . N. Untersteiner, 165-281. Plenum Press, Ney York, 1986.
- Mesinger, F. und A. Arakawa** Numerical methods used in atmospheric models. *Global Atmospheric Research Program Publication Series*, vol. 17, WMO, Genf, 1976.
- Murray, F. W.** On the computation of saturation vapor pressure. *J. Appl. Meteorol.*, 6:203-204, 1967.
- Niiler, P. P. und E. B. Kraus** One-dimensional models of the upper ocean. In: *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*, Hrsg. E. B. Kraus, 143-172, Pergamon, New York, 1977.

- Olbers, D., V. Gouretski, G. Seiss und J. Schröter** Hydrographic atlas of the Southern Ocean. Alfred Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1992.
- Overland, J. E. und K. L. Davidson** Geostrophic drag coefficients over sea ice. *Tellus*, 44A:54-66, 1992.
- Owens, W. B. und P. Lemke** Sensitivity studies with a sea ice-mixed layer-pycnocline model in the Weddell Sea. *JGR*, 95(C6):9527-9538, 1990.
- Parkinson, C. L. und W. M. Washington** A large-scale numerical model of sea ice. *JGR*, 84(C1):311-337, 1979.
- Parkinson, C. L.** On the Development and Cause of the Weddell Polynya in a Sea Ice Simulation. *J. Phys. Oceanogr.* 13, S. 501-511, 1983.
- Pinto, J. O., J. A. Curry und K. L. McInnes** Atmospheric convective plumes emanating from leads, 1, Thermodynamic structure. *JGR*, 100:4621-4631, 1995.
- Pollard, D., M. L. Batteen und Y.-H. Han** Development of a simple upper-ocean and sea ice model. *J. Phys. Oceanogr.*, 13:754-786, 1983.
- Prandtl, L., K. Oswatitsch und K. Wieghardt** Führer durch die Strömungslehre. 8. Auflage, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig / Wiesbaden, 1984.
- Roedel, W.** Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1992.
- Ross, H.** Ein massenerhaltendes hydrographisches Inversmodell mit verallgemeinerter Vertikalkoordinate angewandt auf den Atlantischen Sektor des Südlichen Ozeans. Dissertation, Universität Bremen, in Vorbereitung 1996.
- Rossow, W.B. et al.** ISCCP Documentation of Cloud Data, WMO/TD-No. 266, 1991.
- Rothrock, D. A.** The energetics of the plastic deformation of pack ice by ridging. *JGR*, 80(30):4514-4519, 1975.
- Semtner, A. J., Jr.** A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate. *JPO*, 6(3):379-389, 1976.
- Semtner, A. J.** On modelling the seasonal thermodynamic cycle of sea ice in studies of climatic change. *Climatic Change*, 6:27-37, 1984.

- Smith, D. S.** Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *JGR*, 93(C12):15467-15472, 1988.
- Smith, R. B.** The influence of mountains on the atmosphere. *Advances in Geophysics* 21, S. 87-230, 1979.
- Smolarkiewicz, P. K.** A simple positive definite advection scheme with small implicit diffusion. *Monthly Weather Review*, 111:479-486, 1983.
- Stössel, A.** Meereismodellierung im südlichen Ozean. Examensarbeit Nr.6, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Dez. 1990.
- Stössel, A.** Sensitivity of Southern Ocean sea ice simulations to different atmospheric forcing algorithms. *Tellus*, 44A:395-413, 1992a.
- Stössel, A.** The Hamburg sea ice model. Technical report no. 3, Deutsches Klimarechenzentrum (DKRZ), Hamburg, 1992b.
- van Loon, H.** Cloudiness and precipitation in the southern hemisphere. *Meteorol. Monogr.*, 13:101-111, 1972.
- Vowinckel, E. und S. Orvig** Synoptic energy budgets from the Beaufort Sea. In: *Energy fluxes over polar surfaces*, 299 pp, Hrsg. S.Orvig, WMO, 1973.
- Zillman, J. W.** A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the southern hemisphere oceans. In: *Meteorological study*, vol. 26, 526pp., Bureau of Meteorology, Dept. of the Interior, Canberra, Australia, 1972.
- Zwally, H. J., J. C. Comiso und C. L. Parkinson**
Satellite-Derived Ice Data Sets No.1: Antarctic Monthly Average Microwave Brightness Temperatures and Sea Ice Concentrations 1973-1976. NASA Technical Memorandum 83812, Nov. 1981.
- Zwally, H. J., J. C. Comiso und A. L. Gordon** Antarctic offshore leads and polynyas and oceanographic effects. *Oceanology of the Antarctic continental Shelf*, S. Jacobs (Editor), *Ant. Res. Ser.* 43, Am. Geophys. Un., Wash. D. C., 203-226, 1985.